



**n-InP YARIİLETKENİ İLE HAZIRLANAN TiO₂ ARAYÜZEY TABAKALI
METAL YARIİLETKEN KONTAKLARIN ELEKTRİKSEL
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Ahmet Kürşat BİLGİLİ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

TEMMUZ 2015

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.

Ahmet Kürşat Bilgili

10/07/2015

n-InP YARIİLETKENİ İLE HAZIRLANAN TiO₂ ARAYÜZEY TABAKALI METAL YARIİLETKEN KONTAKLARIN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

(Yüksek Lisans Tezi)

Ahmet Kürşat BİLGİLİ

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Temmuz 2015

ÖZET

Bu çalışmada, (100) yönelimli, 500 µm kalınlığında $3,13 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ taşıyıcı yoğunluğuna sahip n-InP yarıiletkeni üzerine sputtering (püskürtme) metodu ile Ag/TiO₂/n-InP/Au yapılar oluşturuldu. Arayüzeydeki TiO₂ filmler püskürtme cihazında iki farklı kalınlıkta, 60 Å ve 120 Å olarak büyütüldü. Bu yapıların bazı temel parametreleri 120-420 K sıcaklık aralığında incelendi. Hazırlanan yapıların akım-gerilim (I-V) ölçümlerinden; idealite faktörü n, Schottky engel yüksekliği Φ_B ve diğer bazı diyot parametreleri hesaplandı. Oda sıcaklığında, engel yüksekliği 60 Å film kalınlığı için 0,524 eV, idealite faktörü 1,39 ve 120 Å film kalınlığı için ise 0,50 eV, 1,42 bulundu. Sıcaklık artışıyla idealite faktörünün azaldığı, bariyer yüksekliğinin ise arttığı gözlemlendi. Akım iletimi ile ilgili olarak termoiyonik emisyon, Cheung Cheung metodu, Norde metodu uygulanarak parametreler hesaplandı ve bulunan sonuçlar kıyaslandı. Akım-gerilim ölçümlerinden elde edilen verilere Gauss Dağılımı uygulandı ve diyotların ikili Gauss Dağılımı verdiği görüldü, ortalama engel yükseklikleri Gauss Dağılımından hesaplandı.

Bilim Kodu : 202. 1. 147
Anahtar Kelimeler : MS yapılar, Schottky engel yüksekliği, TiO₂ film kalınlığı, İdealite faktörü, Schottky kontaklar
Sayfa Adedi : 70
Danışman : Doç. Dr. Metin ÖZER

INVESTIGATING THE ELECTRICAL PROPERTIES OF METAL SEMICONDUCTOR
CONTACTS PREPARED ON n-InP SEMICONDUCTOR WITH TiO₂ INTERFACIAL
LAYER

(M.Sc.Thesis)

Ahmet Kürşat BİLGİLİ

GAZİ UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

July 2015

ABSTRACT

In this study, Ag/TiO₂/n-InP structures were prepared on n-type InP semiconductor with orientation (100) and having 500 µm thickness and carriers concentration of $3,13 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ by sputtering method. The TiO₂ films with two different thickness were formed on the n-InP by sputtering system. Some basic electrical parameters of these Ag/TiO₂/n-InP/Au structures were investigated in the range of 120-420 K. Ideality factor n , Schottky barrier heights Φ_B and other related diode parameters of prepared structures have been calculated by current- voltage (I-V) measurements. At room temperature, it has been determined for barrier height as 0,524 eV and for ideality factor as 1,39 for 60 Å film thickness, 0,50 eV and 1,42 for 120 Å film thickness, respectively. It has been observed that ideality factor decreases and barrier height increases with an increase in temperature. Related with current transport, termoionic emission theory, Cheung Cheung method and Norde method are used to calculate the diodes parameters and they are compared with each other. Gauss distribution is applied to the data gained from I-V measurements. It is seen that the diodes gave double Gaussian distribution. Mean barrier heights are calculated by using Gaussian distribution.

Science Code : 202. 1. 147
Key Words : MS Structure, Schottky barrier height, ideality factor, Schottky contacts, film thickness
Page Number : 70
Supervisor : Assoc. Prof. Dr. Metin ÖZER

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca hep yanımda olan, deneyimlerinden ve bilgisinden yararlandığım, sayın hocam Doç. Dr. Metin ÖZER'e çok teşekkür ederim. Numunelerin hazırlanmasında yardımcı olan Gazi Üniversitesi Fotonik Araştırma ve Uygulama Laboratuvarı yöneticilerine ve çalışanlarına özellikle Halil İbrahim EFKERE'ye teşekkür ederim. Akım-gerilim ölçümleri sırasında bilgi ve deneyimlerinden faydalandığım sayın hocam Prof. Dr. Selim ACAR' a teşekkür ederim. Sorularımı cevapsız bırakmayan arkadaşım Tamer GÜZEL'e teşekkür ederim. Manevi destekleriyle her zaman yanımda olan sevgili eşim Güher'e, ikizlerim Selin ve Özgür'e teşekkürü bir borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	x
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xiii
1.GİRİŞ.....	1
2.TEORİK BİLGİ.....	6
2.1. Metal-Yarıiletken Kontaklar.....	6
2.1.1. Metal-Yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontaklar.....	7
2.1.2. Metal-Yarıiletken omik kontaklar.....	9
2.2. Schottky Diyotlarda Akım İletim Mekanizmaları.....	11
2.2.1. Schottky diyotlarda termoiyonik emisyon teorisi.....	12
2.3. Schottky Engellerde İdeal Durumdan Sapmalar.....	17
2.3.1. Engel yüksekliğinin beslem voltajına bağlılığı.....	17
2.3.2. Seri direnç etkisi.....	18
2.4. Düz Bant Engel Yüksekliği ve Sıcaklık Bağlılığı.....	18
2.5. İdealite Faktörü ve Engel Yüksekliğinin Sıcaklık Bağlılığı.....	21
2.5.1. T_0 Anormalliği.....	21
2.5.2. Gaussian engel dağılımı- $P(\Phi_B)$	22

Sayfa

2.6. Richardson Eğrileri ile Aktivasyon Enerjisinin ve Richardson Sabitinin Bulunması.....	24
2.7. Norde Fonksiyonu.....	26
2.8. Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi.....	28
2.9. InP ve Onunla İlgili Malzemelerin Teknolojideki Önemi.....	30
2.9.1. InP Yarıiletkeninin Özellikleri.....	30
3. DENEYSEL SİSTEM.....	33
3.1. Kristal Temizleme.....	33
3.2. Omik Kontağın Oluşturulması.....	34
3.3. Doğrultucu Kontak Oluşturulması.....	36
3.4. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri.....	38
3.4.1. Akım-Voltaj (I-V) ölçüm düzeneği.....	38
4. DENEYSEL SONUÇLAR.....	41
4.1. Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri.....	41
5. SONUÇ.....	67
KAYNAKLAR.....	69
ÖZGEÇMİŞ.....	70

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. InP'ın bazı özellikleri	31
Çizelge 4.1. Termiyonik teoriye göre diyotların parametreleri.....	45
Çizelge 4.2. Ag/TiO ₂ /n-InP(60A-120A film) diyotunun 120K-420K aralığındaki hesaplanan parametreleri.....	48
Çizelge 4.3. Numunelerin 120K ile 420K arasında Norde parametreleri	54
Çizelge 4.4. Gauss Dağılımına göre sonuçlar.....	66
Çizelge 4.5. Düzeltilmiş Richardson grafiğine göre sonuçlar.....	66

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Metal ve n-tipi yarıiletkenin enerji band diyagramları($\Phi_m > \Phi_s$)	6
Şekil 2.2. Termal dengedeki metal n-tipi yarıiletken doğrultucu kontakın enerji-bant diyagramı.....	8
Şekil 2.3. (a) Doğru beslem altında metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontağı, (b) ters beslem altında metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontağı enerji-bant diyagramları.....	9
Şekil 2.4. Metal-n tipi yarıiletken omik kontakın enerji-bant diyagramları. (a) Kontakdan önce,(b) termal denge,(c)düz beslem, (d)ters beslem durumları.....	10
Şekil 2.5. Schottky diyotlarda akım iletim mekanizmaları şematik gösterim.....	12
Şekil 2.6. Seri direncin akım-gerilim karakteristiği üzerindeki etkisi.....	18
Şekil 2.7. nkT/q 'nun kT/q 'ya göre grafiği.....	27
Şekil 2.8. InP'ın birim hücresi.....	31
Şekil 4.1. Ag/TiO ₂ /n-InP (60 Å film) numunesinin 120K ile 420K arasında yarılogaritmik akım voltaj eğrisi.....	43
Şekil 4.2. Ag/TiO ₂ /n-InP (120 Å film) numunesinin 120 K ile 420 K arasında yarı logaritmik akım voltaj eğrisi.....	44
Şekil 4.3. İdealite faktörü ve Bariyer yüksekliklerinin sıcaklığa göre değişimini gösteren grafik.....	46
Şekil 4.4. Ag/TiO ₂ /n-InP(60 Å film) numunesinin 300 K de H(I)'nın Akıma karşı grafiği.....	49
Şekil 4.5. Ag/TiO ₂ /n-InP(60 Å film) numunesinin 300 K de dV/d(ln(I))'nın Akıma karşı grafiği.....	49
Şekil 4.6. Ag/TiO ₂ /n-InP(120 Å film) numunesinin 300 K de H(I)'nın Akıma karşı grafiği.....	50

Şekil	Sayfa
Şekil 4.7. Ag/TiO ₂ /n-InP(120 Å film) numunesinin 300 K de dV/d(lnI)'nın Akıma karşı grafiği.....	50
Şekil 4.8. Ag/TiO ₂ /n-InP(60 Å film) numunesinin 300-420 K de F(V)'nın Voltaja(V) karşı grafiği.....	52
Şekil 4.9. Ag/TiO ₂ /n-InP(120 Å film)numunesinin 300-420 K de F(V)'nın Voltaja(V) karşı grafiği.....	53
Şekil 4.10. Ag/TiO ₂ / n-InP(120 Å film) diyotuna ait Ln(I ₀ /T ²) nin 1000/T'ye göre grafiği.....	55
Şekil 4.11. Ag/TiO ₂ / n-InP(60 Å film) diyotuna ait Ln(I ₀ /T ²) nin 1000/T'ye göre grafiği.....	56
Şekil 4.12. Ag/TiO ₂ /n-InP(60Å film) diyotuna engel yükseliği (Φ _{bo})'nin idealite faktörüne(n) göre grafiği.....	57
Şekil 4.13. Ag/TiO ₂ /n-InP(120 Å film)diyotuna engel yükseliği (Φ _{bo})'nin idealite faktörüne(n) göre grafiği.....	58
Şekil 4.14. Ag/TiO ₂ /n-InP(60 Å film) diyotuna engel yükseliği (Φ _{ap}) ve (n ⁻¹ -1)'nin q/(2kT) ⁻¹ göre grafiği.....	61
Şekil 4.15. Ag/TiO ₂ /n-InP(120 Å film) diyotuna engel yükseliği (Φ _{ap}) ve (n ⁻¹ -1)'nin q/(2kT) ⁻¹ göre grafiği.....	62
Şekil 4.16. Ag/TiO ₂ /n-InP(120 Å film) diyotunun çizilen ln(I ₀ /T ²)-q ² σ ₀ ² /2k ² T ² , nin 1000/T'ye göre grafiği(düşük sıcaklık).....	63
Şekil 4.17. Ag/TiO ₂ /n-InP(120 Å film) diyotunun çizilen ln(I ₀ /T ²)-q ² σ ₀ ² /2k ² T ² , nin 1000/T'ye göre grafiği(yüksek sıcaklık).....	64
Şekil 4.18. Ag/TiO ₂ /n-InP(60 Å film) diyotunun çizilen ln(I ₀ /T ²)-q ² σ ₀ ² /2k ² T ² , nin 1000/T'ye göre grafiği(düşük sıcaklık).....	64
Şekil 4.19. Ag/TiO ₂ /n-InP(60 Å film) diyotunun çizilen ln(I ₀ /T ²)-q ² σ ₀ ² /2k ² T ² , nin 1000/T'ye göre grafiği(yüksek sıcaklık).....	65

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simge ve kısaltmalar açıklamaları ile birlikte aşağıda verilmiştir.

Simgeler	Açıklama
n	İdealite faktörü
R_s	Seri direnç
T	Mutlak sıcaklık
T_0	İdealite faktörünün sıcaklıkla değişim katsayısı
V_d	Ekleme oluşturan potansiyel(difüzyon potansiyeli)
V_n	İletkenlik bandı ile fermi seviyesi arasındaki enerji farkı
V_p	Fermi seviyesi ile değerlik bandı arasındaki enerji farkı
V_F	Düz beslem
V_R	Ters beslem
V_y	Yalıtkan üzerine düşen gerilim
V_{yi}	Yalıtkan üzerine düşen gerilim
Φ_b	Engel yüksekliği
Φ_{B0}	Sıfır beslem engel yüksekliği
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_{Bn}	n-tipi yarıiletken için engel yüksekliği
Φ_{Bp}	p-tipi yarıiletken için engel yüksekliği
Φ_c	Etkin engel yüksekliği
Δ	Yalıtkan tabakanın kalınlığı
μ_n	Elektronların mobilitesi
χ_s	Elektronların yakınlığı
W_d	Tüketim bölgesi kalınlığı

Simgeler	Açıklama
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_i	Metalin dielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik katsayısı
A^*	Richardson sabiti
A^{**}	Etkin Richardson sabiti
h	Planck sabiti
Hz	Frekans
I	Akım
I_0	Doyma akımı
J_{SD}	Difüzyon teorisi için doyma akım yoğunluğu
J_{sm}	Yarıiletkenden metale doğru akım yoğunluğu
J_{ms}	Metalden yarıiletkene doğru akım yoğunluğu
J_0	Doyma akım yoğunluğu
J_F	Düz beslem akımı
K	Kelvin cinsinden sıcaklık
k	Boltzman sabiti
m^*	Elektron etkin kütlesi
m_0	Serbest elektron kütlesi
N_D	Verici yoğunluğu
N_A	Alıcı yoğunluğu
N_c	İletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_v	Değerlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_{ss}	Yüzey durumları yoğunluğu
$n(x)$	Elektron yoğunluğu

Kısaltmalar**MOS****MIS****MS****AE****TAE****TE****TED****DIW****HBT****HEMT****PIN-FET****OEIC****MSM****Açıklamalar**

Metal/Oksit/Yarıiletken

Metal/Yalıtkan/Yarıiletken

Metal/Yarıiletken

Alan emisyonu

Termiyonik alan emisyonu

Termiyonik emisyon

Termiyonik emisyon difüzyon

Deiyonize su

Çok eklemli bipolar transistör

Yüksek elektron mobiliteli transistör

P tipi/yalıtkan/n tipi alan etkili transistör

Optoelektronik entegre devre

Metal/yarıiletken/metal

1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken (MS) yapılar (Schottky kontaklar) önemli bir araştırma alanıdır. Bu yapıların oluşturulması ve karakterizasyonu, faydalı teknolojik cihazların oluşturulmasına neden olabilmektedir. Ayrıca Schottky kontakların bilim dünyasında çok dikkat çekmesinin bir sebebi de, hala Schottky engelinin nasıl oluştuğunun tam açıklanamamış olmasıdır. Bunu tam olarak anlamak ve açıklayabilmek için, dünya çapında, çeşitli malzemeler kullanılarak, sayısız araştırma yapılmaktadır. Bu çalışmalar yapılırken de ortaya, uygulamaları geniş bir yelpazeye yayılan yarıiletken cihazlar çıkmaktadır.

Bu çalışmada, alttaş olarak n-InP kullanıldı. Opto-elektronik devre uygulamalarında ve yüksek hızlı elektronik cihazlarda kullanılan ilginç bir III-V grubu yarıiletken bileşik olmasından dolayı InP seçildi. InP'nin direkt geçişli bant yapısı ve yüksek elektron mobilitesi yukarıda bahsettiğimiz cihazların oluşturulmasında önemlidir. Ancak InP'nin önemli bir dezavantajı da vardır; düşük Schottky engel yüksekliği ve bunun sebep olduğu büyük sızıntı akımı. Bu durum cihazın performansını kötüleştirir. Düşük Schottky engelli diyotlar, termal görüntüleme sistemlerinde, kızılötesi dedektör ve sensörlerinde kullanılmaktadır. Bu alanlarda kullanılabilmesi için düşük olan Schottky engelini az da olsa yükseltebiliriz. Bu, MS kontak arasında bir arayüz tabakası oluşturarak yapılabilir. Bu arayüz tabakası, fabrikasyon esnasında havayla temas ile kendiliğinden oluşan bir oksit tabakası olabileceği gibi, farklı metotlarla oluşturulan bir ince film tabakası da olabilir. Bu çalışmada arayüz tabakası olarak TiO_2 ince film büyütüldü. İki farklı numunede 60 Å ve 120 Å kalınlıkta TiO_2 film kullanıldı. Bu arayüz tabakalarının kalınlıklarının diyot parametrelerini nasıl etkilediği incelendi. TiO_2 'nin arayüz olarak seçilmesinin nedeni, püskürtme yöntemiyle n-InP'a iyi difüze olması, bunun sonucunda bu yarıiletken bileşiğin iş fonksiyonunu değiştirerek parametreleri istendik yönde etkilemesidir.

Daha önce yapılan pek çok çalışmada InP'nin sözü edilen dezavantajını azaltmak için değişik işlemler yapılmıştır [1]. Hattori ve Torii [2], arayüze P_xO_y bileşiği büyütüştür. Cardwell ve Peart [3], InP ve metal arasına çok ince bir oksit tabakasının oluşturulmasının, sızıntı akımını azalttığı ve buna bağlı olarak engel yüksekliğinin artırdığını göstermiştir. Hasegawa [4], Schottky engel yüksekliğinin, arayüz tabakaları ile yükseltilebileceğini göstermiştir ve engel yüksekliğinin arayüz tabakası oluşturarak

artmasına neden olan mekanizmaları, Fermi seviyesi ayarlamasına göre açıklamak için girişimde bulunmuştur. Michel ve arkadaşları [5], arayüzde ışık altında oksit tabakası oluşturarak, engel yüksekliğindeki değişimi incelemiştir. Kamimura, Suzuki ve Kunioka [6], numuneyi oda sıcaklığında Bromin solusyonuna daldırarak arayüzde bir oksit tabakası oluşturmuşlardır. Bu araştırmalardan görülmüştür ki, cihazların elektriksel davranışları, yarıiletken yüzeyinin kontak yapılması için hazırlanmasına ve uygun metalin seçimine güçlü bir şekilde bağlıdır. Ahaitouf ve Bath [7], metal/n-InP ve metal/oksit/n-InP Schottky kontakların elektriksel özelliklerini incelemiştir ve bu iki tip yapının elektriksel özelliklerinin karşılaştırılabileceğini belirtmişlerdir. Oksitlenmemiş yapılarda bile bu elektriksel özelliklerin arayüzün yapısından etkilendiğini bildirmişlerdir. Chellali ve arkadaşları [8], Al_2O_3/InP , $Al_2O_3/InSb:InP$ MIS yapıları, arayüz özelliklerinin nasıl değiştiğini gözlemek için n-InP alttaş üzerinde bu yapıları incelemiştir. Brillson [9] ve Mönch [10], engel yüksekliğinin, büyütülen metalin kimyasal reaksiyonlarına bağlı olduğunu tartışmışlardır. Oluşturulan cihazın kalitesi ve güvenilirliği, yüzey özelliklerinden, yüzey katkılarından ve yüzey katkıları ile yüzey arasındaki kimyasal ve fiziksel reaksiyonlardan etkilenir. Cihazın performansını iyileştirmek için oksidasyon mekanizmasının detaylı anlaşılması gerekir. Guivarch ve arkadaşları [11], Au/InP Schottky engel diyotlarda oksit tabakası ile yüzey katkıları arasında bir ilişki kurmuşlardır. Turner ve Rhoderick [12], Au/n-InP diyotlarda hava ortamında bekletilmenin diyot parametreleri üzerindeki etkilerini incelemiştir.

Bu çalışmada, diyotların parametrelerinin hesaplanmasında farklı yöntemler kullanılıp, sonuçları kıyaslanmıştır. Temel hesaplama yöntemimiz klasik termiyonik emisyon teorisidir. İdealite faktörü (n), engel yüksekliği (Φ_b) ve seri direnci (R_s)' i tam olarak hesaplayabilmek için Cheung cheung fonksiyonları kullanılmıştır. Bu yöntemin dışında engel yüksekliği ve seri direnci hesaplamak için Norde' nin önerdiği alternatif metot da kullanılmıştır.

Bu çalışma ve benzer çalışmalarda, sadece oda sıcaklığındaki verilerin işlenip, parametrelerin hesaplanması yeterli değildir. Bu yüzden 22 farklı sıcaklıkta ölçüm yapıp verileri değerlendirildi. Daha önce yapılan çalışmalarla uyumlu olarak engel yüksekliğinin sıcaklıkla arttığı ve idealite faktörünün azaldığı gözlemlendi. Bunun nedeni arayüzdeki bariyer homojensizlikleridir. Bu homojensizlikleri açıklayabilmek için araştırmacılar tarafından iki yaklaşım öne sürülmüştür. Birinci yaklaşım Gauss

dağılımı yaklaşımıdır. Diğer i se düşük bariyerli bölgelerin düzgün Schottky engel bölgesinde gömülü olduğu yaklaşımıdır. Bu çalışmada, numunelerin her ikisinin de yüksek ve düşük sıcaklık bölgesinde olmak üzere çift Gauss Dağılımına uyduğu görüldü ve her iki sıcaklık bölgesi için hesaplamalar ve yorumlar yapıldı. Bu yorumlar tezin 4. bölümünde kısmında verildi.

Tezin 2. bölümünde teorik bilgi, 3. bölümünde deneysel bilgi, 4. bölümünde deneysel sonuçlar ve tartışma 5. bölümde ise sonuçlar verildi.

2. TEORİK BİLGİ

2.1. Metal- Yarıiletken Kontaklar

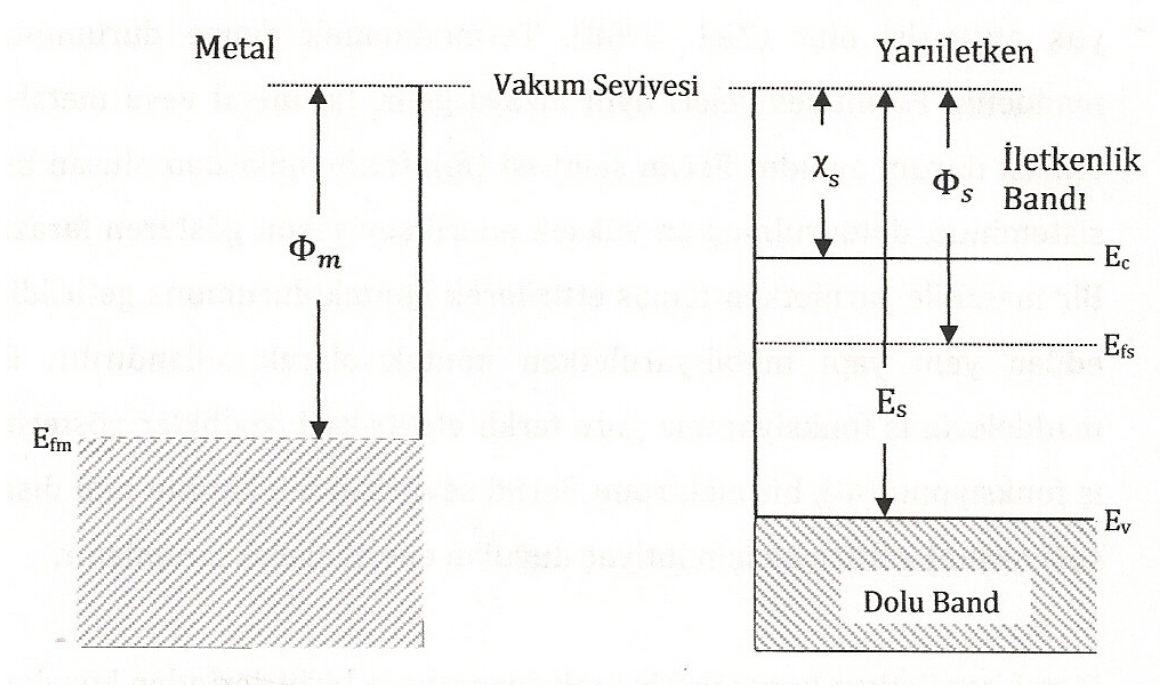
Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi, yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin araştırılması için kullanılan yöntemlerden biri kristale uygun kontakların uygulanmasıdır. Kontak genel anlamda iki maddenin en az dirençle temas etmesi olarak düşünülebilir. Kontakın ideal durumu temas direncinin sıfır olmasıdır. Kontak maddelerinin yüzeyinin temiz ve pürüzsüz olmaları kontakın idealliği ile doğrudan ilişkilidir (Cowley ve Sze 1965).

