

**METAL-YARIİLETKEN KONTAKLARDA
SCHOTTKY ENGELİNİN SIĞA ÖZELLİKLERİ**

Tamer GÜZEL

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**NİSAN 2006
ANKARA**

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Tamer GÜZEL

Tamer GÜZEL tarafından hazırlanan METAL-YARIİLETKEN KONTAKLARDA SCHOTTKY ENGELİNİN SIĞA ÖZELLİKLERİ adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Yrd. Doç. Dr. Metin ÖZER
Tez Yöneticisi

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

Başkan: : Prof. Dr. Necati YALÇIN

Üye : Prof. Dr. Kemal ÇOLAKOĞLU

Üye : Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV

Üye : Doç. Dr. Mehmet ÇAKMAK

Üye : Yrd. Doç. Metin ÖZER

Tarih : 28/04/2006

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

**METAL–YARIİLETKEN KONTAKLARDA
SCHOTTKY ENGELİNİN SIĞA ÖZELLİKLERİ**

(Yüksek Lisans Tezi)

Tamer GÜZEL

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Nisan 2006

ÖZET

Bu çalışmada, (100) yönelimli, 300 µm kalınlığında, kükürt(S) katkılı, n tipi GaP kullanılarak metal buharlaştırma metodu ile Au/n-GaP Schottky diyotları hazırlandı. Bu diyotların 80-375 K sıcaklık aralığında farklı sıcaklıklarda akım-gerilim(I-V) ve siğa-gerilim(C-V) ölçümleri yapıldı. Elde edilen verilerden Schottky engel yüksekliği, idealite faktörü, seri direnç ve diğer bazı diyot parametreleri hesaplandı. Arayüzeydeki engel yüksekliklerinin homojensizliğinden dolayı Gauss dağılımına sahip olduğu gözlemlendi. Gauss dağılımı için ortalama engel yüksekliği ve standart sapma değerleri sırasıyla 0,96 eV ve 0,0998 V olarak elde edildi. Deneysel I-V verilerinden sıcaklığın artmasıyla engel yüksekliğinde artış ve idealite faktöründe ise azalma olduğu belirlendi. Tünelleme faktörünün akım iletiminde etkin olduğu gözlemlendi. C-V ölçümlerinden ise sıcaklık artarken engel yüksekliğinin azaldığı görüldü.

Bilim Kodu : 404.05.01
Anahtar Kelimeler : GaP, Schottky engeli, engel yüksekliği, idealite faktörü, Gauss dağılımı
Sayfa Adedi : 95
Tez Yöneticisi : Yrd. Doç. Dr. Metin ÖZER

**CAPACITANCE PROPERTIES OF SCHOTTKY BARRIER AT METAL-
SEMICONDUCTER CONTACTS**

(M.Sc. Thesis)

Tamer GÜZEL

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

April 2006

ABSTRACT

In this study; We have prepared Au/n-GaP Schottky diodes in the (100) orientation, with the thickness of 300 μ m, S-doped obtained by metal evaporating system. Both current-voltage (I-V) and capacitance-voltage (C-V) characteristic were measured in the temperature ranges of 80-375K. The evaluation of the experimental data , barrier height of the Schottky diodes and ideality factory, series resistance were calculated. Due to in homogeneities of barrier height at the interface observed Gaussian distribution. The mean barrier height and standard deviation value obtained from the Gaussian distribution are 0.96 eV, 0.0998V, respectively. From the evaluation of the experimental I-V data, the barrier height increased and ideality factory decreased with increasing temperature. Tunnelling factory were obtained effected the current transport at interface. Barrier height is founded decreasing with increasing temperature from the C-V measurement.

Science Code : 404.05.01

Key Words : GaP, Schottky barrier, barrier height, ideality factor, Gaussian distrubution

Page Number : 95

Adviser : Asst. Prof. Dr. Metin ÖZER

TEŞEKKÜR

Son zamanlarda yoğun olarak araştırma yapılan böyle bir konuda çalışmamı sağlayan, tüm çalışmalarım boyunca hep yanımda olan, tezimin tamamlanmasında sürekli beni motive eden ve katkılarını esirgemeyen, değerli hocam Yrd. Doç. Dr. Metin ÖZER' e, numunelerin hazırlanmasında teknik imkanları sağlayan Bilkent Üniversitesi Fizik Bölümü Nanoteknoloji Laboratuvarı sorumluları ve çalışanlarına, numunelerin hazırlanmasında yardımcı olan Sefer Bora Lişesivdin deneysel ölçümler sırasında yardımlarını gördüğüm sayın.Doç. Dr Selim ACAR' a , manevi destekleriyle her zaman yanımda olan eşim Gülay, kardeşlerim Cavit ve Kadir oğlum E.Kaan GÜZEL'e teşekkürlerimi borç bilirim.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	5
2.1. Metal-Yarıiletken (MS) Kontaklar.....	5
2.1.1. İdeal metal-yarıiletken kontaklar	5
2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizması.....	10
2.2.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)	11
2.2.2 Difüzyon teorisi	13
2.2.3 Termiyonik emisyon difüzyon teorisi	14
2.2.4 Engel boyunca tünelleme	16
2.2.5 T_0 etkili akım iletimi	19
2.3 Metal Yarıiletken Yapıların Fiziği	20
2.3.1 İdeal MIS diyod	20
2.3.2 MIS yapılarda akım-iletim mekanizması	24
2.4 Potansiyel Değişim Modeli.....	28
2.4.1 Gaussian engel dağılımı.....	30

	Sayfa
2.4.2 Akım ve kapasitans için etkin potansiyel yüksekliği.....	31
2.4.3 Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği.....	33
2.4.4 İdealite faktörünün voltaj ve sıcaklığa bağımlılığı.....	35
2.5 Metal -Yarıiletken Schottky Diyotlarının Engel Kapasitesi.....	35
3. DENEYSEL YÖNTEM	40
3.1 MS Yapıların Hazırlanması.....	40
3.1.1 Kristal temizleme.....	40
3.1.2 Omik kontakın oluşturulması	41
3.1.3 Doğrultucu kontakın oluşturulması.....	43
3.2 Kullanılan Ölçüm Düzenekleri	45
3.2.1. Akım-Voltaj (I-V) ölçüm düzeneği	45
3.2.2 Sığa-Gerilim (C-V) ölçüm düzeneği	45
4. DENEYSEL SONUÇLAR	47
4.1 Giriş	47
4.2 Akım-Voltaj (I-V) Karakteristikleri	47
4.3 Kapasite-Voltaj (C-V) Karakteristikleri	76
5. SONUÇ	85
KAYNAKLAR.....	92
ÖZGEÇMİŞ.....	95

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1. Diyodun değişik sıcaklıklardaki akım–voltaj karakteristiğinden elde edilen ; idealite faktörü, doyum akımı, potansiyel engel yüksekliği.....	52
Çizelge 4.2. Diyodun nT , I_0T ve tünelleme etkisini içeren sıcaklığa bağlı $\Phi_B(I-V)$ değişimi	60
Çizelge 4.3. Diyodun her sıcaklık için elde edilen I_{min} , V_{min} , $F(V_{min})$, $\Phi_B(F-V)$ ve R_s değerleri	69
Çizelge 4.4 Flat-bant engel yüksekliği ve diğer parametreler.....	75
Çizelge 4.5. Diyodun C-V karakteristiklerinden elde edilen N_d , W_d , V_d ve E_F parametreleri	80
Çizelge 4.6. Diyodun C-V karakteristiklerinden elde edilen n_i , N_c , E_g ve Φ_B parametreleri	82

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Metal/ n-tipi yarıiletken kontak için ($\Phi_m > \Phi_s$) elektron enerji bant diyagramı. (a) Birbirinden ayrılmış nötral materyaller (b) kontak oluştuktan sonra termal denge durumu	6
Şekil 2.2. Metal /n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji bant diyagramı (a) termal denge durumu (b) doğru beslem (c) ters beslem.....	8
Şekil 2.3. $\Phi_m < \Phi_s$ için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakın elektron enerji bant diyagramı (a) birbirinden ayrı nötral materyaller (b) termal dengede kontak (c) yarıiletken negatif beslemde ve (d) yarıiletken pozitif beslemde	10
Şekil 2.4. Metal/n-tipi yarıiletkende doğru beslem altında temel akım iletim mekanizmaları; (a) potansiyel engelin tepesi üzerinden metalin içerisine doğru elektronların iletimi (Termiyonik emisyon), (b)elektronların engel içinden doğrudan kuantum-mekaniksel tünellemeleri (Engel içinde tünelleme), (c) uzay yük bölgesinde yeniden birleşme, (d) metalden yarışıletkene deşik enjeksiyonu	11
Şekil 2.5. Doğru beslemde Termiyonik Alan Emisyonu ve Alan Emisyonu bant diyagramı (ξ 'nin negatif olduğu çok katlı yarıiletken için.)	17
Şekil 2.6. Metal/n-yarıiletken kontaklarda çok katlı tünelleme modeline göre bant diyagramı	18
Şekil 2.7. Farklı akım iletim mekanizmalarını gösteren $nkT/q-kT/q$ grafiği	20
Şekil 2.8. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) diyod	21
Şekil 2.9. $V=0$ durumunda ideal bir MIS diyodun enerji-bant diyagramı (a) p-tipi yarıiletken (b) n-tipi yarıiletken	22
Şekil 2.10. $V \neq 0$ durumunda ideal MIS diyodun enerji-bant diyagramı. (a) akümülayon (b)tüketim (c) inversiyon (terslenim) durumları	23
Şekil 2.11. Metal/yalıtkan/n-yarıiletken yapısının enerji bant diyagramı	26
Şekil 2.12. Metal/yalıtkan/p-yarıiletken yapısının enerji bant diyagramı	26
Şekil 3.1. Omik kontak oluşturulurken kullanılan maske	42

Şekil	Sayfa
Şekil 3.2. Omik ve doğrultucu kontak oluşturulmada kullanılan buharlaştırma sistemi.....	42
Şekil 3.3. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan maske	43
Şekil 3.4. Au/n-GaP diyodun hazırlanış sırası	43
Şekil 3.5. Au/n-GaP (MS) diyodunun şematik gösterimi.	45
Şekil 3.6. Akım-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek	46
Şekil 3.7 Sığa-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek	46
Şekil 4.1. Diyodun 150- 375 K sıcaklık aralığındaki akım-voltaj karakteristiği	50
Şekil 4.2. Diyodun engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi	53
Şekil 4.3. Diyodun doyma akımının sıcaklığa bağlı değişimi	54
Şekil 4.4. Diyodun $\ln(I_0)-1000/nT$ değişimi	54
Şekil 4.5. Diyodun sıcaklığa bağlı nT değişimi	56
Şekil 4.6. Diyodun $n-1000/T$ değişimi	57
Şekil 4.7. Diyodun $\ln(I_0/T^2)-1000/nT$ değişimi	59
Şekil 4.8. Tünelleme etkisi içeren Φ_B-T değişimi	61
Şekil 4.9. Diyodun E_0 deneysel değerinin kT/q 'ya göre değişimi	63
Şekil 4.10. Diyodun seri direncinin sıcaklığa bağlı değişimi	68
Şekil 4.11. Engel yüksekliğinin idealite faktörüne göre değişimi.....	71
Şekil 4.12 Engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına değişimi.....	71
Şekil 4.13 Engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre.....	72
Şekil 4.14 Engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımına göre deneysel grafiği	73
Şekil4.15 Düzbant engel yüksekliklerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	74
Şekil 4.16. Diyodun 1MHz'de değişik sıcaklıklardaki $1/C^2-V$ değişimi	78
Şekil 4.17. Diyodun sıcaklığa bağlı $E_g(T)$, V_d , Φ_B ve Φ_F değişimi	83

Şekil	Sayfa
Şekil 4.18. Diyodun (I-V) ölçümlerinden hesaplanan tünelleme etkili $\Phi_B(t.e)$ ve (C-V) ölçümlerinden elde edilen $\Phi_B(C-V)$ 'nin sıcaklıkla değişimi.....	.84

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
HCl	Hidroklorik asit
H₂O₂	Hidrojen peroksit
H₂SO₄	Sülfirik asit
NaOH	Sodyum hidroksit
H₂O	Su
N₂	Azot gazı
Hz	Frekans
A*	Richardson sabiti
A**	Etkin Richardson sabiti
h	Planck sabiti
I	Akım
I₀	Doyma akımı
J_{SD}	Difüzyon teorisi için doyma akım yoğunluğu
J_{sm}	Yarıiletkenden metale doğru akımyoğunluğu
J_{ms}	Metalden yarıiletkene doğru akım yoğunluğu
J₀	Doyma akım yoğunluğu
J_F	Düz beslem akımı
K	Kelvin cinsinden sıcaklık
K	Boltzmann sabiti
m*	Elektron etkin külesi
m₀	Serbest elektron kütlesi
M	Mega
N_D	Verici yoğunluğu
N_A	Alıcı yoğunluğu

Simgeler	Açıklama
N_c	İletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_v	Değerlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu
N_{ss}	Yüzey durumları yoğunluğu
$n(x)$	Elektron yoğunluğu
n_i	Gerçek taşıyıcı yoğunluğu
n	İdealite faktörü
n-GaP	n-tipi Galyum Fosfat
Si	Silisyum
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}	Yarıiletken 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
ρ	Özdirenç
χ_s	Elektron yakınlığı
W_d	Tüketim bölgesi kalınlığı

Simgeler	Açıklama
Ω	Ohm
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_i	Metalin dielektirk sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik katsayısı
$\bar{\Phi}_{bo}$	Ortalama engel yüksekliği
σ_s	Standart sapma
Φ_{bf}	Düz bant engel yüksekliği

Kısaltmalar	Açıklamalar
MIS	Metal/Yalıtkan/Yarıiletken
MS	Metal/Yarıiletken
AE	Alan Emisyonu
TAE	Termiyonik Alan Emisyonu
TE	Termiyonik Emisyon
TED	Termiyonik Emisyon Difüzyon
DIW	De iyonize su

1. GİRİŞ

Metal-yarıiletken ve metal-yalıtkan-yarıiletken(MIS) kontaklar son yıllarda yarıiletken ve optoelektronik teknolojilerinde yoğun bir şekilde kullanılır hale gelmiştir. Bunlar entegre devrelerde, ışık ve ultraviyole(UV) dedektörlerinde, güneş pillerinde kullanılmaktadırlar.

Metal-yarıiletken kontak diyotlarla ilgili ilk çalışma 1874 yılında Braun tarafından yapılmıştır. Bu tarihten sonra metal-yarıiletken diyotların teknolojik gelişiminde, 1900'lerden önce radyo dedektörü İkinci Dünya Savaşı sırasında radar dedektörü 1970' ler den sonra mikrodalga diyotu olarak kullanılmıştır.Bu çalışmalar şu şekilde gelişmiştir, 1895'de Marconi'nin radyo iletişimine ait deneyleri Braun'un dikkatini çekmiş ve nokta kontak metal-yarıiletken doğrultucular ve detektörler başarıyla uygulanmıştır.Kristal doğrultucuların yükseltmesinin zayıf olmasından dolayı, 1920'lerde vakum tüpleri radyo dalga algılanmasında kristal doğrultucuların yerini almıştır. İkinci dünya savaşı sırasında mikrodalga radarların gelişmesiyle nokta kontak tekrar önem kazanmıştır. Bu dönemde nokta kontak diyotların en yaygın kullanımı, frekans dönüştürücüsü ve düşük seviye mikrodalga detektör diyotu şeklindedir. Bu gelişmeler, transistörün keşfine büyük bir temel olmuştur. 1948'de Bardeen ve Brattain nokta kontak Germanyum diyotlarda taşıyıcı enjeksiyonunu bulmuşlar ve bir yıl sonra nokta kontak Germanyum transistör yapılmıştır. 1950'ler boyunca pn-eklemlerinin yapımı için teknikler gelişmiş ve metal-yarıiletken kontaklar bu eklem yapılarında omik kontak olarak kullanılmaya başlanmıştır.1960'lar, metal-yarıiletken kontak üzerine yapılan araştırma ve geliştirme çalışmalarının yoğun olduğu yıllardır. Bu yıllarda düzlemsel Schottky diyotların yapımı birkaç önemli uygulamaya sebep olmuştur. 1964'de Baird, Schottky engelini silisyum transistörlerle birleştirerek Schottky engel kapılı metal-yarıiletken alan etkili transistörü (MESFET) geliştirmiştir.1970'ler den sonra yapılan çalışmalar pekiştirilmiştir.Bu yıllarda p-n eklem diyotların gerilim-sıcaklık (V-T) karakteristikleri ölçülmüştür. Daha sonra 1980'lerde metal-yarıiletken diyotların da

(V-T) karakteristikleri ölçülmüş ve 60-300K bölgesinde, daha sonra 0-300K bölgesinde sıcaklık tayini için kullanılmıştır.

Genel olarak metal-yarıiletken kontakların teorik olarak anlaşılması, teknolojik gelişmeden sonra olmuştur. Teorik gelişmelerin çoğu metal-vakum sistemleriyle ilgilenen araştırmacılar tarafından yapılmıştır. İlk olarak metal-vakum sisteminde uygulanan elektrik alandan dolayı imaj kuvvet engel alçalması bulunmuştur. Ancak metal-yarıiletken sistemde bu, deneysel olarak çok sonra doğrulanmıştır. Daha sonra sıcak metalden vakum içerisine yayınlanan elektronlar için termiyonik emisyon olayı açıklanmıştır. Bu olayın metal-yarıiletken doğrultucularda da uygulanabildiği gösterilmiştir. 1930'da Schottky ve Spenke potansiyel engelinden taşıyıcıların difüzyonu üzerine kurulmuş doğrultuculuk teorisini geliştirmiştir. 1931'de Wilson metal yarıiletken diyotlar için kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirmiş ve doğrultuculuk için ters polariteyi açıklamıştır. 1940'da Schottky ve Bethe'nin çalışması vakum tüp diyotlardaki iletkenlikle, metal-yarıiletken diyotlardaki iletkenlik arasında benzerlikleri ortaya koymuştur. 1942'de Bethe enerji engeli üzerinden taşıyıcıların termiyonik emisyon için doğrultuculuk teorisini geliştirmiştir. 1947'de Bardeen kovalent yarıiletkenlerin yüzeyinde fermi seviyesi üzerinde yer alan yüzey hallerinin varlığını ve bu nedenle engel yüksekliğinin sabitleşti fikrini ortaya atmıştır. Bu birçok pratik durumda, doğrultucuların engel yüksekliğinin, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonu farklarından tayin edilemeyişinin sebebini açıklamaya yardımcı olmuştur. Daha sonra Crowell ve Sze Schottky' nin difüzyon teorisi ile Bethe'nin termiyonik emisyon teorisini, tek bir termiyonik emisyon-difüzyon modelinde birleştirmişlerdir. İdeal olmayan Schottky kontaklarda metal yarıiletken arası her zaman ideal şartlarda olmaz. Bu nedenle karakteristiklerde idealite faktörü denen bir çarpan ortaya çıkar. Metal-yarıiletken kontaklarda, kontak bölgesi kapasitesinin davranışlarını incelemek suretiyle yapının özellikleri hakkında bilgi sahibi olunması mümkündür. Schottky kontakların ters beslem akım-gerilim ve sığa-gerilim ölçümleri yardımıyla yapının potansiyel engel yüksekliği difüzyon potansiyeli, taşıyıcı yoğunluğu, gibi temel parametreleri tayin etme imkanı vardır.

Metal–yarıiletken (MS) Schottky diyotlarda metal ile yarıiletken arasında doğal ya da yapay olarak oluşturulan arayüzey tabakasının, MS kontakların elektriksel özelliklerini ve fiziksel parametrelerini değiştirdiğinin görülmesiyle metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapılarla ilgili çalışmalar başladı. Gün geçtikçe MIS yapıların kullanım alanlarının artması bu yapılar üzerine olan çalışmaları arttırmıştır. Özellikle yalıtkan/yarıiletken arayüzeyinin davranışını ve akım–iletim mekanizmalarını açıklayabilmek için pek çok çalışma yapılmakta ve çeşitli yöntemler geliştirilmektedir.

Yarıiletkenle metali ayıran ince arayüzey yalıtkan tabakanın olması halindeki (MIS) Schottky engelli güneş pilinin açık devre voltajı ve verimliliğinde gözlenen artış nedeniyle; MIS Schottky diyotlarına olan ilgi artırmıştır [1]. Üretimin basit olması, ince tabakalarda yüksek ışık absorblanması ve polikristal ince filmlere uygulanabilmesi nedeniyle GaP MIS güneş pillerinin birçok fotovoltaik uygulamalarda kullanımı vardır. Böylece GaP MIS Schottky diyotların detayları, elektriksel özelliklerini araştırmaya olan ilgiyi arttırmış ve ışık altında güneş pillerinin performansını anlamaya yönelik bir basamak olmuştur.

GaP Schottky engelleri son zamanlarda optoelektronik devre elemanı olarak kullanılmıştır. Böylece yüksek verimli detektörler ve GaP Schottky teknolojisindeki ileri gelişmeler, MIS yapılarla ilgili daha fazla araştırma yapılmasında ve bunların elektronik parametrelerinin belirlenmesinde önemli rol oynamıştır. Elektronik parametreler farklı metotlarla belirlenebilmektedir. Bunlar arasında en fazla kullanılanlar akım-gerilim(I-V) ve sığa-gerilim(C-V) ölçüm metotlarıdır.

Bu çalışmada, son zamanların teknolojik gelişimlerinde, GaP'ın geniş kullanım alanı bulmasından dolayı Au/n-GaP Schottky diyotları üretilerek elektriksel karakterizasyonları ve bazı elektronik parametreleri araştırılmıştır. Geniş bir sıcaklık aralığında I-V ve C-V ölçümleri yapılarak bir Schottky diyotu için temel parametreler olan engel yüksekliği, idealite faktörü, seri direnç gibi parametrelerle diğer diyot belirteci olan bazı parametreler belirlendi.

Bu tez beş bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde metal yarıiletken kontakların gelişimi ve çalışmanın amacı üzerinde duruldu. İkinci bölümde bu yapılarla ilgili teorik bilgiler detaylı olarak verildi. Üçüncü bölümde diyotların hazırlanması ve deneysel sistemler hakkında gerekli bilgiler verildi. Dördüncü bölümde I-V ve C-V ölçümlerinden elde edilen veriler kullanılarak gerekli grafikler çizilip diyot parametreleri belirlendi. Beşinci bölümde ise elde edilen bu parametrelerin genel değerlendirilmesi yapıldı.

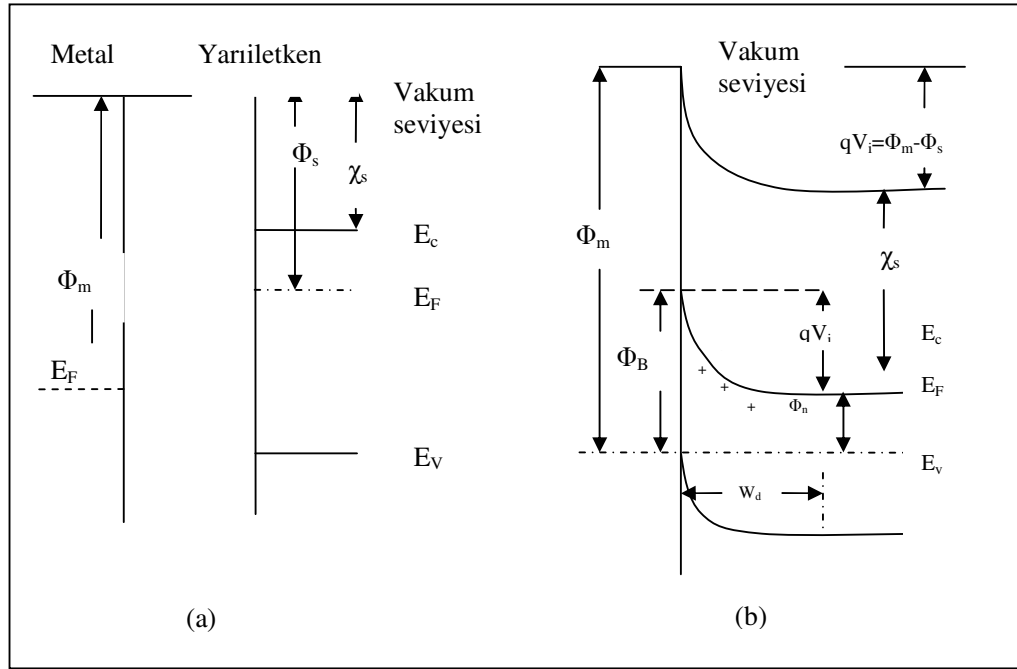
2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Metal – Yarıiletken (MS) Kontaklar

2.1.1. İdeal metal – yarıiletken kontaklar

Metal-yarıiletken kontaklar; bir metalin yarıiletkene temas ettirilmesiyle oluşturulur. Metal, yarıiletken ile kontak edildiğinde, termal denge kuruluncaya kadar metal ile yarıiletken arasında yük geçişleri olur. Metalden yarıiletkene, yarıiletkenden metale elektron geçişi; metal ile yarıiletkenin Fermi enerji düzeylerinin eşit olduğu termal denge durumuna kadar devam eder. Böylece metal-yarıiletken arayüzeyinde yüklerin ayrılmasıyla yeni bir yük dağılımı sonucunda bir potansiyel engeli oluşur. Arayüzey bölgesi, yarıiletken tarafında oluşan ve hareketli yüklerin olmadığı yüksek dirençli bir bölgedir. Metal-yarıiletken (MS) kontaklarda, metal ile yarıiletken arayüzeyinde bir potansiyel engel oluştuğunu ilk olarak Schottky, eklemde oluşan bu potansiyelin metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklandığını ise Mott açıklamıştır. Schottky-Mott teorisine göre potansiyel engeli, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark sebebiyle oluşmaktadır [2].

Engelin doğrultucu ya da omik olması yarıiletkenin tipine, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına bağlıdır. Metalin iş fonksiyonunu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s olmak üzere metal/n- tipi yarıiletken eklemlerde $\Phi_m > \Phi_s$ ise engel doğrultucu, $\Phi_m < \Phi_s$ ise engel omik olur. Metal/p-tipi yarıiletken eklemlerde ise $\Phi_m > \Phi_s$ için engel omik, $\Phi_m < \Phi_s$ ise engel doğrultucudur. Şekil 2.1 $\Phi_m > \Phi_s$ olan n-tipi yarıiletken ile metal kontağın elektron enerjisi band diyagramını göstermektedir (doğrultucu kontak). Şekil 2.1.a da gösterilen metalin iş fonksiyonu Φ_m , bir elektronu Fermi seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerjidir. Yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s ise, yarıiletkenin Fermi enerjisi farkıdır ve Fermi seviyesi katkı miktarına göre değiştiği için değişken bir niceliktir. Vakum seviyesi bir metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesidir. Yarıiletkenin katkı miktarına bağlı olmayan



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

elektron yakınlığı χ_s , iletkenlik bandının en üst sınırından bir elektronu vakum seviyesine çıkarmak için gerekli enerji miktarıdır. Şekil 2.1.b doğrultucu kontak oluşturulup denge kurulduktan sonraki enerji band diyagramını göstermektedir. Metal–yarıiletken kontak oluşturulduğunda, metaldeki elektrondan daha yüksek enerjiye sahip yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar, iki taraftaki Fermi enerji düzeyi eşit olana kadar metale doğru akarlar. Elektronlar yarıiletkenden metale doğru gittiği için yarıiletkenin sınıra yakın bölgesinde serbest elektron konsantrasyonu azalır. İletkenlik band kenarı E_c ile Fermi seviyesi E_f arasındaki fark, azalan elektron konsantrasyonu ile artar ve termal dengede E_f tamamen serbest kaldığı için iletkenlik ve valans band kenarı Şekil 2.1.b'deki gibi bükülür. Metale geçen iletkenlik band elektronları, arkalarında donar iyonları bırakırlar, böylece yarıiletkenin metale yakın kısmında hareketli yükler tüketilir. Ara yüzeyin yarıiletken tarafında pozitif yükler oluşur ve metale geçen elektronlar arayüzeyden yaklaşık $0,5 \text{ \AA}$ uzaklıkta ince bir negatif yük tabakası oluştururlar. Sonuçta,

Şekil 2.1.b’de olduğu gibi yarıiletkenden metale doğru bir elektrik alan oluşur. Yarıiletkenin yasak enerji aralığı kontak sebebiyle değişmediği için, E_v valans band kenarı E_c iletkenlik band kenarına paralel olarak kayacaktır. Yarıiletkenin vakum seviyesi de aynı değişimi gösterir. Bunun sebebi, yarıiletkenin elektron yakınlığının kontak ile değişmemesidir. Sonuç olarak termal dengedeki sistemde, band bükülmesi miktarı, metalin iş fonksiyonu Φ_m ile yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s arasındaki farka eşittir. Bu fark $qV_i=(\Phi_m -\Phi_s)$ olarak ifade edilir. Burada V_i eklemde oluşan potansiyel yada kontak potansiyel farkı olarak bilinir ve birimi volt’tur. qV_i yarıiletkenden metale gidecek olan elektronun sahip olması gereken enerji yani engel yüksekliğidir. Bununla birlikte metalden belirlenen engel yarıiletkenden belirlenen engelden farklıdır ve

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

ile verilir [11].

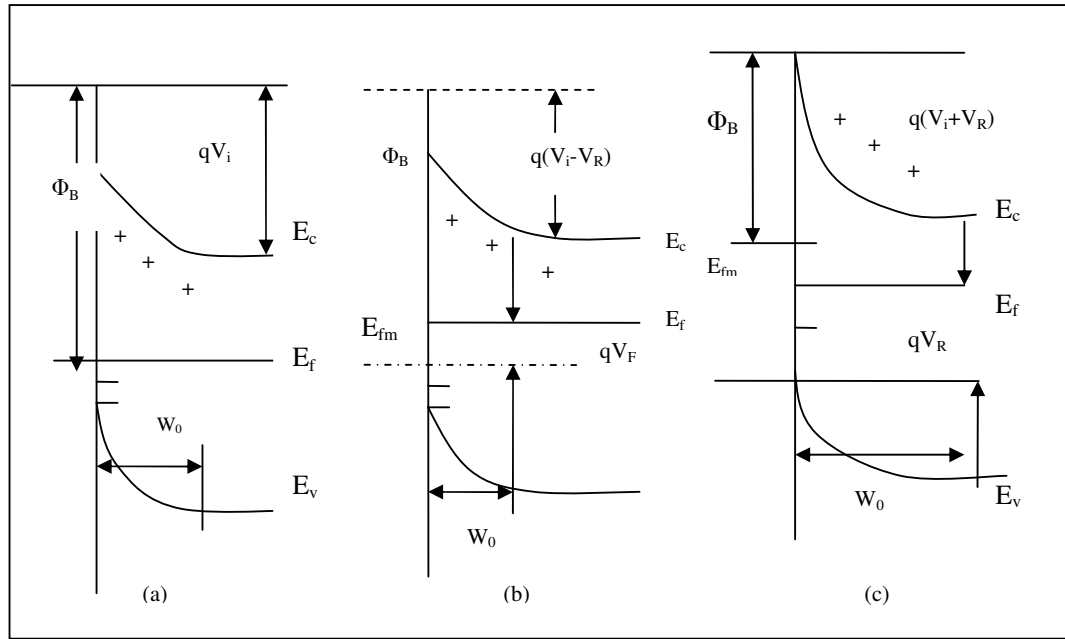
$\Phi_S = \chi_S + \Phi_n$ ve $\Phi_m = qV_i + \Phi_S$ olduğu için ,

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

elde edilir. Burada $\Phi_n = (E_c - E_f)$ olup , q elektronik yüküdür.

Eş.2.1, birbirinden bağımsız olarak Schottky ve Mott tarafından ifade edilmiştir. Schottky’ye göre yarıiletken homojen bir şekilde katkılanmıştır bu durum arayüzey tüketim bölgesinde homojen bir yük yoğunluğu verir. Bu sabit uzay yük için elektrik alan şiddeti, uzay yük tabakasının kenarından olan uzaklığı ile artar ve oluşan parabolik engel “Schottky Engeli” olarak bilinir. Mott’a göre yarıiletkenin hiç yük içermeyen ince tabakası düzenli olarak katkılanan bir yarıiletken ve metal arasında yerleştirilmiştir bu ince bölgedeki elektrik alan büyüklüğü sabittir ve potansiyel, bu bölgeye doğru geçerken çizgisel olarak artar. Engelin bu tipi “Mott Engeli” olarak bilinir.

Şekil 2.2 bir metal/yarıiletken diyotunun dengede, ters ve doğru beslem altındaki enerji band diyagramlarını göstermektedir. Şekil 2.2.a'da ise termal dengede doğrultucu kontağın enerji band diyagramı gösterilmektedir.

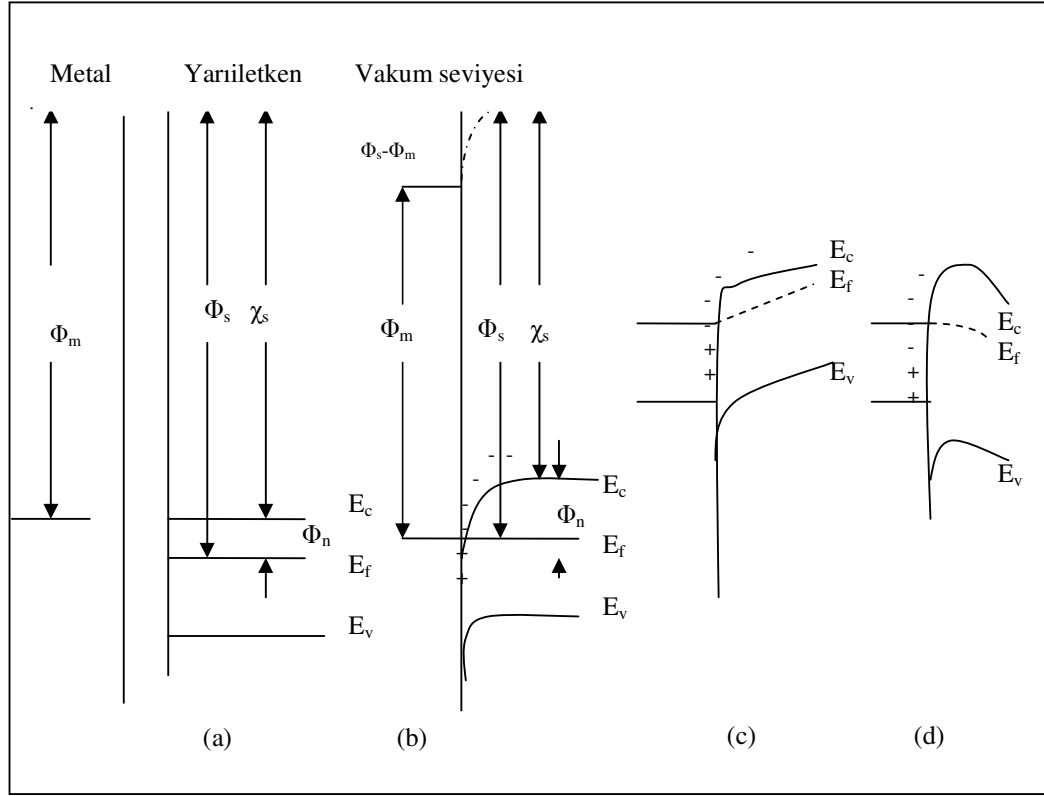


Şekil 2.2. Metal /n-tipi yarıiletken doğrultucu kontak için elektron enerji band diyagramı (a) termal denge durumu (b) doğru beslem (c) ters beslem

Termal dengede potansiyel engeli aşan elektronların oranı, engeli ters yönde aşan elektronların oranı ile dengelenir ve net akım oluşmaz. Yarıiletkenin tüketim bölgesi çok az hareketli taşıyıcı içerdiği için, bu bölgenin direnci metalin ve yarıiletkenin nötr kısmının direnci ile kıyaslandığında çok yüksektir ve uygulanan dış voltajın tamamı bu bölgeye düşer. Uygulanan voltaj termal denge band diyagramını değiştirir. Bu değişim tüketim bölgesine düşen potansiyelin değişmesiyle ve band bükülmelerindeki değişiklik nedeniyle oluşur. Metal pozitif, yarıiletken negatif olacak şekilde uygulanan bir voltaj ($V=V_F$) tüketim bölgesinin genişliğini azaltır ve Şekil 2.2.b'de görüldüğü gibi bu bölgedeki voltaj; qV_i 'den $q(V_i-V_F)$ 'ye düşer. Bu durumda yarıiletkendeki elektronlar daha düşük bir engelle karşılaşacaklar, bunun sonucunda da yarıiletkenden metale elektron akımı termal denge değerine göre artacaktır. Metalden yarıiletkene elektron akımı termal denge değerine göre

değişmez. Bunun sebebi metalde herhangi bir voltaj düşmesi olmaz, böylece Φ_B uygulanan voltajdan etkilenmez. Sonuç olarak, yarıiletken tarafı negatif metal pozitif olacak şekilde potansiyelin uygulandığı doğru beslem durumunda yarıiletkenden metale doğru net bir akım mevcuttur. Doğru beslem akımı, uygulanan V_F voltajı ile üstel olarak artar[3].

Ters beslemde kontağın enerji band diyagramı Şekil 2.2’de gösterilmiştir. Yarıiletken pozitif, metal negatif olacak şekilde uygulanan bir voltaj ($V = -V_R$) tüketim bölgesinin genişliğini artırır ve potansiyel qV_i ’den $q(V_i+V_R)$ ’ye çıkar. Yarıiletkenden metale doğru elektron akımı ise termal denge durumuna göre azalır. Metalden yarıiletkene elektron akımı ise değişmez termal dengedekinin aynısı olur. Yarıiletkenden metale doğru olan akım doğru beslemdeki ile kıyaslandığında daha küçüktür. Böylece bu şartlar altında bahsedilen kontak tek yönde akım ileten doğrultucu kontak olur. $\Phi_m < \Phi_s$ olan n-tipi yarıiletken ile oluşturulan omik kontağın enerji band diyagramı Şekil 2.3’de görülmektedir. Şekil 2.3.a’da materyaller ayrı durumda iken arkalarında pozitif yükler bırakarak, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına doğru akarlar ve sınırın yarıiletken tarafında elektron yığılmasına neden olurlar. Termal dengeye ulaştığında yarı iletkenin Fermi seviyesi Şekil 2.3.b’de gösterildiği gibi $(\Phi_s - \Phi_m)$ kadar yükselir. Yarıiletkende negatif yüklerin yığılması ile oluşan tabaka Debye mesafesi kadar bir kalınlık içinde sınırlanır ve bunlar yüzey yükleridir. Metaldeki elektronların konsantrasyonu çok daha fazla olduğu için metal tarafındaki pozitif yükler de, metal yarıiletken arayüzeyinden yaklaşık $0,5\text{\AA}$ bir uzaklık içinde sınırlanmış olan yüzey yükleridir. Yarıiletken içinde oluşan bir tüketim bölgesi yoktur ve yarıiletkenden metale yada tersi yönde elektronların akması için bir potansiyel engel yoktur. Arayüzey yakınındaki bölgede elektron konsantrasyonu artırılır ve sistemin en yüksek dirençli bölgesi yarıiletken bölgesinde oluşur.



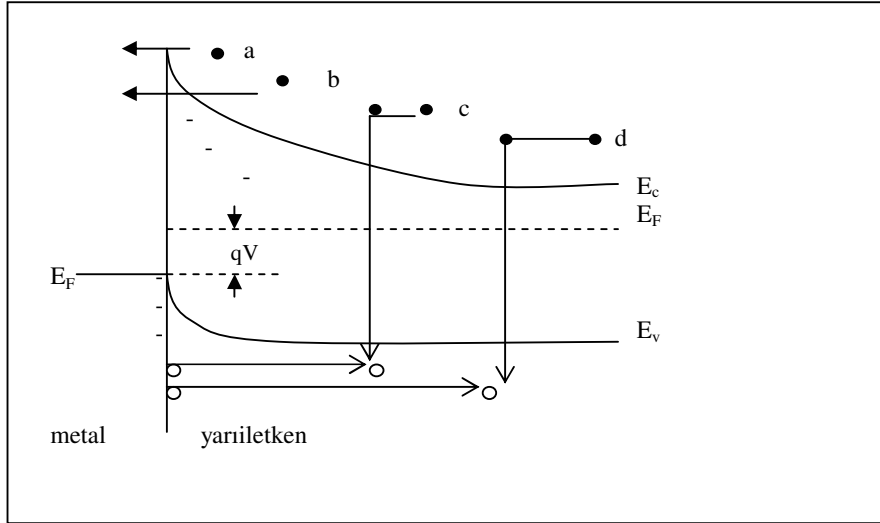
Şekil 2.3. $\Phi_m < \Phi_s$ için metal/n-tipi yarıiletken omik kontak için elektron enerji band diyagramı (a) birbirinden ayrı nötral materyaller (b) termal dengede kontak (c) yarıiletken negatif beslemde ve (d) yarıiletken pozitif beslemde

Şekil 2.3.c ve Şekil 2.3.d'de doğru ve ters beslemde yarıiletken bölgesini göstermektedir. Akımın bu bölgenin direnci ile belirleneceği açıktır ve uygulanan voltajın yönünden bağımsızdır. Doğrultucu olmayan böyle kontaklar omik kontak olarak adlandırılır.

2.2. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları

MS ve MIS yapılarında akım iletimi genellikle çoğunluk taşıyıcıları ile gerçekleşir. Sıcaklık, arayüzey durumları seri direnç ve metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabaka nedeniyle akım iletim mekanizması MS ve MIS yapılarında farklılık gösterir. Bu yapılarında geçerli olabilecek akım iletim mekanizmaları şunlardır[2,4]; Termiyonik Emisyon (TE), Difüzyon , Termiyonik Emisyon-Difüzyon , Kuantum Mekaniksel Tünelleme (TAE, AE, çok katlı tünelleme), Üretilme-Yeniden Birleşme,

Azınlık Taşıyıcı Konsantrasyonu ve T_0 etkili akım iletimi. Şekil 2.4’de metal/ n-yarıiletkenin doğru beslem altında başlıca akım iletim mekanizmaları gösterilmiştir.



Şekil 2.4.Metal/n-tipi yarıiletkende doğru beslem altında temel akım iletim mekanizmaları; (a) potansiyel engelin tepesi üzerinden metalin içerisine doğru elektronların iletimi (Termiyonik emisyon), (b) elektronların engel içinden doğrudan kuantum-mekaniksel tünellemeleri (Engel içinde tünelleme), (c) uzay yük bölgesinde yeniden birleşme, (d) metalden yarıiletkene deşik enjeksiyonu.

2.2.1. Termiyonik emisyon teorisi (TE)

Yeterli ısısal enerji kazanan Schottky kontaklarda taşıyıcıların potansiyel engeli (Φ_B) üzerinden yarıiletkenden metale, yada metalden yarıiletkene geçmeleri (TE) olarak bilinir.Beethe'nin MS kontaklarda akımın çoğunluk taşıyıcıları tarafından iletildiğini kabul ederek kurduğu termiyonik emisyon varsayımları şunlardır[12]; (a) potansiyel engel yüksekliği kT/q enerjisinden çok büyüktür (b) Schottky bölgesinde taşıyıcı çarpışmaları yoktur yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky tabakasının kalınlığından daha büyüktür (c) görüntü (hayali) kuvvetlerin etkisi ihmal edilmektedir ve akım engel yüksekliğine zayıfça bağlıdır. Bu varsayımlar doğrultusunda yarıiletkenden metale doğru akı yoğunluğu J_{sm} , potansiyel engelini geçmeye yetecek kadar enerjiye sahip elektronların konsantrasyonu ve bunların hızı ile ifade edilir:

$$J_{sm} = \int_{E_F + q\phi_B}^{\infty} qv_x dn \quad (2.2)$$

Burada $E_F + q\phi_B$ metalden TE için gerekli minimum enerji, V_x ise iletim yönündeki taşıyıcı hızıdır. dn küçük bir enerji aralığında enerji yoğunluğudur. Bu ifadeden hareketle metal/n-tipi yarıiletken kontaklarda metalden yarıiletken geçen elektronlar için akım denklemi,

$$J_{sm} = \left(\frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-q(\phi_B)}{kT} \right] \exp\left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.3)$$

şeklinde verilir. Burada m^* taşıyıcının etkin kütlesi, k Boltzmann sabiti, h 'da Planck sabitidir. Buradan;

$$J_{sm} = A^* T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT} \right] \exp\left(\frac{qV}{kT} \right) \quad (2.4)$$

İfadesi yazılır. Burada A^* , TE için Richardson sabitidir. Metalden yarıiletkene hareket eden elektronlar için engel yüksekliği aynı kaldığı için yarıiletkene akı yoğunluğu uygulanan gerilimden etkilenmez. Bu akım yoğunluğu dengede ($V=0$), yarıiletkenden metale geçen akım yoğunluğuna eşittir. Buna göre metalden yarıiletken doğru akan akım,

$$J_{sm} = -A^* T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT} \right] \quad (2.5)$$

şekline ifade edilir. Toplam akım yoğunluğu Eş.2.4 ve yine Eş.2.5 denklemlerinin toplamı olup,

$$J_n = \left(A^* T^2 \exp\left[\frac{-q(\phi_B)}{kT} \right] \right) \left(\exp\left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (2.6)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $A \cdot T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT}\right)$ terimi, doyum akım yoğunluğudur.

2.2.2. Difüzyon teorisi

Aralarında yoğunluk farkı bulunan bölgeler arasında, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru gerçekleşen yük geçişlerine difüzyon denir. Schottky tarafından tanımlanan Difüzyon teorisinin dayandığı varsayımlar[10,11,13]; (a) potansiyel engelin yüksekliği kT/q enerjisinden büyüktür (b) tüketim bölgesindeki elektronların çarpışma etkisi ihmal edilir (c) $x=0$ ve $x=w$ 'daki taşıyıcı konsantrasyonları akımdan etkilenmemiştir (yani onlar termal denge değerine sahiptir) (d) yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir. Kabuller doğrultusunda tüketim bölgesindeki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım yoğunluğu denklemi kullanılır. Bu denklem metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için,

$$J_x = J_n = q \left[n(x) \mu E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.7)$$

$$J_x = q D_n \left[\left(\frac{-qn(x)}{kT} \right) \left(\frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2.8)$$

şeklinde dir. Burada $n(x)$ elektron yoğunluğu μ elektron mobilitesi, D_n elektron difüzyon sabiti ve $E(x)$ Schottky bölgesindeki elektrik alanıdır. Buna göre difüzyon kuramında akım ifadesi,

$$J_x = J_{SD} \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.9)$$

ile verilir. Burada J_{SD} doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_{SD} = \left(\frac{q^2 N_c D_n}{kT} \right) \left[\frac{q(V_d - V) 2N_D}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(\frac{-q\phi_B}{kT} \right) \quad (2.10)$$

şeklinde ifade edilir. Burada N_c iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu, V_d difüzyon gerilimi, N_D verici yoğunluğu, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. Bu iki kuramdan elde edilen ifadeler birbirine çok benzer, bununla birlikte difüzyon kuramının doyum akım yoğunluğu, J_{SD} voltaj ile daha çabuk değişir fakat sıcaklığa bağlılığı TE'deki doyum akım yoğunluğuna göre daha küçüktür.

2.2.3. Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi

Crowell ve Sze, TE ve difüzyon teorisini birleştirerek Termiyonik emisyon difüzyon teorisini geliştirdiler[4]. Teori MS arayüzey kenarında tanımlanmış olan V_r rekombinasyon hızı üzerine kurulmuştur. Metal ile yarıiletken gövde arasında uygulanan gerilim, metale doğru bir elektron akışına neden olur. Taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekaniksel yansımalara uğradığından akım değeri azalır. Sze bunun nedenini rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. Termiyonik emisyon difüzyon teorisine göre elektronlar MS arayüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değeri göz önüne alınarak A^* Richardson sabiti A^{**} olarak değişir. Buna göre en genel akım-gerilim (I-V) ifadesi,

$$J = J_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right) \quad (2.11)$$

ile verilir. Burada T sıcaklık, n diyodun idealite faktörü ve J_0 doyma akım yoğunluğu olup,

$$J_0 = -A^{**} T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT} \right] \quad (2.12)$$

şeklinde ifade edilir. A^{**} , düzenlenmiş etkin Richardson sabitidir. β engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim katsayısı olmak üzere,

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.13)$$

ile verilir. Eğer metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir oksit tabakası (MIS-MOS) varsa Richardson sabiti oksit tabakasına bağlı etkin değer alır ve A^{**} yerine yalıtkan oksit tabakası nedeniyle A_{etk} alınır:

$$A_{\text{etk}} = A^{**} \exp\left[\frac{-4\pi\delta}{h((2m^* \chi)^{1/2})}\right]^{1/2} \quad (2.14)$$

Burada δ , metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakanın kalınlığı, $m^* = m_0$ etkin kütle, h Planck sabiti, χ ise yarıiletkenin elektron yakınlığıdır. Termiyonik emisyon teorisine göre ideal bir Schottky diyotda $n = 1$ 'dir. İdeal diyottan sapmaları belirlemek amacıyla bir idealite faktörü, n tanımlanır. Buna göre akım yoğunluğu ifadesi:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.15)$$

Şeklini alır. Burada n idealite faktörü 1'den uzaklaştıkça engel yüksekliğinin voltaja bağlılığı artmaktadır. İdealite faktörü yarıiletken ile dengede arayüzey durumları (N_{ss}) ve metal yarıiletken arasındaki yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden,

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{w} + qN_{ss} \right] \quad (2.16)$$

olarak ifade edilir. Bu denklemde ikinci terimin artması ile ideallikten uzaklaşılır. Yani idealite faktörü, hem yalıtkan tabaka kalınlığının artmasıyla hem de arayüzey durumlarının artması ile doğru olacak şekilde artmaktadır. Engel alçalması ve A^{**} 'nin alana bağımlı olması nedeniyle gerçek Schottky diyotlarında n idealite faktörü $1 < n < 1,2$ arasında değer alır.

2.2.4. Engel boyunca tünelleme

Metal- yarıiletken Schottky diyotlarında TE mekanizması yanında, elektronlar kuantum mekaniksel tünelleme ile engeli aşabilirler. Çok fazla katkılanmış dejenere ($N_d > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) yarıiletken durumunda tünelleme doğru beslemde, düşük katkılı yarıiletkenlerde de tünelleme işlemi ters beslemde ortaya çıkar[5]. Aşırı katkılanmış yarıiletken nedeniyle tüketim bölgesi incedir. Alçak sıcaklıklarda, Fermi seviyesine çok yakın elektronlar yarıiletkenden metale doğru tünelleme yapabilir. Böylece doğru beslem yönündeki akım yarıiletkenin Fermi enerjisine yakın elektronların tünellemesiyle artar. Bu duruma alan emisyonu (AE) adı verilir yüksek sıcaklıklarda, elektronların önemli bir kısmı Fermi seviyesinin üstüne doğru yükselir. İletkenlik bandından E_m kadar yukarıda bulunan bu elektronların daha yüksek enerjili olması ve bu seviyede daha düşük bir engelle karşılaşılıyor olmaları tünelleme ihtimalini artırır ve doğru beslem yönündeki akımı artırır. Bu durum Termiyonik alan emisyonu (TAE) olarak bilinir. Bu mekanizmalar Şekil 2.5'de gösterilmiştir.

Eğer sıcaklık daha da artırılsa elektronlar potansiyel engel yüksekliğini aşabilecek kadar yeterli enerji kazanırlar ve dolayısıyla tünelleme olmadan engel üzerinden karşı tarafa rahatlıkla geçerler. Bu durum Termiyonik emisyonudur (TE). Termiyonik alan emisyonu (TAE) durumunda çok düşük doğru beslem voltajı varken, doğru beslem I-V karakteristiği,

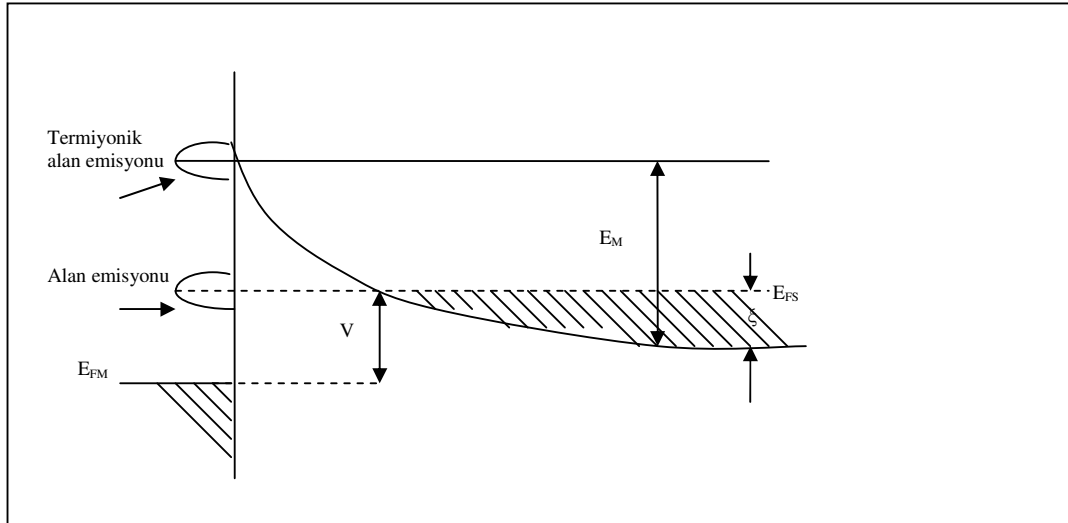
$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \right] \quad (2.17)$$

şeklinde ifade edilir[15]. Burada,

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.18)$$

$$E_{00} = h / 4\pi \left(\frac{N^*}{m^* \epsilon_s}\right)^{1/2} \quad (2.19)$$

şeklindeir. Burada N^* , etkin taşıyıcı yoğunluğu, m^* , etkin elektron kütlesi ve h , Planck sabitidir. I_0 , zayıf bir şekilde gerilime bağlı olup engel yüksekliğinin, yarıiletken parametrelerinin ve sıcaklığının bir fonksiyonudur. E_{00} enerjisi tünelleme işleminde önemli bir parametre olup, kT/E_{00} , TE 'nin ve tünellemenin önemli bir ölçüsüdür[6]. Alçak sıcaklıklarda $E_{00} \gg kT$ 'ye nazaran büyük bir değer alır ve $E_0 \cong E_{00}$ olur.



Şekil 2.5. Doğru beslemede termiyonik alan emisyonu ve alan emisyonu band diyagramı (ξ 'nin negatif olduğu çok katkılı yarıiletken için.)