İki farklı madde temas ettirildiğinde maddelerin Fermi seviyeleri (elektrokimyasal potansiyelleri) aynı düzeye gelinceye kadar maddeler arasında yük alışverişi olur. (Ziel,1968). Termodinamik denge durumunda her iki maddenin Fermi seviyeleri aynı hizaya gelir. İki metal veya metal- yarıiletken temas durumu aynıdır. Fermi seviyesi (E_f), fermiyonlardan oluşan bir kuantum sisteminde, doldurulmuş en yüksek enerji seviyesini gösteren varsayımsal seviyedir. Bir metal ile yarıiletken temas ettirilerek kontak durumuna getirildiğinde, elde edilen yeni yapı metal-yarıiletken kontak olarak adlandırılır. Bu kontak, maddelerin iş fonksiyonuna göre farklı elektriksel özellikler gösterir. Metallerde iş fonksiyonu (Φ), bir elektronu Fermi seviyesinden katının tam dışına (vakum seviyesine) götürmek için ihtiyaç duyulan enerji olarak tanımlanır.

Metal-yarıiletken kontaklar iş fonksiyonlarının birbirinden büyük veya küçük olmalarına göre omik kontak veya doğrultucu kontak olarak sınıflandırılır. Doğrultucu kontaklar, akım taşıyıcılarının (elektron veya deşik) kontakın bir doğrultusunda, örneğin yarıiletkenden metale doğru, kolayca hareket edebildiği fakat zıt doğrultuda, kontak sonrası oluşan potansiyel engel sebebiyle, hareketlerinin zorlaştığı sınıftır. Omik kontaklarda ise taşıyıcılar, maddeler arası geçişlerinde kolayca hareket edebilirler. Bu bölümde kontakların oluşumu, bu yapılarda gerçekleşebilecek yük taşınım mekanizmaları ve bunlara bağlı olarak bu yapıların elektriksel karakterizasyonlarının nasıl yapılacağı incelenecektir.

2.1.1. Metal- Yarıiletken doğrultucu (Schottky) kontaklar

Şekil 2.1’de bir metal ve n tipi yarıiletkenin enerji bant diyagramı görülmektedir. Burada Φ_m metalin iş fonksiyonu, E_{fm} metalin Fermi seviyesi, Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonu, E_{fs} yarıiletkenin Fermi seviyesi, χ_s yarıiletkenin elektron yakınlığı, E_s yarıiletkenin değerlik bandının vakum seviyesi altındaki derinliği, E_c iletkenlik bandının minimumu, E_v valans bandının maksimumudur. Yarıiletkenin elektron yakınlığı (χ_s), iletkenlik bandı ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkını ifade etmektedir.



Şekil 2.1. Metal ve n-tipi yarıiletkenin enerji band diyagramları ($\Phi_m > \Phi_s$)

Elektriksel olarak nötr olan bir metal ile iş fonksiyonu metalinkinden daha düşük olan bir n tipi yarıiletkenin kontak haline getirilmesi ile elde edilen bir Schottky engelini ele alalım. Oda sıcaklığında, yarıiletken içindeki bütün vericilerin iyonize olduğunu kabul edelim. Kontakta önceki durumda, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden ($\Phi_m - \Phi_s$) kadar yukarıdadır. Kontakta önce malzemeler arasında termodinamik olarak bir denge olmadığı ve yarıiletkenin iş fonksiyonu metalin iş fonksiyonundan daha küçük olduğu için kontakta sonra yarıiletkenin yüzeyinden metale elektronlar geçer ve geride iyonize olmuş vericiler (deşikler) bırakır. Yük geçişi, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin

Fermi seviyesi ile aynı seviyeye gelinceye kadar devam eder. Yani yarıiletkenin enerji seviyeleri ($\Phi_m - \Phi_s$) kadar alçalır. (Rhoderick 1988; Ziel 1968). Sonuç olarak metal tarafına geçen elektronlar ve yarıiletkende kalandeşiklerden dolayı kontakta oluşan dipol tabakası nedeniyle, eklem üzerinde bir potansiyel engeli veya başka bir deyişle doğal elektrik alan meydana gelir. Dipol tabakası yarıiletken yüzdeki bantların aşağı doğru bükülmesine neden olur. Şekil 2.2 termal dengedeki metal n tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramını göstermektedir. Oluşan potansiyel engelinin yarıiletken tarafındaki yüksekliği ($\Phi_m - \Phi_s$) metal tarafındaki yüksekliği ise ($\Phi_m - \chi_s$) kadardır. Yük geçişleri sonucunda metal ile yarıiletken arasında hareketli yüklerden arınmış yüksek dirençli bir bölge (tüketim tabakası) oluşur. Bu bölgeye tüketim tabakası denmesinin nedeni, çoğunluk taşıyıcılarının (bu durum için elektronların) bu bölgede tükenmesidir. Bu konunun temellerini oluşturan Alman fizikçi Walter H. Schottky'ye atfen, bu engel tabakası Schottky engeli olarak adlandırılmıştır. Yarıiletken tarafında potansiyel engelin yüksekliği;

$$eV_d = \Phi_m - \Phi_s \quad (2.1)$$

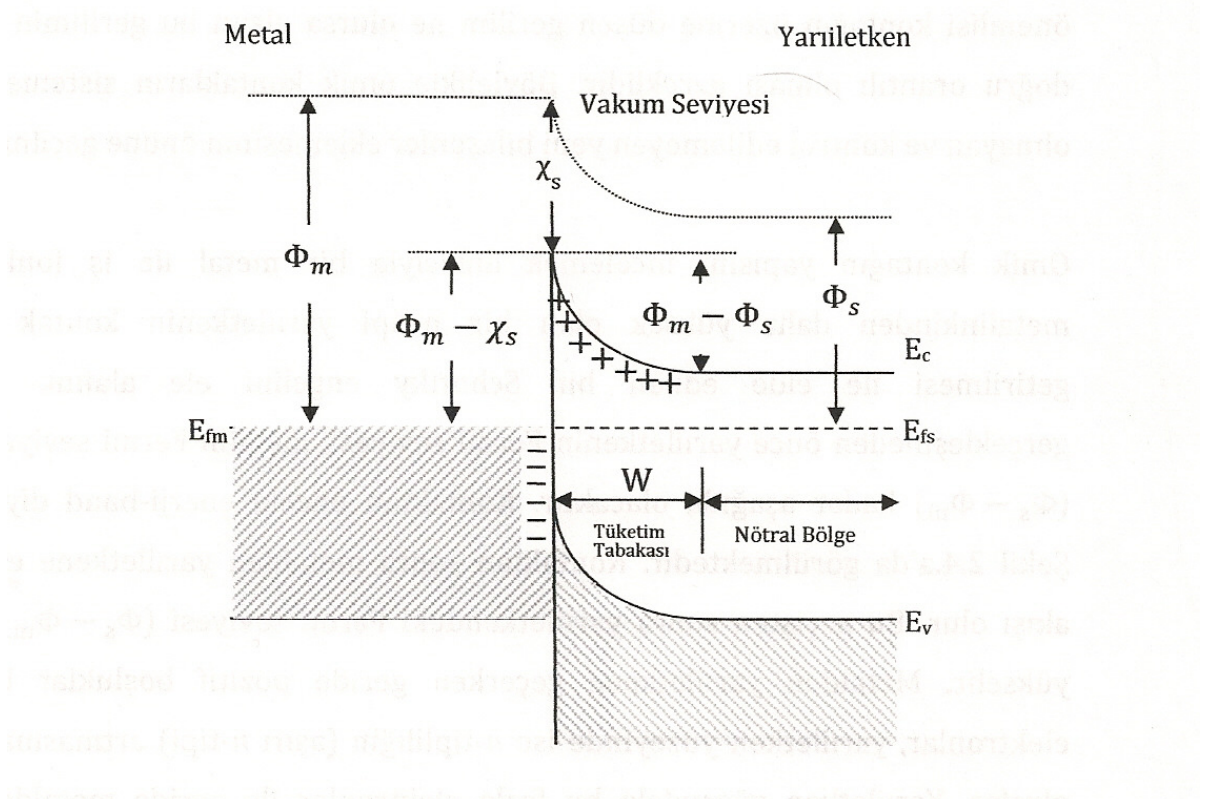
eşitliği ile verilir. Burada V_d difüzyon potansiyeli olarak adlandırılır. Metal tarafındaki engel yüksekliği ise;

$$\Phi_b = \Phi_m - \chi_s \quad (2.2)$$

eşitliği ile verilir.

Kontaktaki engel tabakasının kalınlığı W ile ifade edilir ve iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonu ile difüzyon potansiyelinin değerine bağlıdır [1].

Metal ve yarıiletken içindeki bazı elektronların termal yolla kazandıkları enerji, potansiyel engelini aşabilecek büyüklüğe ulaştığında, karşılıklı engeli aşan elektronlar eşit ve zıt yönlerde I_0 sızıntı akımına sebebiyet verirler ve toplam akım sıfır olur. Yarıiletkene bir $-V$ gerilimi uygulandığı durum için, metalden yarıiletkene geçecek elektronların karşılaşacağı engel yüksekliğinde değişme olmayacaktır. Dolayısı ile yarıiletkenden metale doğru olan akımın değeri I_0 sabit kalır. Fakat uygulanan gerilim yarıiletken tarafında, Şekil 2.3.a'da gösterildiği gibi, iletkenlik bandının eV kadar yükselmesine sebep olacaktır. Bunun neticesi olarak yarıiletkenden metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği eV kadar azalacaktır.



Şekil 2.2. Termal dengedeki metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı

Dolayısıyla metalden yarıiletkene doğru akan akım, uygulanan gerilimin ($V \gg kT/e$) olması durumuna $\exp(eV/kT)$ faktörü kadar artacaktır. Bunun sebebi E_f 'nin sabiti olduğu ve

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp[(E - E_f)/kT]} \quad (2.3)$$

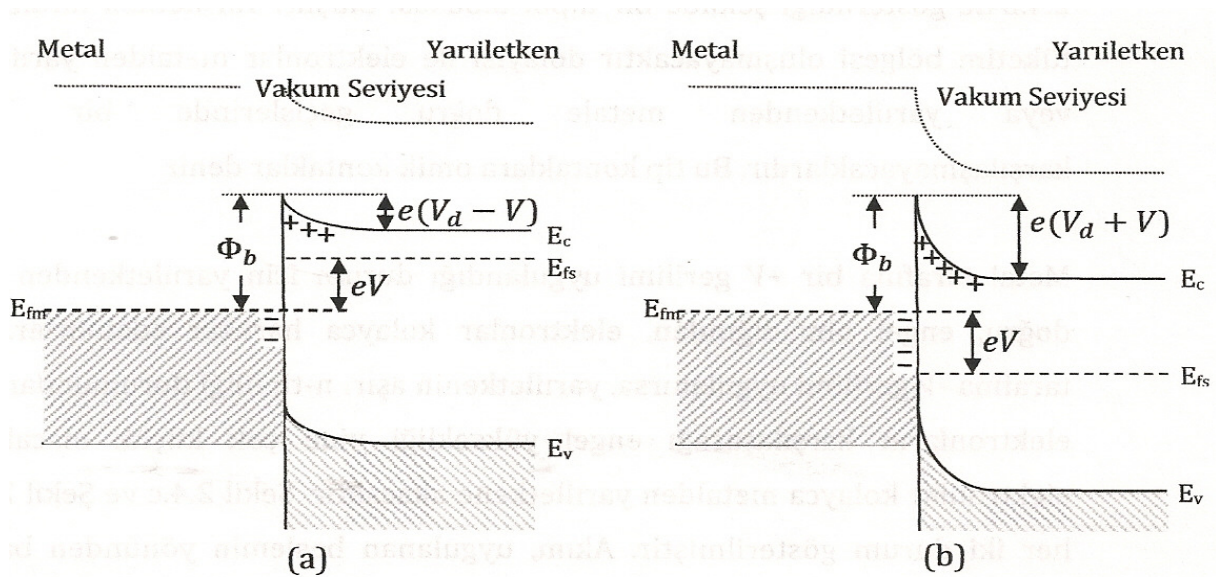
ile verilen Fermi dağılım fonksiyonunun $(E - E_f) \gg kT$ olması durumunda Maxwell-Boltzman dağılım fonksiyonuna dönüşmesidir. Yani

$$f(E) = \frac{1}{\exp[(E - E_f)/kT]} \quad (2.4)$$

olur. Burada, k Boltzman sabiti, T ise Kelvin cinsinden mutlak sıcaklıktır. Bu durumda oluşan net akım;

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

eşitliği ile verilir. I_0 doyma akımı olarak adlandırılır. Uygulanan gerilim için ($V \gg kT/e$) olması durumuna doğru beslem denir. Bu beslem durumu için I akımı pozitif olacaktır. Yarıiletken tarafa $+V$ gerilimi uygulanırsa Şekil 2.3.b’de gösterildiği gibi, iletkenlik bandı eV kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği eV kadar artar. Oluşan net akım $-I_0$ değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna ($V \ll -kT/e$) ters beslem durumu denir. Yarıiletken tarafındaki engel yüksekliğinin uygulanan gerilime bağlı olarak değiştiği, bunun tersine metal tarafındaki engel yüksekliğinin ise uygulanan gerilimden bağımsız olduğu görülmektedir [2].



Şekil 2.3. (a) Doğru beslem altında metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontağı, (b) ters beslem altında metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontağı enerji-bant diyagramları [3-4]

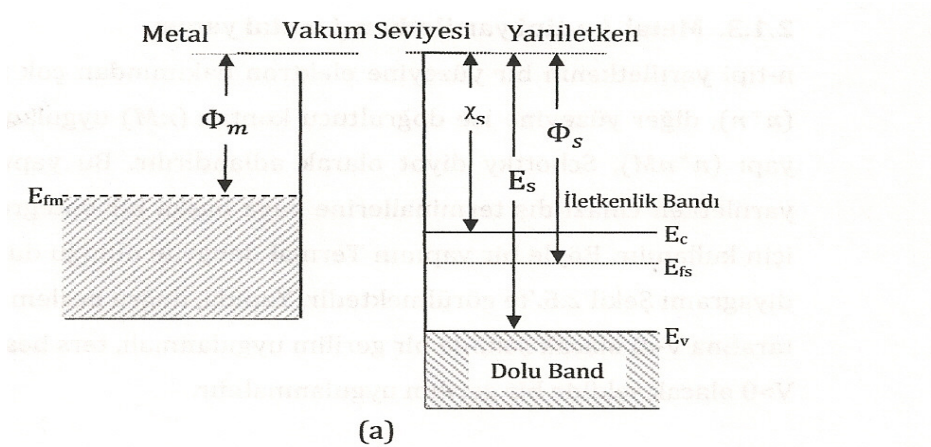
2.1.2. Metal- Yarıiletken omik kontaklar

Omik kontaklardan beklenen, mümkün olduğu kadar sistemi az etkilemesidir. Kontak üzerindeki gerilim düşmesinin minimum olması istenir. Daha da önemlisi kontağın üzerine düşen gerilim ne olursa olsun bu gerilimin akımla doğru orantılı olması gereklidir. Böylelikle omik kontakların sisteme lineer olmayan ve kontrol edilemeyen

yeni bileşenler eklemesinin önüne geçilmiş olur [5].

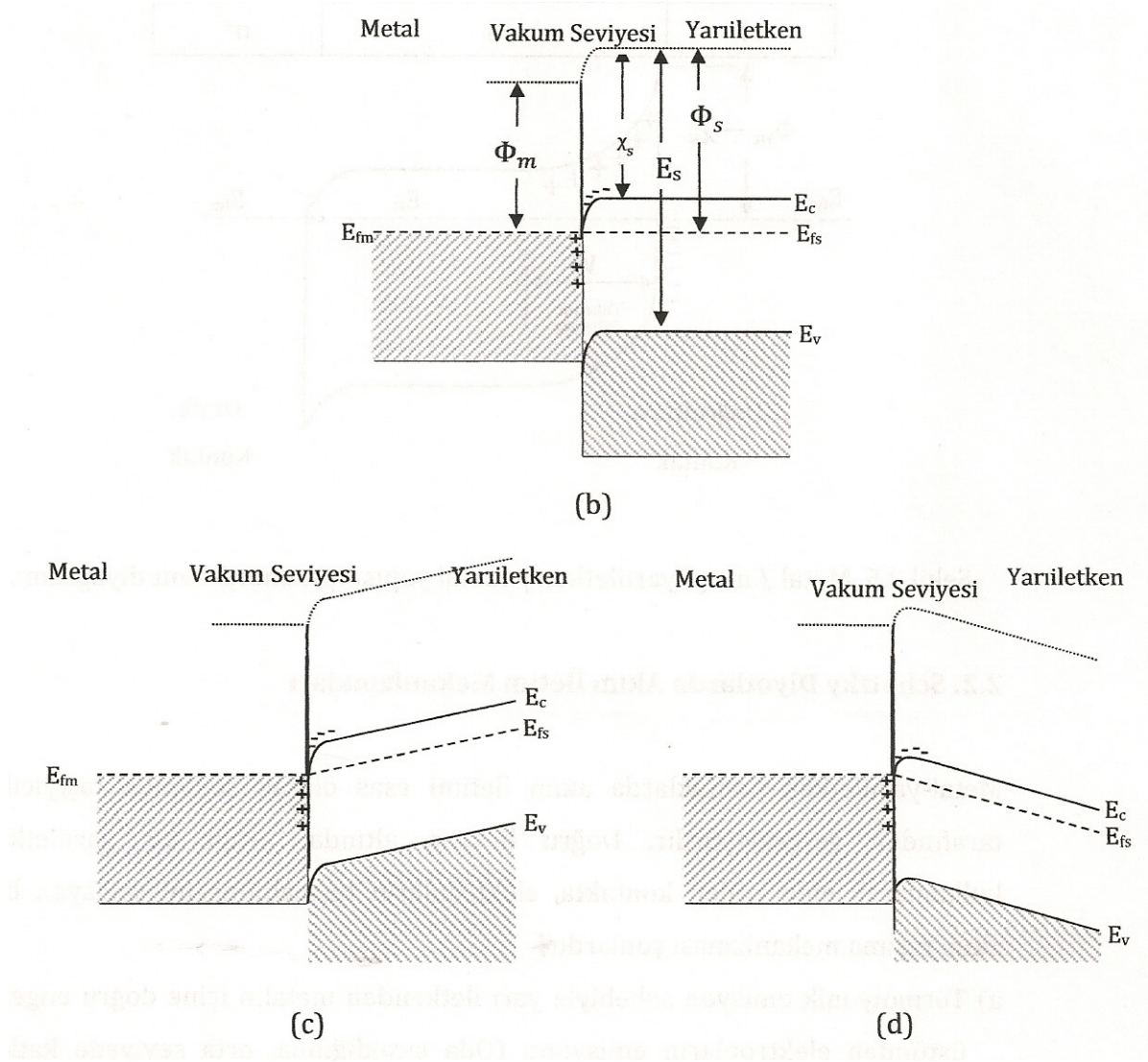
Omik kontağın yapısını incelemek amacıyla bir metal ile iş fonksiyonu metalinkinden daha yüksek olan bir n tipi yarıiletkenin kontak haline getirilmesi ile elde edilen bir Schottky engelini göz önüne alalım. Kontak gerçekleşmeden önce yarıiletkenin Fermi seviyesi, metalin Fermi seviyesinden ($\Phi_s - \Phi_m$) kadar aşağıda olacaktır. Kontakta önceki enerji-bant diyagramı Şekil 2.4.a'da görülmektedir. Kontakta sonra metalden yarıiletkene elektron akışı olur. Bu geçişten sonra yarıiletkendeki Fermi seviyesi ($\Phi_s - \Phi_m$) kadar yükselir. Metalden yarıiletkene geçerken geride pozitif boşluklar bırakan elektronlar, yarıiletken yüzeyinde ise n- tipliliğin(aşırı n tipi) artmasına sebep olurlar. Yarıiletken yüzeyinde bu fazla elektronlar ile geride metalde kalan yüzey yükü tabakası (pozitif yük dağılımı) sebebiyle kontak bölgesinde Şekil 2.4.b'de gösterildiği şekilde bir dipol tabakası oluşur. Yarıiletken tarafında bir tüketim bölgesi oluşmayacaktır dolayısıyla elektronlar metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale doğru geçişlerinde bir engelle karşılaşmayacaklardır. Bu tip kontaklara omik kontaklar denir [6-7].

Metal tarafına bir +V gerilimi uygulandığı durum için yarıiletkenden metale doğru, engel olmadığından, elektronlar kolayca hareket edebilirler. Metal tarafına -V gerilimi uygulanırsa, yarıiletkenin aşırı n tipliliğinden dolayı elektronların karşılaşacağı engel yüksekliği yine çok küçük olacaktır ve elektronlar kolayca metalden yarıiletkene akacaktır. Şekil 2.4.c ve Şekil 2.4.d' her iki durum gösterilmiştir. Akım uygulanan beslemin yönünden bağımsız olup, yarıiletkenin gövde direnci ile belirlenecektir.



Şekil 2.4. Metal-n tipi yarıiletken omik kontağın enerji-bant diyagramları.

(a)Kontaktan önce



Şekil 2.4. (b) termal denge, (c) düz beslem, (d) ters beslem durumları[8].

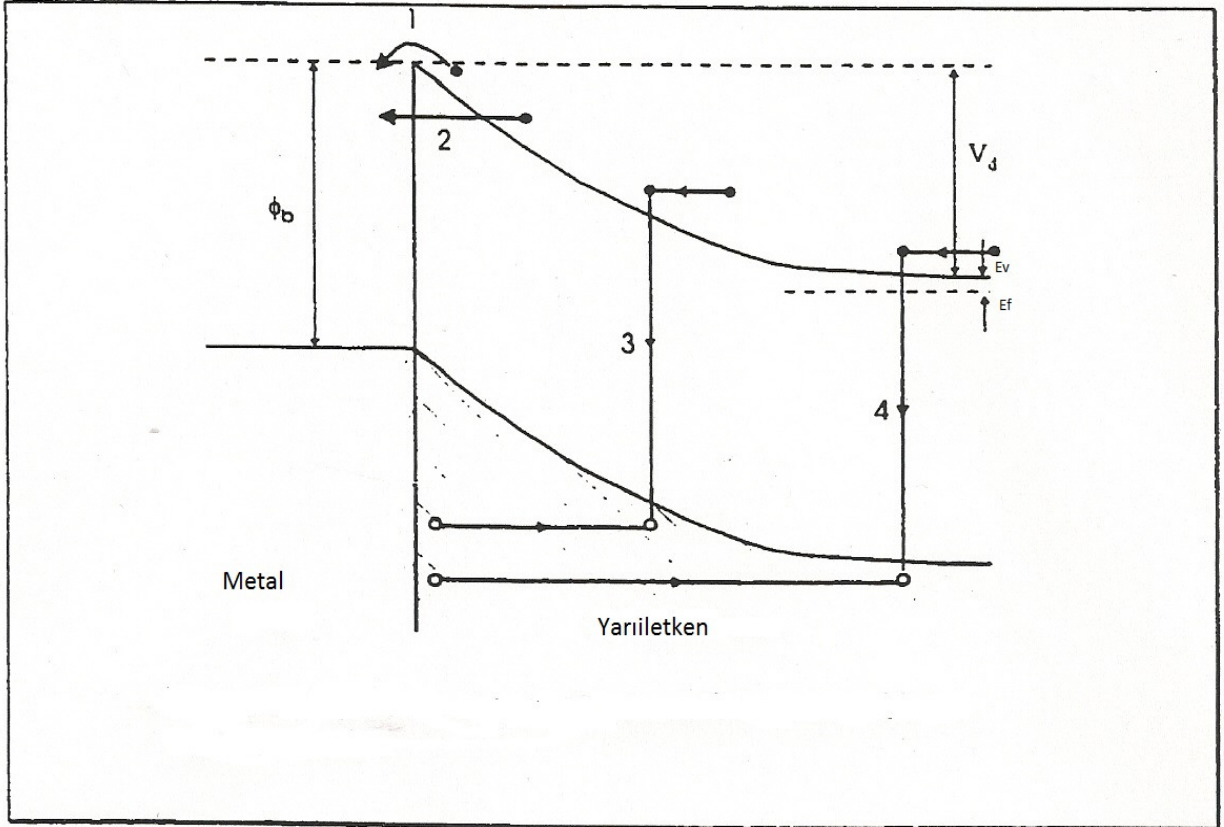
2.2. Schottky Diyotlarda Akım İletim Mekanizmaları

Metal- yarıiletken kontaklarda akım iletimi esas olarak çoğunluk taşıyıcılar tarafından gerçekleştirilir. Doğru beslem altında bir yarıiletken kullanılarak elde edilen kontakta, elektronların taşınabilmesini sağlayan beş akım taşıma mekanizması şunlardır;

- 1) Termoiyonik emisyon sebebiyle yarıiletkenden metalin içine doğru engelin üstünden elektronların emisyonu(oda sıcaklığında, orta seviyede katkılı yarıiletkenli Schottky diyotları için baskın mekanizmadır);
- 2) Engel boyunca kuantum-mekaniksel tünelleme (yüksek katkılı yarıiletkenler için önemlidir ve çoğu omik kontaklarda baskın mekanizmadır);
- 3) Tüketim bölgesinde elektronların difüzyonu;

4) Metalden enjekte olan deşiklerin yarıiletken difuzyonu (nötral bölgede rekombinasyon) (Sze,1981).

Uygulamada (1) sürecinin en önemli olduğu Schottky diyotlar yapmak mümkündür ve böyle diyotlardan genellikle “hemen hemen ideal” olarak söz edilir. (2), (3), (4) işlemleri bu ideal davranıştan sapmalara sebeptir.(Rhoderick,1988).



Şekil 2.5. Schottky diyotlarda akım iletim mekanizmaları şematik gösterim [9].