$\ln I$ - V eğrisinin eğimi sabit ve T 'den bağımsız olur bu durum alan emisyonu demektir. Yüksek sıcaklıklarda, ($E_{00} \ll kT$), $E_0 = kT$ olur. $\ln I$ - V eğrisinin eğimi q/kT

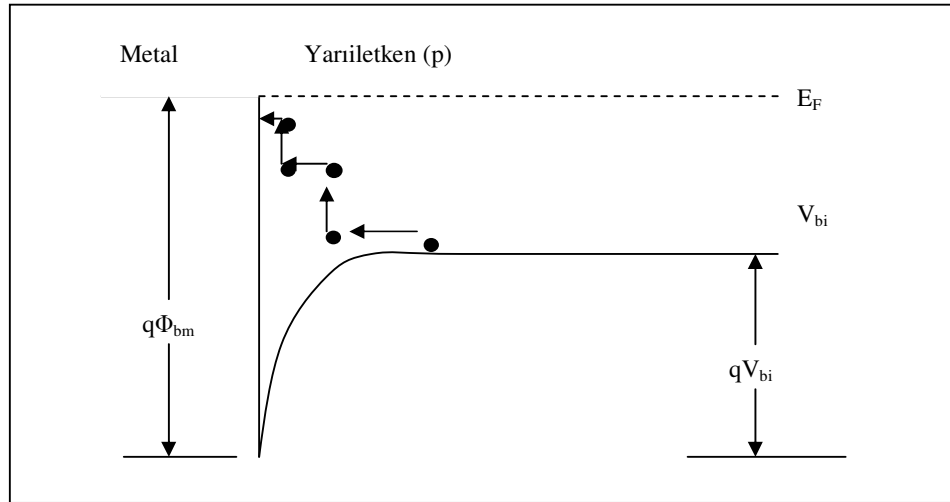
olur ki, buda TE'ye karşılık gelir. Orta sıcaklık değerleri için eğimi, q/nkT şeklinde yazabiliriz. Burada,

$$n = E_{00}/kT \left[\coth \left(\frac{E_{00}}{kT} \right) \right] \quad (2.20)$$

dir. TAE'nin diyod akımına katkısı, $E_{00} \cong kT$ olduğu zaman mümkündür. TAE'nin maksimum katkısı olduğu zaman ki E_m enerjisi,

$$E_m = qV_d / \left[\cos \left(\frac{E_{00}}{kT} \right) \right]^2 \quad (2.21)$$

şeklindedir. Burada V_d , toplam band bükülme gerilimine karşılık gelir. E_m ise tüketim bölgesi kıyısında iletkenlik bandının altından ölçülür. $N_A > 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ iken (300 K'de) TAE önem kazanır. Daha aza katkılı yoğunluklarda TAE ihmal edilebilir.



Şekil 2.6. Metal/n-Yarıiletken kontaklarda çok katlı tünelleme modeline göre band diyagramı

Çok katlı tünelleme için bir eklem, tüketim bölgesi boyunca yer alan tuzaklara sahip olan bir metal-yarıiletken kontak olarak tasvir edilir. p-n eklemine,

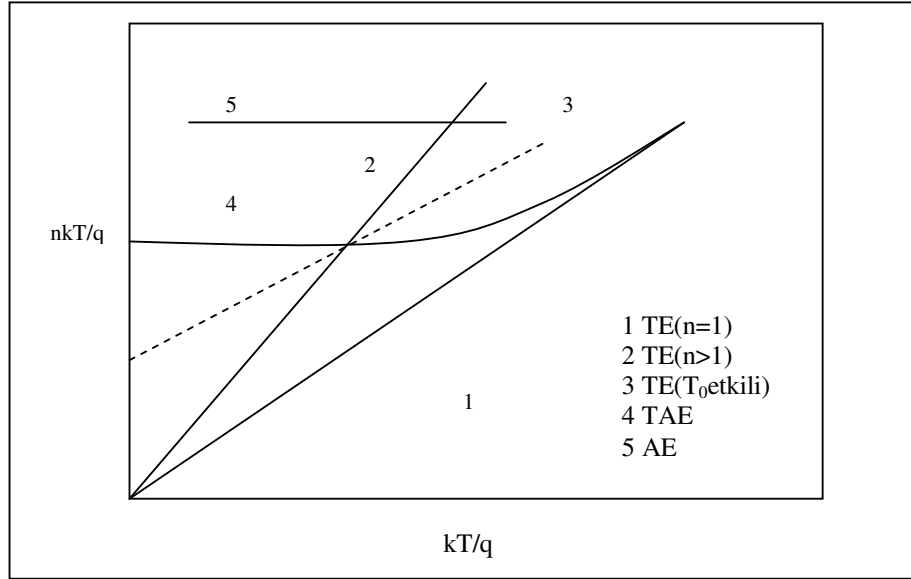
heterodiyodlarda, Schottky engelinde ve son zamanlarda yarıiletken kristallerde gözlenen bu durumda, tuzaklar boyunca tünel etkisi TE, TAE, ve AE ile kıyaslanabilir ölçüde baskın bir akım iletim mekanizmasıdır.

2.2.5. T_0 etkili akım iletimi

İdealite faktörünün 1'den büyük olması hayali kuvvet ya da arayüzey durumlarından ortaya çıkıyorsa n sıcaklıktan bağımsız olmalıdır. Fakat idealite faktörünün 1'den büyük olması termiyonik alan emisyonundan veya tüketim bölgesindeki rekombinasyon akımlarından kaynaklanıyorsa, idealite faktörü n sıcaklığa bağlıdır. T_0 etkili J-V karakteristiği,

$$J = A^{**}T^2 \exp\left[-\frac{q\phi_B}{k(T+T_0)}\right] \left\{ \exp\left[\frac{qV}{k(T+T_0)}\right] - 1 \right\} \quad (2.22)$$

şeklinde ifade edilir[2,7]. Burada T_0 geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız olan sabit bir parametredir. n'in sıcaklığa bağlılığı deneysel olarak $n = 1+T_0/T$ olarak ifade edilir. Voltajın fonksiyonu olarak değişik akım-iletim mekanizmaları Şekil 2.7'de görüldüğü gibi olabilir. 1, 2, 3 eğrileri, TE teorisinin baskın olduğu mekanizmaları belirtir. Bunlar $n = 1$, $n>1$ ve T_0 etkili durumlarına karşılık gelir. I-V eğrisi TAE ve V eğrisi AE iletim mekanizmalarının etkin olduğu durumları gösterir.



Şekil 2.7. Farklı akım iletim mekanizmalarını gösteren nkT/q - kT/q grafiği

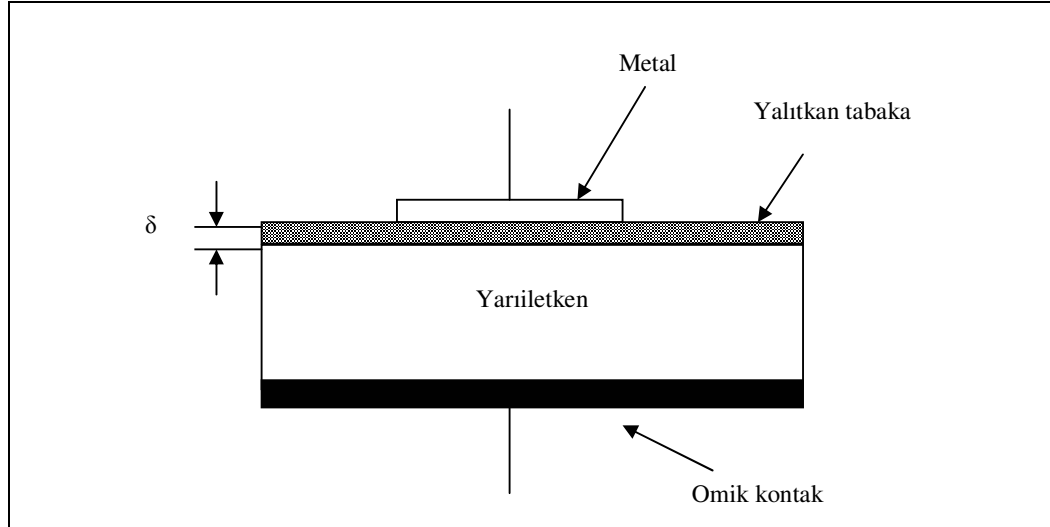
2.3. Metal-Yarıiletken Yapıların Fiziği

Metal ile yarıiletken arasında yalıtkan oksit tabakası doğal yolla oluşabileceği gibi deneysel yöntemlerle de oluşturulabilir. Doğal olarak oluşan oksit tabakası ile metal/yarıiletken yapı metal/yalıtkan/yarıiletken yapıya dönüşür[8]. MIS kontakların deneysel analizi yarıiletken yüzeyini anlamak için yararlıdır. Aradaki oksit tabakasının varlığı metali yarıiletken sistemden ayırır. Böylece yarıiletkendeki arayüzey durumlarının dolumu yarıiletkenin Fermi seviyesi ile belirlenir yani arayüzey durumları yarıiletken ile dengededir. Bir MIS yapıda metal-yalıtkan ve metal-yarıiletken arayüzeyi olmak üzere iki önemli arayüzey vardır.

2.3.1. İdeal MIS diyod

Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapı Şekil 2.8'de gösterilmiştir. Burada δ yalıtkan tabakanın kalınlığı, V ise metal üzerine uygulanan voltajdır. Metal kısım omik kontağa göre pozitif olduğunda doğru beslem, metal kısım omik kontağa göre negatif olduğunda ise ters beslem oluşur.

İdeal MIS yapıların, $V=0$ durumunda enerji band diyagramı Şekil 2.9'da gösterilmiştir. İdeal bir MIS diyod aşağıdaki gibi tanımlanır.



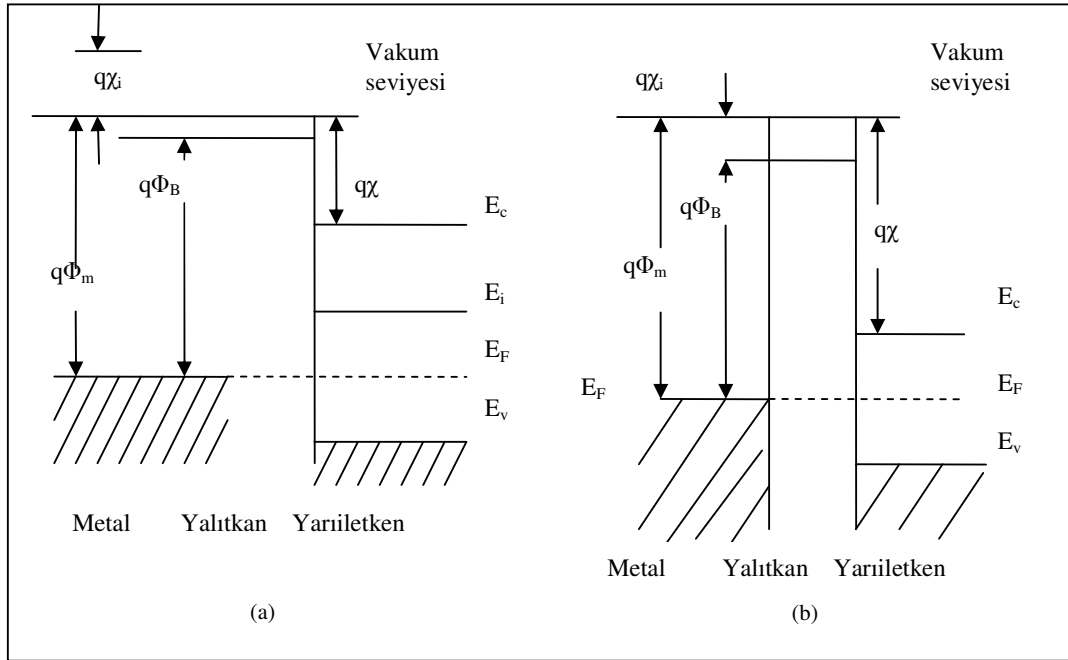
Şekil 2.8. Metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) diyod

Sıfır beslem voltajında, metal iş fonksiyonu Φ_m ile yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s veya iş fonksiyonu farkı Φ_{ms} sıfırdır.

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - (\chi_s + E_g/2q - \Phi_b) = 0 \quad \text{n-tipi için} \quad (2.24)$$

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - (\chi_s + E_g/2q + \Phi_b) = 0 \quad \text{p-tipi için} \quad (2.24)$$

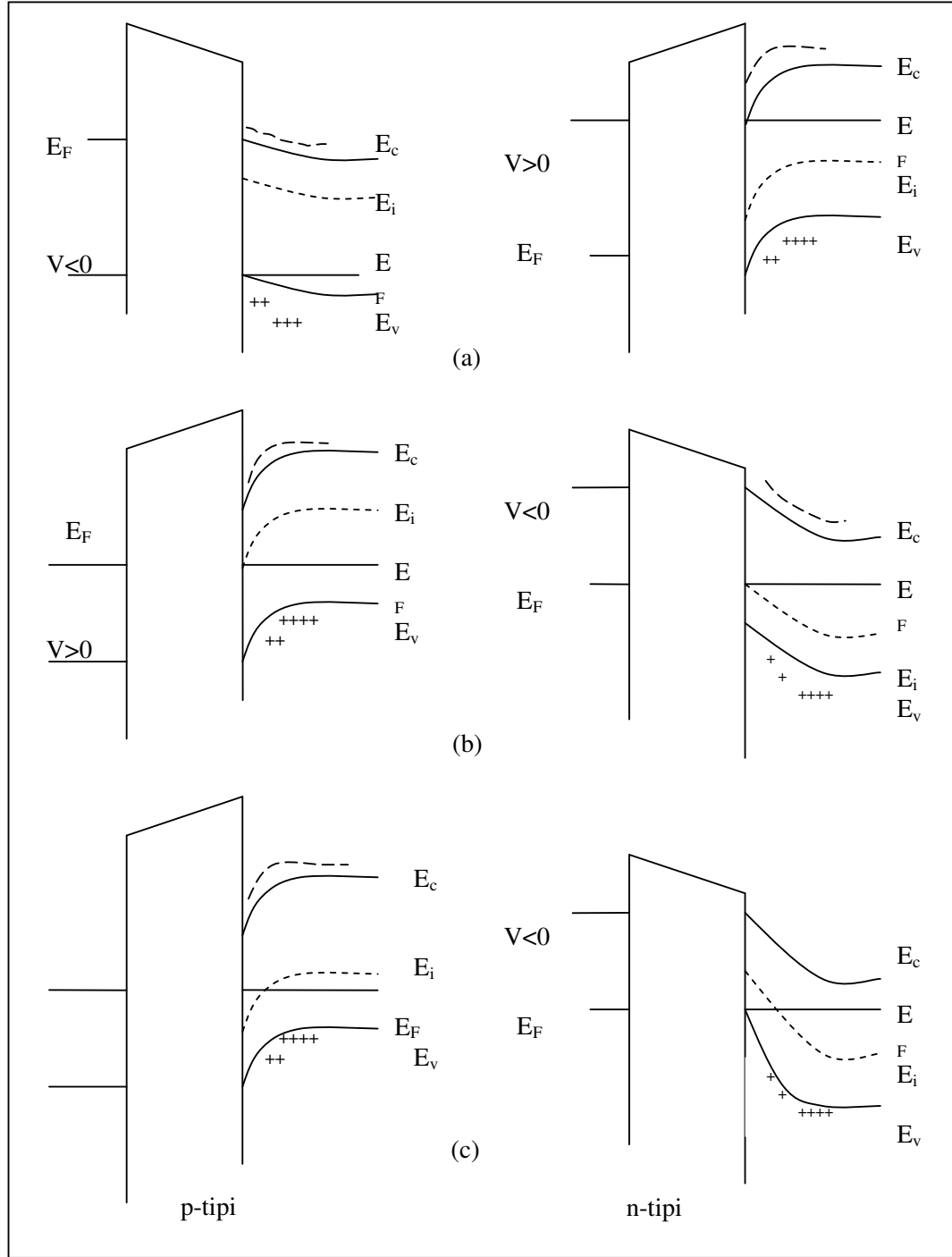
Burada χ_s yarıiletkenin elektron yakınlığı, E_g yasak enerji aralığı, Φ_b ise Fermi enerji seviyesi E_F ile saf Fermi seviyesi E_i arasındaki enerji farkıdır.



Şekil 2.9. $V=0$ durumunda ideal bir MIS diyodun enerji-band diyagramı (a) p-tipi yarıiletken (b) n-tipi yarıiletken

- Herhangi bir beslem altında yarıiletkende ve yalıtkana yakın metal yüzeyinde yükler mevcut olabilir fakat eşit ve zıt işaretlidir.
- D.C beslem altında yalıtkan içinden hiçbir akım geçmez veya yalıtkanın direnci sonsuzdur.

İdeal bir MIS diyoda ters beslem uygulandığında, yarıiletken yüzeyinde temel olarak üç durum mevcut olabilir. p-tipi yarıiletkenli MIS yapılarda metale negatif voltaj ($V < 0$) uygulandığında (Şekil 2.10) valans bandının tepesi yukarı doğru bükülür ve Fermi seviyesine yükselir. Yarıiletkendeki Fermi seviyesi sabit kalır. Taşıyıcı yoğunluğu üstel olarak enerji farkı ($E_F - E_v$)'ye bağlı kaldığından, bu band bükülmesi yarıiletken yakınında çoğunluk taşıyıcı olan deşiklerin yığılmasına sebep olur. Bu yığılma (accumulation) durumudur. p-tipi yarıiletkenli MIS yapılarda küçük bir pozitif voltaj ($V > 0$) uygulandığında bandlar aşağı doğru bükülür ve çoğunluk taşıyıcılar tüketilir (Şekil 2.10.b). Bu tüketim (depletion) bölgesidir. p-tipi yarıiletkenli MIS yapılarda büyük bir pozitif voltaj uygulandığında ise, bandlar oldukça aşağı doğru bükülür öyle ki saf seviye E_i , yüzeyde Fermi seviyesi E_F 'nin üstüne çıkar.



Şekil 2.10. $V \neq 0$ durumunda ideal MIS diyodun enerji-band diyagramı.
 (a) akümülyasyon (b) tüketim (c) inversiyon (terslenim) durumları

Bu durumda yüzeydeki elektronların sayısı (azınlık taşıyıcılar) deşiklerden fazladır. Bu terslenim (inversiyon) bölgesidir. Benzer sonuçlar n-tipi yarıiletken içinde elde edilebilir.

2.3.2. MIS yapılarda akım-iletim mekanizması

İdeal MIS diyodta yalıtkan filmin iletkenliği sıfırdır. Fakat gerçekte MIS diyodlarında, yerleşmiş elektronik durumlar yarıiletken-yalıtkan yüzeyinde bulunur ve bu yüzden, diyod ideal durumdan farklılıklar gösterir. Bazı diyodlarda yalıtkan tabaka üzerinden akım geçer[4]. Yeterli büyüklükte elektrik alan ve sıcaklık varsa yalıtkan tabaka iletkenlik gösterir. Metal-yarıiletken yapılarda akım-voltaj ilişkisi,

$$J_F = J_0 \left[\exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.26)$$

bağıntısı ile verilir. Burada,

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT}\right] \quad (2.27)$$

İfadesiyle verilen J_0 doyma akım yoğunluğudur. A^{**} , Schottky engel alçalması dikkate alındığında Richardson sabiti, V_F doğru beslem gerilimidir. E.ş.2.27'deki Φ_B ise Φ_{Bn} veya Φ_{Bp} engel yüksekliğidir. Metal/yarıiletken yapılarda akım voltaj ilişkisini gösteren Eş.2.26 ifadesinde $\ln J$ - V grafiğinin eğimi q/kT dir. Ancak metal ile yarıiletken arasında bir yalıtkan tabaka varsa doğru beslem altında bu yapılarda akım iletimi bu bağıntıda biraz farklı olur. Bu durumda $\ln J$ - V grafiğinin eğimi q/kT değerinden küçük olur hatta $q/2kT$ ya da daha küçük olabilir. MIS Schottky engelli yapılarda yalıtkan tabakanın etkisi Card, Rohederick[8] ve Fonash[9] tarafından araştırılmıştır. MIS yapılarda uygulanan doğru beslem geriliminin bir kısmı yarıiletken tüketim tabakasına düşerken bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşer.

Bu durum,

$$V_F = V_{yi} + V_y \quad (2.28)$$

biçiminde ifade edilir. Burada V_{yi} , uygulanan V_F geriliminin yarıiletken üzerine düşen kısmı, V_y ise yalıtkan üzerine düşen kısımdır. V_F doğru beslem gerilimi altında metal/yalıtkan/n-yarıiletken yapılar için akım yoğunluğu azınlık taşıyıcı etkiler ihmal edilerek,

$$J_{Fn} = J_{sm}^{-e} - J_{ms}^{-e} \quad (2.29)$$

olarak ifade edilir. Burada J_{Fn} , doğru beslem altında metalden yarıiletkene geçen akımın yoğunluğudur. J_{sm}^{-e} , yarıiletkenden metale geçen elektronların oluşturduğu akım yoğunluğudur. Şekil 2.11'de doğru beslem (V_F) altında n-metal/yalıtkan/yarıiletken yapısının enerji band diyagramı gösterilmiştir.

Doğru beslem V_F gerilimi altında metal/yalıtkan/p-yarıiletken için akım yoğunluğu ise,

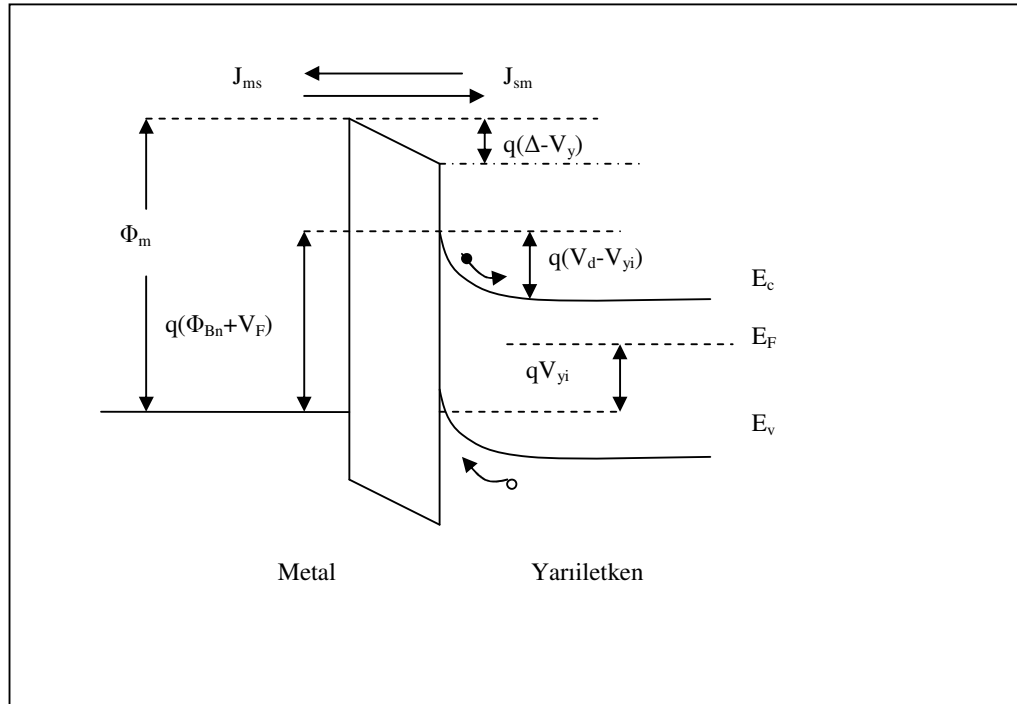
$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h \quad (2.30)$$

şeklinde verilir. Burada J_{ms}^h , metalden yarıiletkene, J_{sm}^h de yarıiletkenden metale geçen deşikleri oluşturduğu akım yoğunluklarıdır. Şekil 2.12'de doğru beslem altında meta/yalıtkan/p-yarıiletken yapısının enerji band diyagramı gösterilmiştir. Doğru beslem V_F gerilimi altında p-metal/yalıtkan/yarıiletken için akım yoğunluğu ifadesi,

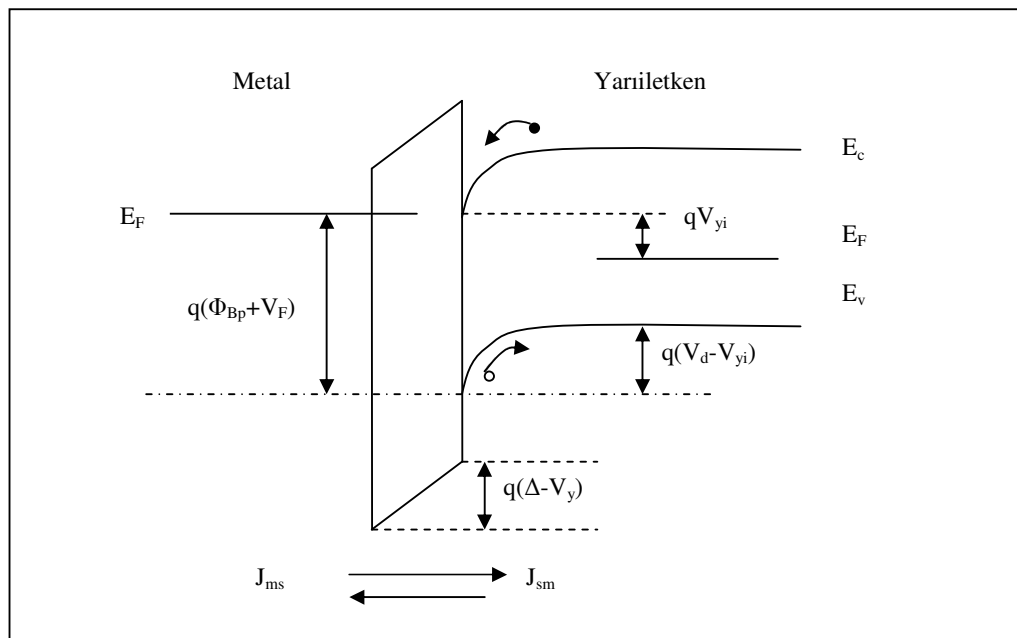
$$J_{Fp} = J_{sm}^h - J_{ms}^h = A * T^2 \left\{ \exp[\beta(-\phi_{Bp} + v_{yi})] - \exp[\beta(\phi_{Bp} - V_y)] \right\} \quad (2.31)$$

dir. Burada $\beta = q/kT$ dir. Bu ifade $\exp(-\beta(\Phi_{Bp} + V_y))$ parantezine alınırsa,

$$J_{Fp} = A * T^2 \exp(-\beta(-\Phi_{Bp} + V_y)) (\exp\beta(V_F - 1)) \quad (2.32)$$



Şekil 2.11 Metal/yalıtkan/n-yarıiletken yapısının enerji band diyagramı



Şekil 2.12 Metal/yalıtkan/p-yarıiletken yapısının enerji band diyagramı

bağıntısına dönüşür. Eğer metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir tabaka yoksa ($V_y=0$) Eş.2.32 ile Eş.2.26 aynı olur. Eş.2.32'de görüldüğü gibi yalıtkan tabaka varlığı, J_F 'nin V_F 'ye bağıllığını azaltır. Yani yalıtkan tabakanın kalınlığı arttıkça $\ln I_F$ 'nin V_F 'ye göre grafiğinin eğimi β 'dan (q/kT) küçük olur.

Doğru beslem altında metal/yalıtkan/n-yarıiletken için akım yoğunluğu ifadesi,

$V_F > 3kT/q$ için

$$J_{Fn} = J_{Fp} = J_0 \exp\left(\frac{qV_F}{nkT}\right) \quad (2.35)$$

ifadesi ile verilir. Burada J_0 doyum akım yoğunluğu olup,

$$J_0 = A * T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_B}{kT}\right] \quad (2.36)$$

ile verilir ve Φ_B , n ve p-tipi MIS diyod için Schottky engel yüksekliği olup sırasıyla Φ_{Bn} ve Φ_{Bp} 'ye karşılık gelir. $V_F > 3kT/q$ için Eş.2.35 ve Eş.2.36 ifadelerinin birbirine eşit olması için $V_F/n = V_F - V_y$ olması gerektiğinden, idealite faktörü $n = V_F / (V_F - V_y)$ olur. Bu ifadeden görüldüğü gibi yalıtkan tabaka kalınlığı ve V_F 'deki artış n'i arttırır[4]. Bununla birlikte yalıtkan tabaka kalınlığı ince olan numuneler için n'in V_F ile değişimi azalır. Arayüzeydeki tabakanın yeterince kalın olması durumunda (elektron geçiş katsayısı 1 değilse) ters doyum akımı, arayüzey olmadığı durumda ters doyum akımı ile arayüzey yalıtkanın geçiş katsayısının çarpımına eşittir. Yani; J_0 (yalıtkan)- $T(\delta)J_0$ dır. Burada J_0 (yalıtkan), kalınlığı δ olan bir arayüzey yalıtkan tabakasının varlığında ve $T(\delta)$ geçiş katsayısına sahip olması durumundaki ters doyma akımıdır. Doğru beslemde I-V karakteristikleri beslemin çoğu üzerinde çizgisel ise Eş.2.36'da J_0 yerine $J_0(\text{yalıtkan})$ yazılarak buradan etkin engel yüksekliği Φ_c hesaplanabilir. Yani,

$$T(\delta)J_0 = A * T^2 \exp\left[\frac{-q\phi_c}{kT}\right] \quad (2.37)$$

eşitliğinden Φ_c çekilirse,

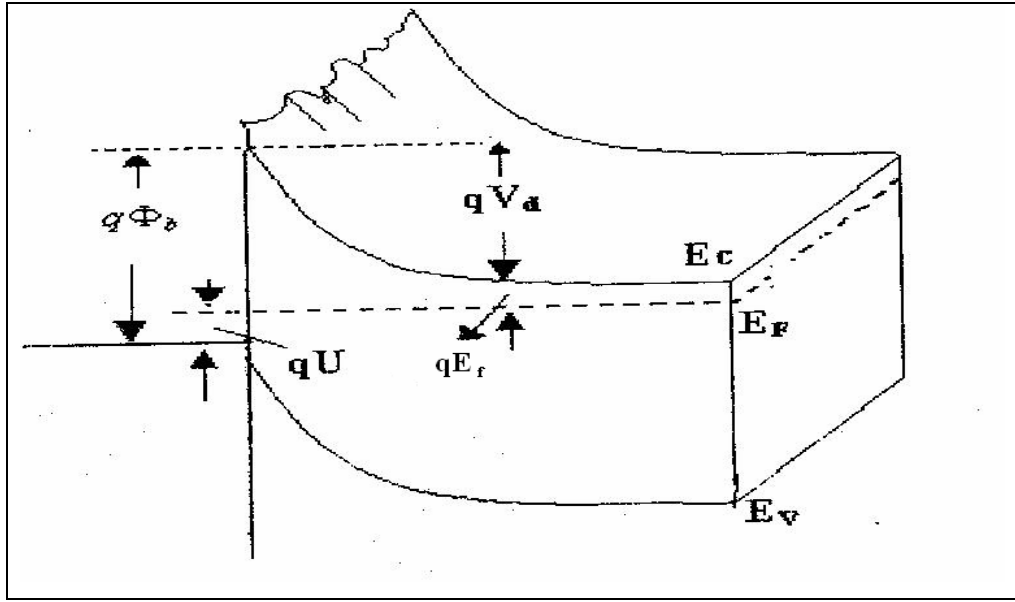
$$\Phi_c = kT/q \left[\ln\left(A * \frac{T^2}{J_0}\right) \right] - kT/q [\ln T(\delta)] = \phi_B - \frac{kT}{q} [\ln T(\delta)] \quad (2.38)$$

bulunur. Böylece $T(\delta)$, 1'den küçük ise etkin engel yüksekliği(Φ_c) yalıtkan tabakanın olmadığı durumdaki Φ_B engel yüksekliğinden daha büyüktür.

2.4. Potansiyel Değişim Modeli

Schottky kontaklarda engel yüksekliği akım-voltaj,kapasite voltaj ölçümleri için farklı sonuçlar verir. Schottky kontakların bölgesel homojensizlikler durumunda $n>1$ ve Φ_{bo}^j için sıcaklığa bağlılığı: bir metal ve yarıiletken arasındaki ara yüzey atomik olarak düz olmayıp biraz pürüzlü olduğundan dolayı difüzyon voltajı(V_d) ve Schottky engelin Φ_b değişmesiyle engel yüksekliği Şekil 2.10'da gösterildiği gibi homojensiz olur[27]. Metaldeki potansiyel değişmelerinin nedeni; atomik bozukluklar pürüzler ve temel sınırlamalardan başka metalin kalınlığından dolayı ara yüzeydeki pürüzlerin yanı sıra eğrinin yarıçapının daralmasıyla alan emisyonundan dolayı metaldeki difüzyondan etkili olan engel düşmesinden de kaynaklanabilir. Bu aynı zamanda ara yüzeydeki yarıiletken verici(donor) atomları arasındaki düzensiz uzaklıklardaki imaj kuvvetlerinden dolayı da olabilir. Çünkü ara yüzeydeki potansiyel dağılım verici atomları düzenli bir örgüden olmayıp düzensiz olarak dağılmışlardır. Katkı atomlarının bu etkisi Arnold-Hess ve Nixon-Davies tarafından incelenmiştir.Potansiyel değişim modeli homojen olmayan Schottky kontaklar için daha önce yapılan çalışmalardan farklıdır. Bu konuda farklı engel yüksekliklerine sahip olan homojen ve homojen olmayan schottky diyotları üzerinde çalışmalar yapılmıştır. Yapılan bu çalışmalardan Ohdamari ve Tu' nın modeli akım-voltaj ölçümlerinden daha yüksek olan kapasite-voltaj ölçümlerindeki engel yüksekliğinin

azaldığını açıklar. Çünkü dc akımı, düşük engel diyotlarının alanına kuvvetle bağlıdır. Buna rağmen , bütün bu modellerin düşük ve yüksek engel bölgelerindeki durumu farklıdır; yani Schottky engellerin düzensiz olarak değiştiği kabul edilerek birbirinden ayrılmış yüksek ve düşük engellerin yüzey yük bölgelerinin genişlikleri farklıdır. Ayrıca Othomari ve Tu bir engel dağılımının yerine iki farklı engel değeri düşündüler.



Şekil 2.13. Homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu diyagramı. V_d bant bükülmesi Φ_b engel yüksekliği, ϕ_b^j akım-voltaj için ve ϕ_b^c ise kapasitans voltaj için engel yüksekliği

Ancak Freeouf ve arkadaşları tarafından farklı diyotlarda yapılan çalışmalar başarılı oldu. Freeouf ve arkadaşları sonsuz bir element materyal analiz programını(FIELDAY) kullandılar ve yüzey yük bölgelerinde iki kontağın akım-voltaj ve kapasitans-voltaj eğrilerinde alan etkilerinin durumlarını incelediler. Toplam kontak alanın 1/8 ne sahip olan düşük bir engel kontak, toplam alandaki 1/24'ü boşluk olan ve toplam kontak alanının 5/6 sına sahip olan yüksek bir engel kontağın içine yerleştirerek ve toplam alanın genişliği ¼ ve 8 μm arasında değişti. Kapasite-voltaj ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinin akım-voltaj ölçümlerinden elde edilen engel yüksekliğinden daha yüksek olduğunu simülasyonla sağladılar. Bu

çalışmanın en ilginç sonuçları akım-voltaj ve kapasitans-voltaj eğrilerinin iki farklı engel altında olmasıdır. Eğer düşük engel genişliği daha da küçülürse yüksek engelden olan kontaklar düşük engel metal seviyesinin altına ulaştığından dolayı toplam etkin engel alanı daha büyük olur. Bu yüzden düşük engel kontak etkili bir şekilde küçülür.

Homojen olmayan Schottky kontaklarının bütün bu önceki modellerin esas dezavantajı Schottky engel için iki farklı ve ayrı değer kontakların olmasıdır. Bu ifadeler ya farklı uzaysal dağılım ve homojen bariyerler üzerine temel edinmiştir yada sayısal modelleme gerektirir. Potansiyel değişim modeli için bu sınırlamaların olması; uzaysal engel dağılımlarına sahip olan Schottky kontakların iletim özelliklerinin sıcaklığa bağlılığının analitik bir tanımlanmasıdır.

2.4.1. Gaussian engel dağılımı

Potansiyel değişim modeli metal ile yarıiletken arasında ki arayüzeyde sürekli bir engel dağılımının olduğunu kabul eder. Bu model ile yüksek katkılı yüksek katkılı ara yüzey bölgesinin genişliğine göre oluşan bant bükülmesi(V_d) ve Schottky engellerinin(Φ_b) değişimleri incelenir. Bu önerilen model belli sınırlamalara karşılık elektronik iletimi sağlamak için geliştirilen teoriye benzerdir. Burada önerilen model Schottky diyotlarında taşıma özelliklerini analiz etmek için tanımlanmıştır;model yalnız kapasitans ve akımlardan oluşan engel farkını değil aynı zamanda sıcaklığa bağımlılığının yanında idealite faktörlerinin neden $n>1$ olduğunada açıklar. Bu tanımlama analitiktir;bilgisayar simülasyonu gerektirmez. Ortalama bir $\overline{V_d}$ durumunda standart sapmaya (σ_s) sahip bir Gaussian dağılımı $P(V_d)$ ile schottky kontakların metal-yarıiletken ara yüzeyde band bükülmesinin (V_d) uzaysal dağılımı,

$$P(V_d)=\frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\overline{V_d}-V_d)^2}{2\sigma_s^2}} \quad (2.39)$$

ile verilir. Sonuç olarak bant bükülmesi(V_d) ve Schottky engeli,

$$\Phi_b = V_d + \xi + U$$

Ortalama bir $\bar{\phi}_b$ durumunda bir engel dağılımına sahip ara yüzey içindeki bölgeye bağlıdır.

$$P(V_d) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\bar{\phi}_d - \phi_d)^2}{2\sigma_s^2}} \quad (2.40)$$

engel dağılımını normalize edilirse,

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(v_d) dv_d = \int_{-\infty}^{\infty} p(\phi_d) d\phi_d = 1 \quad (2.41)$$

olur.

2.4.2 Akım(I) ve kapasitans(C) için etkin potansiyel engel yüksekliği

Potansiyellerin uzaysal dağılımları, etkili kapasitans engellerin uzaysal dağılımlar ve dc akım ölçümlerinin uzaysal dağılımlarındaki farklılıklar, yüzey yük bölgesinin genişliğinin birim zamanda frekansa bağlı olarak kapasitans ve akım arasındaki

bağıntı, $C = \frac{1}{i\omega} \frac{dE}{dt}$ dir. Bu genişlikler metal-yarıiletken arayüzeyde olan elektrik

alana bağlıdır. Metal-yarıiletken ara yüzeyde kısa dalga boylu potansiyel değişmeler yüzey yük bölgesinin dışında görünür. Sonuçta, kapasitansın yalnız \bar{v}_d ve $\bar{\phi}$

değerlerine bağlı olması beklenilir ; kapasitans yüzey yük genişliğinden daha düşük olan uzun bir scala üzerinde potansiyel değişmelere bağlı değildir. Fakat arayüzeye karşılık gelen dc akımı arayüzeyde engel dağılımına exponansiyel olarak etkili bir şekilde bağlıdır. Engellerdeki herhangi bir uzaysal değişme minimum engelden akım akışına sebep olur. Böylece, akım-voltaj ölçümleri ile tanımlanan Schottky engel

değerleri, kapasitans-voltaj ölçümleri ile tanımlanan Schottky engel değerlerinden daha düşük olması beklenir.

Homojen olmayan Schottky kontak yoluyla kontrol edilen net akım yoğunluğu $J=J_{sm}-J_{ms}$ etkili bant bükülmesi (V_d^j) ve engel (ϕ_b^j) için homojen kontakta nitelikli bir açıklama termiyonik emisyon teorisi yardımıyla elde edilebilir. Metalden yarıiletken bant bükülmesi V_d ve J_{ms} ye karşılık gelen yarıiletkenden metale (J_{sm}) akım yoğunluğu;

$$J_{sm}=A*T^2*e^{-q\phi_b/kT}e^{-qV_d/kT} \quad (2.42)$$

$$J_{ms}=A*T^2*e^{-\phi_b/kT} \quad (2.43)$$

yazılabilir. Potansiyellerin dağılımı $P(V_d)$ için, bütün potansiyeller üzerinden J_{sm} 'nin integrali alınırsa;

$$J_{sm}=A*T^2*e^{-q\phi_b/kT} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-qV_d/kT} p(V_d) dV_d \quad (2.44)$$

bulunur. Yarıiletkenden metale J_{sm} akımı için bant bükülmesi V_d^j ise,

$$V_d^j = \overline{V_d} - \frac{\sigma_s^2}{2kT l q} \quad (2.45)$$

yazılabilir. Metalden yarıiletken bant bükülmesi için J_{sm} bilindiği gibi,

$$J_{sm}=A*T^2*e^{-q\phi_b/kT}e^{-qV_d/kT} \quad (2.46)$$

olur ve benzer biçimde J_{ms} için Eş.2.43 ün integrali alınırsa,

$$\Phi_b^j = \overline{\Phi_b} - \frac{\sigma_s^2}{2kT/q} \quad (2.47)$$

olur . Bu ifadelerden genel termiyonik emisyon teorisi ile potansiyel değişimlerin neticesinde akım yoğunluğu,

$$J=A*T^2 e^{-q\Phi_b^j(U,T)/kT} (e^{qU/kT} - 1) \quad (2.48)$$

Burada Φ_b^j engel yüksekliğidir ve aynı zamanda Φ_b^j nin daima $\overline{\Phi}$ engelinden daha büyük olduğunu gösterir. Φ_b^c bariyeri, kapasitans (C) için etkin bariyerdir. Kapasitansın yalnızca band bükülmesi $\overline{V_d}$ ye ve engel dağılımının $P(\Phi_b)$ standart sapmasına σ_s bağlı olduğunu matematiksel olarak sağlar,

$$V_d^c \equiv \overline{V_d} \text{ ve } \Phi_b^c \equiv \overline{\Phi_b} \quad (2.49)$$

Burada kapasitans engelini Φ_b^c nin $\overline{\Phi_b}$ ye eşit olduğu anlamına gelir.

2.4.3 Sıcaklığa bağlı potansiyel engel yüksekliği

Eş.2.47 ve Eş.2.49 uzaysal homojen olmayan modelinin temel denklemleridir; bu denklemler arasındaki ilişki sıcaklık (T) ve doğru beslem voltajına bağlı olarak, akım-voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği (Φ_b^j), kapasitans-voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği (Φ_b^c), ortalama Schottky engel

yüksekliği ($\bar{\Phi}$) ve standart sapma (σ_s) değerleri arasındaki bağıntıyı ifade eder. Bu denklemler, aynı zamanda akım-voltaj ve kapasitans-voltaj karakteristiklerinden hesaplanan engel yüksekliklerin farklı olduğunu gösterir. Ayrıca, gerilim altında engel dağılımının değiştiği dikkate alındığı durumda idealite faktörünü açıklamaya izin verir. Potansiyel engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi Eş.2.47'deki gibi ifade edilebilir. Her sıcaklık için akım-voltaj eğrilerinin sıfır besleme uzatılmasıyla bulunan I_0 doyum akımlarından hesaplanan engel yüksekliklerini ($\Phi_b(I-V) = \Phi_b^j$), $1/T$ karşı grafiği lineer bir doğruyu verir. Bu doğrunun eğimi bize $q\sigma_s^2/2k$ yi verir ve bu değerden standart sapma σ_s elde edilir. Bu lineer doğrunun potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise bize ortalama engel yüksekliğini ($\bar{\Phi}_b$) verir. Bu standart sapma ile ortalama engel yüksekliği Eş.2.49'da yerine yazılırsa, uzaysal homojen olmayan potansiyel engelleri için Gaussian dağılımı elde edilebilir. Standart sapmanın (σ_s) sıcaklığa bağlı ifadesi;

$$\sigma_s^2(T) = \sigma_s^2(T=0) + \alpha_\sigma T \quad (2.50)$$

şeklinde verilir. Kapasitans-voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği (ϕ_b^c), ile doğru belsem altında elde edilen akım-voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği (ϕ_b^j) arasındaki farkın ($\phi_b^c - \phi_b^j$) nin $1/T$ e karşı grafiği lineer bir doğru verir. Bu doğrunun eğimi $q\sigma_o^2/2k$ yi verir y eksenini kestiği nokta ise $q\sigma_o^2/2k$ yi verir. Aynı zamanda ortalama engel yüksekliğinin ($\bar{\phi}_b$) sıcaklığa bağlı değişimi,

$$\bar{\phi}_b = \bar{\phi}_b(T=0) + \alpha_{\bar{\phi}} T \quad (2.51)$$

verilir bu da yaklaşık olarak lineer bir doğrudur.

2.4.4. İdealite faktörünün voltaj ve sıcaklığa bağılılığı

Termiyonik emisyon teorisine göre, yarılogaritmik akım-voltaj eğrilerinin eğiminden hesaplanan idealite faktörleri genelde $n > 1$ dir. Dolayısıyla termiyonik emisyon teorisine göre hesaplanan potansiyel engel yüksekliği, artan sıcaklıkla artar. Bu durum silisyumun (Si) için negatif sıcaklıkla değişim katsayısına aykırıdır. Yani termiyonik emisyon teorisinden sapmanın da bir göstergesidir İdealite faktörlerinin $n > 1$ olmasının birkaç nedeni vardır. Birincisi, metal ve yarıiletken arasındaki ince oksit tabakanın varlığıdır. İkincisi, yüksek katkılı yarıiletkenlerde yada yeterince düşük sıcaklıklarda tünelleme akımıdır (termiyonik alan emisyonu ve alan emisyonu). Üçüncüsü, arayüzeyde elektrik alandan dolayı hayali Schottky engel alçalmasıdır ($\Delta\Phi_b$). Dördüncüsü, uzay yük bölgesinde oluşma yeniden birleşme(generation/recombination) akımlarıdır. Bu dört model Schottky kontaklarının aşırı durumlarını (ara yüzey tabaka, yüksek katkılanma, yüksek elektrik alan, uzay yük bölgesindeki tuzaklar) ve metal ile yarıiletken arasındaki arayüzeyin atomik olarak tam olarak düz olmadığı ve genelde uzaysal bir homojensizliğe sahip olduğunu gösterir.

2.5. Metal -Yarıiletken Schottky Diyotlarının Engel Kapasitesi

İdeal bir metal-yarıiletken yapı ters beslem durumunda gerilim arttırıldığında yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar, metalden uzaklaşırlar buna bağlı olarak uygulanan gerilime bağlı olarak arınma bölgesinin genişliği artar. Aynı zamanda yarıiletkenin metale yakın önemli bir deşik konsantrasyonu varsa, deşiklerin yeni Fermi seviyesi metaldeki Fermi seviyesiyle çakışacağından deşik konsantrasyonu azalacaktır. Bundan dolayı bu tür yapılar ve Schottky diyotları varaktör(değişken kapasitör) olarak da kullanılır. Ters beslem altındaki kontak sığasından, diyotun temel parametreleri bulunabilir. Potansiyel dağılımı ile yük yoğunluğu arasındaki ilişki Poisson denklemi ile verilir.

$$\nabla^2 \psi(x) = \frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.52)$$

burada ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti ve $\rho(x)$ uzay yükü yoğunluğudur.

$$\rho(x) = (N_a - n) \quad (2.53)$$

eşittir. Burada N_a alıcı tip atom yoğunluğu, n ise yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektron yoğunluğudur. Burada $e(V_d - V) \gg kT$ olduğunda, $0 \leq x \leq d$ aralığında $N_a \gg n$ ise bundan dolayı $\rho(x)$,

$$\rho(x) = eN_a \quad (2.54)$$

yazılabilir. $\rho(x)$ ' in bu değeri Eş.2.52' de yerine konulursa tek boyutta Poission denklemi,

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} = \frac{eN_a}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.55)$$

şeklinde olur. Eş.2.55 aşağıdaki sınır şartlarında çözümlerse $\Psi(x)$ bulunabilir. Sınır şartları:

$$1) x=0 \text{ da } \Psi(x)=0 \quad 2) x \geq d \text{ de } \Psi(x)=V_d \pm V \text{ ve } d\Psi(x)/dx=0$$

şeklinde dir. Eş.2.55 'e ikinci sınır şartı altında birinci integrali kontak bölgesindeki elektrik alan verir.

$$E(x) = d\Psi(x)/dx = eN_a / \epsilon_s \epsilon_0 (x-d) \quad (2.56)$$

Bu ifadenin integrali birinci sınır şartı altında alınırsa $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonu,

$$\Psi(x) = eN_a/\epsilon_s \epsilon_0 [(x^2/2) - xd] \quad (2.57)$$

olur. Eş.2.57 $x \geq d$ 'de $\Psi(x) = V_d \pm V$ sınır şartı altında çözümlerse, Schottky tabakasının d genişliği ,

$$d = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_0}{eN_a} (V_d \pm V) \right]^{1/2} \quad (2.58)$$

şeklinde bulunur. Pozitif beslem için kontak ters belsemededir. Schottky tabakasının kapasite gibi davranacağını daha önce belirtilmişti. Yarıiletkenin yüzey birimi başına yük miktarı;

$$Q = eN_a d = [2 \epsilon_s \epsilon_0 eN_a (V_d \pm V)]^{1/2} \quad (2.59)$$

İle verilir. Birim alan başına küçük sinyal kapasitesi, uygulanan voltaja göre yük değişimi olarak tanımlanır.

$$C = \frac{dQ}{dV} = \left[\frac{e\epsilon_s \epsilon_0 N_a}{2(V_d \pm V)} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{d} \quad (2.60)$$

Bu ifadeden de görüldüğü gibi uygulanan voltaj attığında kapasite azalır, ise artar. Eğer kapasitans(C), verici akımların(N_a) fonksiyonu olarak düşünülecek olursa, N_a 'nın artması ile kapasitans artar. Buna bağlı olarak Schottky tabakasının kalınlığıda(d) azalır. Eş.2.60'den N_a ve V_d 'yi veren ifadeler elde edilebilir.

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d + V)}{e\epsilon_s \epsilon_0 N_a A^2} \quad (2.61)$$

şeklinde yazılır. C^{-2} -V grafiğinin ters beslemde bir doğru verir. Bu doğrunun eğiminden,

$$N_a = (2 / \epsilon_s \epsilon_0 A^2) dV/d(1/C^2) \quad (2.62)$$

bulunabilir. Doğrunun V eksenini kestiği noktadan V_0 değerinden V_d difüzyon potansiyeli,

$$V_d = V_0 + kT/q \quad (2.63)$$

Potansiyel engel yüksekliği Φ_{Bn} ise,

$$\Phi_{Bn} = V_0 + E_F \quad (2.64)$$

eşitliğinden bulunabilir. Burada E_F Fermi enerji seviyesi olup,

$$E_F = kT/q \ln(N_v/N_a) \quad (2.65)$$

Eşitliği ile bulunabilir. Eş.2.62 kullanılarak;

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = 2 / e \epsilon_s \epsilon_0 A^2 \quad (2.66)$$

elde edilir. Burada arayüzey durumlarının etkisi dikkate alınırsa,

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = 2(1 + \alpha) / e \epsilon_s A^2 \quad (2.67)$$

burada,

$$\alpha = e D_{it} \delta / \epsilon_0$$

D_{it} arayüzey durum yoğunluğu olmak üzere;

$$D_{it} = \alpha \epsilon_0 / e \delta \quad (2.68)$$

ifade edilir. $c_2 = 1/1 + \alpha$ olarak tanımlanırsa,

$$C_2 = \frac{N_a(\text{deneysel})}{N_a(\text{teorik})}$$

Eş.2.67 yardımıyla bulunur.

3. DENEYSEL YÖNTEM

3.1. MS Yapıların Oluşturulması

3.1.1. Kristal temizleme

İyi bir metal-yarıiletken (MS) diyot yapımı için kaliteli ve yüzeyi çok iyi temizlenmiş kristaller kullanılmalıdır. Kullanılan kristaller yurt dışından CrysTec firmasından, fabrikasyon olarak bir yüzeyi parlatılmış halde satın alındı. Diyot yapımında (100) doğrultusunda büyütülmüş, 300 µm kalınlığındaki, kükürt (S) katkılı taşıyıcı yoğunluğu $(77K)1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ n-tipi galyum fosfat (GaP) kristali kullanıldı. Yaklaşık 50 mm çaplı n-GaP yapraklar bir elmas kesici yardımıyla dört eşit parçaya bölündü. 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.

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

Numune ve deneysel araçların temizliği iyi diyot 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 kurutularak temizlendi.

2. Bakır maske numune tutucu cımbız ve buharlaştırılacak metaller (Au ve Ge) 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.

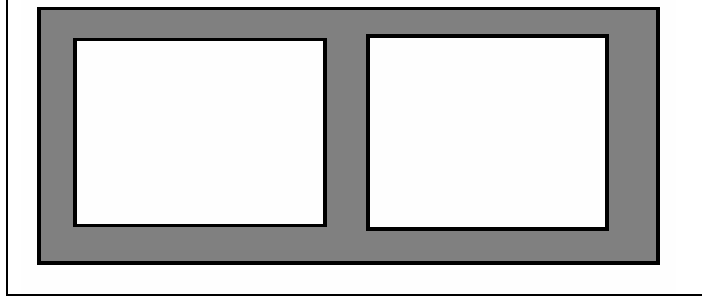
3. n-GaP kristalin temizliği aşağıdaki gibi yapıldı;

- 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. Yüksek saflıkta N₂ gazı ile numune tutucu cımbız , maskeler ve metallere kurutuldu.

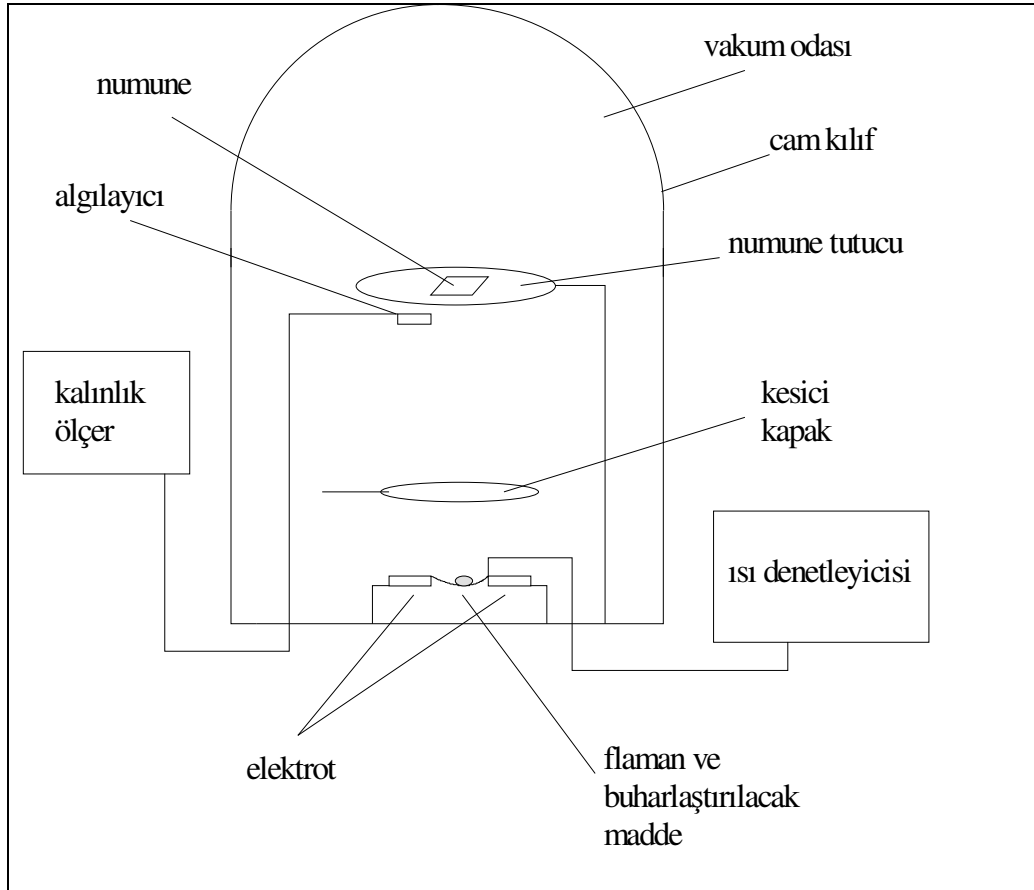
3.1.2. Omik kontakın oluşturulması

Au/n-GaP yapı hazırlanırken omik ve doğrultucu kontakın oluşturulmasında Bilkent Üniversitesi Fizik Bölümü Nanoteknoloji Laboratuvarında hazırlandı. Yapıların hazırlanması için kullanılan düzenek Şekil 3.2’de şematik olarak gösterilmiştir. flaman (tungsten) ve ince bir bakır levhadan hazırlanan maskeler kimyasal olarak ultrasonik banyoda iyice temizlendi. Temizleme işlemi, karbon-tetraklorür, triklor-etilen ve aseton içerisinde 5 dakikalık süreler ile yapıldı ve daha sonra de-iyonize su ile iyice durulandı. Omik kontakı oluşturmak için kimyasal olarak temizlenen yarıiletkenin mat yüzeyi aşağı gelecek şekilde maske üzerine yerleştirildi ve hemen vakumlama işlemine geçildi (10^{-6} Torr). Vakum $\approx 10^{-6}$ Torr’a ulaştığında, flamanların biri üzerinden akım geçirilerek ($\approx 35A$) %99,9999’luk saflığa sahip kimyasal olarak temizlenmiş altın(%88) germanyum(%12) metal parçacıkları buharlaştırıldı. Yarıiletkenin mat olan yüzeyine 2000 Å altın ve germanyum kaplama işleminden sonra numune ters çevrilerek yine $\approx 10^{-6}$ Torr basınç altında 3 dakika 400 °C’de tutularak altın ve germanyumun n-GaP içerisinde çöktürüldü ve omik kontak

oluşması sağlandı. Daha sonra yine aynı yüzeye 1000 Å Au(%88) Ge(%12) buharlaştırılarak kontak yapıldı($\approx 10^{-6}$ Torr basınçta).