2.2.1. Schottky diyotlarda termioyonik emisyon teorisi

Termioyonik emisyon, sıcak bir yüzeyden, taşıyıcıların termal enerjileri nedeni ile salınması olayıdır. Bethe, metal-yarıiletken kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcıları tarafından iletildiğini kabul ederek termioyonik emisyon teorisini oluşturmuştur. Bu teoride, Maxwell- Boltzman yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için doğrultucu kontağa ait Φ_b potansiyel engelinin, kT enerjisinden daha büyük olduğu, tüketim bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu kabul edilmekte ve imaj kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir.

Metal tarafına +V büyüklüğünde bir potansiyel farkı uygulanarak düz beslenmiş bir Schottky diodu ele alalım eşitlik (2.6) ile ifade edilecek akım yoğunluğu, yarıiletken metal ile doğru akan, x yönünde hareket eden ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların yoğunluğunun bir fonksiyonu olacaktır [10]. Akım yoğunluğu ifadesi

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (2.6)$$

şeklinde yazılabilir. V_x kontak yüzeyi x- yönüne dik olarak alındığında, kontak yüzeyine dik olarak hareket eden elektronların x yönündeki hız bileşenidir. E_c metal içine doğru termiyonik emisyon için elektronların gerekli minimum enerjisidir. E_c enerji değeri yarıiletkenin iletkenlik bandı tabanı enerjisi olan E_c değerinden daha yukarıdadır. dn ise artan elektron yoğunluğudur ve;

$$dn = g_c(E) f(E) dE \quad (2.7)$$

ifadesi ile gösterilir. $g_c(E)$ iletkenlik bandındaki durum yoğunluğudur. Maxwell-Boltzman yaklaşımı uygulanarak elektron kontrasyonu için ;

$$dn = N(E) f(E) d(E) = \left[\frac{4\pi(2m^*)^{3/2}}{h^3} \right] \sqrt{E - E_c} \exp \left[\frac{-(E - E_c + qV_n)}{kT} \right] dE \quad (2.8)$$

eşitliği yazılabilir. m^* elektronların etkin kütlesi, h ise Planck sabitidir. $(E - E_c)$ enerjisi serbest elektronların kinetik enerjisi kabul edilirse;

$$E - E_c = \frac{1}{2} m^* v^2 \quad (2.9)$$

$$dE = m^* v dv \quad (2.10)$$

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m^*}{2}} \quad (2.11)$$

eşitlikleri yazılabilir. Bu sonuçlar kullanılarak denklem 2.8 ifadesi yeniden düzenlenirse;

$$dn = 2 \left(\frac{m^*}{h} \right)^3 \exp \left(\frac{-qV_n}{kT} \right) \exp \left(\frac{-m^* v^2}{2kT} \right) 4\pi v^2 dv \quad (2.12)$$

denklemini elde edilir. Bu denklem, hızları v ile $v+dv$ aralığında değişen elektronların sayısını verir. Hız bileşenlerine ayrılırsa

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (2.13)$$

ifadesi yazılabilir. Buradan (2.6) ifadesi

$$J_{s \rightarrow m} = 2 \left(\frac{m_n^*}{h} \right) \exp \left(\frac{-e\phi_n}{kT} \right) \int_{V_{0x}}^{\infty} v_x \exp \left(\frac{m_n^*}{2kT} v_x^2 \right) dv_x \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(\frac{-m_n^*}{2kT} v_y^2 \right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(\frac{-m_n^*}{2kT} v_z^2 \right) dv_z \quad (2.14)$$

şeklinde yazılabilir. v_{0x} hızı, x doğrultusundaki harekette elektronun potansiyel engelini aşabilmesi için gerekli olan minimum hızdır. Son ifadede aşağıdaki değişken değiştirmeleri yapılabilir;

$$\frac{m_n^*}{2kT} v_x^2 = \alpha^2 + \frac{e(v_d - V)}{kT} \quad ve \quad \frac{m_n^* v_y^2}{2kT} = \beta^2 \quad ve \quad \frac{m_n^* v_z^2}{2kT} = \gamma^2 \quad (2.15)$$

Ayrıca minimum v_{0x} hızı için;

$$\frac{1}{2} m^* v_{0x}^2 = q(V_d - V) \quad (2.16)$$

ifadesi yazılabilir. Bu durumda v_x , v_{0x} 'e giderken $\alpha=0$ olur. Yukarıdaki denklemler (2.14) ifadesinde kullanıldığında ;

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right)^2 \exp \left(\frac{-eV_n}{kT} \right) \exp \left(\frac{-e(V_d - V)}{kT} \right) x \int_0^{\infty} \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^{\infty} (-\gamma^2) d\gamma \quad (2.17)$$

eşitliği elde edilir. eV_n yarıiletkenin Fermi seviyesi ile iletkenlik bandı tabanı arasındaki farktır. İntegraller alındığında;

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left(\frac{-e(V_n + V_d)}{kT} \right) \exp \left(\frac{eV}{kT} \right) \quad (2.18)$$

denklemi elde edilecektir. Metal ile yarıiletken arasında oluşan potansiyel engel yüksekliği için $\Phi_{bn} = V_n + V_d$ yazılırsa ;

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left[\frac{-q(\phi_B)}{kT} \right] \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.19)$$

ifadesi elde edilir [1,2].

Beslem geriliminin sıfır olduğu durum için metalden yarıiletkene ve yarıiletkenden metale akan akım yoğunluğu birbirine eşit olur. Bu durum için;

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left(\frac{-e\phi_{bn}}{kT} \right) \quad (2.20)$$

olur. Eklemdaki net akım yoğunluğu;

$$J_n = \left(A^* T^2 \exp \left[\frac{-q(\phi_B)}{kT} \right] \right) \left(\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (2.21)$$

eşitliği elde edilir. Burada A^* elektronlar için etkin Richardson sabitidir ve;

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad (2.22)$$

ifadesi ile verilir. Eşitlik (2.21) ifadesinin ;

$$J_x = J_{SD} \left[\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.23)$$

şeklinde yazımı daha yaygındır. Burada;

$$J_{sm} = -A * T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT}\right] \quad (2.24)$$

ile verilen J_0 ters doyum akım yoğunluğu olarak ifade edilir. Eşitlik (2.23)'ün elde edilmesi esnasında yüzeydeki alan şiddeti dikkate alınmamıştır. Halbuki bir elektron metale yaklaşırken metal yüzeyine dik bir elektrik alan oluşturur. Bu elektrik alan, metalin yüzeyine göre yaklaşan elektronun simetrisinde bir +e imaj yükü varmış gibi düşünülerek hesaplanabilir. Dolayısıyla metale yaklaşan elektron bir çekme kuvvetine maruz kalacaktır. İmaj kuvvetin etkisi ile metalden yarıiletkeneye geçen elektronun aşması gereken engel $\Delta\Phi$ miktarı kadar azalır. Engel yüksekliğindeki $\Delta\Phi$ değişimi; artan elektrik alanla yada artan ters beslem gerilimiyle artacaktır. Schottky engel yüksekliğinde imaj kuvveti nedeniyle meydana gelen azalma;

$$\Phi_{bn} = \Phi_{b0} - \Delta\Phi \quad (2.25)$$

şeklinde verilmektedir. (Sze,1969). Φ_{b0} sıfır beslemdeki engel yüksekliğini ifade etmektedir. Bu ifade eşitlik (2.24)'te yerine konulup yeniden yazılırsa;

$$J_n = A * T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.26)$$

eşitliği elde edilir. Diyot akımını elde etmek için akım yoğunluğu ifadesini diyot alanı ile çarpmak yeterli olacaktır. Alanı A olan bir diyot için akım;

$$I = JA = AJ_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.27)$$

ifadesi ile yazılacaktır. Eğer $AJ_0 = I_0$ olarak ifade edilirse akım ifadesi eşitlik (2.5)'te verildiği gibi olacaktır [11].

2.3. Schottky Engellerinde İdeal Durumdan Sapmalar

2.3.1. Engel yüksekliğinin beslem voltajına bağlılığı

Termoiyonik emisyon teorisine göre akım ifadesi denklem (2.5)'te verilmişti. Bu ifadedeki I_0 ifadesi imaj kuvvetinin ihmal edildiği durum için;

$$J_o = A^{**} \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{kT}\right) \quad (2.28)$$

eşitliği ile yazılabilir. Pratikte ise, diyodun imalatı esnasında metal ve yarıiletken arasında ince arayüzey doğal oksit tabakasının oluşması kaçınılmazdır. Böyle yalıtkan bir tabaka Schottky diyodunu metal-arayüzey tabakası-yarıiletken(MIS) diyoduna çevirir ve doğal oksit tabakasının varlığından dolayı diyodun elektriksel karakteristikleri değişime uğrar. Böyle bir durum için diyoda uygulanan gerilimin tamamı tüketim bölgesine düşmediği dikkate alındığında, ideal durumdan sapmaların söz konusu olacağı ve engel yüksekliğinin uygulanan besleme voltajına bağlı olabileceği söylenebilir. İdeal durumdan sapmaları ifade edebilmek için birimsiz sabit olan (n) idealite faktörü tanımlanmıştır. Bu faktör diyodun ideal oluşunun bir ölçüsüdür. Bu faktörle birlikte diyot akımı ;

$$J = J_o \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \quad (2.29)$$

şeklinde ifade edilir. n birden büyük bir değerdir ve akım taşıma mekanizmasının ideal termoiyonik emisyon teorisinden ne kadar saptığının göstergesidir.

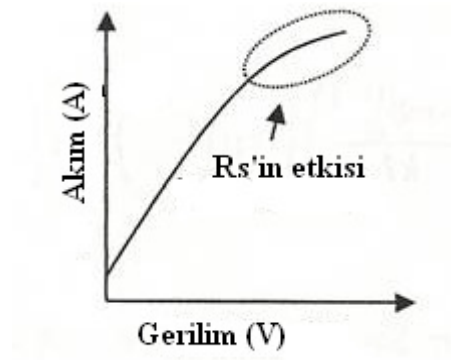
$3kT/e$ den daha büyük V voltaj değerleri için, denklem (2.29)'daki 1 ihmal edilerek denklem;

$$J = J_o \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.30)$$

ifadesi ile daha basit şekilde yazılabilir [12].

2.3.2 Seri direnç etkisi

Metal-yarıiletken doğrultucu kontaklarda, yarıiletken tarafında oluşan tüketim bölgesi dışında kalan nötral bölge diyot akımına karşı bir direnç gösterir. Bu direnç gövde direnci veya seri direnç olarak da ifade edilir ve R_s ile gösterilir. Bu etki büyük gerilim değerlerinde baskın olmaya başlar, diyot akımının düşmesine neden olduğu için gerilimin yüksek değerlerinde, akım-gerilim karakteristiğinde bükülmeye sebebiyet verir. Şekil 2.6. bir Schottky diyotta büyük gerilim değerlerinde seri direncin etkisi ile meydana gelen diyot akımındaki azalmayı göstermektedir.



Şekil 2.6. Seri direncin akım-gerilim karakteristiği üzerindeki etkisi.

Diyotun seri bir R_s direncine sahip olduğu durum için denklem (2.30);

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT} \right) \right] \quad (2.31)$$

ifadesi ile verilen hali alacaktır.[13]

2.4 Düz Bant Engel Yüksekliği ve Sıcaklık Bağlılığı

Schottky engel yüksekliğinin elektrik alan bağımlılığı iyi bilinen bir olgudur. Bu bağımlılık, Schottky diyotlarda düz beslem akım-gerilim ölçümleri neticesi elde edilen idealite faktörü ile ölçülen engel yüksekliği arasında temel bir eşitliğin elde edilmesi için kullanılabilir. Bu ifade düz bant koşulları altında tanımlanan, elektrik alandan bağımsız temel engel yüksekliğine dayanmaktadır.

Düz beslem akım-gerilim eğrilerini analiz etmek için kullanılan standart akım ifadesi şöyledir;

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_{b0}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{e(V-IR)}{kT}\right) - 1\right] \quad (2.32)$$

Φ_{b0} , n ve R değerleri ölçümler neticesi akım-gerilim karakteristiklerinden elde edilir.

Hedef ifadeyi elde etmek için öncelikle $n=1$ olan ideal diyotta, uygulanan gerilime bağımlı engel yüksekliği;

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b^{V'}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV'}{kT}\right) - 1\right] \quad (2.33)$$

denklemini yazılır. Bu ifade de $V' = V - I.R$ dir.

$$\Phi_b^{(V')} = \Phi_{b0} + \left(\frac{n-1}{n}\right)V' \quad (2.34)$$

eşitliği $V \gg kT/e$ olduğu düz beslem durumlarında geçerlidir. Eşitlik (2.32)'e göre uygulanan gerilimin sıfır olduğu anda ($V=V'=0$) ölçülen engel yüksekliği değeri Φ_{b0} 'ı, sıfır beslem engel yüksekliği olarak adlandırabiliriz.

Engel yüksekliğinin elektrik alan bağımlılığı çeşitli şekillerde modellenmiştir. Tüm modeller ortak bir özelliği barındırmaktadır; engel yüksekliğindeki değişim elektrik alan değeri sıfır iken sıfır olmaktadır. Bunun sebebi, o noktada yüzey hallerinde hiçbir yükün bulunmamasıdır. Elektrik alan değeri sıfır iken engel yüksekliğindeki değişimin sıfır olması elde edilecek denklem için anahtar noktadır. Düz bant gerilimi şöyle tanımlanır;

$$V_0 = \Phi_{bf} - \frac{kT}{e} \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (2.35)$$

Burada, Φ_{bf} elektrik alan sıfır iken engel yüksekliği değeri, N_c iletim bandındaki etkin durumların yoğunluğu, N_d ise yarıiletken vericilerin yoğunluğudur.

Eğer ;

$$\Phi_{bf} = \Phi_{b0} + \left(\frac{n-1}{n}\right)V_0 \quad (2.36)$$

tanımlamasını kullanırsak (2.35) eşitliği şu şekilde yazılabilir;

$$\Phi_b^{(V')} = \Phi_{bf} + \left(\frac{n-1}{n}\right)(V_0 - V') \quad (2.37)$$

eşitlik (2.35) kullanılarak;

$$\Phi_{bf} = n\Phi_{b0} - (n-1) \frac{kT}{e} \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (2.38)$$

ve sonuçta

$$\Phi_{b0} = \frac{1}{n} \Phi_{bf} + \left(\frac{n-1}{n}\right) \frac{kT}{e} \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (2.39)$$

denklemini elde edilir.

Düz bant engel yüksekliği sıcaklığa bağımlıdır ve bu bağımlılık şöyle ifade edilir;

$$\Phi_{bf}(T) = \Phi_{bf}(T=0) + \alpha T \quad (2.40)$$

Burada, $\Phi_{bf}(T=0)$ sıcaklığa bağımlı olarak elde edilen düz bant engel yüksekliği değerlerinin sıfıra uzatılması (ekstrapolasyonu) ile elde edilen sıfır sıcaklık düz bant engel yüksekliği değeridir. α ise sıcaklık bağımlılık katsayısı olarak ifade edilir [14].

2.5. İdealite Faktörü ve Engel Yüksekliğinin Sıcaklık Bağlılığı

2.5.1. T_0 Anormallliği

İdealite faktörünün sıcaklığa birçok farklı bağlılığı deneysel olarak gözlemlenmiştir. En sıklıkla, numune sıcaklığı düşürüldüğünde diyotun idealite faktörü artar. Bazı metal-yarıiletken kontaklarda elde edilen engel yüksekliği değeri ve idealite faktörünün ölçülen

sıcaklıkla değişimi, T_0 anormalliği olarak bilinen bir olgu ile ifade edilir. Bu durum elementel (bileşik olmayan) yarıiletkenlerde ve bileşik yarıiletkenlerde Schottky engelini bütün tiplerinde gözlenmiş olan bir olgudur. Bir Schottky diyot için akım ifadesi aşağıdaki gibi ise, diyotun T_0 etkisini gösterdiği söylenir.

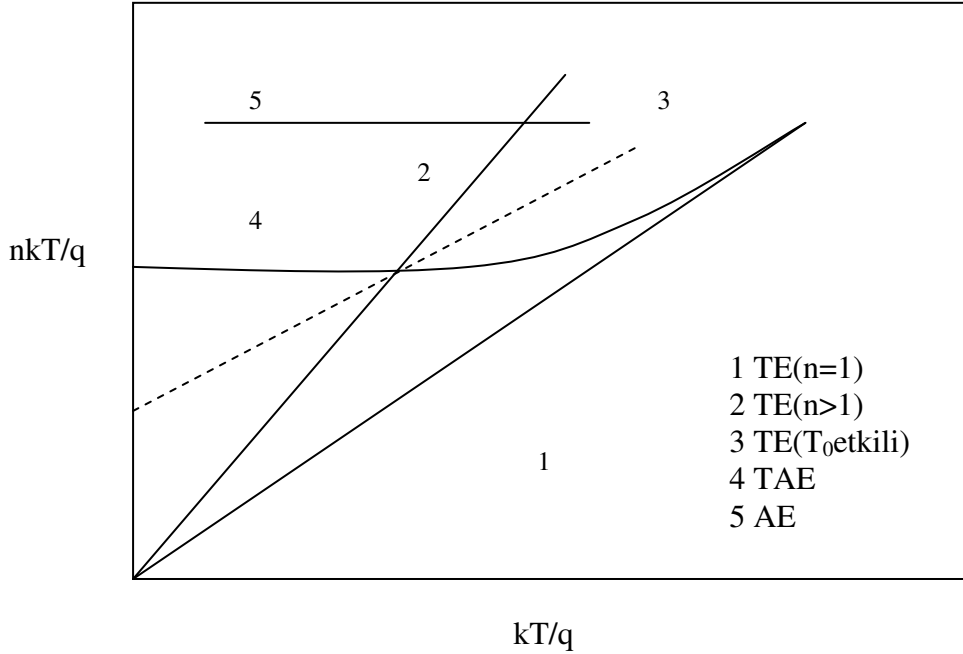
$$J = A^* T^2 \exp\left[-\frac{q\phi_B}{k(T+T_0)}\right] \left\{ \exp\left[\frac{qV}{k(T+T_0)}\right] - 1 \right\} \quad (2.41)$$

burada T_0 bir sabittir. T_0 etkisinin varlığı genellikle kT 'ye karşı nkT 'nin çizimi ile bulunur. Çizim eğimi 1 olan ve orijinden geçmeyen bir doğruyu netice vermelidir. Aynı zamanda x-ekseni $1/nT$ olarak çizilen Richardson eğrisi, T_0 anormalliğinin var olduğu durumda bir doğruyu netice vermelidir. T_0 etkisinin arayüzey durumlarının exponansiyel (üstel) dağılımına atfedilebilmesi, bir arayüzey tabakasının varlığına bağlıdır ve bu da homojen MS kontaklardaki T_0 'ın gözlenen değeriyle uyumlu değildir. T_0 değerinin benzer olarak üretilen diyotlar arasında ciddi farklılık göstermesi ve büyük diyotlarda yerel olarak değişebilen değerler alması, T_0 'ın engel oluşum mekanizmalarıyla doğrudan ilgili olmadığını göstermektedir. Homojen olmayan Schottky engeli kuramı, T_0 anormalliği için mükemmel bir açıklama yapmaktadır. Sıcaklık düşürüldüğünde, homojen olmayan bir Schottky diyot akımı iki tür eğilim gösterir, ikisi de T_0 etkisine yöneliktir. Bunlardan birincisi, besleme voltajındaki bir artışın ölçülen idealite faktöründe artışa sebebiyet vermesidir. İkinci eğilim ise rastgele bir dağılımla, düşük Schottky engelli bölgeleri içeren bir Schottky diyotunun var olabileceğidir. Böyle bir diyot için sıcaklık düşürüldüğünde, eklem akımı, az miktarda bulunan düşük Schottky engeline sahip bölgeler tarafından kontrol edilecektir. Bu bölgelerin etkin Schottky engeli değeri daha düşük ve idealite faktörleri de daha büyüktür. T_0 'ın idealite faktörüne bağlılığı, katkılama seviyesi ve Schottky engel dağılımıyla da ilgilidir. Padovani ve Summer (1965), diyot akımı için aşağıdaki eşitliği çıkarmışlardır;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nk(T+T_0)}\right) - 1 \right] \quad (2.42)$$

İdeal durumda ($n=1$ için) T_0 sıfır değerini göstermektedir. Kısacası T_0 değeri sıfıra yaklaştıkça diyotlarda ideal duruma yaklaşırlar. Eşitlik (2.39) kullanılarak çizilecek olan akım-gerilim grafiğinin analitik yorumundan $n=(1+T_0/T)$ olduğu ve bu denklemin $y=a.x+b$

formunda olmasından faydalanılarak T_0 değerleri hesaplanabilir. Eşitlik (2.39), T_0 'ın artık bir sıcaklık olarak sıfırdan büyük bir sabit olduğunu göstermektedir. Verilen bir sıcaklıkta idealite faktörü, T_0 ile $n=(1+T_0/T)$ şeklinde değişmektedir. Buna ek olarak, T_0 bir sabit olsa da sıcaklık değiştiğinde T bir sabit olmayacaktır [15].



Şekil 2.7. nkT/q 'nun kT/q 'ya göre grafiği

2.5.2. Gaussian engel dağılımı- $P(\Phi_B)$

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 oluşan bant bükülmesi (V_d) ve Schottky engellerin (Φ_B) değişimleri incelenir. Burada önerilen model Schottky diyotların akım taşıma özelliklerini analiz etmek için tanımlanmıştır; model yalnız kapasitans ve akım ölçümlerinden bulunan engel yükseklikleri arasındaki farkı 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 metal/yarıiletken ara yüzeyinde bant bükülmesinin (V_d) uzay yükü dağılımı,

$$P(V_d) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\bar{V}_d - V_d)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (2.43)$$

bağıntısıyla ile verilir. Sonuç olarak bant bükülmesi (V_d) ve Schottky engeli şu şekildedir:

$$\Phi_B = V_d + \xi + V \quad (2.44)$$

Ortalama Schottky engeli, Φ_B durumunda bir engel dağılımına sahip ara yüzey içindeki bölgeye bağlı olarak

$$P(\Phi_B) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\bar{\Phi}_B - \Phi_B)^2}{2\sigma_s^2} \right] \quad (2.45)$$

dağılım fonksiyonuyla ifade edildiğinde

$$\int_{-\infty}^{+\infty} P(V_d) dV_d = \int_{-\infty}^{+\infty} P(\Phi_B) d\Phi_B \quad (2.46)$$

bağıntısı bulunur. Werner ve Güttler, Song ve arkadaşları yaptıkları çalışmalarda ideal olmayan MYY yapılarında sıfır beslem engel yüksekliğini ve idealite faktörünün farklı çözümlemesini gerçekleştirmişlerdir [24, 26]. Buna göre, engel yüksekliğinde Gaussian dağılımının varlığı varsayılarak idealite faktörü ve sıfır beslem engel yüksekliği yerine n_{ap} ve Φ_{ap} şeklinde ifade edilen, görünen engel yüksekliği ve görünen idealite faktörünü tanımladılar. Görünen engel yüksekliği, n_{ap} ve Φ_{ap} , σ_s dikkate alınarak,

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{B0}(T=0) - \frac{q\sigma_s^2}{2kT} \quad (2.47)$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (2.48)$$

şeklinde ifade edilmiştir. Ortalama Schottky engel yüksekliği $\bar{\Phi}_B = \bar{\Phi}_{B0} + \rho_2 V$ ve standart sapma değeri $\sigma_s = \sigma_{s0} + \rho_3 V$, Gaussian parametreleridir. Burada ρ_2 ve ρ_3 sıcaklığa bağlı gerilim sabitleridir. Standart sapmanın değerinin sıcaklığa bağlılığı genelde küçüktür ve bu yüzden ihmal edilebilir. Sıfır beslem engel yüksekliğinin azalmasının engel yüksekliğinde Gauss dağılımının varlığından kaynaklandığı söylenebilir [16,17].

2.6. Richardson Eğrileri İle Aktivasyon Enerjisinin ve Richardson Sabitinin Bulunması

Richardson sabitinin doğru bir biçimde elde edilmesi, engel yüksekliği değerinin hesaplanması için oldukça önemlidir. Richardson eğrileri, Richardson sabitinin elde edilmesinde yaygın olarak kullanılmaktadır.

Denklem (2.33) de verilen I_0 doyma akımı ifadesinde her iki taraf T^2 'ye bölünüp logaritması alınırsa;

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^{**}) - \frac{q\Phi_{b0}}{kT} \quad (2.49)$$

eşitliği elde edilir. I_0 'ın farklı sıcaklıklardaki değerleri kullanılarak, aktivasyon enerjisinin $(\ln(I_0/T^2)) - 1000/T$ karşı grafiği çizilir. Çizilen grafiğin eğimi, 0 K'deki, sıfır beslem engel yüksekliği Φ_{b0} ($T=0$)'a, bir başka deyişle aktivasyon enerjisine eşit olacaktır. Çizilen grafiğin y eksenini kestiği noktadan etkin Richardson sabiti A^* elde edilir. Hackam ve Harrop (1972) tarafından ideal olmayan diyot için ileri beslem akımı için;

$$I = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{n(T)kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{n(T)kT}\right) \quad (2.50)$$

ifadesini vermiştir. Eşitlikte $n(T)$ sıcaklık bağımlı idealite faktörüdür. İfadede idealite faktörünün sıcaklık bağıllığı göz önünde bulundurularak azaltılması için eklentiler yapılmıştır. Bu değiştirilmiş ifade için Richardson eğrisi, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı $1000/n(T)T$ 'ye karşı çizilen grafiği olacaktır. Levine (1971) bu eğrinin n 'nin sıcaklığa bağımlılığının kuvvetli olduğu durumlarda, lineer olmayacağını göstermiştir. (Bhuiyan 1988) Richardson eğrisinde idealite faktörünün bu sıcaklık bağımlılığını içeren eklentiler yapılmıştır.

Düz bant engel yüksekliğinin sıcaklığa (2.48) ifadesinde olduğu şekilde bağlı olduğu Hubers ve Roser (1998) tarafından verilmiştir. (2.50) denkleminde, $\ln(I_0/T^2)$ 'nin sıcaklığa bağlı $1000/n(T)T$ ye karşı çizilen grafiğin eğimi sıfır beslem engel yüksekliği Φ_{b0} 'a eşit olacaktır. Çizilen grafiğin $1/nT=0$ 'da y eksenini kestiği noktadan Richardson sabiti A^* bulunur. İstenilen sıcaklıktaki engel yüksekliği ise $\Phi_b(T) = \Phi_{b0} - \alpha T$ eşitliği kullanılarak elde edilebilir.

Hudait vd. (2000), Gümüş vd. (2002), düz bant engel yüksekliğinin, sıcaklığa denklem (2.48)'daki gibi bağlı olduğunu göz önünde bulundurarak, düzeltilmiş etkin Richardson sabitinin denklemini;

$$A_{düzeltmiş}^* = A_{gözlenen}^* \exp \left[\frac{e}{k} \left(\frac{d\phi_{bf}}{dT} \right) \right] = A_{gözlenen}^* \exp \left[\frac{e}{k} \propto \right] \quad (2.51)$$

şeklinde vermişlerdir [18].

2.7. Norde Fonksiyonu

İdeal Schottky bariyer diyotu için akım-gerilim karakteristiği (2.5) ile verilmişti. Diyot seri direnci R_s 'nin varlığı akım-gerilim ölçümleri ile diyot parametrelerinin belirlenmesi yönteminde güçlükler sebebiyet verecektir. Akım-gerilim eğrisi grafiğinin lineer olduğu kısımlar $kT/e \ll V \ll IR_s$ aralığında sınırlı olacaktır. Eğer R_s değeri büyük olursa bu aralık doyma akımı I_0 için güvenilir bir değer veremeyecek kadar küçülecektir. V geriliminin küçük olduğu aralıkta, toplam diyot akımı üzerinde yeniden birleşme akımlarının da önemli etkisi olacak ve bu da akım gerilim grafiğinin lineer kısmının $V=0$ noktasına doğru ekstrapolasyonu ile elde edilen I_0 doyma akımının güvenilirliğini daha da azaltacaktır.

Bu tür durumlarda seri direnç ve engel yüksekliği değerlerini elde etmenin bir yolu Norde (1979) tarafından sunulmuştur [23.]. Norde fonksiyonu $F(V)$ şöyle tanımlanmıştır:

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I(V)}{AA^{**}T^2} \right) \quad (2.52)$$

Denklem (2.24)'de $I(V)$ akım-gerilim eğrisinden alınan değerlerdir. Diyot için seri direnç R_s 'i içeren akım denklemi, denklem (2.29) ile verilmiştir. $V > kT/q$ kabul edersek, denklem (2.29) ve denklem (2.24)'den ;

$$F(V) = \Phi_b + IR_s - \frac{V}{2} \quad (2.53)$$

yazılabilir. İdeal durum için $R_s = 0$ dır ve $F(V)$ düz bir doğruyu verir. Doğrunun eğimi $-1/2$ 'dir. Doğrunun $F(V)$ eksenini kestiği nokta ise Φ_b 'yi verecektir. Sadece seri direncin olduğu durumlar için ise;

$$F(V) = F_R(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{V}{R_s A A^* T^2} \right) \quad (2.54)$$

yazılabilir. Yüksek gerilim değerleri için (2.54) ifadesi eğimi $+1/2$ olan düz bir çizgiyi verecektir. Küçük akım değerleri için $F(V)$ ideal duruma yakın olacaktır. Büyük akım değerlerinde ise $F_R(V)$ 'ye yaklaşacaktır. Bu iki uç (ekstrem) noktası arasında $F(V)$ minimum değere sahip olacaktır. Denklem (2.54)'nın gerilime göre türevi alınırsa denklem (2.55)'i verir.

$$\frac{dF}{dV} = R_s \left(\frac{dI}{dV} \right) - \frac{1}{2} \quad (2.55)$$

dI/dV denklem (2.55)'de görüldüğü gibi;

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI}{dV_D} / [1 + R_s \left(\frac{dI}{dV_D} \right)] \quad (2.56)$$

olarak verilir. V_D diyot üzerindeki gerilimdir. Denklem (2.56)'ın gerilime göre türevi alınarak;

$$\frac{dI}{dV} = \frac{dI}{dV_D} [I_0 \exp \left(\frac{eV}{kT} \right)] \quad (2.57)$$

elde edilir. Denklem (2.54) ve (2.55) kullanılarak denklem (2.56) şu şekilde yazılır;

$$\frac{dF}{dV} = \frac{\frac{eR_s I}{kT}}{1 + \frac{eR_s I}{kT}} - \frac{1}{2} \quad (2.58)$$

$F(V)$ 'nin minimum olduğu noktanın bulunması için dF/dV 'nin sıfır olduğu noktadaki akım değeri $I_{F(V)min}$ gereklidir. Denklem (2.54) sıfıra eşitlenirse;

$$I_{F(V)min} = \frac{kT}{eR_s} \quad (2.59)$$

ifadesi elde edilir. Bu akıma karşılık gelen $V_{F(V)min}$ değeri ise ;

$$V_{F(V)min} = \frac{kT}{e} + \ln \left(\frac{I_{F(V)min}}{AA^*T^2} \right) \quad (2.60)$$

denlemi ile verilir. Böylece $F(V)$ 'nin minimum değeri;

$$F(V_{F(V)min}) = \frac{V_{F(V)min}}{2} + \frac{kT}{e} \left(\frac{I_{F(V)min}}{AA^*T^2} \right) \quad (2.61)$$

eşitliği ile elde edilir. $I_{F(V)min}$ ve $V_{F(V)min}$ 'in akım-gerilim karakteristiği üzerinden ölçülen değerleri ve bunlar kullanılarak hesaplanan $F(V_{F(V)min})$ değeri denklem (2.54), (2.55)ve (2.56) ile beraber kullanılarak;

$$R = \frac{kT(\gamma-n)}{qI_{min}} \quad (2.62)$$

$$\varphi_b = F_{min} + \frac{V_{min}}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (2.63)$$

denklemleri kullanılarak seri direnç ve potansiyel engel yüksekliği değerleri elde edilir [19,20].

2.8. Cheung Foksiyonları Yardımıyla Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

Akım-gerilim karakteristiğinde, uygulanan gerilimin yüksek değerinde, bükülmeye sebep olan bir etken vardır. Bu R_s ile gösterilen seri dirençtir. R_s sıfır beslem engel yüksekliği Φ_{b0} ve n gibi kontak parametrelerinin bulunabilmesi için ortaya konulan yöntemlerden birisi Cheung (1986) tarafından türetilen Cheung fonksiyonlarıdır. Cheung, Norde $F(V)$ fonksiyonunun minimumunu tanımlamada karşılaşılan dezavantajlar nedeniyle $F(V)$ 'nin

minimum noktasını tanımlama işlevini hiç hesaba katmayarak I-V karakteristiklerinden türetilen $dV/d\ln(I)$ -I ve $H(I)$ -I gibi iki fonksiyondan diyotun temel parametrelerinin hesaplanabileceğini gösterdi [19]. Bu fonksiyonları elde etmek için denklem (2.39)'de I_0 ifadesini yerine yazarak her iki tarafın doğal logaritmasını alırız. Ortaya çıkan ifadeden V ifadesi çekilirse ;

$$V = \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) + n\phi_{b0} + IR_s \quad (2.64)$$

eşitliği elde edilir. Bu eşitlikte her iki tarafın $\ln I$ 'ya göre türevi alındığında;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (2.65)$$

denklemini elde edilir. Denklem (2.65) birinci Cheung fonksiyonu olarak adlandırılır. Denklemden görüleceği gibi $dV/d\ln(I)$ 'nın I'ya göre grafiği doğrusal olacaktır. Grafik çizilecek olursa, eğimi R_s 'yi verecektir. Aynı grafiğin, $I=0$ için $dV/d(\ln I)$ eksenini kestiği noktadan n idealite faktörü bulunabilir. Diğer diyot parametrelerinin bulunabilmesi için denklem (2.65)'de aşağıdaki şekilde bir düzenleme yapılır;

$$V - \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) = n\phi_{b0} + IR_s \quad (2.66)$$

Denklem (2.65)'un her iki tarafının $H(I)$ olarak tanımlanan yeni bir fonksiyona eşitlenmesi ile aşağıdaki iki denklem elde edilir;

$$H(I) = V - \frac{nkT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (2.67)$$

$$H(I) = IR_s + n\phi_b \quad (2.68)$$

İkinci Cheung fonksiyonları olarak adlandırılan yukarıdaki denklemler ile de engel yüksekliği hesabı için $H(I)$ 'nın I'ya göre grafiği çizilir. Bu grafik de doğrusal olacaktır. Denklem (2.68)'da $H(I)$ 'nın I'ya göre çizilen grafiğin eğiminin R_s 'i verdiği görülmektedir. Aynı grafiğin $I=0$ için $H(I)$ eksenini kestiği noktada ise $H(0)=n\phi_{b0}$ olacaktır. Birinci

Cheung fonksiyonu kullanılarak elde edilen n değeri eşitlikte yerine konularak Φ_{b0} elde edilir [21,22].

2.9. InP ve Onunla İlgili Malzemelerin Teknolojideki Önemi

InP ve özellikle InGaAs ve InGaAsP gibi ilişkili alaşımlar, yüksek elektron geçirgenliği ve yüksek doyumlu elektron sürüklenme hızları yüzünden birçok elektronik ve fotonik cihaz uygulamalarında önemli malzemeler olmuştur.

Örgüleri InP ile uyumlu büyütülen üçlü alaşım InGaAs (Jajali,1992) ve dörtlü alaşım InGaAsP (Dutta,1992) günümüzün yüksek veri akışında 1,3-1,6 μm aralığındaki ışık kaynakları ve detektörlerin yapımında tercih edilen malzemelerdir. Bu malzemeler aynı zamanda uzun mesafe fiber-optik iletişim sistemlerinde (Soole,1991), çok eklemli bipolar transistörler (Hetero Junction Bipolar Transistor-HBT)'ler (Jajali,1992) gibi yüksek hızlı cihazlarda ve yüksek elektron geçirgenliğine sahip transistörlerde (High electron mobility transistor-HEMT) (Guan,1995) kullanılabilir. Metal-Yarıiletken, metal-fotodedektör ve yüksek elektron geçirgenlikli transistorler (MSM-HEMT) (Hong,1991-Chang,1991-Fay,1996) ve p-n fotodedektörler ve alan etkili transistorler (p-type Insulator n-type field effect transistor-PIN-FET)'ler (Park-Akatsu,1993) gibi yapılar, yakın zamanda yüksek performanslı InP tabanlı optoelektronik entegre devrelerinde kullanıldı. (Optoelectronics Integrated circuits-OEIC)'ler. Bu entegre devreler tek parça olarak üretildi ve fotoalıcı olarak kullanıldı. GaAs ile kıyaslandığında InP'in daha yüksek elektron sürüklenme hızı ve daha yüksek kesme elektrik alanı vardır. Bu gerçekler InP'in GaAs'a göre daha avantajlı elektronik ürünler verdiğini gösterir. Bu avantajlar düşük gürültülü ve yüksek güçlü Schottky FET'ler için de geçerlidir. Ek olarak, InGaAs ve InGaAsP uzun dalgaboylarında iletişim için iyi malzemelerdir ve bunlar InP örgüsüne uyumlu olarak büyütülebilir. Üstelik InGaAsP orijinal yapıların enerji bant aralığında üretilebilir [23].

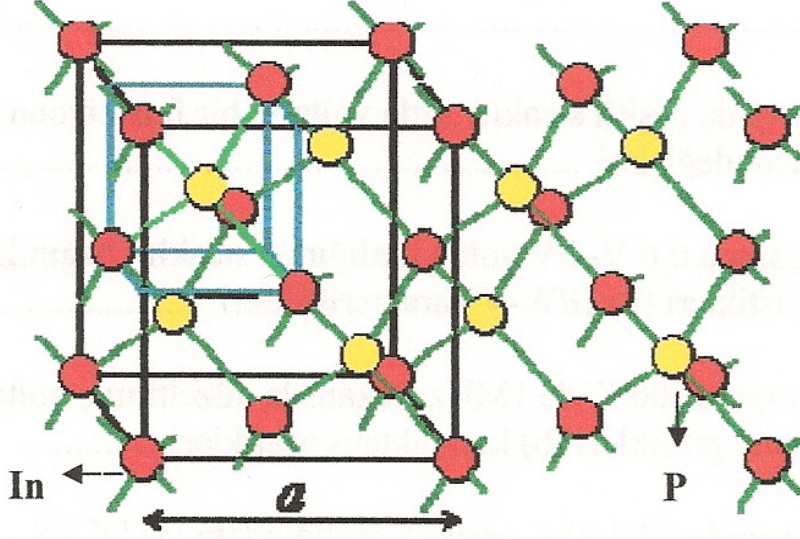
2.9.1. InP yarıiletkeninin özellikleri

Periyodik tablonun III. Sütunundaki indiyum atomu ve V. Sütunundaki fosfat atomunun bir araya gelmesiyle oluşan InP elmas ya da çinko sülfid kristal yapısına sahip bir yarıiletkendir. Ancak elmas yapıdan farklı olarak her bir örgü noktasında birbirleriyle dörtlü kovalent bağ yapan indiyum ve fosfat gibi iki farklı atom bulunur. Her bir atomu komşu atomla dörtlü kovalent bağ ile bağlanmıştır. Bant aralığı 1,42 eV (4.2 K) ve 1,35 eV (298 K) değerini alır. Sıcaklık bağımlı bant aralığı

$$E_g = [1,423 - 3,63 \times 10^{-4} T^2] / [T + 162]$$

(2.69)

ifadesiyle verilir.



Şekil 2.8. InP'nin birim hücresi [24].

Çizelge 2.1. InP'nin bazı özellikleri[24]

InP	Özellik
Yapısı	Çinko Sülfür(ZnS)
Bağ Yapısı	Dörtlü Kovalent Bağ
Örgü Yapısı	Tetrahedral (Düzgün Dörtüzlü)
Uzay Grubu	Kübik
Bant Aralığı	1,35eV (300K) -1,42eV (0K)
Enerji Bant Aralığı Yapısı	Direkt
Etkin Kütlesi	0,08m ₀ (e ⁻) ve 0,12m ₀ (deşik)
Dielektrik Sabiti	12,4
Örgü Parametresi a ₀ (300K)	0,586 nm
En Yakın Komşu Mesafesi (300K)	0,254 nm
Yoğunluğu	4,81g cm ⁻³
Erime Noktası	1335K

3. DENEYSEL SİSTEM

Bu çalışmada kimyasal yöntemle temizlenen n-InP yarıiletken kristal üzerine püskürtme(sputtering) metoduyla Ag/TiO₂/n-InP yapısı oluşturularak farklı sıcaklıklarda akım-gerilim ölçümleri yapıldı.

Alttaş olarak (100) yönelimli, 500 µm kalınlıklı, $3,13 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ taşıyıcı yoğunluklu n tipi InP yarıiletken kristali kullanıldı. İlk olarak n-InP bir elmas kesici ile kesilerek iki adet alttaş oluşturuldu. Önce alttaşların mat yüzeyine omik kontak, daha sonra parlak yüzeye TiO₂ ince film büyütüldü. Alttaşların birinin yüzeyine 60Å diğerinin yüzeyine ise 120Å TiO₂ ince film tabakası oluşturuldu ve iki farklı numune üretildi.

3.1. Kristal Temizleme

İyi bir metal-yarıiletken (MS) diyot yapımı için kaliteli ve yüzeyi çok iyi temizlenmiş kristaller kullanılmalıdır. Kristal yüzeyleri üzerindeki organik ve diğer ağır metal kirlerini temizlemek ve yüzeydeki pürüzleri ortadan kaldırmak için yarıiletken kristal kimyasal olarak ultrasonik banyoda farklı aşamalardan geçirilerek temizlendi.



Resim 3.1. Numunelerin kimyasal temizleme işleminin yapıldığı laboratuvar.

Temizlemede kullanılan deiyonize su (18,3 MΩ) İnnovation firmasından temin edilen Pure Water System marka aletten elde edildi.

Numune ve deneysel araçların temizliği iyi diyet oluşturmada çok önemli unsurlar olduğu için tüm kimyasal temizlemeler titizlikle gerçekleştirildi. Temizleme işlemi aşağıdaki sıraya göre gerçekleştirildi:

1. Temizleme işlemlerinde kullanılacak tüm beherler, tutucular, DIW (de iyonize su 18 MΩ) ile temizlenip yüksek sıcaklıktaki fırında kurutuldu.
2. Demir maske numune tutucu cımbız ve kesilen yarıiletken kristaller (n-InP) ayrı ayrı beherler içerisinde sırasıyla aşağıdaki temizleme işlemine tabi tutuldu;
 - a. Triklor Etilen ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
 - b. DIW ile durulandı.
 - c. Aseton ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
 - d. DIW ile durulandı.
 - e. Metanol ile ultrasonik banyoda 5 dakika yıkandı.
 - f. DIW ile durulandı.
 - g. Durulama işlemi bittikten sonra yüzeydeki doğal oksit tabakasını kaldırmak için numune (1:10) oranındaki HF+H₂O çözeltisinde 30 saniye kadar bekletildi.
 - h. DIW ile durulandı
1. Yüksek saflıkta N₂ gazı ile numune tutucu cımbız, maskeler ve alttaşlar kurutuldu.

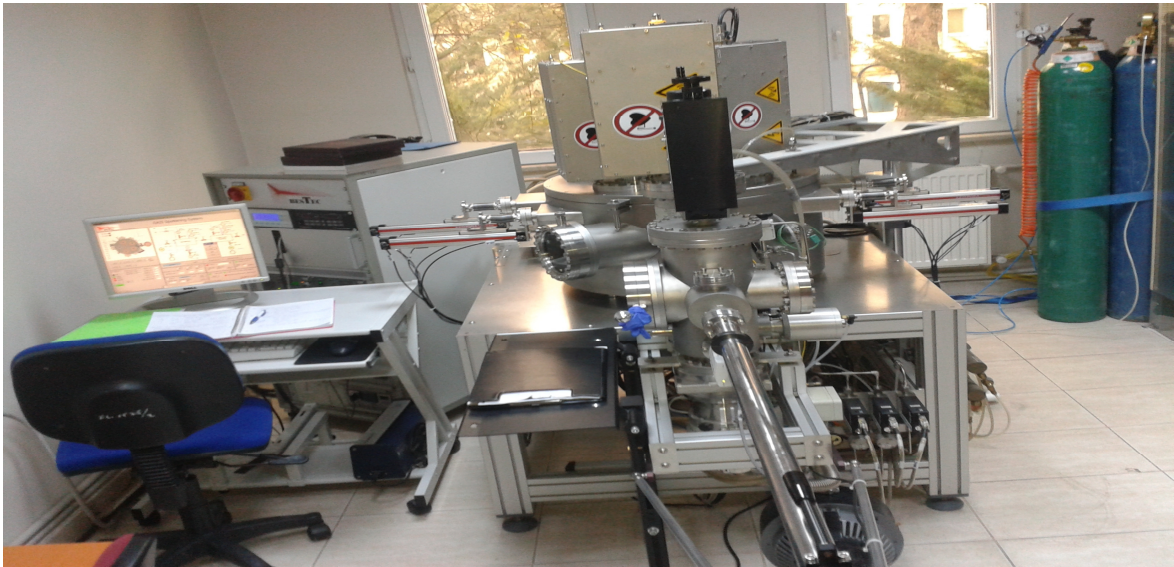
3.2. Omik Kontağın Oluşturulması

Kimyasal temizleme ve kurutma işleminin ardından, alttaşların mat tarafına Au omik kontak oluşturmak için n-InP numuneler, püskürtme sistemi (sputtering system) içindeki numune tutucuya yerleştirildi (Resim 3.2). Vakumlama işlemi yapıldı ($2 \cdot 10^{-6}$ torr).



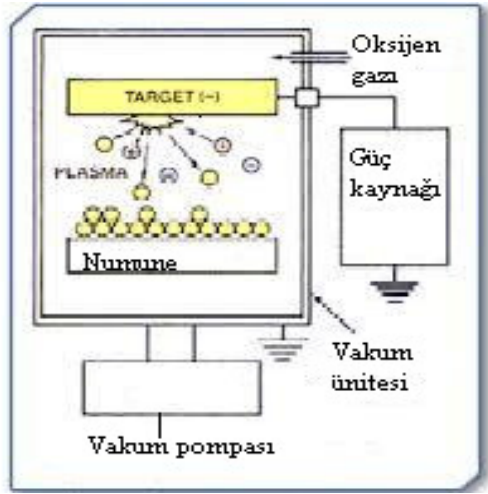
Resim 3.2. Püskürtme cihazındaki numune tutucu

Alttaşların mat tarafına, püskürtme sistemiyle, 150 nm kalınlığında, saf Au (%99.995) kaplandı. Bu kaplama işlemi sırasında numuneler 80 C sıcaklıkta tutuldu. Ardından omik kontak oluşturmak için numune 325 ⁰C'de 4 dakika tavlandı. Bu işlemlerin yapıldığı püskürtme sistemi Resim 3.3 de gösterilmiştir.



Resim 3.3. BESTEC Püskürtme (Sputtering) sistemi

Püskürtme sistemi ile numune büyütülmesi aşağıda verilmiştir; numuneler vakum ünitesine numune tutucu üzerine yerleştirilir, kapak kapatılarak istenen basınç değerine ulaşıncaya kadar pompa ile vakum ünitesinin havası boşaltılır. Püskürtme işlemi, hedef olarak kullanılacak metalin negatif yüklenmesi ile başlar. Bu negatif yüklenme ile oluşan elektriksel alan bir plazma ortamına sebep olur. Bu plazma bölgesinde üretilen pozitif yüklü gaz iyonları negatif beslemdeki hedef metale çok hızlı etki eder, bu çarpışma da bir momentum transferine sebep olur ve hedef metalden atomik boyutta parçacıklar sökülür. Bu atomik parçalar vakum bölgesini geçerek ince bir film tabakası halinde numune üzerine yapışır.



Resim 3.4. Püskürtme sistemi

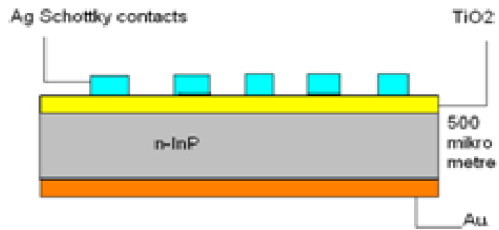
3.3. Doğrultucu Kontak Oluşturulması

Önce numunelerden birisi, püskürtme sisteminde, parlatılmış yüzey üste gelecek şekilde numune tutucuya yerleştirildi ve O_2 ortamında Ti püskürtülerek nInP yüzeyinde 60 Å kalınlığında TiO_2 tabakası oluşturuldu. Aynı şekilde diğer numune üzerinde de 120 Å TiO_2 film tabakası oluşturuldu.

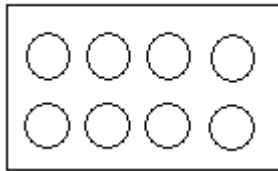
Bu arayüzey tabakasının üzerine, doğrultucu kontak elde etmek için püskürtme (sputtering) ile 1500Å kalınlığında Ag kaplandı. Kaplama işleminde 1 mm çapında diyetler üretebilmek için paslanmaz çelik maske kullanıldı. Bu işlemin sonucunda Ag/ TiO_2 /n-InP/Au numuneler iki farklı TiO_2 kalınlıklı arayüzey tabakası ile üretilmiş oldu.



Resim 3.5. Numunenin ölçüme hazır hali.



Şekil 3.1. Ag/TiO₂/n-InP/Au numunenin diyagramı.