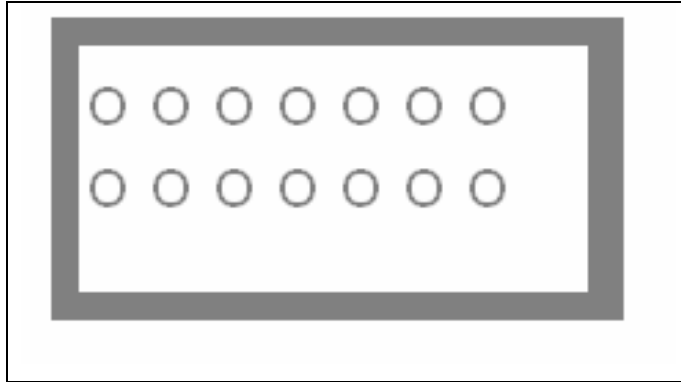
Şekil 3.1. Omik kontak maskesi



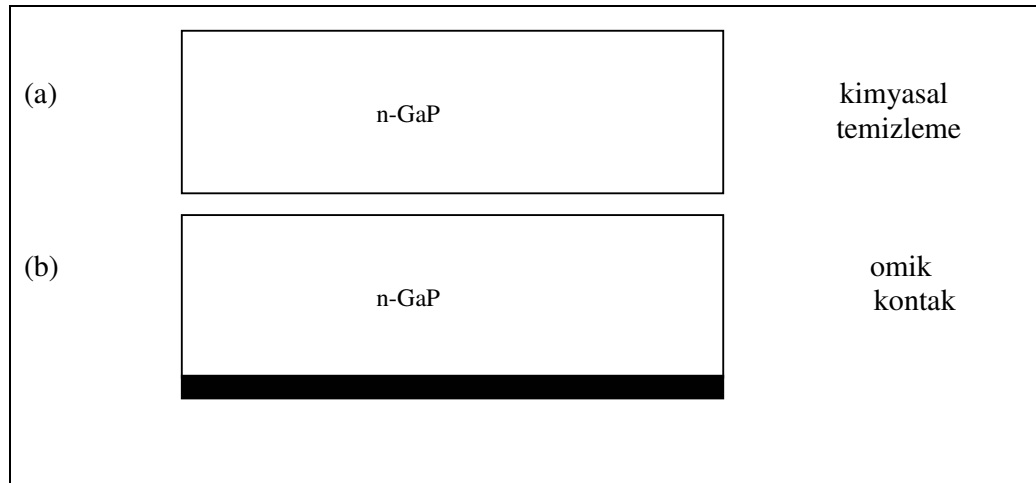
Şekil 3.2. Omik ve doğrultucu kontak oluşturulmada kullanılan buharlaştırma sistemi

3.1.3. Doğrultucu kontağın oluşturulması

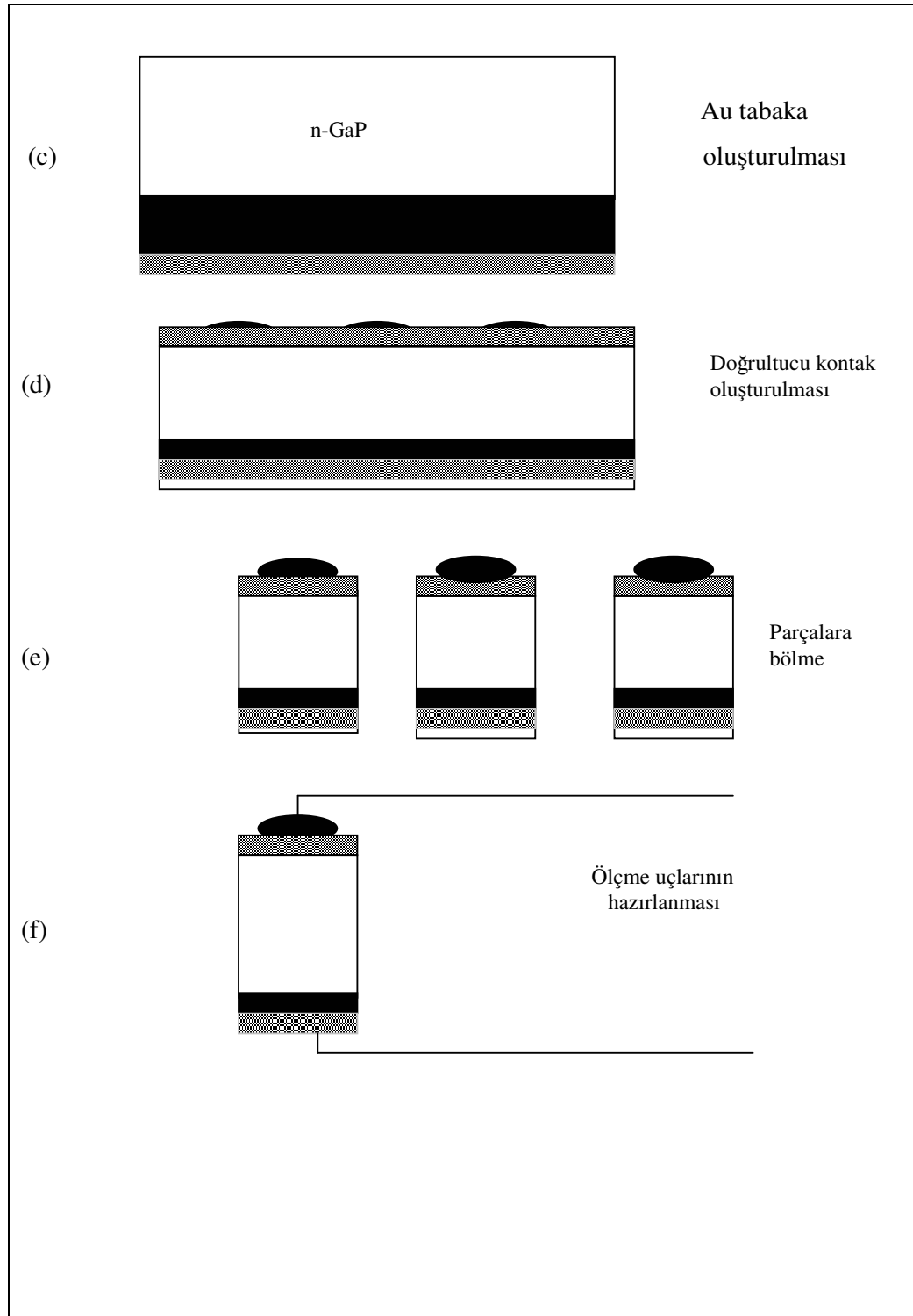
Üzerine çok sayıda 1mm çaplı delikler açılmış olan bakır maske (Şekil 3.3) metal buharlaştırma sistemine yerleştirildi. Flaman üzerine konulan kimyasal olarak temizlenen altın (Au) metal parçası, yaklaşık 10^{-6} Torr vakumda buharlaştırılarak kristalin parlak yüzeyine küçük dairecikler (1,5 mm çaplı) şeklinde ve 2500 Å kalınlığında altın kaplanması sağlandı. Böylece doğrultucu kontağın da oluşturulmasıyla Au/n-GaP Schottky diyotlar elde edildi. Soğuması için bir süre bekletilen kristal vakum ortamından çıkartılarak elmas kesici yardımıyla parçalara bölündü. Diyotların hazırlanış şeması Şekil 3.5' de verilmiştir.



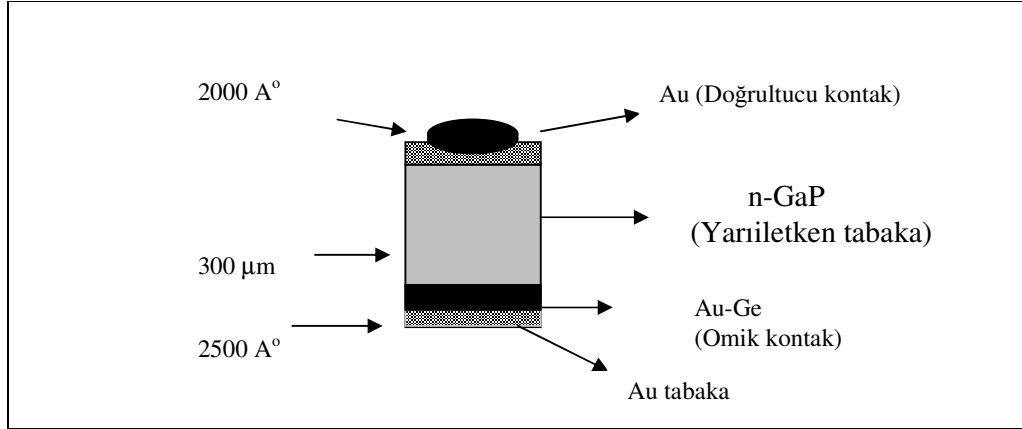
Şekil 3.3. Doğrultucu kontak oluşturulurken kullanılan maske



Şekil 3.4. Au/n-GaP diyotun hazırlanış sırası



Şekil 3.4. (Devam) Au/n-GaP diyotun hazırlanış sırası



Şekil 3.5. Au/n-GaP diyotunun şematik gösterimi

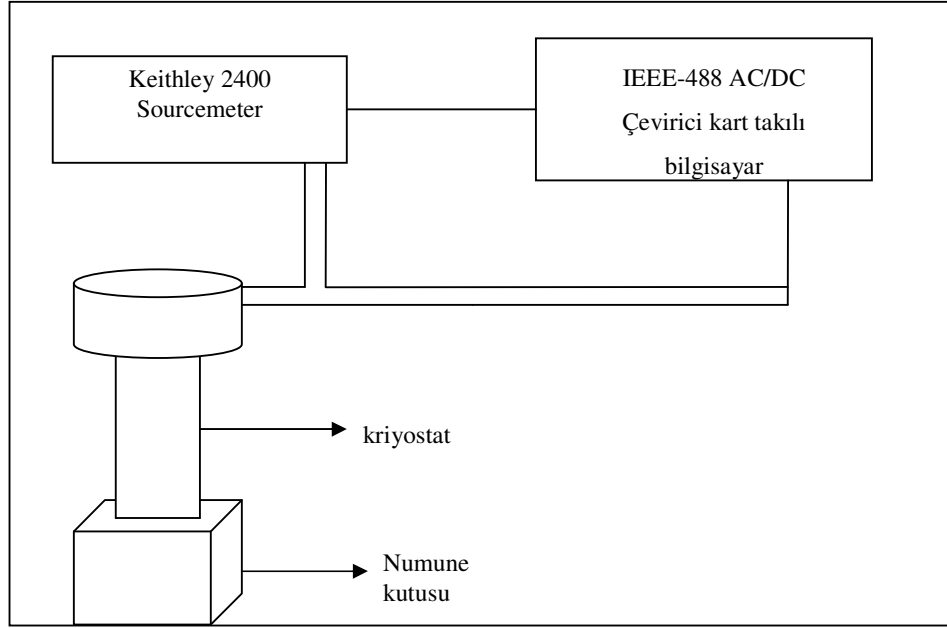
3.2. Kullanılan Ölçüm Düzenekleri

3.2.1. Akım-Voltaj (I-V) ölçüm düzenneği

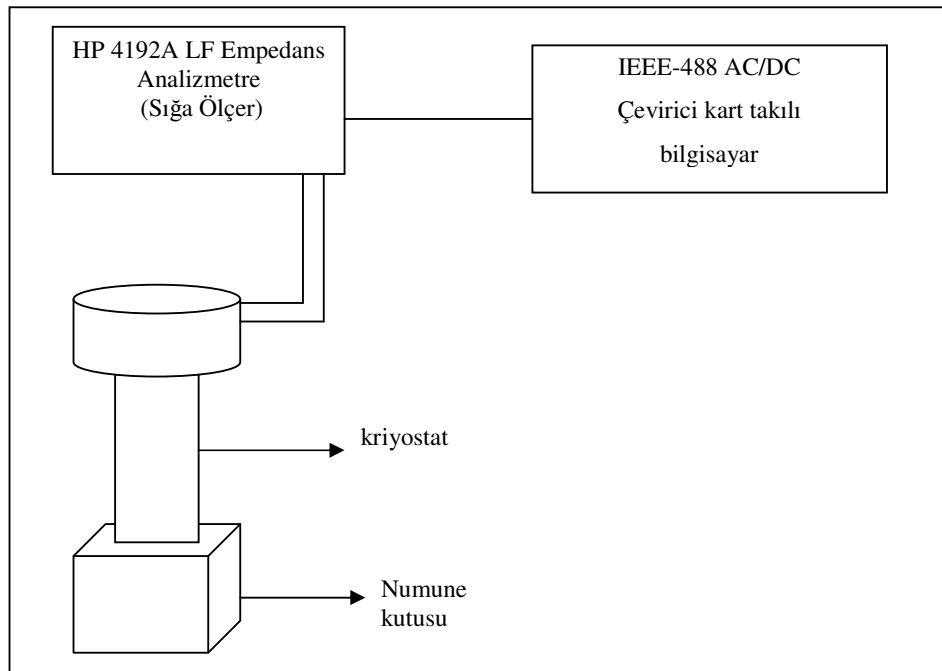
Fiziksel karakterlerin ölçülmesi, Gazi Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Katihal Laboratuarında yapıldı. Akım-Voltaj (I-V) ölçümleri için Keithley 2400 Sourcemeter kullanıldı. Ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi. Akım-Gerilim (I-V) ölçümlerinin yapıldığı düzenek Şekil 3.6'da gösterilmiştir.

3.2.2 Sığa-Gerilim (C-V) ölçüm düzenneği

Sığa-gerilim (C-V) ölçümlerinde Hawlett Packard 4192A LF Empedans Analizmetre (5Hz–13MHz) kullanıldı. Ölçümler Hawlett Packard bilgisayarına takılan bir IEEE-488 AC/DC çevirici kart yardımıyla kumanda edilerek gerçekleştirildi. Kapasite-gerilim (C-V) ölçümlerinin yapıldığı düzenek Şekil 3.7'de gösterilmiştir.



Şekil 3.6. Akım-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek



Şekil 3.7. Sığa-gerilim ölçümleri için kullanılan düzenek

4. DENEYSEL SONUÇLAR

4.1. Giriş

Bu bölümde Au/n-GaP yapıların 80-375 K sıcaklık aralığında on dört farklı sıcaklıkta ve 1MHz frekansta, C-V ölçümlerinden elde edilen sonuçlar ile yine aynı sıcaklıklarındaki I-V ölçümlerinden elde edilen sonuçlar verilmiştir. Değişik sıcaklık aralığındaki I-V ölçümlerinden yararlanılarak diyoda ait; idealite faktörü n , doyma akımı I_0 , sıfır beslem engel yüksekliği Φ_{B0} , aktivasyon enerjisi E_a , tünelleme faktörü χ , tünelleme parametresi E_{00} bulunup, yapının akım iletim mekanizması hakkında fikir edinilmiştir. Bununla beraber Norde metodunun geliştirilmiş yöntemi kullanılarak bahsedilen sıcaklık aralığında seri direnç değeri R_s , sıfır beslem engel yüksekliği Φ_B (C-V), tüketim tabakası genişliği W_D ve Fermi enerji seviyesi Φ_F , parametreleri bulunmuştur. E_g yasak enerji aralığının, Φ_B (C-V) engel yüksekliğini V_d difüzyon potansiyelinin ve Φ_F Fermi enerjisinin sıcaklıkla değişim katsayıları hesaplanmıştır.

4.2. Akım –Voltaj (I-V) Karakteristikleri

MS diyotların fiziksel parametreleri ve akım iletim mekanizmaları ile ilgili çalışmalar optoelektronik ve yüksek frekans uygulamalarında büyük önem taşır. 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 [10,11].Yüzeyin hazırlık işlemleri (temizliği), metalden yarıiletkenine engel yüksekliği, yarıiletkenin safsızlık yoğunluğu, sıcaklık voltaj gibi birçok parametre; baskın akım iletim mekanizmasını etkileyen faktörlerdendir [12,13]. Bu çalışmamızda diyotun, akım–

voltaj (I-V) karakteristiğinin ve bazı fiziksel parametrelerinin sıcaklığa bağlı grafikleri örnek olarak verildi.

Diyodun 80-375 K sıcaklık aralığındaki doğru beslem akım-voltaj karakteristiği Şekil 4.1'de gösterilmiştir.

İdeal Schottky diyotlarında uygulanan voltaj yüksek olmadıkça akım iletimi termiyonik emisyon modeline uyar. Bu modele göre, akım;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) - 1 \right] \quad (4.1)$$

ile verilir. Burada V_D diyot üzerine düşen gerilim, k Boltzmann sabiti, T Kelvin cinsinden sıcaklık ve I_0 doyma akımı olup,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left[\frac{-q}{kT} \Phi_B\right] \quad (4.2)$$

şeklinde ifade edilebilir. Burada Φ_B potansiyel engel yüksekliği, A diyod alanı ve A^* Richardson sabitidir. Diyotlardaki I-V karakteristiği gerçekte Eş.4.1'deki ideal durumu sağlamaz. Bu durumda diyot için akım ifadesi,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(\frac{-q}{kT} V_D\right) \right] \quad (4.3)$$

şeklinindedir. Burada n , idealite faktörüdür. İdealite faktörü sıcaklığa ve uygulanan gerilime bağlıdır ve değeri 1'den büyük olmalıdır. İdealite faktörünün 1'den büyük olmasının bir çok nedeni vardır. Bunlardan en önemlisi Φ_B 'nin gerilime bağlı olmasıdır. Eş.4.3 ifadesi $V > 3kT/q$ için,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{q}{nkT} V_D\right) \quad (4.4)$$

şeklinde verilir. $\ln I$ 'nin V 'ye göre grafiğinin bir doğru olması beklenir. Eğer grafik doğrusal değilse, idealite faktörü büyüktür ve diyod ideallikten uzaktır. Bunun sebebi, arayüzeydeki atomik homojensizliklere bağlanabilir. İdeal Schottky diyotları için verilen Eş.4.4 ifadesine göre çizilen $\ln I-V$ grafiğinin doğrusal bölgesinin incelenmesinde kullanılabilir. Eş. 4.4 ifadesinin her iki tarafının \ln 'i alınırsa;

$$\ln I = \ln I_0 + \frac{q}{nkT} V_D \quad (4.5)$$

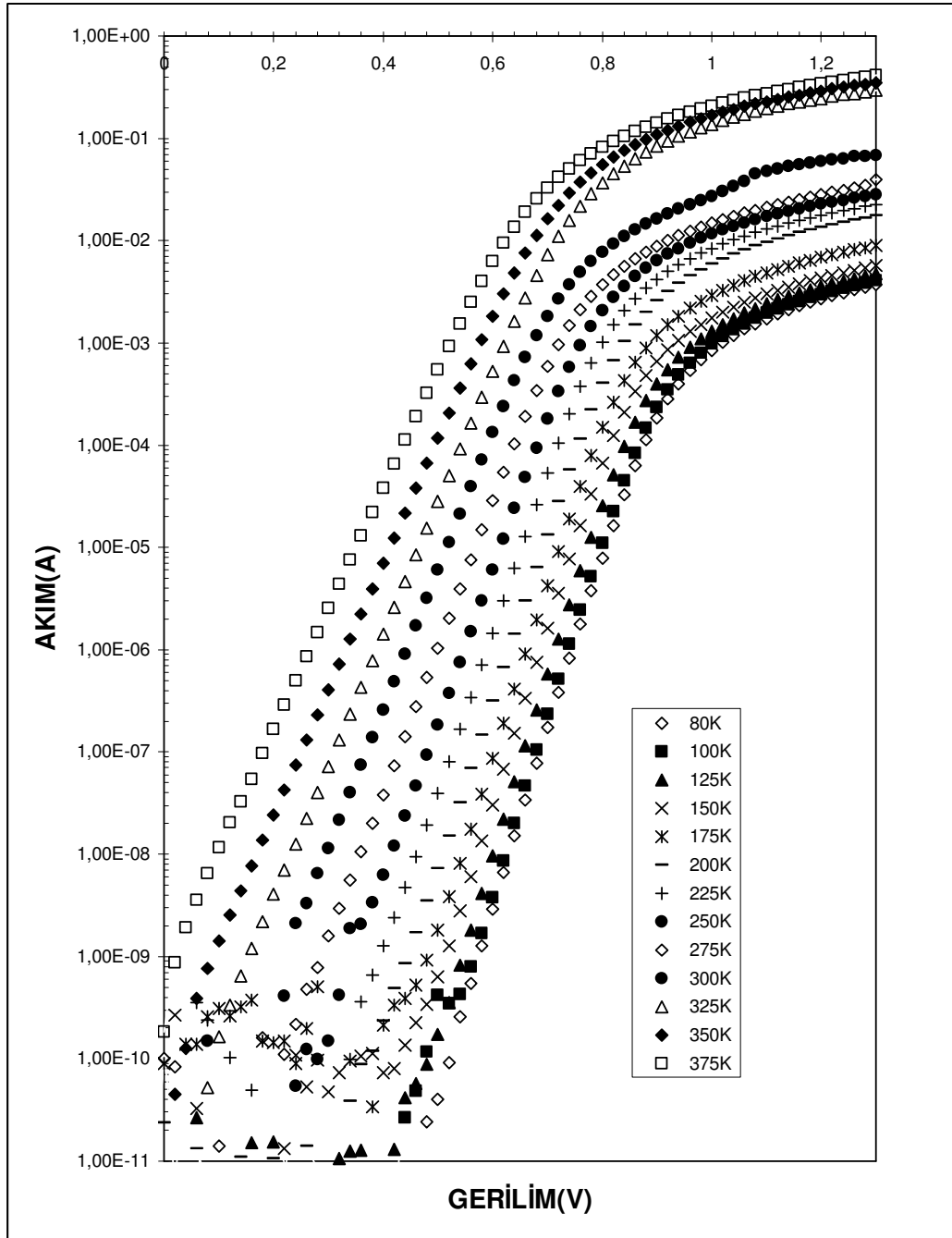
olur ve bu doğrunun eğiminden idealite faktörü hesaplanabilir. Bu denklemde $\ln I-V$ grafiğinin lineer bölgesinin eğimi $m = q/nkT$ ifadesini verir. Buradan,

$$n = \left(\frac{q}{mkT} \right) \quad (4.6)$$

elde edilir. I_0 doyma akımı değeri de, $\ln I-V$ grafiğinin lineer bölgesinin uzantısının $\ln I$ eksenini kestiği noktadan bulunabilir. Bu I_0 değeri kullanılarak;

$$\Phi_B(I-V) = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{AA^* T^2}{I_0} \right) \quad (4.7)$$

Eşitliği yardımıyla potansiyel engel yüksekliği $\Phi_B(I-V)$ değeri hesaplanabilir. Bu diyodun her sıcaklık için $\ln I-V$ eğrisinden elde edilen doyma akımı (I_0), idealite faktörü (n), ve potansiyel engel yüksekliği $\Phi_B(I-V)$ değerleri Çizelge 4.1' de verilmiştir. Şekil 4.1'e bakılacak olursa her bir sıcaklık için lineer bölgenin eğiminin farklı olduğu görülmektedir. Dolayısı ile hesaplanan idealite faktörleri de sabit kalmayıp değişen sıcaklıkla beraber değişmekte



Şekil 4.1. Diyotun 80- 375 K sıcaklık aralığındaki akım-voltaj karakteristiği

LnI-V grafiklerinden yapılan hesaplamalarda idealite faktörünün 1'den büyük ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı olarak azalması, akım iletiminde termiyonik emisyonun modelinin etkin olduğunu gösterir.

Diyodun engel yüksekliğinin (Φ_B) sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 4.2'de verilmiştir. Görüldüğü gibi sıcaklık arttıkça engel yüksekliği artmaktadır. Şekil 4.3'de ise diyodun doyma akımının sıcaklığa göre değişimi verilmiştir. Grafikten doyma akımının sıcaklıkla arttığı görülmektedir.

Şekil 4.4'de diyodun $\ln I_0 - 1000/nT$ grafiği verilmiştir. Grafiğin çizgisel olduğu görülmektedir, bu; diyodumuz için termiyonik alan emisyonunun (TAE) geçerli bir akım iletim mekanizması olmadığını gösterir[1,6,7]. Şekil 4.5'de diyodun sıcaklığa bağlı nT değişimi verilmiştir. Görüldüğü gibi nT 'nin sıcaklıkla değişimi grafiğinde düşük sıcaklıklarda lineerlik kaybolmaktadır. Bu durumda akım iletim mekanizması için çok katlı tünellemeden bahsetmek yanlış olur.