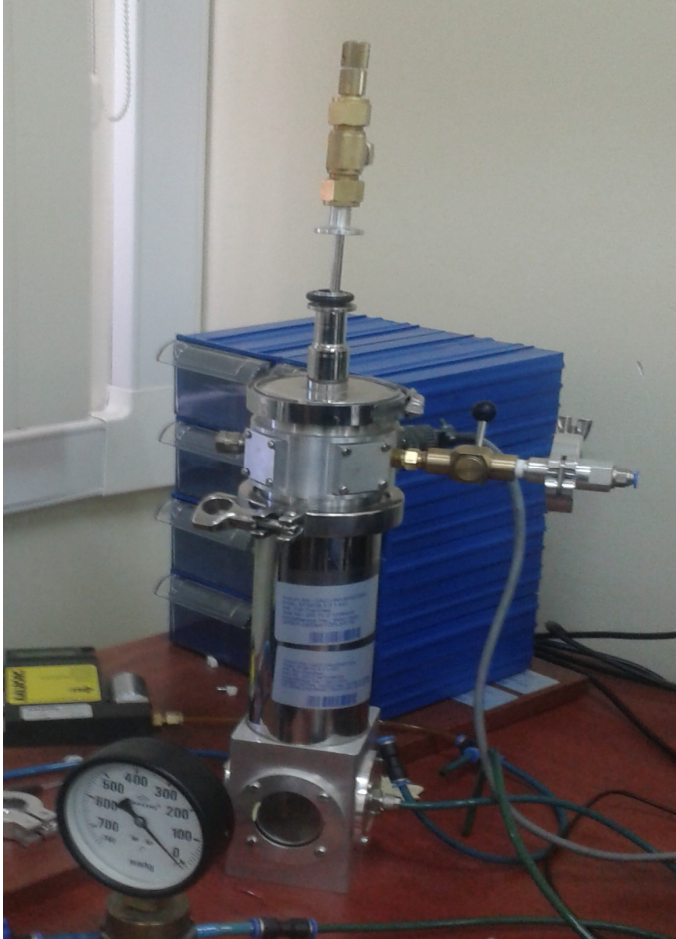


Şekil 3.2. Üretimde kullanılan çapı 1mm olan maskenin görünümü

3.4. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

3.4.1. Akım-Voltaj (I-V) ölçüm düzeneği

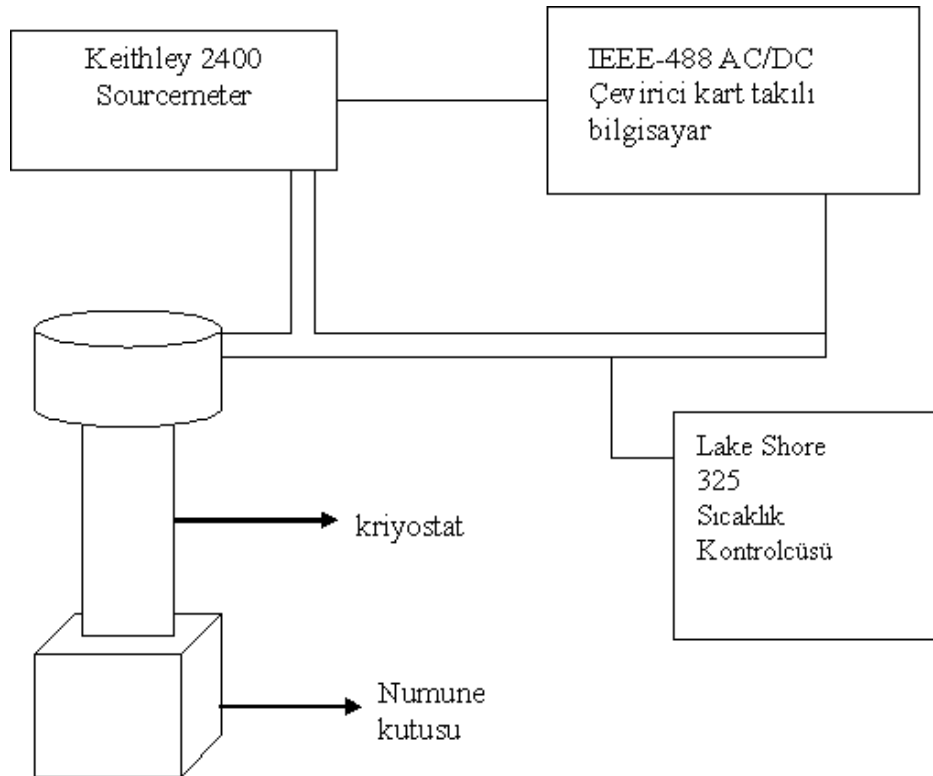
Fiziksel karakterlerin ölçülmesi, Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Laboratuvarında yapıldı. Akım-Voltaj (I-V) ölçümleri için Keithley 2400 Kaynakmetre (Sourceter) kullanıldı. Ölçümler bilgisayar ile kumanda edilerek gerçekleştirildi. Akım-Gerilim (I-V) ölçümlerinin yapıldığı sistemin şematik diyagramı Şekil 3.3’de gösterildi. Numunelerin ölçümü -0,6V ile +0,6V arasında gerçekleştirildi ve metal tarafına(Ag) pozitif gerilim uygulandı. Ölçümler, 120-420 K sıcaklık aralığında, 22 farklı sıcaklık için tekrarlandı. Ölçümlerde kullanılan kriyostat ve ölçüm cihazları sırasıyla Resim 3.6 ve Resim 3.7’de görülmektedir.



Resim 3.6. Farklı sıcaklıklarda ölçüm almak için kullanılan kriyostat (Janis VPF100)



Resim 3.7. Akım-gerilim ölçümlerinde kullanılan Keithley 2400 Sourcemeter ve Lakeshore 325 sıcaklık kontrol cihazları



Şekil 3.3. Akım-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek

4. DENEYSEL SONUÇLAR

4.1. Akım –Voltaj (I-V) Karakteristikleri

Metal ve Yarıiletken arasında oluşturulmuş olan tabaka I-V karakteristiğine ilişkin yapısal parametreleri etkiler. Bu yapılarda termiyonik emisyon (TE), difüzyon, termiyonik emisyon – difüzyon, T_0 etkili iletim, termiyonik alan emisyonu (TAE), alan emisyonu (AE), çok katlı tünelleme, azınlık taşıyıcı enjeksiyonu, yaratılma– yeniden birleşme gibi değişik akım mekanizmaları etkili olabilir. Belirli bir sıcaklıkta tüm gerilim aralığında tek bir akım iletim mekanizması baskın olabileceği gibi, aynı anda iki veya daha fazla akım iletim mekanizması da baskın olabilir. Bu yüzden elde edilen karakteristiklerin açıklanması oldukça karmaşık olabilir. Yüzeyin hazırlık işlemleri (temizliği), oksit tabakasının önce kaldırılıp sonra oluşturulması, metalden yarıiletken engeli yüksekliği, yarıiletkenin safsızlık yoğunluğu, sıcaklık, voltaj gibi birçok parametre baskın akım iletim mekanizmasını etkileyen faktörlerdendir.

Bu çalışmada, diyotların akım–voltaj (I-V) karakteristiğinin ve bazı fiziksel parametrelerinin sıcaklığa bağlı grafikleri farklı akım iletim mekanizmaları için incelendi.

Termiyonik emisyon teorisine göre metal ile yarıiletken arasındaki akımı veren ifade;

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (4.1)$$

şeklindedir. Burada I_0 doyma akımıdır. Doyma akımı, $\ln I$ -V grafiğinin lineer (düz) kısmının uzatılmasıyla dikey eksen kestiği noktadan bulunur ($V=0$) . Doyma akımı;

$$I_0 = A A^{**} \exp\left(\frac{-q\Phi_{bo}}{kT}\right) \quad (4.2)$$

şeklinde ifade edilir. Burada, A diyot alanı, Φ_{bo} engel yükseliği, A^{**} Richardson sabiti, k Boltzman sabiti, T ise mutlak sıcaklıktır. n-InP için Richardson sabiti $A^{**} 9,4 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ dir [25].

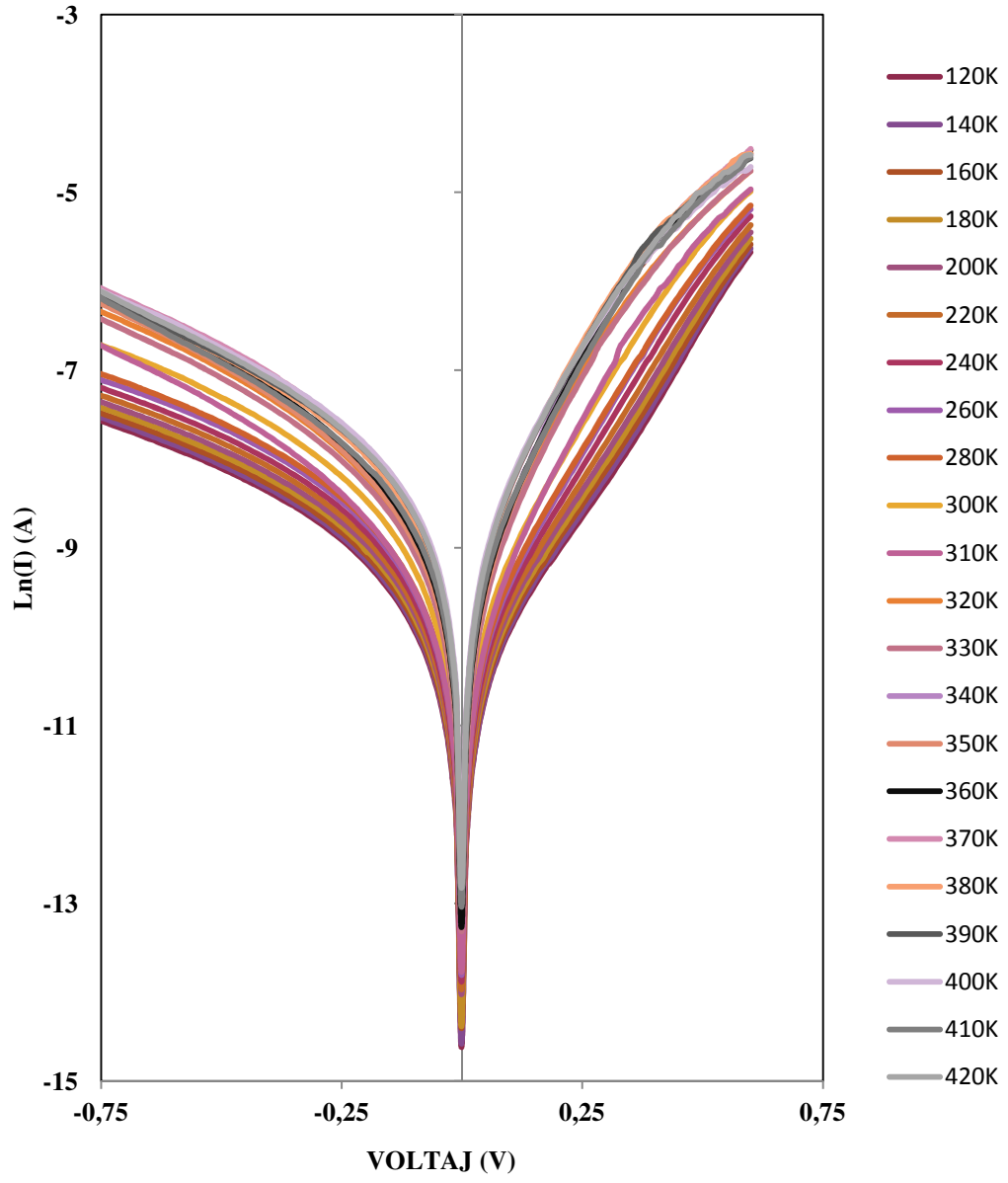
(4.2) ifadesinden sıfır beslem engel yüksekliği bulunabilir:

$$\Phi_{b0} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (4.3)$$

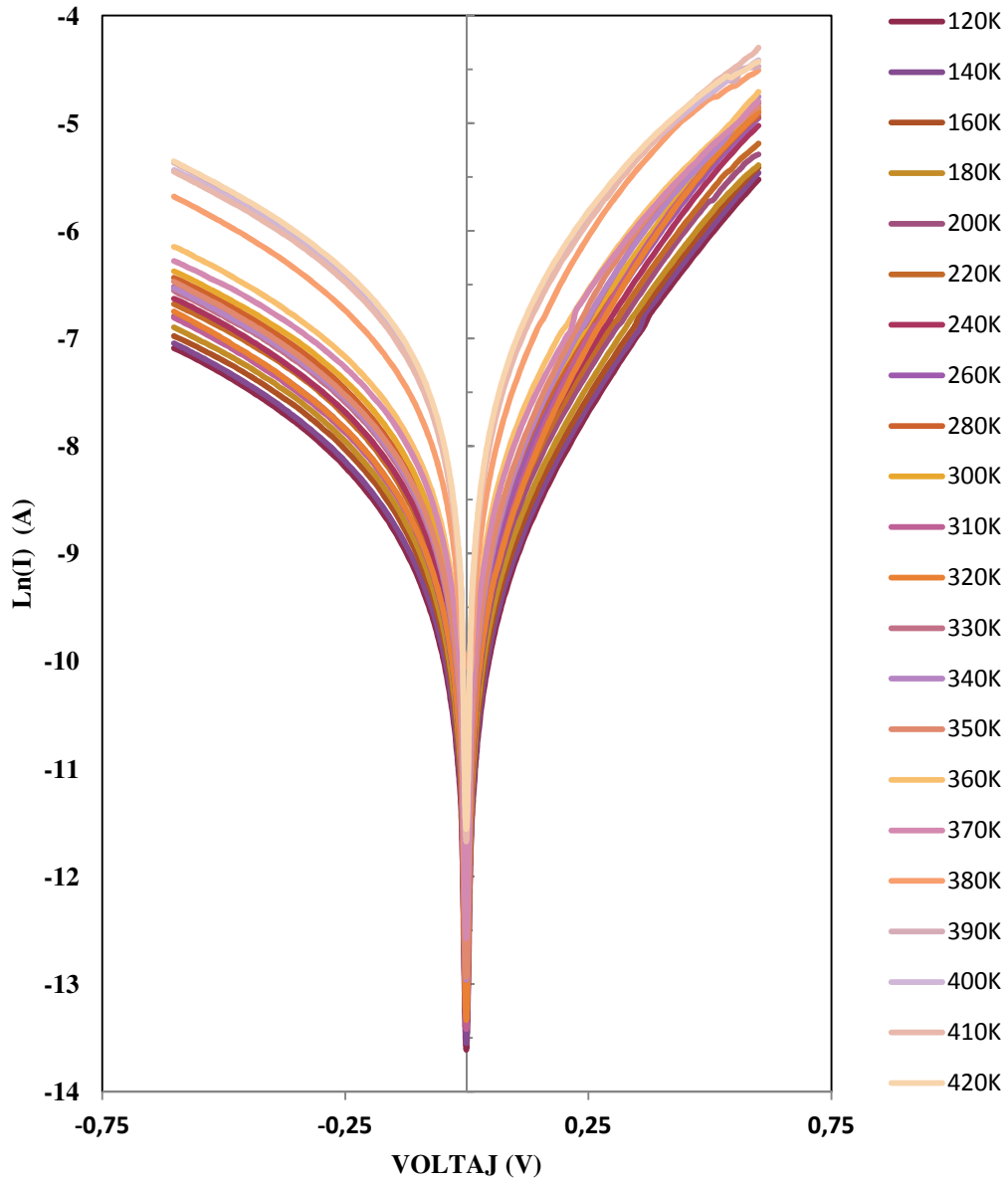
İleri beslem bölgesinde $\ln I$ 'nın V 'ye göre grafiğinin bir doğru olması beklenir. Eğer grafik doğrusal değilse, idealite faktörü büyüktür ve diyot ideallikten uzaktır. Bunun sebebi, bir arayüzey tabakasının varlığı veya tüketim bölgesindeki yeniden birleşmedir. İdealite faktörü (n)'nü veren ifade ise;

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d \ln I} \right) \quad (4.4)$$

şeklinde dir. Üretimi yapılan diyotların 120 K ile 420 K sıcaklık aralığındaki akım voltaj karakteristikleri Şekil 4.1 ve Şekil 4.2 gösterilmiştir. Termiyonik emisyon modeline göre deneysel $\ln I$ - V grafiğinin ileri beslem bölgesindeki eğiminden idealite faktörü, sıfır volt kesme noktasından ise engel yükseliği bulundu. Buna göre; Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å TiO₂ film) için idealite faktörü 120 K'de 3,69, 420 K'de ise 1,01 bulundu. Yine aynı sıcaklıklarda, engel yükseklikleri (Φ_{b0}) sırası ile 0,198 eV ve 0,733 eV olarak hesaplandı. Ag/TiO₂/n-InP/Au (120 Å TiO₂ film) diyotu için ise 120 K ile 420 K'deki idealite faktörü sırası ile 3,52 ve 1,01 bulundu. Bu diyot için aynı sıcaklıklarda bulunan engel yükseklikleri (Φ_{b0}) sırası ile 0,19 eV ve 0,68 eV dur. Bulunan idealite faktörleri ile engel yüksekliklerinin sıcaklığa bağlı grafikleri Çizelge 4.1 ve Şekil 4.3 de gösterilmiştir. Grafiğe göre her iki diyotta da sıcaklık artmasına karşın idealite azalırken, engel yüksekliği artmaktadır. Bunun sebebi bu iki faktörde sıcaklığa kuvvetli bir biçimde bağlıdır. Metal ve yarıiletken ara yüzündeki akım iletimi sıcaklığa bağlı olduğundan düşük sıcaklıklarda akım, engelin düşük kısımlarını aşan akımlardan oluşur bundan dolayı baskın engel yüksekliği düşerken idealite faktörü yükselir. Sıcaklıktaki artışla beraber yeterli enerjisi olan daha çok elektron engeli aşarken ve bu durum dominant bariyer seviyesinin yükselmesini sağlarken idealite faktörünü düşürmektedir. Düşük sıcaklıklarda bariyerin düşmesi ve idalite faktörünün artmasının bir diğer sebebi de ara yüzey durum yoğunluğu, ara yüzey bölgesindeki homojensizlikler ve ara bölgede düzensiz yük dağılımları gösterilebilir.



Şekil 4.1. Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å TiO₂ film) numunesinin 120 K ile 420 K arasında yarılogaritmik akım-voltaj eğrisi



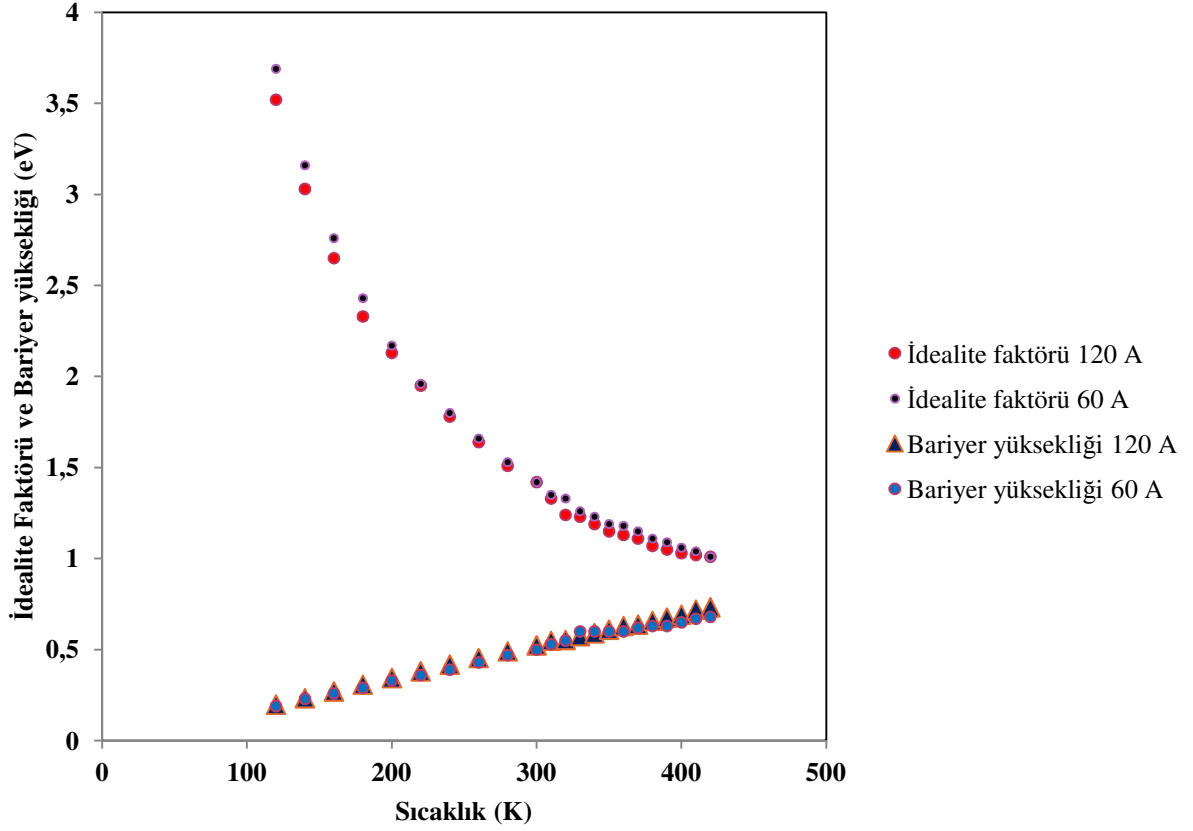
Şekil 4.2. Ag/TiO₂/n-InP/Au (120 Å TiO₂ film) numunesinin 120 K ile 420 K arasında yarı logaritmik akım voltaj eğrisi

Termiyonik emisyon teorisinden elde edilen parametreler çizelgede 4.1’de gösterilmiştir.

Çizelge 4.1. Termoiyonik emisyon teorisine göre diyotların parametreleri

T	I_0 (60 Å TiO ₂)	I_0 (120 Å TiO ₂)	n (60 Å TiO ₂)	n (120 Å TiO ₂)	Φ_b (60 Å TiO ₂)	Φ_b (120 Å TiO ₂)
(K)	(mA)	(mA)			(eV)	(eV)
120	5,19E-06	1,05E-05	3,52	3,69	0,198	0,19
140	5,32E-06	1,14E-05	3,03	3,16	0,234	0,23
160	5,66E-06	1,28E-05	2,65	2,76	0,271	0,26
180	5,91E-06	1,38E-05	2,33	2,43	0,308	0,29
200	6,27E-06	1,65E-05	2,13	2,17	0,344	0,33
220	6,63E-06	1,86E-05	1,95	1,96	0,381	0,36
240	7,37E-06	2,01E-05	1,78	1,8	0,418	0,39
260	8,07E-06	2,29E-05	1,64	1,66	0,454	0,43
280	8,46E-06	2,51E-05	1,51	1,53	0,491	0,47
300	1,05E-05	2,77E-05	1,39	1,42	0,524	0,5
310	8,57E-06	1,78E-05	1,33	1,35	0,549	0,53
320	1,43E-05	1,78E-05	1,24	1,33	0,554	0,55
330	1,34E-05	2,37E-05	1,23	1,26	0,575	0,6
340	1,54E-05	2,44E-05	1,19	1,23	0,59	0,6
350	1,51E-05	2,58E-05	1,15	1,19	0,61	0,6
360	1,63E-05	3,66E-05	1,13	1,18	0,63	0,6
370	2,09E-05	3,32E-05	1,11	1,15	0,638	0,62
380	2,00E-05	5,53E-05	1,07	1,11	0,658	0,63
390	2,12E-05	7,86E-05	1,05	1,09	0,676	0,63
400	2,29E-05	8,15E-05	1,03	1,06	0,692	0,65
410	1,74E-05	7,55E-05	1,02	1,04	0,721	0,67
420	2,14E-05	8,50E-05	1,01	1,01	0,733	0,68

Bariyer yüksekliği ve idealite faktörünün her iki numune için sıcaklıkla değişimini gösteren grafik Şekil 4.3'te verilmiştir.



Şekil 4.3. Ag/TiO₂/nInP/Au diyotlarının idealite faktörü ve bariyer yüksekliklerinin sıcaklığa göre değişimini gösteren grafik.

Genellikle ileri beslem yarı logaritmik I-V grafiği düşük voltajlarda lineerlik gösterirken yeterince yüksek voltajlara çıkıldığında bu lineerlikten sapmalar gözlenir. Bunun sebeplerinden bazıları arayüzey durumları ile arayüzeyde oluşan oksit tabakadan kaynaklı yarıiletkenin direncidir. Yarıiletkenlerde seri direnç elektriksel parametreleri anlamamızda önemli parametrelerden birisidir. Seri direnci bulmak için bir takım modeller önerilmiştir. Bunlardan ilki Cheung-Cheung metodudur. Bu metoda göre akım-voltaj (I-V) karakteristiklerinden türetilen $dV/d\ln(I)$ -I ve $H(I)$ -I fonksiyon grafiklerini kullanarak diyotun temel parametreleri olan n , R_s ve Φ_b 'yi hesaplamak mümkündür;

$$dV/d\ln(I) = nkT/q + IR_s \quad (4.5)$$

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

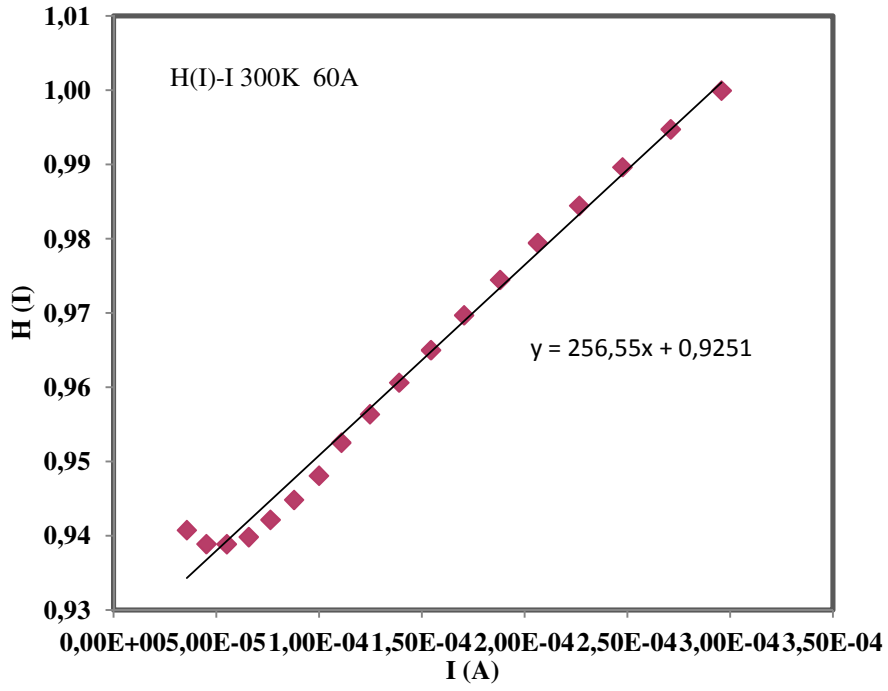
Denklem 4.5 ile denklem 4.6'da görüldüğü gibi $dV/d\ln I$ -I grafiğinin eğiminden seri direnç (R_s), y eksenini kesim noktasından ise idealite faktörü (n) bulunur. $H(I)$ -I grafiğinin eğiminden ise yine seri direnç (R_s), $dV/d\ln(I)$ -V grafiğinden bulunan idealite (n) değeriyle

birlikte kesim noktasından ise engel yüksekliği bulunur. Kesme noktası bize $n\Phi_b$ ’ yi verir, buradan Φ_b çekilir. Burada kullanılacak n değeri $dV/d\ln(I)$ ’dan hesaplanan değerdir. Buna göre yarıiletken filmlerin 120 K - 420 K geniş bir sıcaklık aralığında bu metot ile seri direnç, idealite faktörü ve engel yükseklikleri hesaplandı. Bu hesaplanan değerler Çizelge 4.2 gösterildi. Ayrıca oda sıcaklığında $H(I)$ - I grafiği ile $dV/d\ln(I)$ - V grafiği Şekil 4.4, 5, 6, 7’de gösterildi. Buna göre; Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å film) için $H(I)$ - I ve $dV/d\ln(I)$ - I grafiklerinden direnç değerleri 120 K’de sırasıyla 869 Ω ile 858 Ω ve 420 K’ de 87 Ω ve 81 Ω olarak hesaplandı. Ag/TiO₂/n-InP/Au (120 Å TiO₂ film) diyotu için 120 K’de yine sırasıyla 305 Ω ve 307 Ω bulunurken 420 K’ de 47 Ω ve 46 Ω olarak hesaplandı. Üretimi yapılan diyotların her biri için yapılan hesaplamalarda her iki yöntemde kullanılarak bulunan değerlerin birbirleriyle uyumlu olduğu görülmektedir. Her bir sıcaklık için hesaplanan ve iki yöntemle de bulunan dirençlerin azalan sıcaklıkla arttığı görülmektedir. Bunun sebebi sıcaklık azalmasıyla artan idealite faktörü ve serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasıdır.

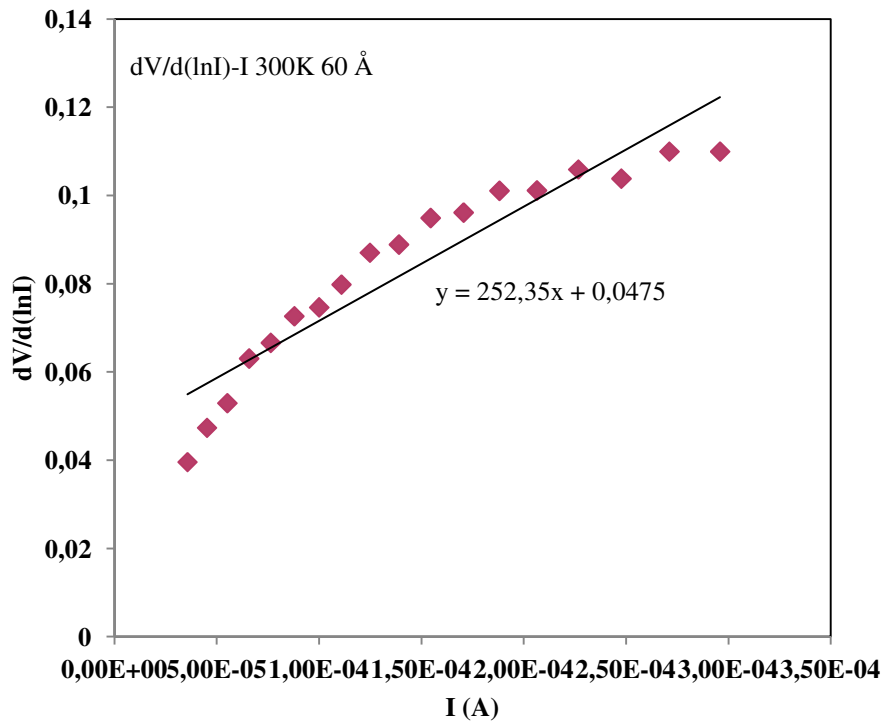
60 Å film kalınlıklı numunenin seri direnç değerlerinin 120 Å film kalınlıklı numunenin seri direnç değerlerinden büyük olmasının nedenini aşağıdaki gibi açıklayabiliriz. Seri direncin tanımı; yarıiletken tarafında tüketim bölgesinin dışında kalan nötral bölgenin direncidir. Bu tanımdan hareketle arayüzdeki filmin kalınlığı arttıkça tüketim bölgesinin genişliği de artar. Dolayısıyla yarıiletken tarafındaki nötral bölge azalır. Yani seri direnç azalır [38].

Çizelge 4.2. Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å - 120 Å TiO₂ filmler) diyotlarının 120 K – 420K aralığında hesaplanan parametreleri

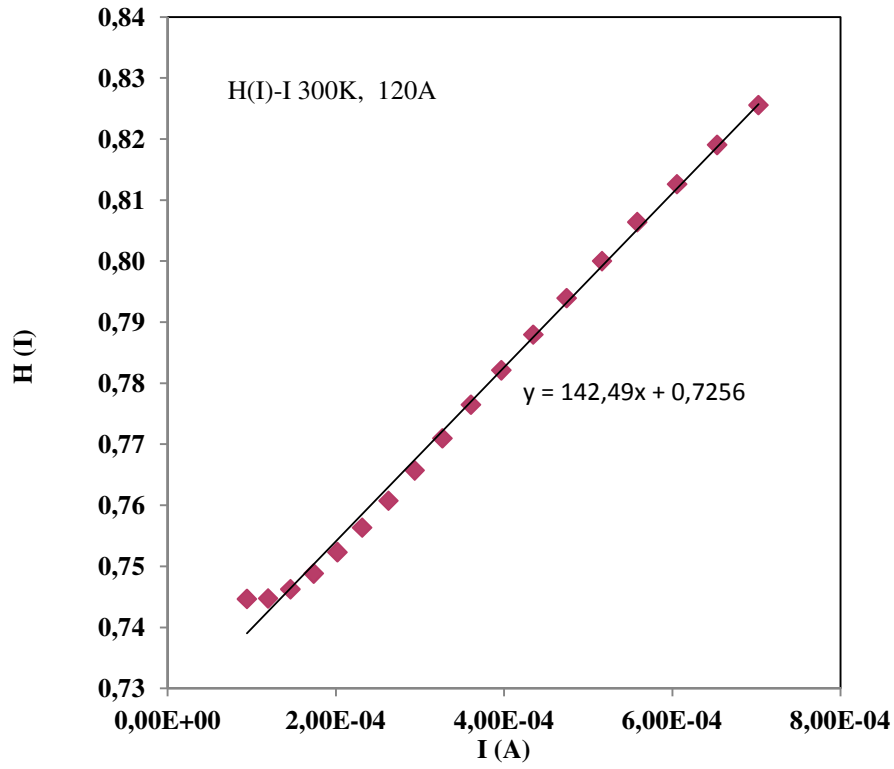
CHEUNG METODU dV/dLn(I)					CHEUNG METODU H(I)				
T (K)	R _s 60 Å (Ω)	R _s 120 Å (Ω)	n 60 Å	n 120 Å	T (K)	R _s 60 Å (Ω)	R _s 120 Å (Ω)	Φ _b 60 Å (eV)	Φ _b 120 Å (eV)
120	858	307	3,87	4,06	120	869	305	0,19	0,18
140	832	282	3,42	3,37	140	837	280	0,22	0,21
160	712	273	2,86	3,23	160	721	270	0,26	0,25
180	645	239	2,62	2,9	180	653	237	0,29	0,28
200	570	213	2,33	2,68	200	583	212	0,33	0,31
220	495	194	2,16	2,47	220	509	194	0,36	0,34
240	418	186	1,9	2,29	240	429	184	0,4	0,38
260	353	158	1,81	2,13	260	361	157	0,43	0,41
280	334	146	1,65	1,97	280	342	146	0,47	0,45
300	252	143	1,51	1,83	300	256	142	0,5	0,48
310	230	130	1,64	1,69	310	229	130	0,53	0,51
320	133	141	1,63	1,57	320	132	141	0,53	0,53
330	142	114	1,49	1,56	330	141	115	0,55	0,54
340	113	115	1,44	1,52	340	103	116	0,57	0,55
350	122	109	1,39	1,42	350	120	109	0,59	0,57
360	120	87	1,39	1,4	360	118	90	0,6	0,58
370	109	104	1,33	1,35	370	108	106	0,62	0,6
380	105	56	1,28	1,3	380	103	57	0,64	0,6
390	119	45	1,27	1,23	390	117	45	0,66	0,6
400	120	48	1,18	1,19	400	117	49	0,67	0,62
410	93	50	1,17	1,1	410	100	51	0,7	0,64
420	81	46	1,12	1,05	420	87	47	0,7	0,65



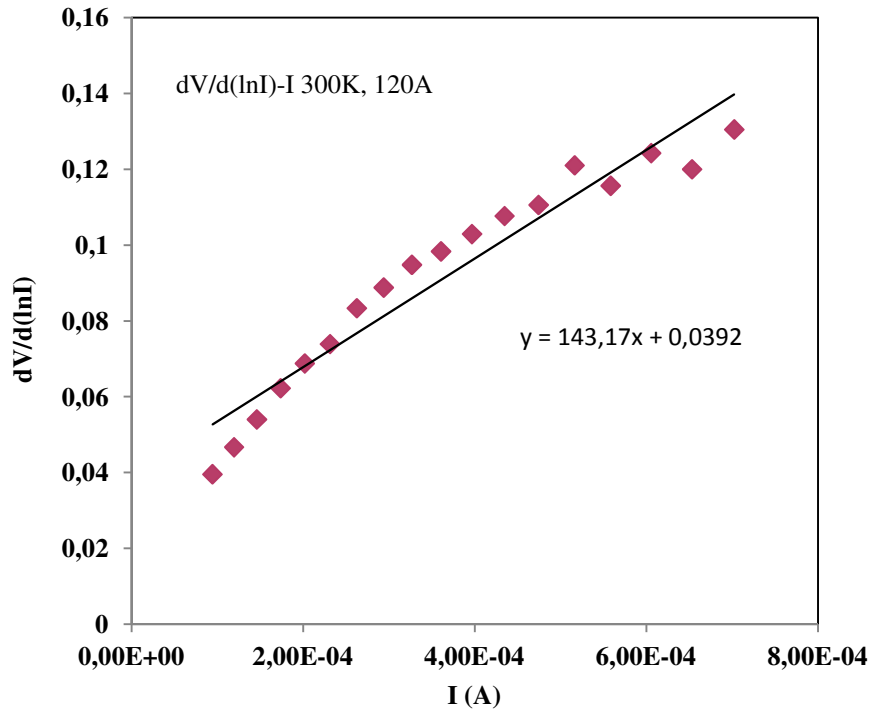
Şekil 4.4. Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å TiO₂ film) numunesinin 300 K de H(I)-I grafiği



Şekil 4.5. Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å TiO₂ film) numunesinin 300 Kde dV/d(ln(I))- I grafiği



Şekil 4.6. $Ag/TiO_2/n-InP/Au$ (120 A film) numunesinin 300K de $H(I)$ -I grafiği



Şekil 4.7 $Ag/TiO_2/n-InP/Au$ (120 A film) numunesinin 300K de $dV/d(\ln I)$ -I grafiği.

Seri direncin yüksek değerinden dolayı LnI-V eğrisine göre Norde yöntemi engel yüksekliğini hesaplamada daha uygun bir metottur. Aynı zamanda direnç hesaplamak için geliştirilen bu yöntemin dezavantajı ise minimum noktanın tanımlanmasındaki zorluklardır. Norde teorisine göre Norde Fonksiyonu;

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln \left(\frac{I(V)}{AA^{**}T^2} \right) \quad (4.7)$$

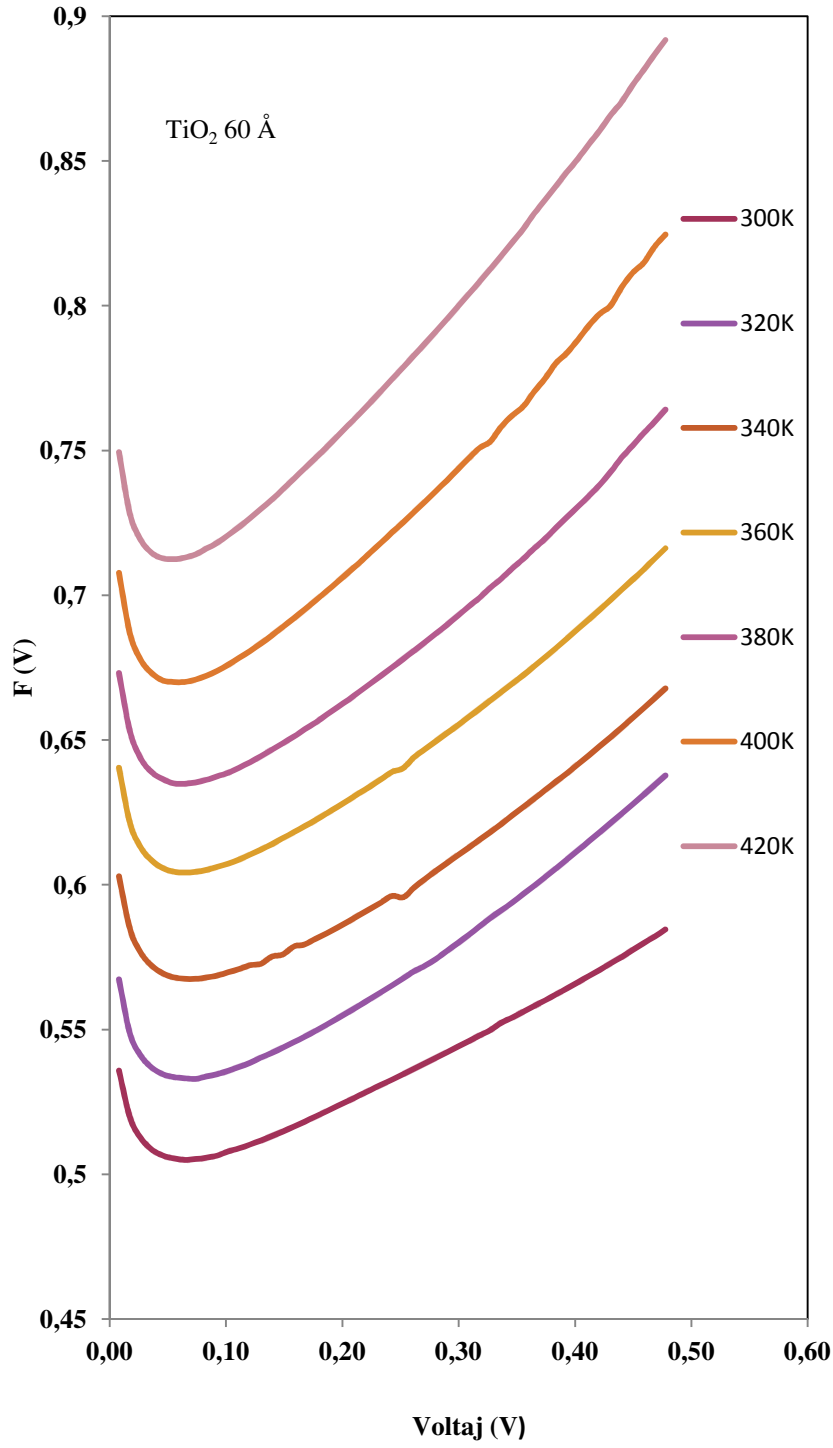
Burada $\beta=q/kT$ ve γ ise idealite (n)'den büyük bir sayı olmak üzere F(V)-V grafiği bir minimumdan geçer. F_{min} değerine karşılık gelen V_{min} değeri olmak üzere;

$$\Phi_b = F_{min} + \frac{V_{min}}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (4.8)$$

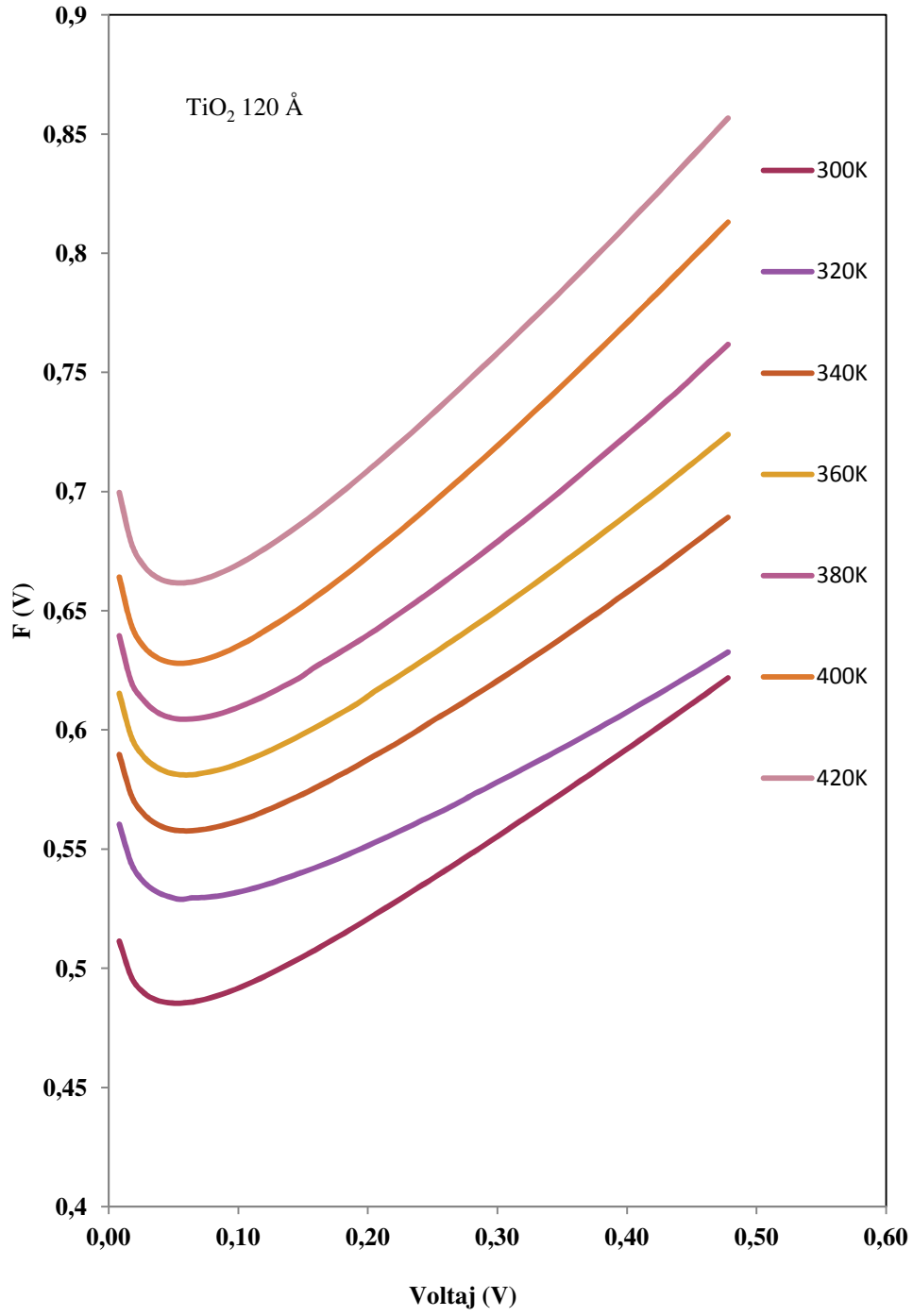
denkleminde engel yüksekliği hesaplanır. Ayrıca V_{min} değerine karşılık gelen akım (I_{min}) olmak üzere;

$$R = \frac{kT(\gamma-n)}{qI_{min}} \quad (4.9)$$

direnç hesaplanabilir. Bu yöntemle göre hesaplanan her iki numuneye ait direnç (seri direnç R), engel yüksekliği (Φ_b) değerleri Çizelge 4.3'de gösterilmiştir. Ayrıca Norde fonksiyonun (F(V)) voltaja (V) karşı grafikleri Şekil 4.8, Şekil 4.9'da gösterilmiştir. Bu yöntemle bulunan direnç değeri ile Cheung-Cheung yöntemiyle hesaplanan dirençler iyi bir uyum içindedir.



Şekil 4.8. Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å film) numunesinin 300-420K de $F(V)$ - V karşı grafiği



Şekil 4.9. $\text{Ag/TiO}_2/\text{n-InP/Au}$ (120 Å film) numunesinin 300-420 K de $F(V)$ - V grafiği

Şekil 4.8 ve 4.9’da verilen oda sıcaklığı ve üstündeki $F(V)$ fonksiyonunun voltaja göre grafiklerinden elde edilen veriler ve bu grafikler literatürle uygundur.

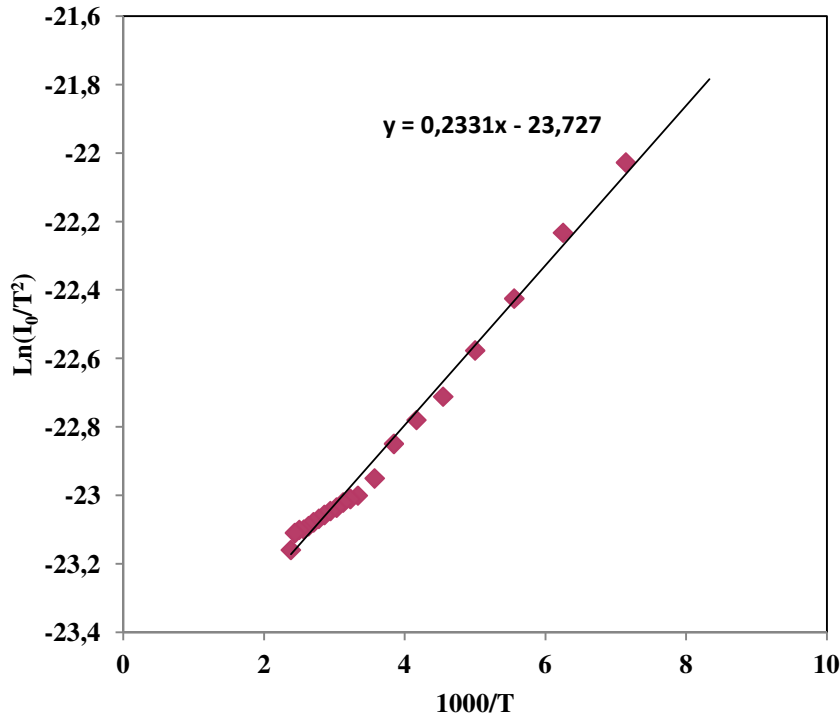
Çizelge 4.3. Numunelerin 120 K ile 420 K arasında Norde fonksiyonundan elde edilen parametreleri

T	R _s (60 Å için)	R _s (120 Å için)	Φ _b (60 Å için)	Φ _b (120 Å için)
(K)	(Ω)	(Ω)	(eV)	(eV)
120	620	278	0,18	0,18
140	592	207	0,22	0,21
160	601	176	0,25	0,25
180	574	210	0,29	0,28
200	549	140	0,32	0,31
220	518	127	0,36	0,35
240	478	113	0,39	0,38
260	438	102	0,43	0,42
280	415	91	0,46	0,45
300	332	82	0,5	0,48
310	375	139	0,52	0,5
320	206	145	0,53	0,52
330	232	99	0,54	0,54
340	202	97	0,56	0,55
350	198	92	0,58	0,57
360	188	67	0,59	0,57
370	146	74	0,6	0,59
380	148	43	0,62	0,6
390	138	31	0,64	0,6
400	128	28	0,66	0,62
410	159	31	0,69	0,64
420	126	28	0,7	0,66

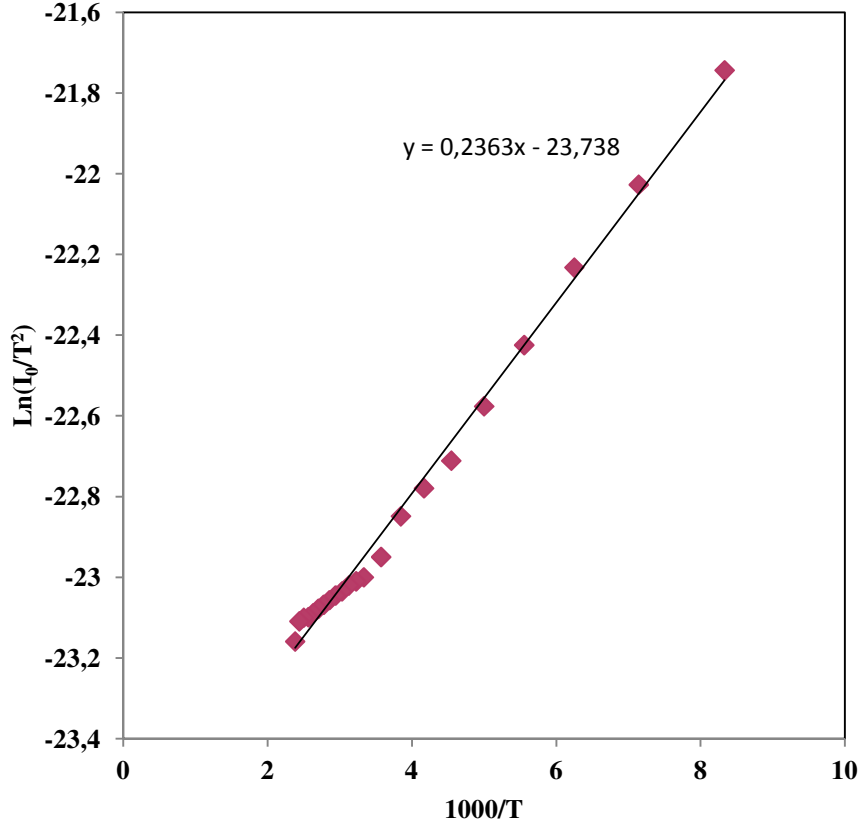
Engel yüksekliğini hesaplamamanın bir değer yolu da Richardson eğrisi olarak bilinen yöntemdir. Bunan göre bu eğriyi veren denklem;

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^{**}) - \frac{q\Phi_{b0}}{kT} \quad (4.10)$$

Bu denkleme göre $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$ göre grafiği doğrusal bir çizgi vermesi beklenir. Bu grafiğin eğimi sıfır Kelvin'deki engel yüksekliğini verirken (Φ_{b0}) (aynı zamanda bu değer aktivasyon enerjisine de eşittir) dikey eksenini kestiği noktadan ise Richardson sabiti (A^*) hesaplanır. A^* değeri ise eğim çizgisinin sıfır voltta $\ln(I_0/T^2)$ eksenini kestiği noktadan belirlenir. Buna göre, her iki numuneye ait deneysel verilerden çizilen $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/T$ grafiği Şekil 4.10 ve Şekil 4.11 de gösterilmiştir. Buna göre; Ag/TiO₂/n-InP/Au (60Å film) için hesaplanan Richardson değeri ile sıfır beslem engel yüksekliği sırası ile $6,3 \times 10^{-7} \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve 0,24 eV olarak hesaplandı. Ag/TiO₂/ n-InP/Au (120Å film) numunesi için ise yine sırasıyla $6,31 \times 10^{-7} \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ ve 0,23 eV olarak bulundu. Bu sonuçların her biri incelendiğinde n-InP için bilinen Richardson sabitinin (A^*) $9,4 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ değerinden oldukça farklı olduğu açıkça görülmektedir.