Çizelge 4.1 ve Şekil 4.6'da görüldüğü gibi idealite faktörü artan sıcaklıkla azalmaktadır ve n sıcaklığın tersi ile,

$$n(T) = n_0 + T_0/T \quad (4.8)$$

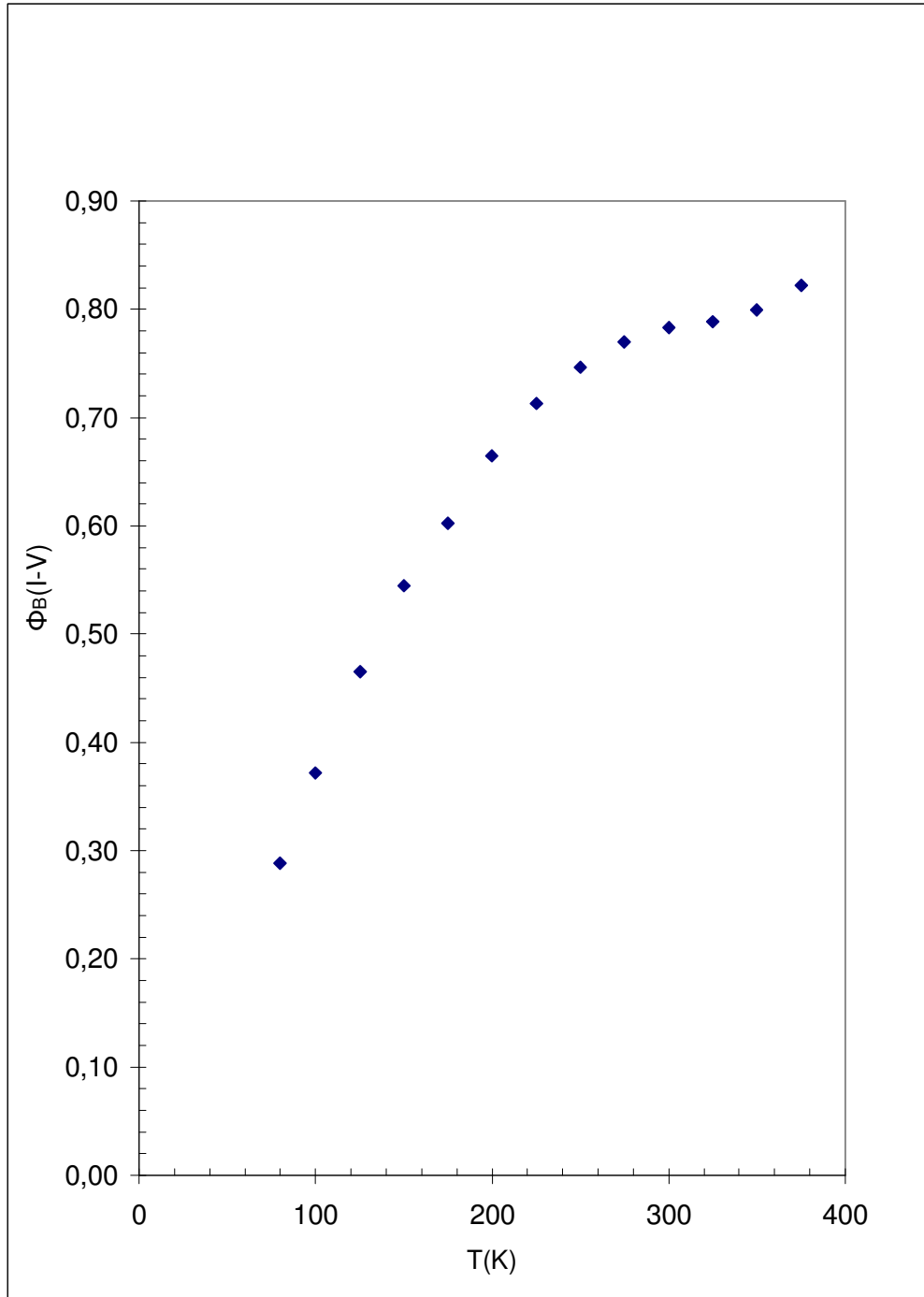
bağıntısına göre değişmektedir. Şekil 4.6'daki doğrunun eğiminden T_0 , n eksenini kestiği noktadan n_0 katsayıları bulunabilir. Bu diyod için $T_0=290$ K $n_0=0,363$ olarak bulunmuştur.

Diyodumuz için Şekil 4.7'de gösterilen $\ln(I_0/T^2) - 1000/nT$ eğrisinin çizgisel olması akım denkleminde n 'nin etkili olabileceğini gösterir.

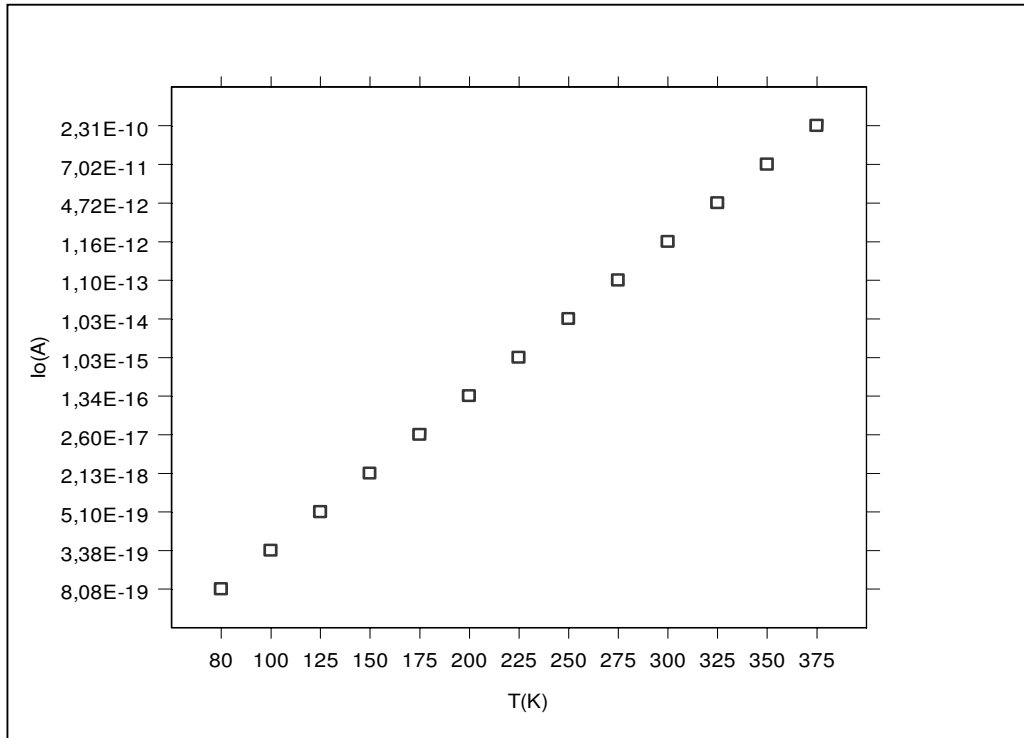
Bu durumda göre Eş.4.4 ifadesi,

Çizelge 4.1. Diyodun değişik sıcaklıklardaki akım – voltaj karakteristiğinden elde edilen ; idealite faktörü, doyum akımı, potansiyel engel yüksekliği

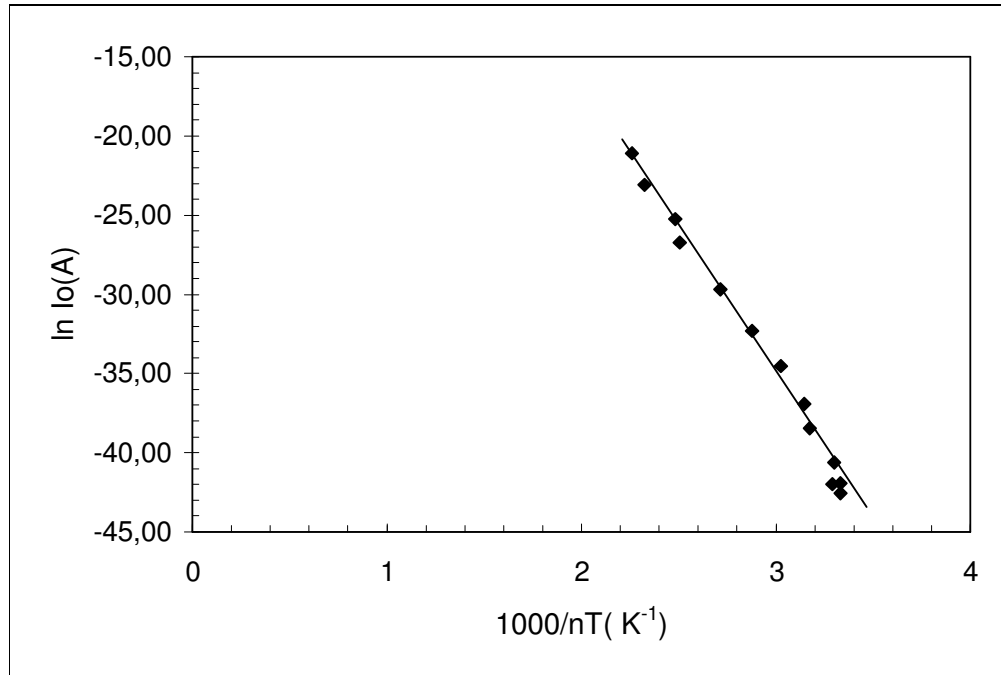
T(K)	n	Io(A)	$\Phi_B(I-V)(eV)$
80	3,85	8,08E-19	0,29
100	3,01	3,38E-19	0,37
125	2,38	5,10E-19	0,47
150	2,02	2,13E-18	0,54
175	1,82	2,60E-17	0,60
200	1,62	1,34E-16	0,66
225	1,47	1,03E-15	0,71
250	1,39	1,03E-14	0,75
275	1,33	1,10E-13	0,77
300	1,23	1,16E-12	0,78
325	1,17	4,72E-12	0,79
350	1,20	7,02E-11	0,80
375	1,16	2,31E-10	0,82



Şekil 4.2. Diyotun engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişim



Şekil 4.3. Diyodun doyma akımının sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 4.4. Diyodun $\ln(I_0) - 1000/nT$ değişimi

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q}{nkT} \Phi_B\right) \left[\exp\left(\frac{q}{nkT} V_D\right) - 1 \right] \quad (4.9)$$

şeklini alır. Metal ile yarıiletken arasındaki yalıtkan tabakadan dolayı meydana gelen tünelleme etkisi dikkate alınırsa[8] akım ifadesi,

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q}{nkT} \Phi_B\right) \exp\left(\frac{-2}{\hbar} (2m\chi)^{1/2} \delta\right) \left[\exp\left(\frac{q}{nkT} V_D\right) - 1 \right] \quad (4.10)$$

şeklinde yazılabilir. Burada, $2(2m\chi)^{1/2}\delta/\hbar$ terimi tünelleme faktörüdür. Burada, m tünelleme etkin kütlesi, χ ortalama tünelleme engeli ve δ arayüzey tabakasının kalınlığıdır. Doyma akımı,

$$I = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q}{nkT} \Phi_B\right) \exp\left(\frac{-2}{\hbar} (2m\chi)^{1/2} \delta\right) \quad (4.11)$$

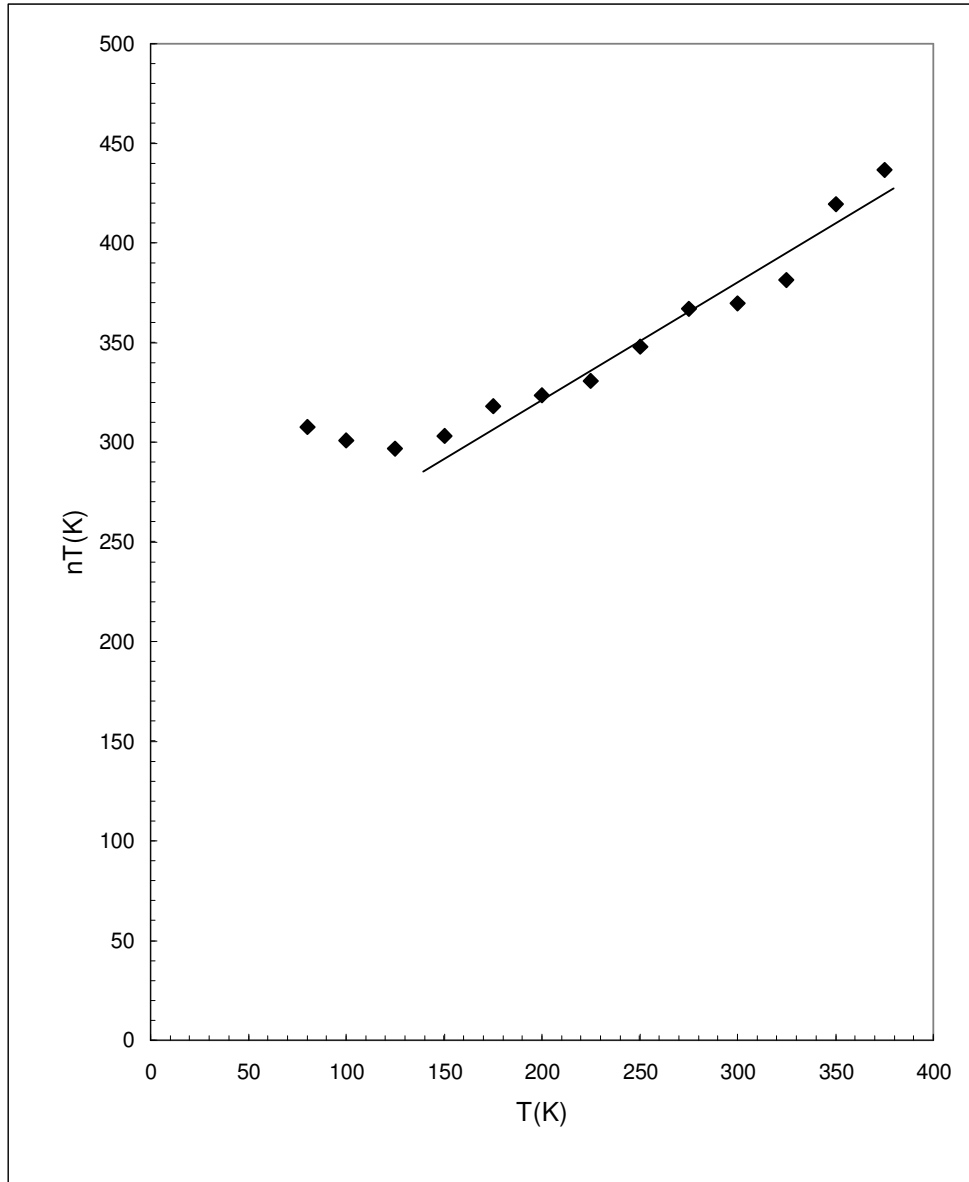
bağıntısı ile verilir. Buna göre tünelleme etkisini içeren engel yüksekliği,

$$\Phi_B = n(T) \frac{kT}{q} \left[\ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) - \frac{2}{\hbar} (2m\chi)^{1/2} \delta \right] \quad (4.12)$$

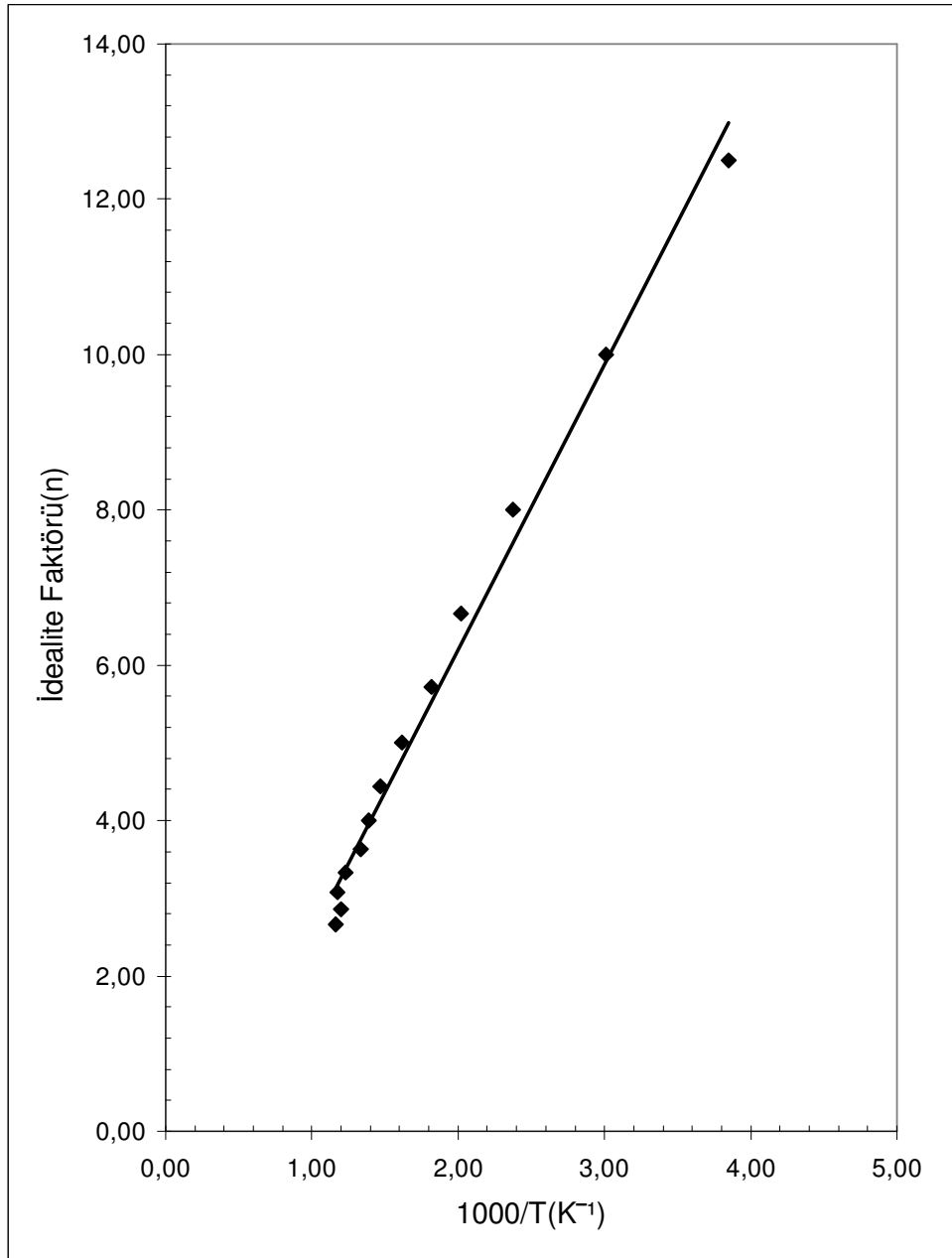
şeklinde ifade edilir. Diyodun Şekil4.7’de gösterilen $\ln(I_0/T^2) - 1000/nT$ eğrisinden yararlanarak aktivasyon enerjisi E_a ve tünelleme faktörü $2(2m\chi)^{1/2}\delta/\hbar$ belirlenebilir. Bunun için Eş.4.11 ifadesi T^2 ile bölünür ve her iki tarafın \ln ’i alınırsa,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q}{nkT} \Phi_B - \frac{2}{\hbar} (2m\chi)^{1/2} \delta \quad (4.13)$$

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) = (\ln(AA^*) - \frac{2}{\hbar} (2m\chi)^{1/2} \delta) - \frac{q}{nkT} \Phi_B \quad (4.14)$$



Şekil 4.5. Diyotun sıcaklığa bağlı nT değişimi



Şekil 4.6. Diyodun $n-1000/T$ değişimi

şeklinde bir doğru denklemi elde edilir. Bu doğrunun $\ln(I_0/T^2)$ 'yi kestiği noktadan tünelleme faktörü, doğrunun eğiminden ise aktivasyon enerjisi E_a hesaplanır. Bu değerler sırasıyla 4,66 ve 0,060 olarak Şekil 4.7'deki grafikten hesaplanmıştır. Eş.4.2 kullanılarak engel yüksekliği 0,899 eV olarak bulunmuştur. Diyodun nT, I_0T ,ve tünelleme etkisi dikkate alınarak hesaplanmış $\Phi_B(I-V)$ değerleri Çizelge 4.2'de gösterilmiştir. Görüldüğü üzere idealite faktörünün sıcaklıkla çarpımı nT sabit değildir. Tünelleme faktörünü de içeren $\Phi_B(I-V) -T$ grafiği Şekil 4.8'de verilmiştir. Bu grafiğin eğiminden engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi $\alpha = -6,00 \times 10^{-4}$ eV/K olarak bulunmuştur. Çizelge 4.2'de görüldüğü gibi engel yüksekliği bu defa sıcaklık arttıkça azalmaktadır. Bu sonuç tünelleme faktörünün akım iletim mekanizmasını etkilediğinin bir kanıtıdır.

Doğru beslem için akım gerilim ilişkisi ,

$$I = I_0 \exp\left(\frac{V}{E_0}\right) \quad (4.15)$$

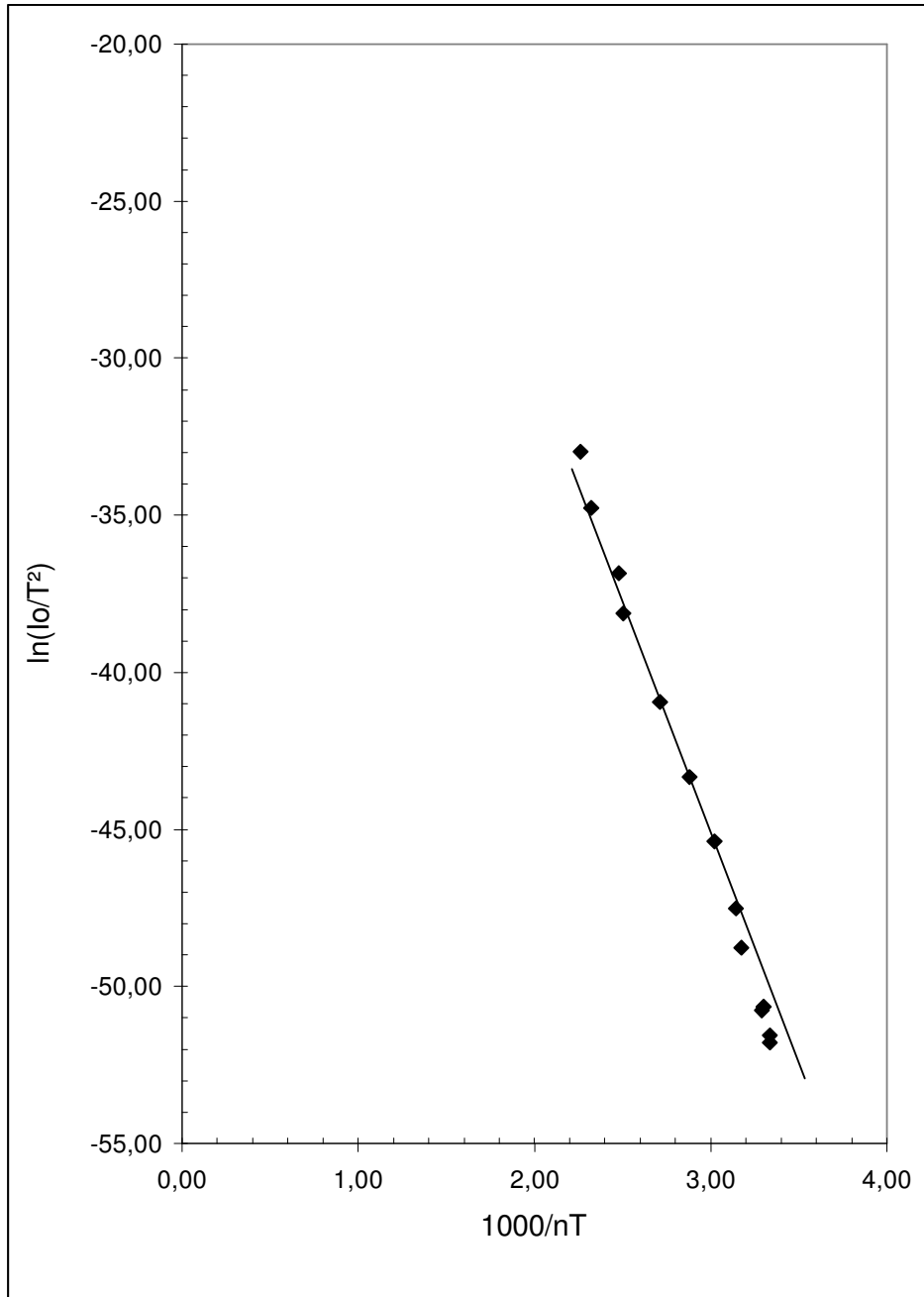
şeklinde ifade edilir [7]. Burada E_0 idealite faktörü ile ilişkilidir ve

$$E_0 = \frac{nkT}{q} = E_{00} \coth\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right) \quad (4.16)$$

şeklinde verilir. E_{00} ifadesi ise,

$$E_{00} = \left(\frac{h}{4\pi}\right) \left(\frac{N_D}{m^* \epsilon_s}\right)^{1/2} \quad (4.17)$$

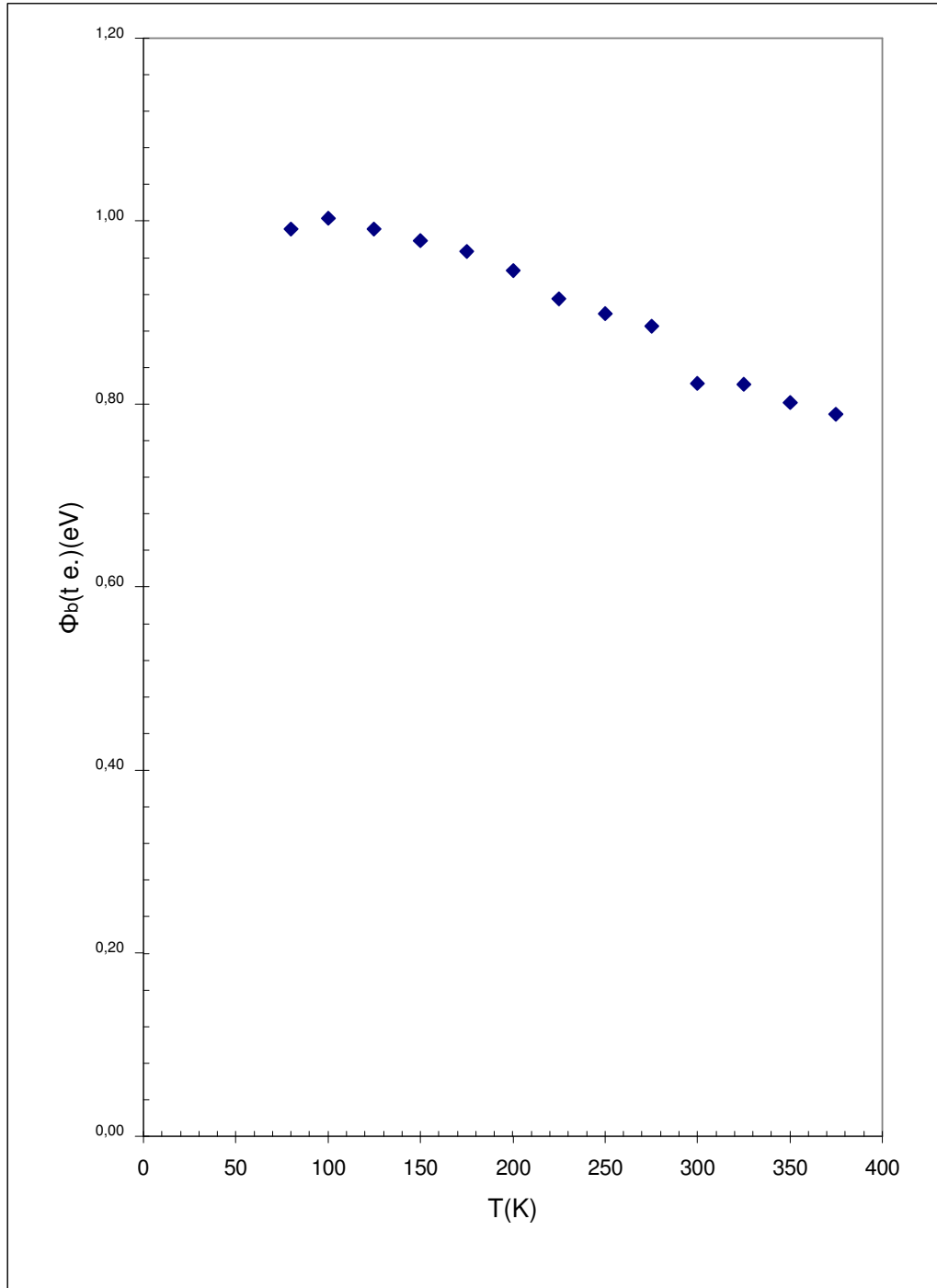
şeklinde verilir. Burada h Planck sabiti, m^* etkin kütle, N_D verici yoğunluğu ϵ_s GaP'ın dielektrik sabitidir. Diyodumuzun 300 K de $N_C = 1,96 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $m^* = 0,25m_0$ ve $\epsilon_s = 9,11 \times 8,85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ değerleri alınarak $E_{00} = 0,0012 \text{ eV}$ olarak bulunmuştur.