Şekil 4.10. Ag/TiO₂/ n-InP/Au (120 Å film) diyotuna ait $\ln(I_0/T^2)$ nin $1000/T$ 'ye göre grafiği.

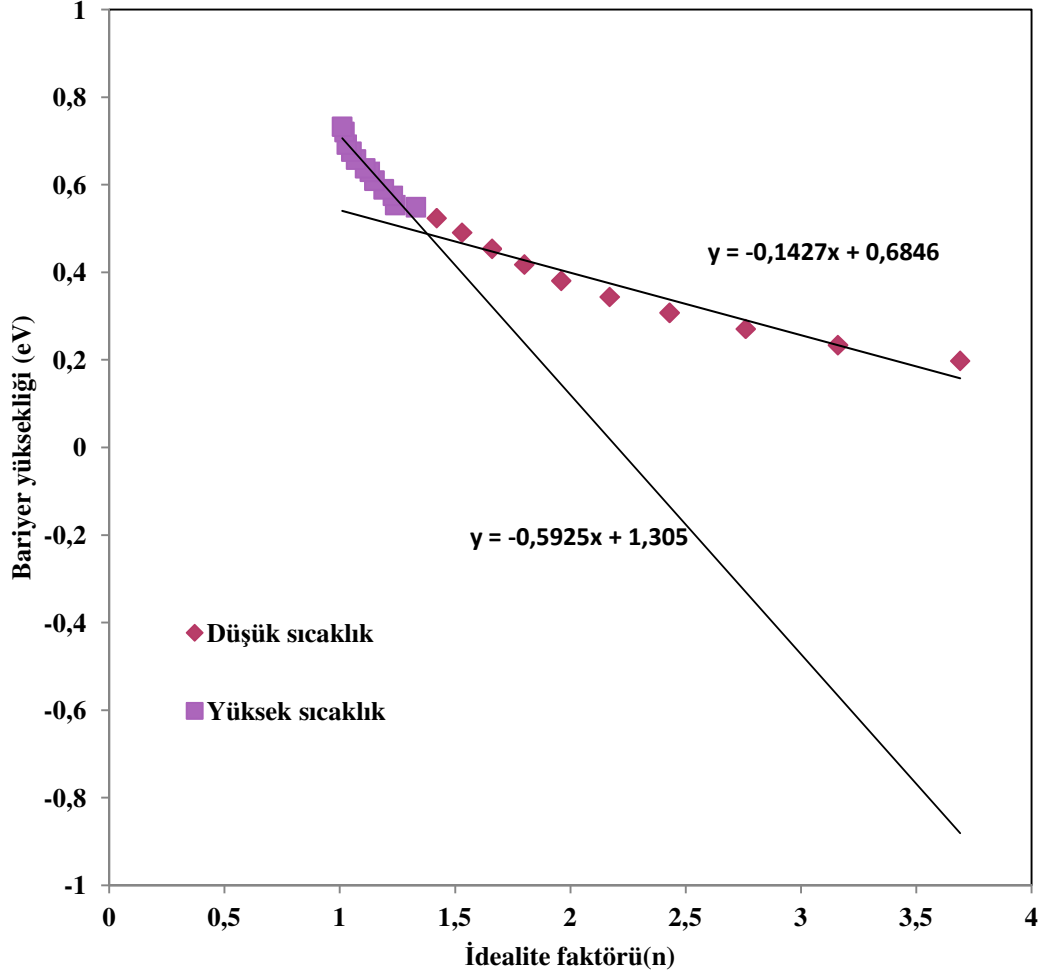


Şekil 4.11. Ag/TiO₂/ n-InP/Au (60 Å film) diyotuna ait $\ln(I_0/T^2)$ nin $1000/T$ 'ye göre grafiği.

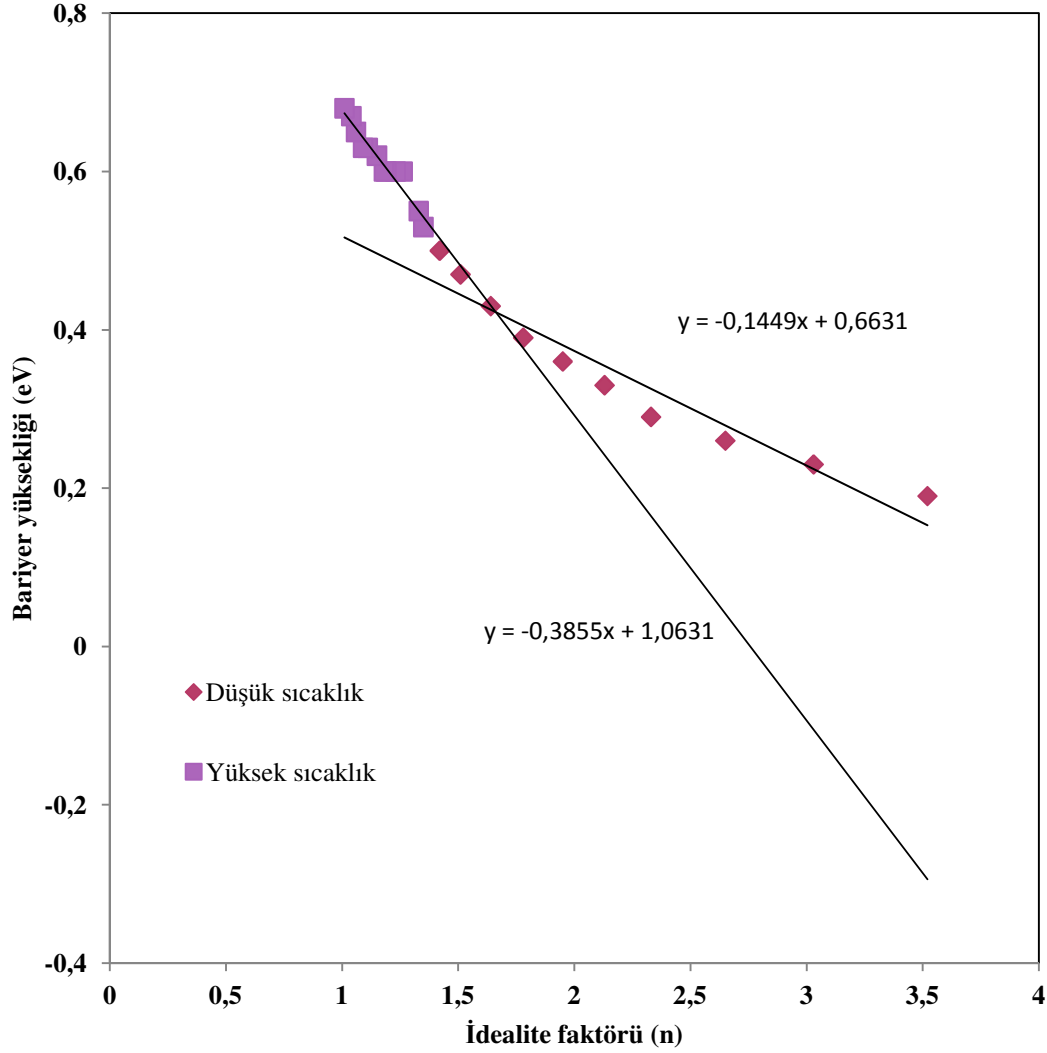
Bu sonuç diğer araştırmacılar tarafından da benzer bir şekilde bulunmuştur. Richardson eğrisindeki bu sapma engel yüksekliğinin homojen olmamasına ve düşük ya da yüksek engel bölgelerinin olduğu arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarından kaynaklanabilir (Horvath ve arkadaşları) [33]. Deneysel akım-voltaj karakteristiklerinden elde edilen Richardson değerinin (A^*), bariyerin uzaysal homojensizliğinden ya da gerçek etkin kütlelerinin hesaplanandan farklı olmasından kaynaklanabilir.

Önceki birçok çalışmalara göre, sıcaklığın azalmasıyla birlikte bariyer yüksekliği azalırken, idealite faktörü de artmaktadır [8, 13, 25, 26]. Oluşan bu durumun nedeni Schmitsdorf ve arkadaşlarına göre engel yüksekliğinin homojen olmayan farklı bariyer yüksekliklerden oluşmasıdır [13]. Tung'a göre sıfır beslem engel yükseliği (Φ_0) ile idealite faktörü (n) arasında doğrusal bir ilişki vardır. Deneysel sonuçlardan elde ettiğimiz engel yüksekliğinin idealite faktörüne göre çizilen eğrileri Şekil 4.12 Şekil 4.13. verilmiştir. Şekiller dikkatlice incelenirse engel yüksekliğinin idealite faktörüne göre grafiklerinde iki

ayrı doğrusal bölge olduğu görülür. Bu iki ayrı lineer bölgenin bulunması, bariyer yüksekliğinin homojen olmaması ile açıklanabilir.



Şekil 4.12. Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å film) diyotuna engel yüksekliği (Φ_{bo})'nin idealite faktörüne (n) göre grafiği



Şekil 4.13. Ag/TiO₂/n-InP/Au (120 Å film) diyotuna engel yüksekliği (Φ_{bo})'nin idealite faktörüne (n) göre grafiği.

Şekil 4.12 Şekil 4.13 'e göre homojen bariyer yükseklikleri; $n=1$ değeri için engel yüksekliği eksenini kestiği noktadan bulundu. Buna göre Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å film) diyotu için (120K-300K arası) engel yüksekliği 0,68eV bulunurken, (300 K-420 K arası) için ise 1,30 eV bulundu. Yine Şekil 4.13'e göre Ag/TiO₂/n-InP/Au (120 Å film) için 120 K-300 K arası engel yüksekliği 0,66 eV bulunurken, 300 K-420 K arası 1,06 eV olarak bulundu. Bu sonuçlar akım iletim mekanizmasının termoiyonik emisyon modeline uymadığı gibi deneysel olarak çalışılan bu diyotlarda engel yüksekliğinin homojen olmadığını da göstermiştir.

Gauss Dağılımı: Termiyonik emisyon (TE) modeline göre incelenerek elde edilen deneysel parametrelerdeki bu sapmaları açıklamak için Song ve arkadaşları tarafından engel yüksekliğinin Gaussien Dağılım(GD) modeli geliştirilmiştir. Onlara göre akım-voltaj karakteristiklerindeki bu sapmanın temelinde bariyer yüksekliğinin uzaysal homojensizliği yatmaktadır. Uzaysal homojensizlik, Gaussian Dağılımı $P(\Phi_{bo})$ ortalama engel yüksekliği $(\bar{\Phi}_{bo})$ ve standart sapmanın (σ_0) bir fonksiyonu olarak [26-27];

$$P(\Phi_{bo}) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\Phi_{bo} - \bar{\Phi}_{bo})^2}{2\sigma_0^2} \right] \quad (4.11)$$

yazılabilir. Buna göre, diyotta bu dağılıma göre oluşan akım;

$$I(V) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\Phi_{bo}, V) P(\Phi_{bo}) d\Phi \quad (4.12)$$

İfadesinden bulunur. Buradaki $I(\Phi_{bo}, V)$ terimi termiyonik emisyon modelindeki voltaja ve de sıfır beslem engel yüksekliğine bağlı akımı vermek üzere denklem 4.1, denklem 4.11 ve denklem 4.12 kullanılarak engel yüksekliği modifiye edilirse;

$$I(V) = AA * \exp \left[-\frac{q}{kT} \left(\bar{\Phi}_{bo} - \frac{q\sigma_0^2}{2kT} \right) \right] \exp \left(\frac{qV}{n_{ap}kT} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (4.13)$$

bulunur. Burada doyma akımı (I_0),

$$I_0 = AA * \exp \left(-\frac{\Phi_{ap}}{kT} \right) \quad (4.14)$$

olarak tanımlanmıştır. Buna göre TE modeline göre bulunan Φ_{bo} ve idealite faktörünün (n) değerleri yerine Φ_{ap} ve n_{ap} değerleri tanımlanmıştır. Bu modele göre;

$$\Phi_{ap} = \bar{\Phi}_{bo}(T = 0) - \frac{q\sigma_0^2}{2kT} \quad (4.15)$$

Buna göre Φ_{ap} deneysel olarak ölçülen engel yüksekliği, σ_0 ise standard sapma ve $\bar{\Phi}_{bo}$ ise ortalama engel yüksekliğidir. Engel yüksekliği hesaplamalarında standart sapmanın (σ_0) sıcaklığa bağlılığı genellikle küçük olduğu için ihmal edilebilir [20]. Bu modele göre

İdealite faktörünün sıcaklığa bağlılığı;

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = -\rho_2 + \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (4.16)$$

İfadesiyle verilir. Burda n_{ap} deneysel olarak hesaplanan idealite faktörünü, ρ_2 ve ρ_3 engel yüksekliğinin dağılımına bağlı voltaj sabitleridir.

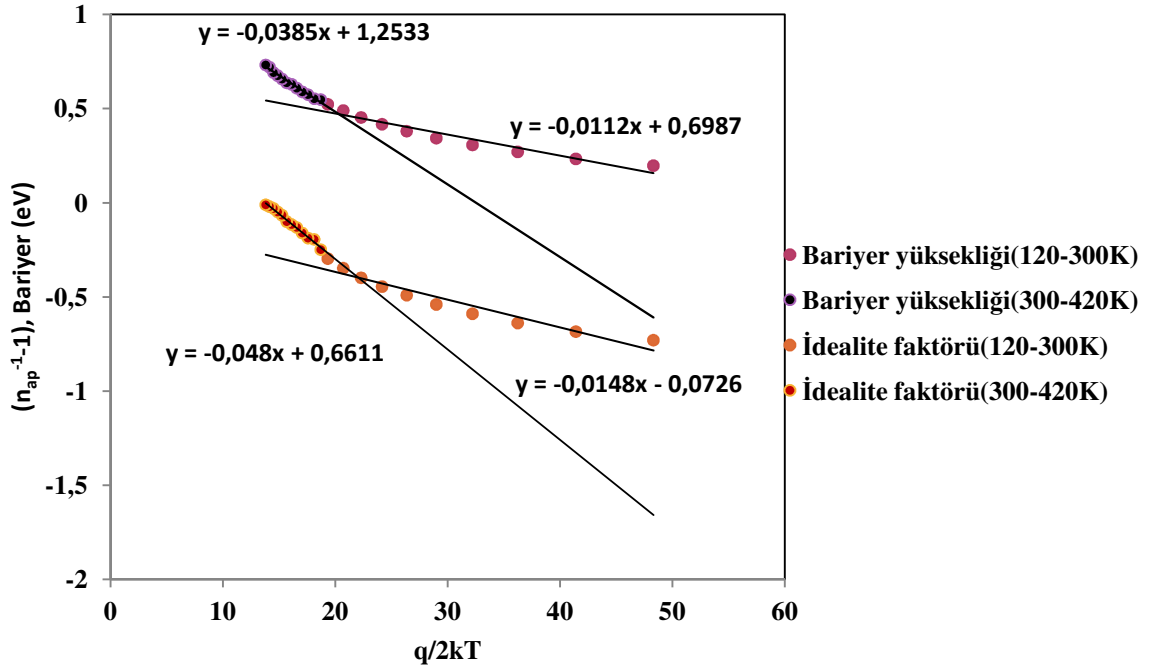
Voltaj sabitleri ile ortalama engel yüksekliği ile standart sapma arasında doğrusal bir ilişki vardır. Buna göre;

$$\bar{\Phi}_b = \bar{\Phi}_{bo} + \rho_2 V \quad (4.17)$$

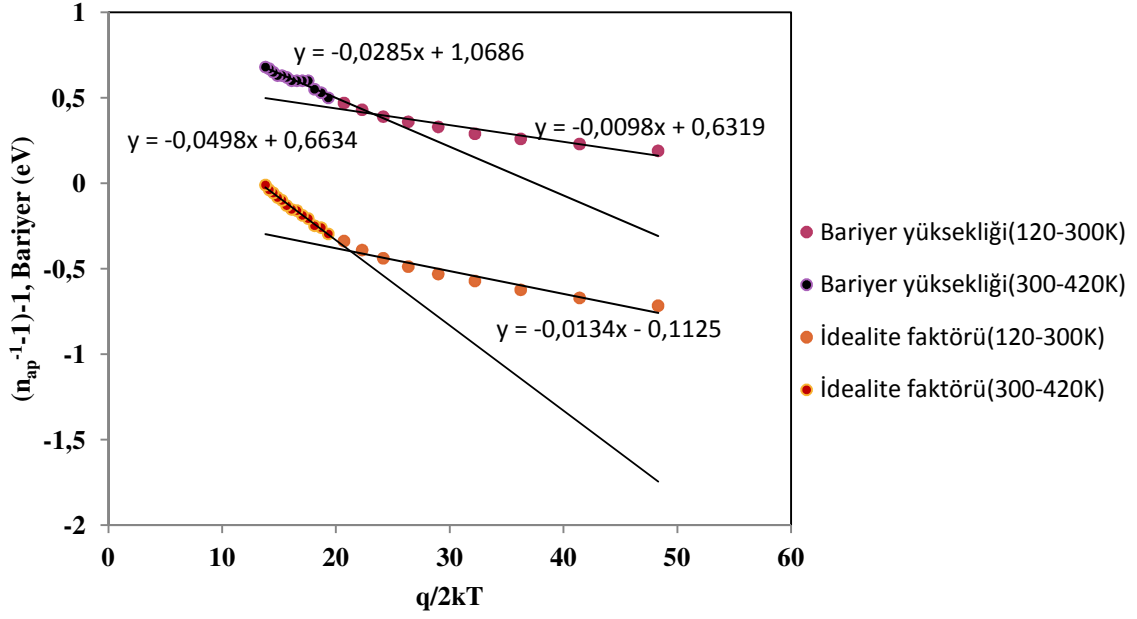
$$\sigma_{0s} = \sigma_{0c} + \rho_3 V \quad (4.18)$$

Denklem 4.16, denklem 4.17 ve denklem 4.18’de görüldüğü gibi voltaj sabitleri sıcaklığa bağlı ve de standart sapma miktarı ile ortalama engel yüksekliğini etkileyen önemli parametrelerdir. Özellikle standart sapma miktarı ne kadar düşükse engel yüksekliği de o ölçüde homojendir. Üretilen numunelerin engellerinin homojenlik analizlerini yapmak için denklem 4.15 ve denklem 4.16 kullanıldı. Bu denklemlere göre Φ_{ap} in $q/2kT$ göre grafiğinin bir doğru vermesi beklenir. Bu doğrunun eğiminden standart sapmayı (σ_0) ve de

düşey eksenini kestiği noktadan ortalama engel yüksekliğini ($\bar{\Phi}_{bo}$) bulunur. . Yine aynı şekilde $(n_{ap}^{-1}-1)$ ' in $q/2kT$ ' ye göre grafiğinin de bir doğru vermesi beklenir. Bu doğrunun eğimi ρ_3 , düşey eksenini kesme noktasından ise ρ_2 bulunur. Buna göre üretilen numunelerimizin deneysel dataları analiz edildiğinde Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å fim) numunesi için çizilen Φ_{ap} ' in $q/2kT$ 'ye grafiği ve $(n_{ap}^{-1}-1)$ ' in $q/2kT$ ' ye göre grafiği şekil 4.14'de verilmiştir. Şekil 4.14 incelendiğinde iki doğrusal bölge olduğu görülebilir. Buna göre ilk bölgeden (120 K-300 K arası) elde edilen ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{bo1}$) 0,69 eV ve standart sapma(σ_{01}) ise 138 mV olarak bulundu.



Şekil 4.14. Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å film) diyotuna engel yüksekliği(Φ_{ap}) ve $(n^{-1}-1)$ 'nin $q/(2kT)^{-1}$ göre grafiği



Şekil 4.15 Ag/TiO₂/n-InP/Au (120 Å film) diyotuna engel yüksekliği (Φ_{ap}) ve $(n^{-1}-1)$ 'nin $q/(2kT)^{-1}$ göre grafiği

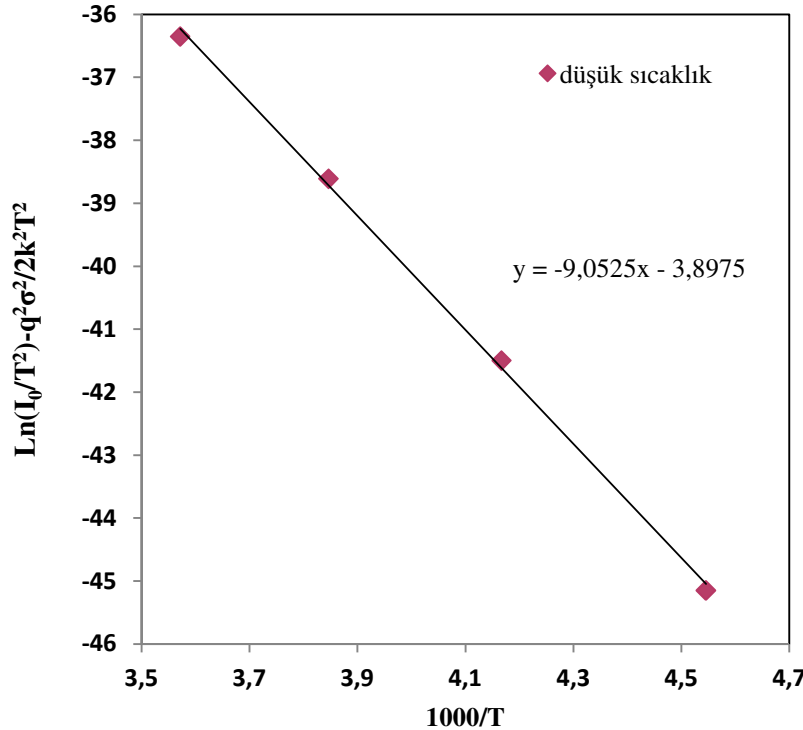
İkinci bölge (300 K-420 K) ise elde edilen ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{bo2}$) ve standart sapma (σ_{o2}) sırası ile 1,25 eV ve 257 mV dur. Voltaj sabitlerini bulmak için Şekil 4.14 incelendiğinde iki doğrusal bölge olduğu görülür. İlk bölge (120 K-300 K arası) elde edilen voltaj sabitleri ρ_2 ve ρ_3 sırası ile -0,0726V ve -0,0148V olarak hesaplandı. İkinci bölge (300 K – 420 K arası) ise ρ_2 ve ρ_3 değerleri sırası ile -0,6611 V ve -0,048 V olarak hesaplandı. Ag/TiO₂/n-InP/Au (120 Å film) numunesi için çizilen Φ_{ap} in $q/2kT$ 'ye grafiği ve $(n_{ap}^{-1}-1)$ ' in $q/2kT$ 'ye göre grafiği Şeki l4.15'de verilmiştir. Şekil 4.15 dikkatlice incelendiğinde ise yine doğrusal iki bölge olduğu görülebilir. Buna göre ilk bölge (120 K-300 K arası) ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{bo1}$) 0,63 eV ve standart sapma (σ_{o1}) ise 130 mV olarak hesaplanırken, ikinci bölgede (300 K-420 K arası) ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_{bo2}$) ise 1,06 eV ve standart sapma (σ_{o2}) ise 221 mV olarak bulundu. Yine Şekil 4.15. incelendiğinde ise iki doğrusal bölge gözlenir. Bunlardan ilk doğrusal bölgedeki (120 K-300 K arası) voltaj sabitleri ρ_2 ve ρ_3 sırası ile -0,1125 V ve -0,0134 V olarak bulundu. İkinci doğrusal bölge ise (300 K-420 K arası) voltaj sabitleri ρ_2 ve ρ_3 sırası ile 0,6634 V ile -0,0498 V olarak hesaplandı. Şekil 4.14 şekil 4.15 'de görülen engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımı göstermesinin sebebi Chand ve Kumar'a göre engeli oluşturan yapıların homojen olmamasıyla açıklanabilir. Bu durum arayüzey yapısında

farklılıklar, arayüzey kalitesi, elektriksel yükler içerebilir. Ayrıca bu durum nano ölçekte ölçüm cihazından da kaynaklanabilir. Her iki üretilen numunenin hesaplanan ortalama engel yükseklikleri ile standart sapma miktarları karşılaştırıldığında özellikle düşük sıcaklarda ihmal edilemeyecek kadar büyük olduğu açıkça görülebilir. Bu durum engel dağılımının homojen olmadığını bir göstergesidir.