Şekil 4.7. Diyotun $\ln(I_0/T^2)$ - $1000/nT$ değişimi

Çizelge 4.2. Diyodun nT , I_0T ve tünelleme etkisini içeren sıcaklığa bağlı $\Phi_B(I-V)$ değişimi

T	nT	I_0T	$\Phi_B(I-V)(t.e.)$
80	307,78	6,46E-17	0,99
100	300,91	3,38E-17	1,00
125	297,06	6,37E-17	0,99
150	303,04	3,20E-16	0,98
175	318,09	4,54E-15	0,97
200	323,41	2,68E-14	0,95
225	330,98	2,32E-13	0,92
250	347,76	2,57E-12	0,90
275	366,79	3,02E-11	0,89
300	369,71	3,49E-10	0,82
325	381,51	1,53E-09	0,82
350	419,32	2,46E-08	0,80
375	436,86	8,65E-08	0,79



Şekil 4.8. Tünelleme etkisi içeren Φ_B -T değişimi

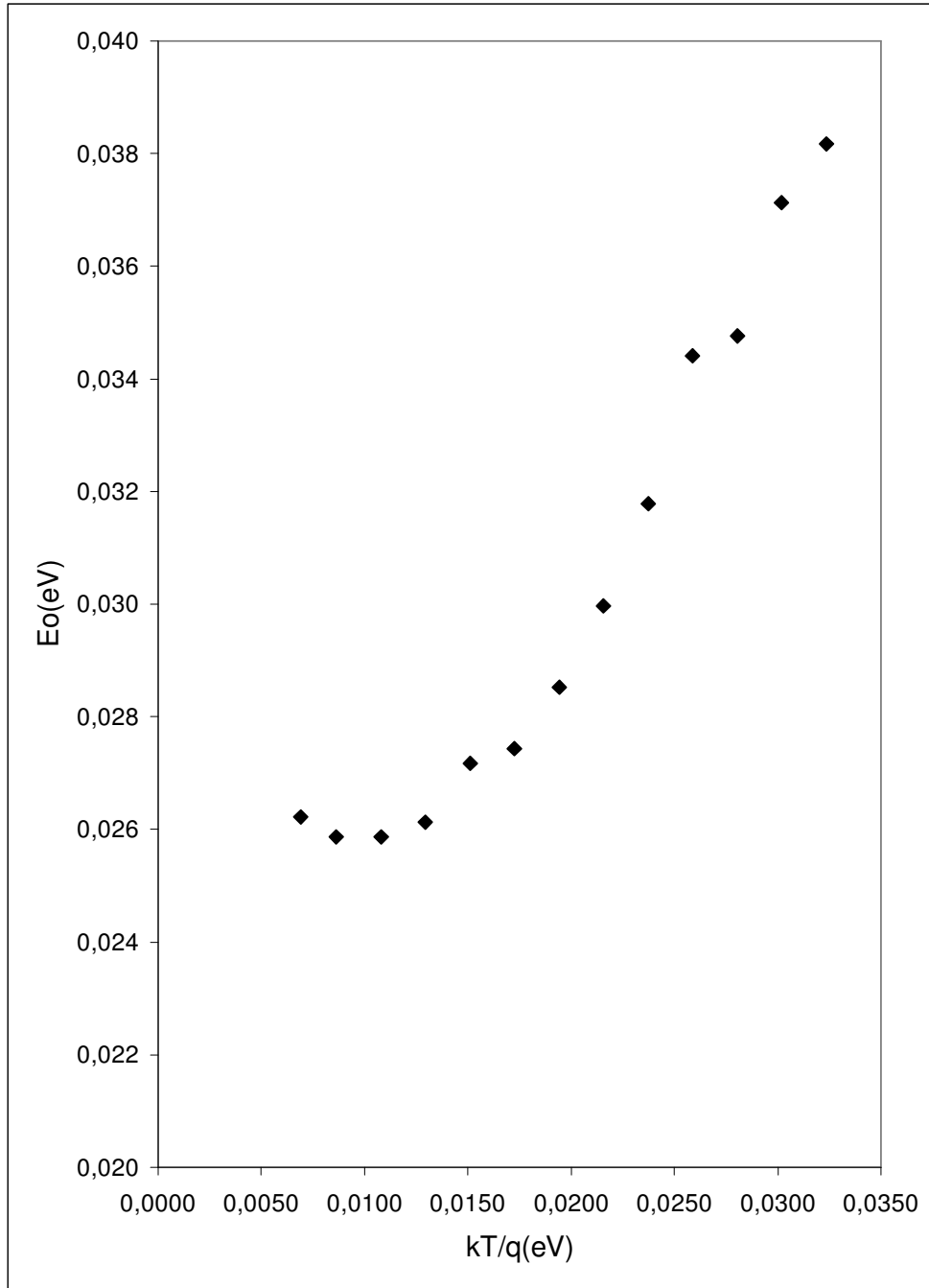
$E_0 \ll 25$ eV olması akım iletiminde TE'nun etkin mekanizma olduğunu gösterir. Deneysel olarak elde edilmiş $E_0 - kT/q$ eğrisi Şekil 4.9 gösterilmiştir. Bu eğri Şekil 2.7'deki (3) nolu eğri ile uyum içindedir. Buna göre akım iletiminde T_0 etkili termiyonik emisyon mekanizması etkilidir. TE'ye göre bulunan engel yüksekliği $\Phi_B(I-V)$ değeri sıcaklık arttıkça artmaktadır. Gerçek engel yüksekliğinin sıcaklıkla azalması gerektiği göz önüne alınırsa negatif sıcaklık katsayısına bir aykırılık göze çarpmaktadır. Fakat tünelleme etkisi düşünüldüğünde engel yüksekliğinin sıcaklıkla azaldığı Şekil 4.8'de görülmektedir. Bu durum incelediğimiz diyotta akım iletim mekanizması için tünellemenin etkisini göstermektedir. MS ve MIS yapıların akım iletim mekanizmaları ve diğer çoğu özellikleri Sze[4], Rhoderich[3], Sharma[2], Milnes, Feucht tarafından geniş şekilde verilmiştir. Son zamanlarda bu mevcut yöntemlere ilaveten yüksek seri dirence sahip MS ve MIS kontaklarda, seri direnç, idealite faktörü ve engel yüksekliği gibi fiziksel (elektronik) parametrelerin tayin edilmesi amacıyla yeni yöntemler geliştirilmiştir.

Bunlardan ilki Norde[15] tarafından $n = 1$ durumu için seri direnç ve engel yüksekliğini tanımlayan, $F(V)$ fonksiyonudur. Bu yöntem R_s ve Φ_B 'nin sıcaklıkla değişmediği durumlarda uygulandığı için sadece bir sıcaklıkta I-V eğrisine ihtiyaç vardır.

Daha sonra Sato ve Yasamura[16], Norde tarafından sunulan yöntemi geliştirerek idealite faktörünün 1'den büyük olduğu durumlarda da ($1 < n < 2$) n , R_s ve Φ_B değerlerinin hesaplanabileceğini gösterdiler. Bu yöntem R_s ve Φ_B 'nin sıcaklıkla değiştiği durumlarda da uygulanabileceğinden en az iki farklı sıcaklıktaki I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Benzer yöntem Mc Lean[17] tarafından da belirtilmiştir.

Termiyonik emisyon teorisine göre Schottky diyotlarında doğru beslem altındaki akım yoğunluğu-gerilim ilişkisi;

$$J = \left[A * T^2 \exp\left(\frac{q\phi_B}{kT}\right) \right] \left\{ \exp\left(\frac{qV_D}{kT}\right) - 1 \right\} \quad (4.18)$$



Şekil 4.9. Diyotun E_0 deneysel değerinin kT/q 'ya göre değişimi

şeklindedir. Burada, ilk çarpan J_0 doyma akım yoğunluğu V_D ise engel tabakası boyunca gerilim düşmesidir. Pratik olarak Schottky diyotları doğru beslem akım-gerilim karakteristiklerinde ideal durumlardan bazı sapmalar gösterebilirler ($n>1$) [4]. Bundan dolayı Eş.4.18'deki akım yoğunluğu ifadesi,

$$J = \left[A * T^2 \exp\left(\frac{q\phi_B}{kT}\right) \right] \left\{ \exp\left(\frac{qV_D}{nkT}\right) - 1 \right\} \quad (4.19)$$

şeklini alır. Burada $\exp(q\Phi_B/nkT) \gg 1$ durumu göz önüne alınır ve Schottky diyoduna uygulanan V geriliminin bir kısmının seri direnç üzerinde $V_D = V - IR_s$ şeklinde düşeceği düşünülürse Eş.4.19 ifadesi,

$$J = \left[A * T^2 \exp\left(\frac{q\phi_B}{kT}\right) \right] \left\{ \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) \right\} \quad (4.20)$$

şeklinde yeniden düzenlenebilir. Burada V dışardan uygulanan gerilimi, R_s de seri direnci göstermektedir.

Termiyonik emisyon teorisi sadece diyodun doğru beslem I-V karakteristiğinin lineer bölgesinde kullanılabilir. Yüksek seri direnç nedeniyle lineer bölge $kT/q \ll V \ll IR_s$ aralığıyla sınırlanır ve daralma gösterir. Bu durumda $\ln I$ - V grafiğinin değerlendirilmesi daha karışık bir hal alır ve bu bölgede doyma akımının yoğunluğu (I_s) ve engel yüksekliği (Φ_B) değeri güvenilir olarak hesaplanamaz. R_s , Φ_B ve n değerini hesaplamak için daha güvenilir metotlar mevcuttur[15,17]. İlk olarak Norde tarafından sunulan

$$F(V) = \frac{V}{2} - \left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA * T^2}\right) \quad (4.21)$$

Bir (F/V) fonksiyonu yardımıyla $n = 1$ için, R_s , Φ_B 'nin hesaplanmasına çalışılmıştır. Bu yöntemle R_s , Φ_B 'nin sıcaklıkla değişmediği durumlarda geçerli olduğundan tek

bir I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Daha sonra Sato ve Yasamura[16], Norde tarafından sunulan teoriyi geliştirerek idealite faktörünün 1'den büyük olduğu ($1 < n < 2$) durumlarda R_S , Φ_B ve n parametreleri hesapladılar. Eş.4.18'in her iki tarafının Ln'i alınıp Eş.4.19'da yerine yazıldığında,

$$F(V) = \left(\frac{n-2}{2n} \right) V + \frac{IR}{n} + \phi_B \quad (4.22)$$

ede edilir. Burada $R = 0$ ideal durumu için $F(V)$ - V grafiğinin eğimi $(n-2)/2n$ olan bir doğrudur ve $F(V)$ eksenini $V = 0$ 'da kestiği nokta Φ_B 'yi verir. Bu arada seri direnç sıfırdan farklı ise $F(V)$ fonksiyonu bir minimumdan geçer ve

$$F(V) = \frac{V}{2} - \left(\frac{kT}{q} \right) \text{Ln} \left(\frac{V}{AA * T^2 R} \right) \quad (4.23)$$

şeklinde verilebilir. Eş. 4.19'un V 'ye göre türevi alınıp denklem düzenlenirse,

$$\frac{\partial F(V)}{\partial V} = \frac{1}{2} \left[\frac{(n-2)}{2} + \frac{\beta IR}{n + \beta IR} \right] = \frac{n-2 + \beta IR}{2(n + \beta IR)} \quad (4.24)$$

olur. ($\beta = kT/q$) ve $\partial F(V)/\partial V = 0$ şartında $F(V)$ bir minimumdan geçer. Minimumdan geçen akım I_{0i} , gerilim değeri ise V_{0i} dir. Burada ,

$$\frac{n-2 + \beta I_{0i} R_i}{2(n + \beta I_{0i} R_i)} = 0 \quad (4.25.a)$$

$$n-2 + \beta I_{0i} R_i = 0 \quad (4.25.b)$$

yazılır. Buradan R_i ve Φ_B için sırasıyla

$$R_i = \frac{(2-n) kT_i}{I_{0i} q} \quad (4.26)$$

$$\Phi_B = F(V_{0i}) + \left(\frac{2-n}{2n}\right) V_{0i} - \left(\frac{2-n}{n}\right) \frac{1}{\beta_i} = F(V_{0i}) + \left(\frac{2-n}{2n}\right) \left(\frac{V_{0i}}{2} - \frac{kT_i}{q}\right) \quad (4.27)$$

ifadeleri çıkarılır. Burada R_i , β_i , V_{0i} ve I_{0i} ($i=1,2,\dots,n$) farklı sıcaklıklara karşılık gelen değerlerdir. K.E Bohlin[18] ise Schottky engel diyodunun I-V ölçümünden elde edilen R_s , Φ_B ve n değerlerinin belirlenmesini mümkün kılan iki farklı fonksiyon tanımlamıştır. Norde fonksiyonunun ilk terimi olan $\frac{V}{2}$ yerine $\frac{V}{\gamma}$ terimini kullanmıştır. Buradaki γ idealite faktöründen büyük olmak kaydıyla ($\gamma > n$) keyfi bir sabittir. Bu durumda Norde fonksiyonu,

$$F(V, \gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \left[\text{Ln} \left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) \right] \quad (4.28)$$

şeklinde yazılır. Yine Eş.4.18'de her iki tarafın Ln'i alınır,

$$F(V, \gamma) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n} \right) V + \phi_B + \frac{IR}{n} \quad (4.29)$$

ifadesi elde edilir. İdeal diyotta seri direncin sıfır olduğu düşünülürse $F(V, \gamma)$ 'nın V 'ye bağlı grafiği, eğimi $(n-\gamma)/\gamma$ olan bir doğru olur ama seri direnç varsa bu fonksiyon,

$$F(V, \gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \left[\text{Ln} \left(\frac{V}{RAA^* T^2} \right) \right] \quad (4.30)$$

biçiminde olur. Yüksek voltaj değerleri için bu fonksiyon; eğimi $1/\gamma$ olan bir doğruya yaklaşır. γ değeri n 'den büyük olduğu sürece fonksiyon kesin olarak bir

minimumdan geçer. $F(V, \gamma)$ fonksiyonunun V 'ye göre türevini alıp minimum noktada sıfıra eşitlediğimizde,

$$I_0 = \frac{(\gamma - n)}{\beta R} \quad (4.31)$$

ifadesi elde edilir. Buradaki I_0 ve V_0 değerleri minimum noktadaki akım ve gerilim değerleridir. Sonuç olarak engel yüksekliği ve seri direnç ifadeleri,

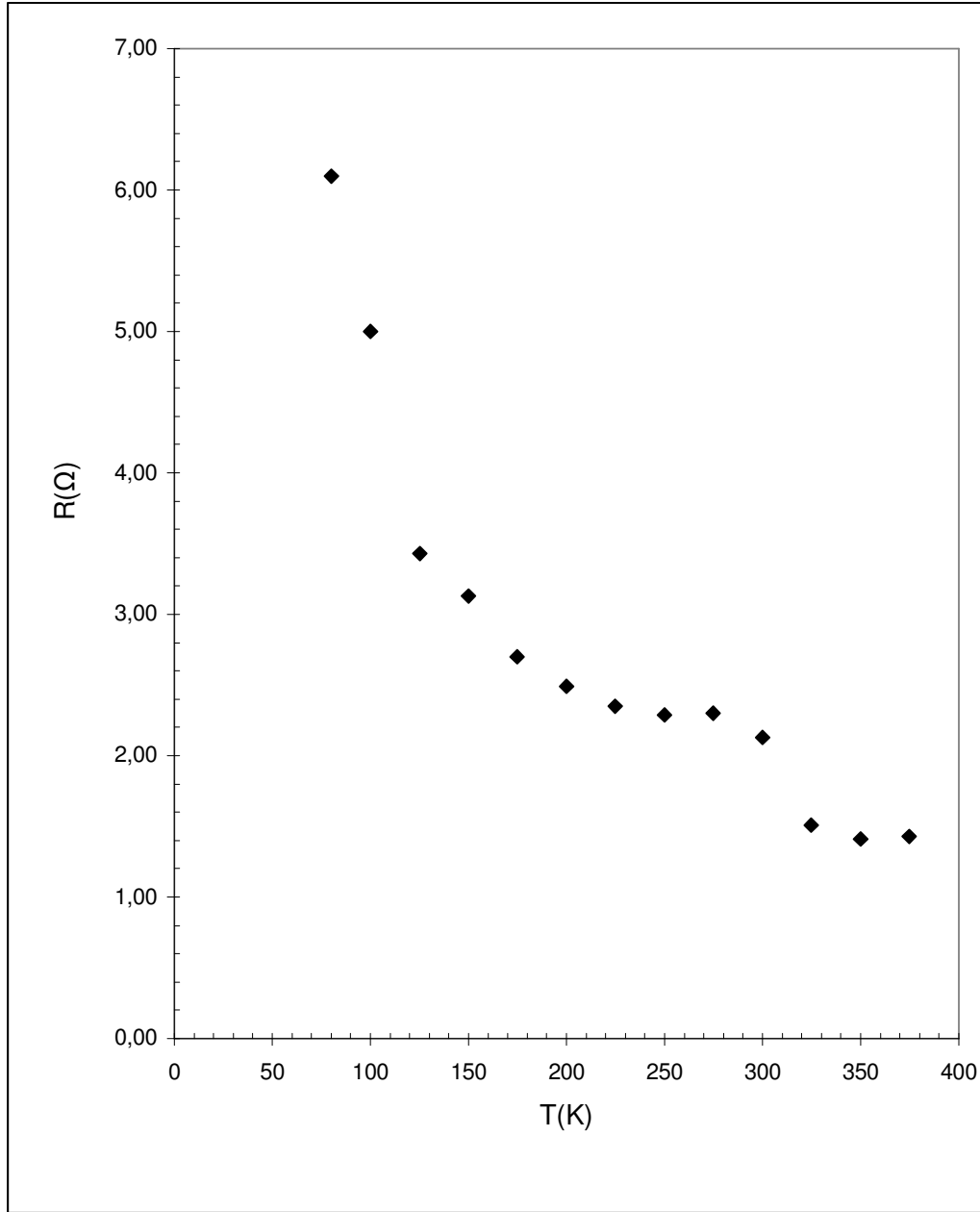
$$\Phi_B = F(V_0, \gamma) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma} \right) V_0 - \frac{(\gamma - n)}{\beta n} \quad (4.32)$$

$$R = \frac{(\gamma - n)}{\beta I_0} \quad (4.33)$$

şeklinde olur.

DeneySEL sonuçlar diyodumuzun idealite faktörünün, ideal diyodunkinden büyük olduğunu gösterdi. Bu yüzden Bohlin[18] tarafından geliştirilen Norde fonksiyonu kullanıldı. Eş. 4.31 ve Eş. 4.32 kullanılarak Φ_B (F-V) ve R_s değerleri hesap edildi.

Çizelge 4.3'de diyodun değişik sıcaklıklarda ki dENEYSel olarak bulunan V_{\min} , I_{\min} ve $F(V_{\min})$ değerleri ile birlikte, bunları kullanarak hesaplanan Φ_B (F-V) ve R_s değerleri verilmiştir. Görüldüğü gibi değişik sıcaklıklarda $F(V)$ -V eğrisinden elde edilen Φ_B (F-V) değerleri artan sıcaklıkla artmaktadır. Seri direnç ise bunun aksine sıcaklık arttıkça azalma göstermektedir. Seri dirençteki bu azalma oda sıcaklığının altındaki sıcaklıklarda oda sıcaklığının üstündeki sıcaklara nazaran daha belirgindir. Şekil 4.10'da diyodun sıcaklığa göre seri direnç değişimi görülmektedir.



Şekil 4.10. Diyotun seri direncinin sıcaklığa bağlı değişimi

Çizelge 4.3. Diyotun her sıcaklık için elde edilen V_{\min} , I_{\min} , $F(V_{\min})$, $\Phi_B(F-V)$ ve R_s değerleri

T(K)	R(Ω)	$\Phi_B(I-V)$	$V_{\min}(V)$	$I_{\min}(A)$	$F(V)_{\min}$
80	6,10	1,18	0,70	2,57E-07	0,26
100	5,00	1,14	0,82	1,91E-05	0,28
125	3,43	1,11	0,86	1,75E-04	0,29
150	3,13	1,09	0,92	2,86E-03	0,29
175	2,70	1,07	0,88	2,15E-03	0,30
200	2,49	1,04	0,90	7,48E-03	0,30
225	2,35	1,01	0,80	1,02E-03	0,33
250	2,29	0,98	0,86	1,22E-02	0,31
275	2,30	0,93	0,86	2,03E-02	0,31
300	2,13	0,86	0,86	3,59E-02	0,30
325	1,51	0,86	0,84	4,96E-02	0,31
350	1,41	0,83	0,74	1,22E-02	0,32
375	1,43	0,79	0,70	2,60E-02	0,32

Uygulanan bir doğru belsem voltajında toplam akım ifadesi,

$$I(V)=I_0 \exp \left[\frac{qV}{n_{ap} kT} \right] \left[1 - \exp \left(-\frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (4.34)$$

ile verilir ve I_0 ifadesi ise,

$$I_0 = AA^* T^2 \exp \left(-\frac{q \phi_{ap}}{kT} \right)$$

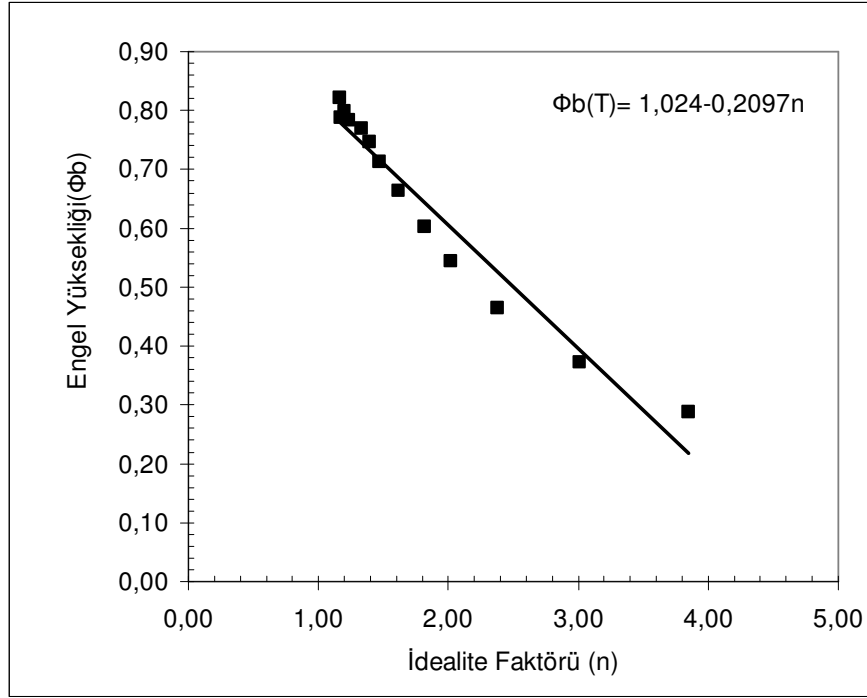
şeklindedir. Burada, Φ_{ap} ve n_{ap} sırasıyla engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri olup aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\phi_{ap} = \overline{\phi_{bo}} - \frac{q \sigma_o^2}{2kT} \quad (4.35)$$

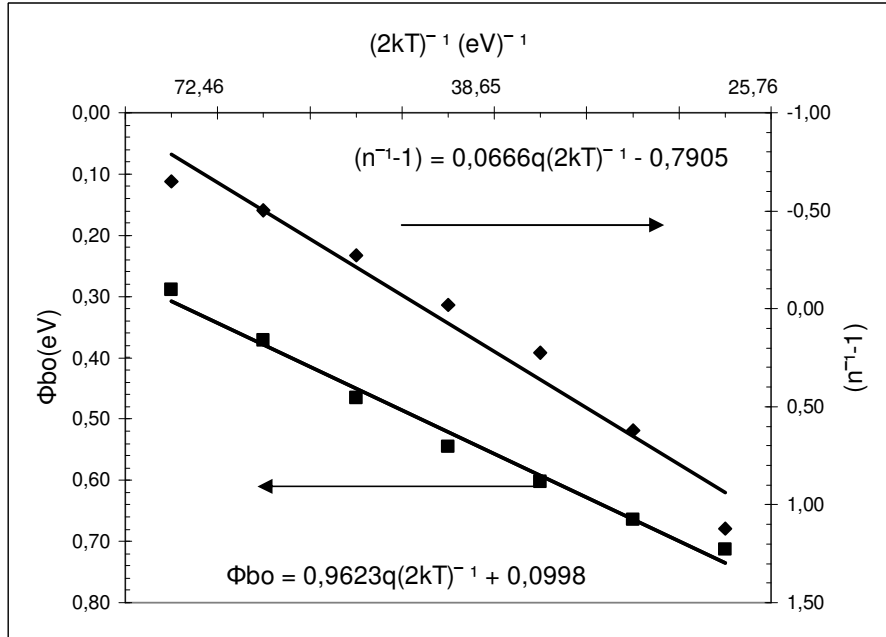
$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{q \rho_3}{2kT} \quad (4.36)$$

ile verilir burada ρ_2 ve ρ_3 voltaj sabitleridir. Ortalama Schottky engel yüksekliği $\overline{\phi_b}$ ve standart sapma (σ_s) Gaussian dağılımında belsem gerilimine lineer olarak bağlı olan parametrelerdir. Buna göre, Eş .4.35 ve Eş.4.36 birleştirirsek,

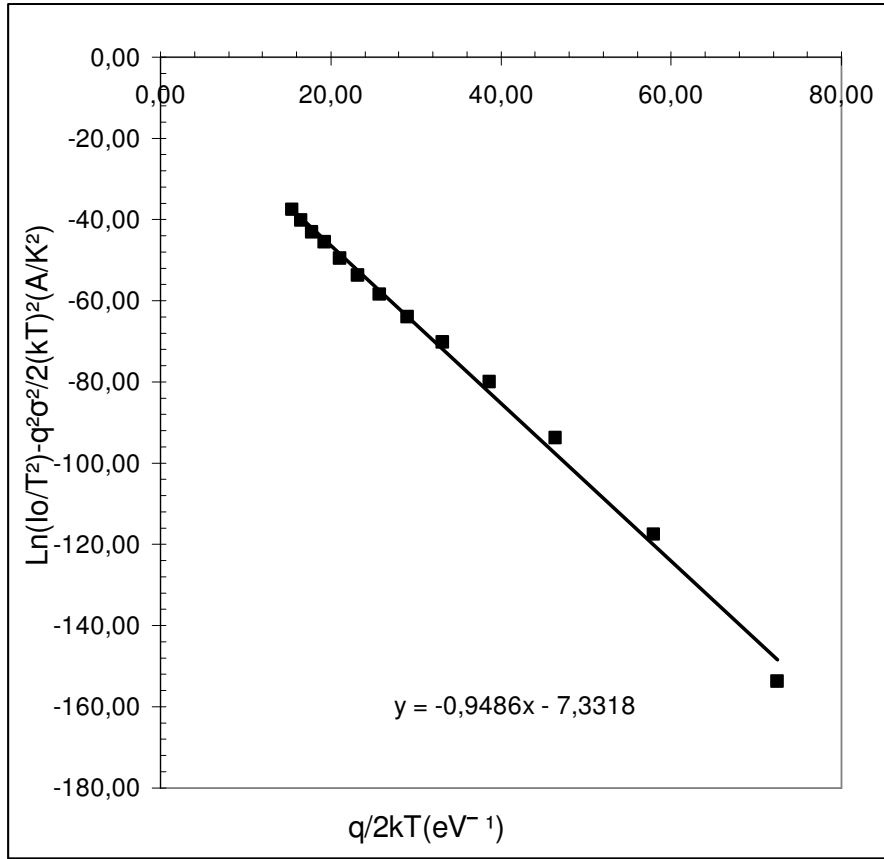
$$\ln \left(\frac{I_o}{T^2} \right) - \left(\frac{q^2 \sigma_o^2}{2kT} \right) = \ln(AA^*) - \frac{q \overline{\phi_{bo}}}{kT} \quad (4.37)$$