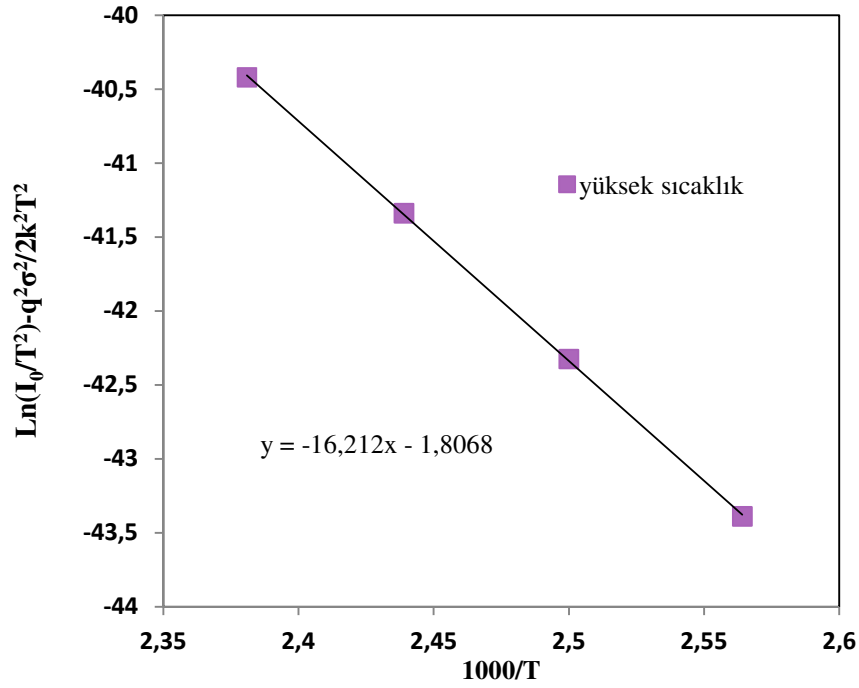
Denklem 4.2 ve Denklem 4.15 kullanılarak Richardson denklemi modifiye edilirse;

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{q^2\sigma^2}{2k^2T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q\bar{\Phi}_{b0}}{kT} \quad (4.19)$$

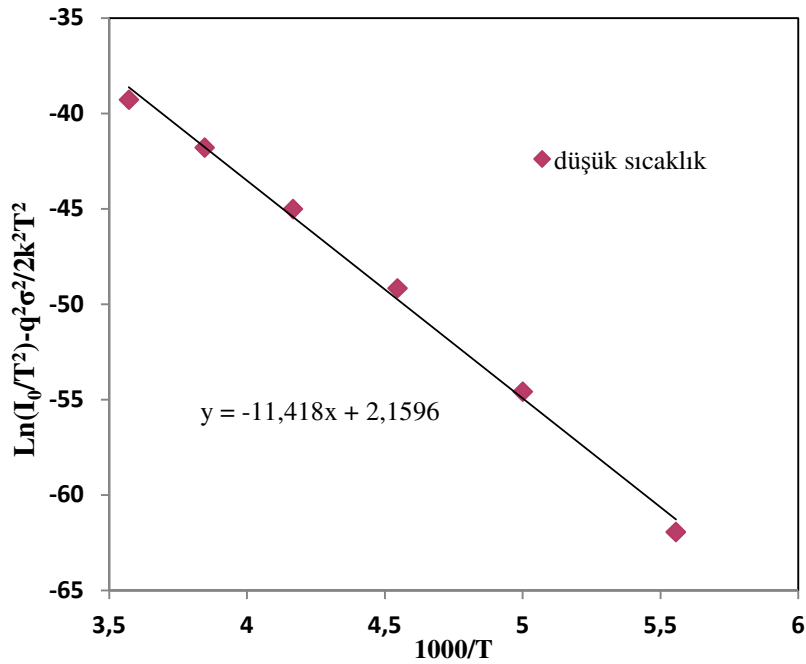
bağıntısı bulunur. Buna göre her iki numuneye ait daha önce hesaplanan standart sapma (σ_0) ile çizilen $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$, nin $1000/T$ göre grafikleri Şekil 4.18 ve Şekil 4.19 gösterilmiştir. Buna göre $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$,nin $1000/T$ göre grafiğinin bir doğru vermesi beklenir. Bu doğrunun eğiminden ortalama engel yüksekliği ($\bar{\Phi}_b$) ve dikey eksen kesme noktasından ise Richardson sabiti (A^*) bulunur.



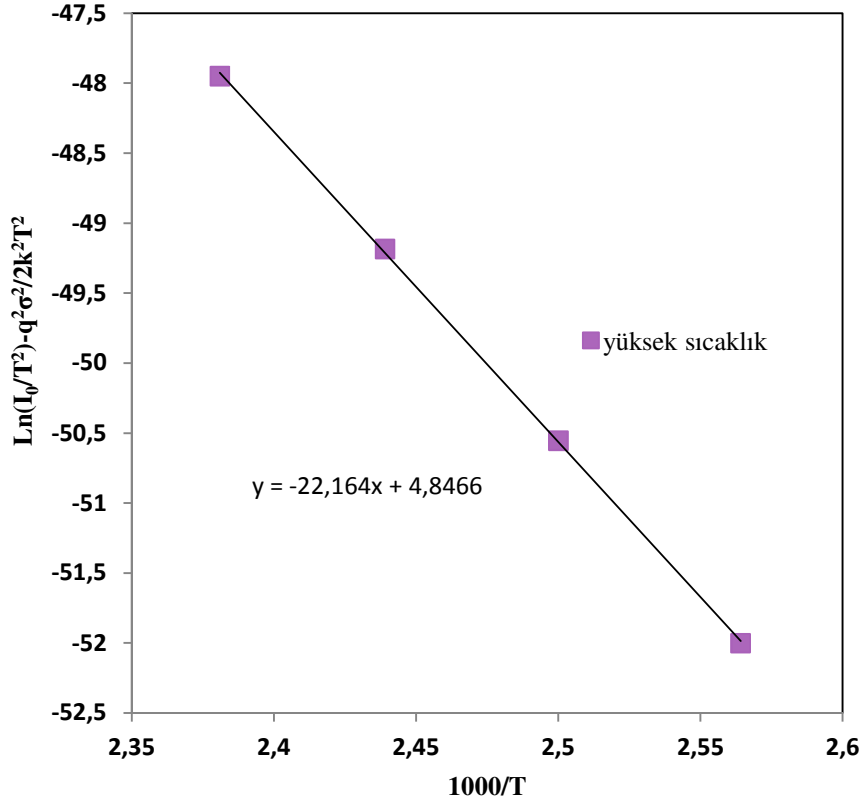
Şekil 4.16 Ag/TiO₂/n-InP/Au (120 Å film) diyotunun $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$, nin $1000/T$ 'ye göre grafiği(düşük sıcaklık)



Şekil 4.17 Ag/TiO₂/n-InP/Au (120 Å film) diyotunun $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$, nin $1000/T$ 'ye göre grafiği(yüksek sıcaklık)



Şekil 4.18 Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å film) diyotunun $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$, nin $1000/T$ 'ye göre grafiği(düşük sıcaklık)



Şekil 4.19 Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å film) diyotunun $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_0^2/2k^2T^2$ nin 1000/T'ye göre grafiği (yüksek sıcaklık)

Ag/TiO₂/n-InP/Au (120 Å film) numunesi için Şekil 4.16,17 incelenirse iki farklı standart sapma değeri için iki ayrı eğri elde edildi. Buna göre 120 K ile 300 K arasında ortalama engel yüksekliği ve Richardson değeri sırası ile 0,78 eV ve 2,58 Acm⁻²K⁻² hesaplandı. Yine aynı numune için 300 K ve 420 K arası sıcaklık için hesaplanan ortalama engel yüksekliği ve Richardson değeri sırası ile 1,39 eV ve 20 Acm⁻²K⁻² olarak bulundu. Hesaplanan bu Richardson değerleri özellikle n-InP için bilinen 9,4 Acm⁻²K⁻² değeri ile uyum içindedir. Ag/TiO₂/n-InP/Au (60 Å film) numunesi için çizilen Şekil 4.18,19 gösterilmiştir. Şekil 4.18,19 incelenirse iki ayrı eğri olduğu görülür. 120 K ile 300 K arası ortalama engel yükseliği ve Richardson sabiti sırası ile 0,98 eV ve 14 Acm⁻²K⁻² olarak hesaplandı. 300K ve 420 K arasında ise ortalama engel yükseliği ve Richardson değerleri sırası ile; 1,90 eV ve 1,1 Acm⁻²K⁻² bulundu.

Düzeltilmiş Richardson eğrisine göre bulunan Richardson sabiti sonuçları teorik olarak bilinen 9,4 Acm⁻²K⁻² değeriyle aynı mertebededir. Bu durum çalışmanın tutarlı olduğunun bir göstergesidir.

Çizelge 4.4. Gauss Dağılımına göre elde edilen sonuçlar

Film kalınlığı (Å)	60	60	120	120
T (K)	120-300	300-420	120-300	300-420
σ_0 (mV)	138	257	130	221
ρ_2 (V)	-0,072	-0,661	-0,113	-0,663
ρ_3 (V)	-0,014	-0,048	-0,013	-0,049
Φ_b (eV)	0,69	1,25	0,63	1,06

Çizelge 4.5. Düzeltilmiş Richardson grafiğinden elde edilen sonuçlar

Film kalınlığı (Å)	60	60	120	120
T (K)	120-300	300-420	120-300	300-420
Φ_b (eV)	0,98	1,9	0,78	1,39
A^* ($\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$)	14	1,1	2,58	20

5. SONUÇ

Bu çalışmada, püskürtme metodu kullanılarak, 60 Å ve 120 Å kalınlıklarında TiO₂ ince filmler içeren 2 farklı Ag/TiO₂/n-InP/Au Schottky bariyerli diyotlar üretildi ve diyot parametrelerinin, arayüzdeki TiO₂ ince film tabakasının kalınlığına bağlı olarak nasıl değiştiği 22 farklı sıcaklık aralığında incelendi. Ag/TiO₂/n-InP/Au Schottky bariyer diyotların idealite faktörü(n), bariyer yüksekliği (Φ_b), seri direnç (R_s), Richardson sabiti (A^*) gibi parametreleri, termoiyonik emisyon, Cheung-Cheung ve Norde gibi metotlarla belirlendi. Ayrıca, Gaussian dağılımına da bakıldı.

Termoiyonik emisyon modelinden elde edilen sonuçlar Çizelge 4.1. de, Cheung-Cheung modelinden elde edilen sonuçlar Çizelge 4.2. de, Norde metodundan elde edilen sonuçlar Çizelge 4.3. de ayrıntılı olarak gösterilmiştir.

Termoiyonik emisyon modelinden elde edilen sonuçlara göre, idealite faktörü (n)'in artan sıcaklıkla azalırken, bariyer yüksekliği (Φ_b)'nin arttığı gözlenmiştir. İdealite faktörü ve bariyer yüksekliği 60 Å kalınlıklı TiO₂ filmler için 120 K/ 300 K/ 420 K sıcaklıklarda sırasıyla; 3,52-0,198 eV/ 1,39-0,52 eV/ 1,01-0,73 eV olarak hesaplanmıştır. Aynı sıcaklık değerlerinde 120 Å kalınlıklı TiO₂ filmler için hesaplanan idealite faktörü ve bariyer yüksekliği değerleri ise sırasıyla; 3,69-0,190 eV/ 1,42-0,50 eV/ 1,01-0,68 eV'tur. Norde ve Cheung-Cheung modellerine göre seri direnç (R_s) artan sıcaklıkla azalmaktadır. Cheung Cheung modelinde $dV/d\ln(I)$ - I grafiğinden hesaplanan seri direnç (R_s) değerleri 60 Å kalınlıklı TiO₂ filmler için 120 K/ 300 K ve 420 K sıcaklıklarında sırasıyla 858 Ω/ 252 Ω ve 81 Ω'dur. Aynı grafikten, aynı sıcaklık değerleri için 120 Å kalınlıklı TiO₂ filmler için bulunan R_s değerleri sırasıyla 307Ω/ 143Ω ve 46 Ω'dur. Yine Cheung Cheung modelinde $H(I)$ -I grafiğinden elde edilen R_s değerleri 120K/300K/420K sıcaklık değerlerinde 60 Å kalınlıklı TiO₂ filmler için sırasıyla 869 Ω/256 Ω/87 Ω'dur. 120 Å kalınlıklı TiO₂ filmler için ise aynı sıcaklık değerleri için hesaplanan R_s değerleri sırasıyla 305Ω/142Ω ve 47Ω'dur. Norde metodundan hesaplanan R_s değerleri 60 Å kalınlıklı TiO₂ filmler için 120 K/300 K ve 420 K sıcaklık değerlerinde sırasıyla 620 Ω/ 332 Ω/ 126 Ω olarak hesaplanmıştır. Bu metottan 120 Å kalınlıklı TiO₂ filmler için hesaplanan değerler aynı sıcaklık değerleri için sırasıyla 278 Ω/ 82 Ω/ 28 Ω'dur. Richardson sabiti (A^*) düzeltilmiş Richardson eğrisinden standart değer olan $9,4 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$, ye yakın bulunmuştur. 60 Å TiO₂ film kalınlıklı numune için 120 K ile 300 K sıcaklık aralığında Richardson sabiti $14 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$, 300 K 420 K

sıcaklık aralığında aynı numune için Richardson sabiti $1,1 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak hesaplandı. $120 \text{ \AA}$ TiO_2 film kalınlıklı numune için 120 K ile 300 K sıcaklık aralığında Richardson sabiti $2,58 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$, 300 K ile 420 K sıcaklık aralığında ise $20 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak hesaplandı.

Bu çalışmanın esas amacı, arayüzdeki TiO_2 film kalınlığının akım iletim parametrelerini nasıl etkilediğini araştırmaktır. Görüldü ki arayüze konulan TiO_2 ince film tabakasının kalınlığı azaldıkça diyot parametreleri ideale daha yakın oluyor. TiO_2 ince film arayüze sputtering(püskürtme) yöntemiyle kaplanınca n-InP yarıiletkenin yüzeyine iyi difüze olur ve yarıiletkenin iş fonksiyonunu değiştirir. Bu da parametrelerin değişmesine neden olur.

Normalde TiO_2 ince film ışığa duyarlı bir malzemedir. Bu çalışmada ışığa duyarlı herhangi bir ölçüm yapılmamıştır. İleriye yönelik olarak aynı numunelerin ışığa duyarlı ölçümleri yapılabilir. Ancak bu ölçümleri yaparken TiO_2 film kalınlığı daha ince seçilmelidir. TiO_2 ne kadar transparan olursa ışığa duyarlı daha iyi ölçüm yapılabilir.

KAYNAKLAR

1. Hidayet Çetin and Enise Ayyıldız. (2005). Temperature dependence of electrical parameters of the Au/n- InP Schottky barrier diodes. *Semiconductor Science and Technology*, 20, 625-631
2. Henisch, H.K.(1984). *Semiconductor Contacts*. London: Oxford University, 123
3. Barret, C. And Maaref, H. (1993). Study of cleaned metal-n-InP contacts. *Solid State Electronics*, 36, 879
4. Ahaitouf, A, Losson, E and Bath, A. (2000). On the determination of interface state density in n-InP Schottky structures by current-voltage measurements. *Solid State Electronics*, 44, 515
5. Eftekhari, G, Tuck, B and de Cogan, D. (1983). Electrical properties of InP MIS devices. *J. Phys.D: Appl. Phys.* 16,1099
6. Quennoughhi, Z., Boulkroun, K., Remy, M., Hugon, R and Cussenot, JR. (1994). Extraction of Schottky diode parameters including paralel conductance using a vertical optimization method. *J. Phys. D:Appl. Phys.* 27,1014
7. Tsay, Y.S., Gong, B and Mitra, SS. (1972). Temperature coeficients of some characteristic reflectivity structure of ZnSe and ZnS. *Phys. Rev.-B*6, 2330
8. Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H and Cardon, F. (1986). On the difference in appaerent BH as obtained from I-V-T measurements on Al/p-InP SB's. *Solid State Electronics*, 29,633
9. Werner, J.H. and Güttler, H.H. (1991). Barrier inhomogeneties at Schottky contacts. *J.Appl.Phys.* 69,1522
10. Sze, S.M. (1969). *Physics of semiconductor devices*. Wiley, New York
11. Hornaer, H., Vancea, J., Reiss, G. and Hoffmann, H. (1989). Thickness dependence of the work function in double-layer metallic films. *Condensed Matter*, 77, 399-407
12. Sullivan,J.P., Tung, R.T.,Pinto, M.R. and Graham, W.R. (1991). Electronic properties of semiconductor interfaces. *J.Appl.Phys.* 70,7403
13. Szyldo, N., Oliver, J., Behavior of Au/InP Schottky diodes under heat treatment *Laboratoire Central de Recherches, Thomson. CSF, Domaidene de Corboville* 91401, Orsay, France
14. Hökelek, E., Robinson, G.Y. Shottky contacts on chemically etched p- and n- type indium phosphide .Department of electrical engineering, *University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota* 55455

15. Agaev, Ya. and Gazakov, O. Some electrical and Photoelectric properties of p-n structures based on InP, AlSb, GaP . Physicotechnical Institute, *Academy of sciences of the Turkman SSR, Ashkhabad*.
16. Hattori, K., İzumi, Y. The electrical characteristics of degenerate InP Schottky diodes with an Interfacial layer. Department of Electrical Engineering and Electronics, Toyohashi, *University of Technology, Toyohashi, , Japan, 440*.
17. Dautremont, W.C. Smith., Barnes, P.A., and Stayt, J.W. A nonalloyed, low specific resistance Ohmic contact to n-InP .*AT&T Bell Laboratories, Murrey Hill, New Jersey, 07974*
18. Huang, T.S. and Fang, R.S. Barrier height enhancement of Pt/n-InP Schottky diodes by $P_2S_5/(NH_4)_2S$ solution treatment of the InP surface . *Solid state electronics, 37, 8, 1461-1466*
19. Singh, A. and Cova, P. (1994). Reverse I-V and C-V characteristics of Schottky barrier type diodes on Zn doped InP epilayers grown by metalorganic vapor phase epitaxy .*J. Appl. Phys. (76), 4, 15* .
20. Akkal, B., Benamara, Z., Boudissa, A., Bouiadjra, N. Bachir., Armani, M. L. Bideux, B. Gruzza. (1998). Modelization and characterization of Au/InSb/InP Schottky systems as a function of temperature. *Materials science and engineering B55 162-168*
21. Hbib, H., Bonnaud, O. and Fortin, B. (1997). Electrical characteristics of (n)-InP MIS diodes with a PO_xN_y interfacial layer deposited at low temperature. *Semiconductors science and technology, 12, 609-613*
22. Ming-Jer Jeng, Hung Tsung Wang, Lian –Be Chang, Yi-Chang Cheng and Shu- Tsun Chou. Barrier height enhancement of Ag/n- GaAs and Ag/n- InP Schottky diodes prepared by $P_2S_5/(NH_4)_2S_x$ and HF treatments. *Journal of applied physics, 86, 11*.
23. Bacharova, A. and Malyshev, S. A. (2000). The spectrum of deep levels in the InP Schottky barrier. *Journal of Applied Spectroscopy. 67, 6*
24. Çetin, H., Ayyıldız, E., Türüt, A. (2005). Barrier Height enhancement and stability of the Au/n-InP Schottky barrier diodes oxidized by absorbed water vapor. *J. Vac. Sci. Technol. B. 23(6)*
25. Zatko, B., Dubecky, F., Prochazkova, O., Necas, V. (2007). Role of electrode metalization in the performance of bulk semi- insulating InP radiation detectors. *Nuclear Instruments and methods in Physics Research A57698-102*
26. Soylu, M., Abay, B. (2009). Barrier characteristics of gold Schottky contacts on moderately doped n- InP based on temperature dependent I-V and C-V measurements. *Microelectronic engineering 8688-95*

27. Cimilli, F.E., Sağlam, M., Efeoğlu, H., Türüt, A. (2009). Temperature dependent current voltage characteristics of the Au/n-InP diodes with inhomogeneous Schottky barrier height. *Physica B*, 404, 1558-1562
28. Reddy, V. Rajagopal., Umapathi, A., Dasaradha Rao, L. (2013). Effect of anaeling on the electronic parameters of Au/poly(ethylmethacrylate)/n-InP Schottky diode with organic interlayer. *Current Applied Physics*, 131604-1610.
29. Reddy, V. Rajagopal. (2014). Electrical properties of Au/Polyvinylidene fluoride/n-InP Schottky diode with polymer interlayer. *Thin Solid films* 556300-306.
30. Van Den Berghe, L.M.O., Van Meirhaege, R.L., Laflere, W.H. and Cardon, F. (1990). On the electrical properties, the interfacial reactivity and the termal stability of Co Si ₂ /-TiSi ₂/Co/- and Ti/p-InP Schottky barriers. *Solid state electronics*, 33,79-84.
31. S. Asubay, Ö.Güllü, A.Türüt (2008). Determination of the laterally homogenous barrier height of thermally annealed and unannealed Au/p-InP/Zn-Au Schottky barrier diodes. *Applied surface science*, 254, 3558-3561.
32. Asubay, Ö., Güllü., Türüt, A. (2009). Determination of the laterally homogenous barrier height of metal/p-InP Schottky barrier diodes. *Vacuum*, 83, 1470-1474.
33. Ocak, Yusuf Selim., Kulakcı, Mustafa., Turan, Rasit., Kılıçoğlu,Tahsin., Güllü, Ömer. (2011). Analysis of electrical and photoelectrical properties of ZnO/p-InP heterojunction. *Journal Of Alloys and compounds*, 509, 6631-6634.
34. Korucu, D., Türüt, A., Turan, R., Altındal, Ş. Origin of forward bias capacitance peak and intersection behaviour of C and G/w of Ag/p-InP Schottky barrier diodes. *Materials science in semiconductor processing*.
35. Reddy,V.Rajagopal., Silpa, D.Sri., Hyung- Joong, Yun., Chel-Jong, Choi. (2014) Electrical and structural properties of tungsten Schottky contacts to p-type InP at different aneealing temperatures. *Superlattices and Microstructures*, 71, 134-146.
36. Pang, Zhengda. Schottky contacts to InP and their applications (1997)..*Doctora Thesis.Mcmaster University.Canada*.
37. Shi, Z. And Anderson, W.A. (1992). Current transport in Pd/ n-InP diodes formed at room and low temperature. *Journal of Applied Physics*, 72, 3803

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : BİLGİLİ, Ahmet Kürşat
 Uyruğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 22.01.1974, Osmaniye
 Medeni hali : Evli
 Telefon : 0 535 893 08 00
 e-mail : sunkurt4@gmail.com



Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi	2015
Lisans	Balıkesir Üniversitesi	1999
Lise	İstanbul Maçka And. Meslek	1992

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2003-2004	İstanbul Köprü Dersanesi	Fizik/İngilizce Öğretmeni
2004-2007	Gebze Final Dersanesi	Fizik Öğretmeni
2007-2008	Çayırova Sınav Dersanesi	Fizik Öğretmeni
2008-2010	Ankara Tümay Dersanesi	Fizik Öğretmeni
2010-2011	Sincan Uğur Dersanesi	Fizik öğretmeni
2011-2013	Kızılay Sınav Dersanesi	Fizik Öğretmeni
2013-2015	Kızılay Final Dersanesi	Fizik Öğretmeni

Yabancı Dil

İngilizce



GAZİ GELECEKTİR..