Şekil 4.11. n-GaP için engel yüksekliğinin idealite faktörüne göre değişimi



Şekil 4.12. Engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre sıfır belselmi engel yüksekliği ile idealite faktörünün 1/T ye göre değişimi

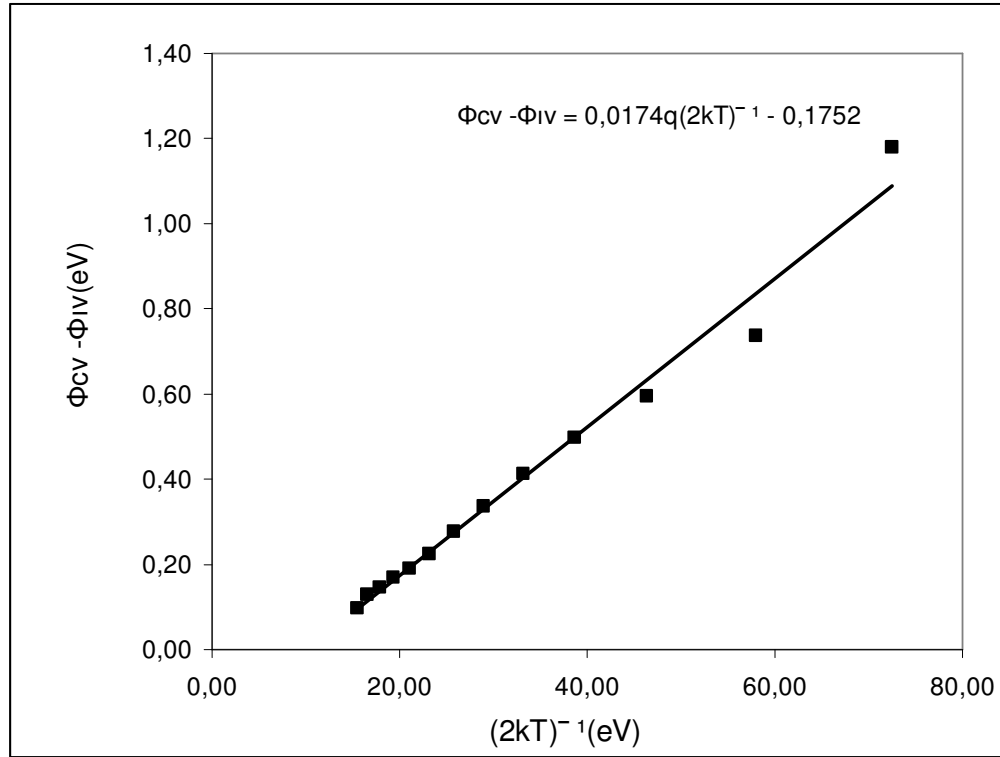


Şekil 4.13. Engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre modifiye düzeltilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/2(kT)^2 - q/2kT$ ye göre grafiği

şeklinde elde edilir. Eş.4.37 'ye göre modifiye edilen $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma^2/2(kT)^2 - 1/T$ grafiği verilen bir diyot alanı (A) için tanımlanan A* ordnatında eğimi ortalama engel yüksekliğini ($\bar{\phi}$), kesme noktası ise ($=\ln AA^*$) y1 veren bir doğru olmalıdır. Φ_{ap} ile Φ_{c-v} arasındaki bağıntı:

$$\bar{\Phi}_b - \Phi_{ap} = -\frac{q \sigma_a^2}{2kT} + \frac{q \alpha \sigma}{2k} \quad (4.38)$$

şeklinde ifade edilir. Burada α_σ standart sapmanın (σ_s) bir sıcaklık sabitidir. Eş [4.37] ye göre deneysel $(\Phi_{c-v}-\Phi_{ap})-1/T$ ye göre grafiği Şekil 4.14'de verilmiştir.



Şekil 4.14 Engeli yüksekliklerinin Gaussian dağılımına göre deneysel $(\Phi_{c-v}-\Phi_{ap})-1/T$ grafiği

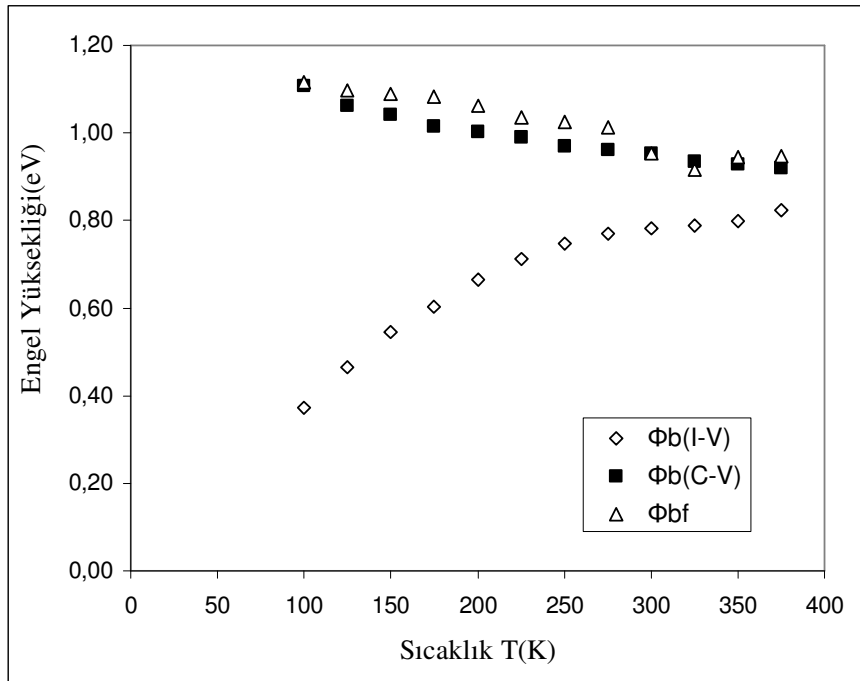
Flat bant engeli yüksekliği ise Φ_{bf} , deneysel ısealite faktörü ve sıfır belsem engeli yüksekliğinden,

$$\Phi_{bf} = n \Phi_{bo} - (n-1) \left(\frac{kT}{q} \right) \ln \left(\frac{Nc}{Nd} \right) \quad (4.39)$$

şeklinde ifade edilir. Burada N_c iletkenlik bandı etkin durum yoğunluğudur. Ayrıca flat bant engel yüksekliği sıcaklığa bağlı olarak ,

$$\Phi_{bf}(T) = \Phi_{bf}(T=0) + \alpha T \quad (4.40)$$

şeklinde ifade edilir. Burada $\Phi_{bf}(T=0)$ mutlak sıfır sıcaklığının extrapole edilmesinden elde edilen flat-bant engel yüksekliğidir ve α ise engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim sabitidir. Eş.4.39 a göre hesaplanan Φ_{bf} değerleri Çizelge 4.4'de verilmiştir.



Şekil 4.15. Schottky engeli için elde edilen C-V, I-V ve düzband engel yüksekliklerinin sıcaklığa bağlı değişimi

Çizelge 4.4 Deneysel çalışmalarda elde edilen flat-bant engel yüksekliği ve diğer parametreler

T(K)	$\Phi_b(I-V)(eV)$	$\Phi_b(C-V)(eV)$	$\Phi_{bf}(eV)$	n	$N_d(cm^{-3})$	$N_c(cm^{-3})$
80	0,29	1,47	1,11	3,85	2,96E+18	2,70E+18
100	0,37	1,11	1,12	3,01	3,09E+18	3,77E+18
125	0,47	1,06	1,10	2,38	3,04E+18	5,27E+18
150	0,54	1,04	1,09	2,02	3,07E+18	6,93E+18
175	0,60	1,02	1,08	1,82	3,09E+18	8,73E+18
200	0,66	1,00	1,06	1,62	3,11E+18	1,07E+19
225	0,71	0,99	1,04	1,47	3,11E+18	1,27E+19
250	0,75	0,97	1,03	1,39	3,13E+18	1,49E+19
275	0,77	0,96	1,01	1,33	3,05E+18	1,72E+19
300	0,78	0,95	0,95	1,23	2,98E+18	1,96E+19
325	0,79	0,93	0,92	1,17	3,00E+18	2,21E+19
350	0,80	0,93	0,94	1,20	2,93E+18	2,47E+19
375	0,82	0,92	0,95	1,16	3,00E+18	2,74E+19

Ayrıca düz bant doyma akımı aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$I_{of} = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q \Phi_{bf}}{nkT}\right) \quad (4.41)$$

$$I_{of} = I_o \exp\left(\frac{n-1}{n} \ln \frac{Nc}{Nd}\right) \quad (4.42)$$

Burada I_{of} düzbant doyum doyum akımı olarak adlandırılır. Eş. 4.41'e göre $\ln(I_{of}/T^2)$ ve $1/nT$ grafikleri lineer bir doğrudur ve diyot alanı Richardson sabitinin değeri y eksenini kesme noktasından ($=\ln AA^*$) ve eğiminden ise mutlak sıfır sıcaklık noktasındaki engel yüksekliği ($\Phi_{bf}(T=0)$) bulunabilir.

4.2. Kapasite –Voltaj (C-V) Karakteristikleri

Numene üzerinde (C-V) ölçümleri; difüzyon potansiyeli (V_d), engel yüksekliği (Φ_B), verici yoğunluğu (N_d), tüketim bölgesi genişliği (W_d) gibi fiziksel parametrelerin belirlenmesi amacıyla yapıldı.

Diyodun C-V ölçümleri 1MHz frekansta 80-375 K aralığında yapıldı. Frekans olarak 1MHz seçilmesiyle, düşük frekanslarda meydana gelebilecek olan arayüzey durumların etkisi ortadan kaldırılmış oldu. Diyodun 1MHz frekansta doğru beslem altındaki kapasite-voltaj (C-V) ölçümlerinden yararlanılarak hesaplanan $1/C^2$ -V değişimi Şekil 4.16'da verilmiştir. 1MHz'de ters beslemde ölçülen kapasite-voltaj karakteristiğinden elde edilen C^2 -V eğrilerinin gerilim eksenine uzatılması (extrapole edilmesi) ile bulunan V_0 kesme geriliminden yararlanılarak difüzyon potansiyelleri bulundu. Bu doğruların eğimleri kullanılarak N_D verici yoğunlukları hesaplandı. Oda sıcaklığı olan $T = 300$ K'de bulunan difüzyon potansiyeli (V_d) ve verici yoğunluğu (N_D) sırasıyla 0,93 V ve $2,98 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulunmuştur. V_0 ile V_d arasındaki bağıntı arayüzey durumları yokken ;

$$V_0 = V_d - \frac{kT}{q} = \frac{E_g - \phi_m + \chi}{q - E_f - \Delta} \quad (4.43)$$

şeklindedir. Burada E_g yasak enerji aralığı, Φ_m metalin iş fonksiyonu, χ yarıiletkenin elektron yakınlığı, Φ_F Fermi enerjisi, Δ yalıtkan üzerine düşen potansiyeldir. Arayüzey durumlarının görüldüğü hallerde V_0 ile V_d arasındaki ilişki;

$$V_0 = \left(V_d - \frac{kT}{q} \right) (1 + \alpha) \quad (4.44)$$

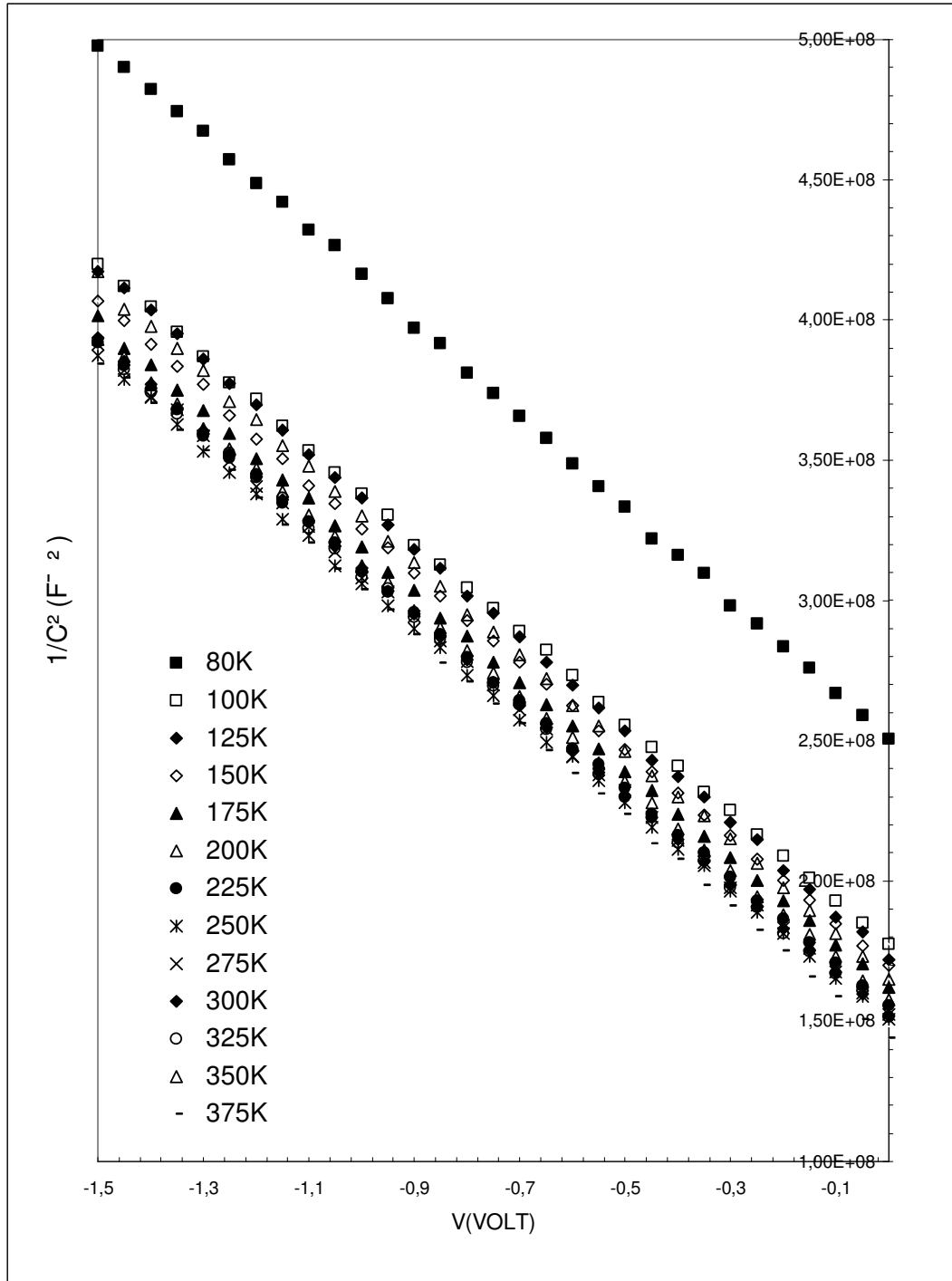
şeklinde verilir[19]. Burada $\alpha = qN_{ss}/\delta\epsilon_i$ olup, N_{ss} arayüzey durum yoğunluğu ve δ yalıtkan tabaka kalınlığıdır. Arayüzey durumlarının etkisi dikkate alındığında C^{-2} - V doğrularının eğimi ,

$$\frac{\partial C^{-2}}{\partial V} = \frac{2}{q\epsilon_s A^2 N_D} \frac{1}{(1 + \alpha)} \quad (4.45)$$

şeklinde yazılabilir. $1 / (1 + \delta) = C_2$ olarak tanımlanırsa C_2 Eş. 4.45 yardımıyla

$$C_2 = \frac{2}{q\epsilon_s N_D \left(\frac{\partial C^2}{\partial V} \right)} \cong \frac{N_D}{N_D} = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + qN_{ss}\delta} \quad (4.46)$$

yazılır.



Şekil 4.16. Diyodun 1MHz'de değişik sıcaklıklardaki $1/C^2$ -V değişimi

Ölçüm yapılan her sıcaklık için tüketim tabakasının genişliği,

$$W_d = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_s V_d}{qN_D}} \quad (4.47)$$

ifadesinden hesaplanılabilir[2,4]. 300 K'de tüketim tabakasının genişliği $1,75 \times 10^{-5}$ cm bulundu. Diğer sıcaklıklar için tüketim tabakasının değerleri Çizelge 4.5'de sunulmuştur.

Ayrıca her sıcaklık için Fermi Enerji seviyeleri,

$$\Phi_F = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right) \quad (4.48)$$

Çizelge 4.5. Diyodun C-V karakteristiklerinden elde edilen N_d , W_d , V_d ve E_f parametreleri

T(K)	$N_d(\text{cm}^{-3})$	$W_d(\text{cm})$	$V_d(\text{V})$	$E_f(\text{eV})$
80	2,96E+18	2,23E-05	1,47	0,0006
100	3,09E+18	1,90E-05	1,11	0,0017
125	3,04E+18	1,87E-05	1,07	0,0060
150	3,07E+18	1,84E-05	1,04	0,0105
175	3,09E+18	1,81E-05	1,02	0,0157
200	3,11E+18	1,78E-05	1,00	0,0213
225	3,11E+18	1,77E-05	0,98	0,0273
250	3,13E+18	1,74E-05	0,96	0,0336
275	3,05E+18	1,74E-05	0,94	0,0410
300	2,98E+18	1,75E-05	0,93	0,0487
325	3,00E+18	1,72E-05	0,91	0,0560
350	2,93E+18	1,72E-05	0,89	0,0644
375	3,00E+18	1,69E-05	0,88	0,0715

ifadesiyle hesaplanabilir[2,4]. Burada N_c , iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğu olup sıcaklığa ,

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m_e^* k}{h^2} \right]^{3/2} (T)^{3/2} \quad (4.49)$$

ifadesiyle bağlıdır. Burada m_e^* elektronun etkin kütesidir. Eş. 4.49 bağıntısında $m_e^* = 0,25 m_0$ alındığında oda sıcaklığında etkin durumların yoğunluğu $1,96 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ olarak hesaplandı. Diğer sıcaklıklar için hesaplanan değerler Çizelge 4.6'da gösterilmiştir. Sıcaklığa bağlı saf taşıyıcı yoğunluğu ,

$$n_i(T) = 3,73 \times 10^{16} \exp\left(-\frac{7014}{T}\right) T^{3/2} \quad (4.50)$$

ile verilir. Buradan sıcaklığa bağlı GaP'in yasak enerji aralığı E_g

$$E_g(T) = \Phi_{\text{bo(C-V)}} + \Phi_{\text{bf}} \quad (4.51)$$

bağıntısıyla hesaplandığında oda sıcaklığı için (300 K) $E_g = 1,91 \text{ eV}$ bulundu. Diğer sıcaklıklar için hesaplanan değerler Çizelge 4.6'da verildi.

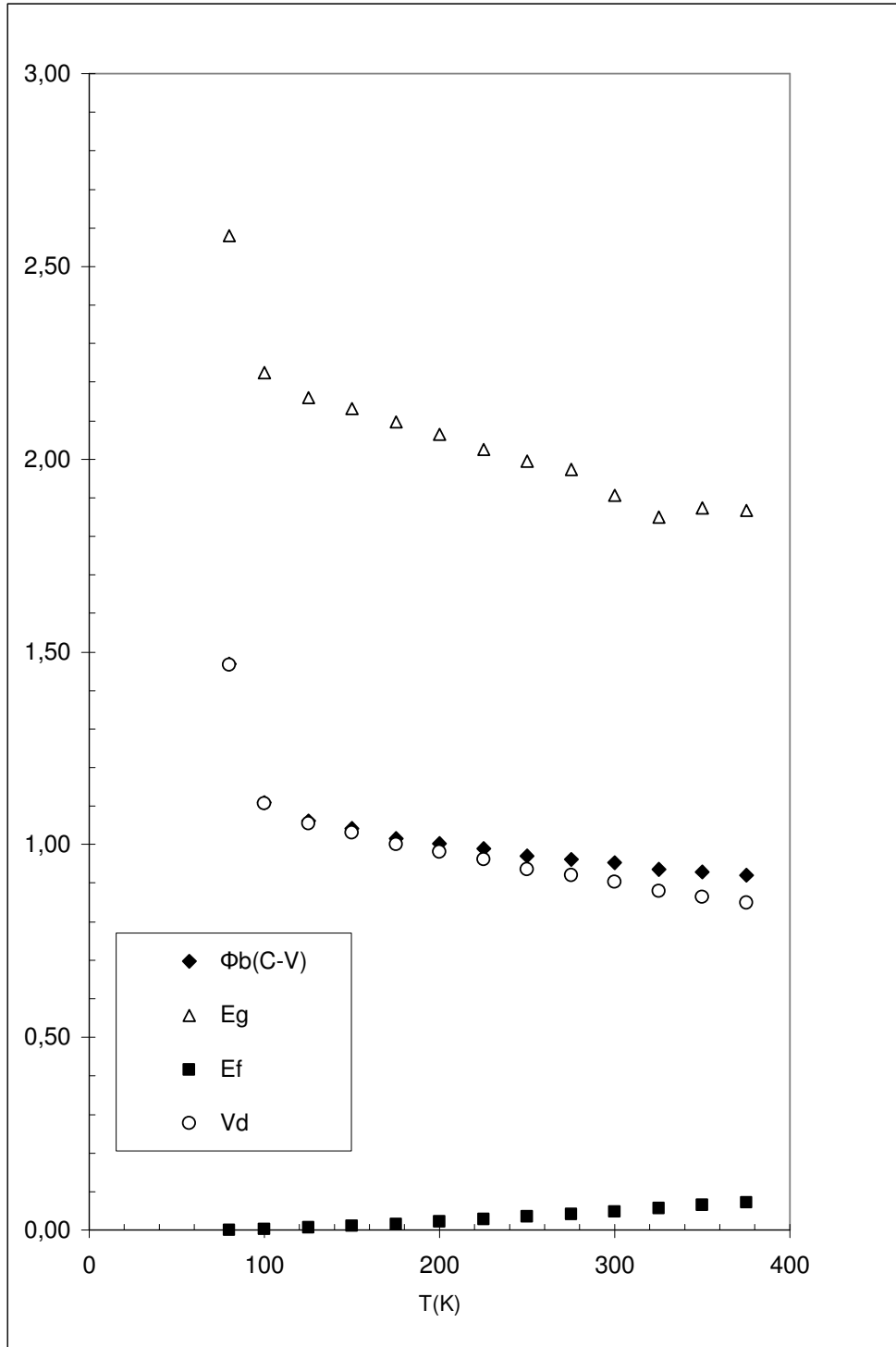
C^{-2} -V eğrilerinden elde edilen $\Phi_B(C-V)$ potansiyel engel yüksekliği; difüzyon potansiyeli, Fermi Enerjisi ve Schottky engel alçalmasına bağlı olarak

$$\Phi_B(C-V) = V_d + \Phi_F - \Delta\Phi_B \quad (4.52)$$

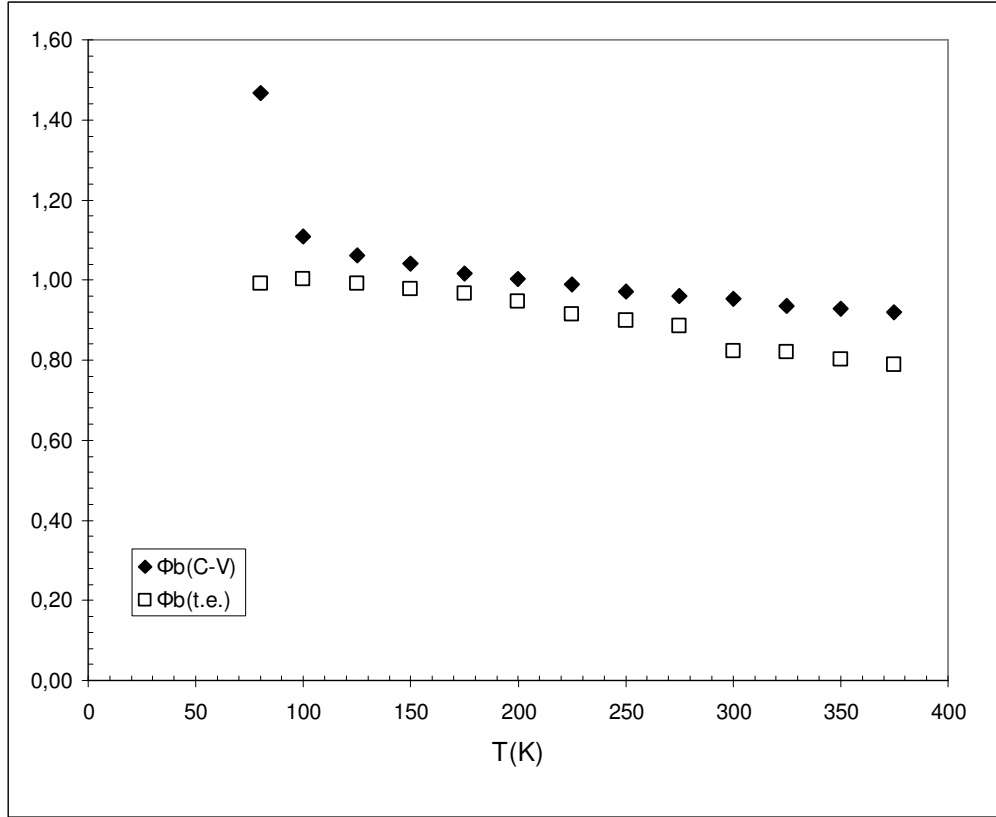
şeklinde ifade edilir. Burada $\Delta\Phi_B$ Schottky engel alçalmasıdır.

Çizelge 4.6. Diyodun C-V karakteristiklerinden elde edilen n_i , N_c , E_g ve Φ_B parametreleri

T(K)	$n_i(\text{cm}^{-3})$	$N_c(\text{cm}^{-3})$	$E_g(\text{eV})$	$\Phi_B(\text{C-V})(\text{eV})$
80	2,24E-19	2,70E+18	2,25	1,47
100	1,29E-11	3,77E+18	2,22	1,11
125	2,23E-05	5,27E+18	2,16	1,06
150	3,37E-01	6,93E+18	2,13	1,04
175	3,39E+02	8,73E+18	2,10	1,02
200	6,20E+04	1,07E+19	2,06	1,00
225	3,64E+06	1,27E+19	2,03	0,99
250	9,64E+07	1,49E+19	2,01	0,97
275	1,43E+09	1,72E+19	1,98	0,96
300	1,36E+10	1,96E+19	1,91	0,95
325	9,26E+10	2,21E+19	1,88	0,93
350	4,84E+11	2,47E+19	1,87	0,93
375	2,04E+12	2,74E+19	1,86	0,92



Şekil 4.17. Diyodun sıcaklığa bağlı $E_g(T)$, V_d , Φ_B ve Φ_F değişimi



Şekil 4.18. Diyodun I-V ölçümlerinden elde edilen, Tünelleme etkisi içeren $\Phi_B(t.e)$ ve C-V ölçümlerinden elde edilen $\Phi_B(C-V)$ 'nin sıcaklıkla değişimi

$E_g(T)$, $\Phi_B(C-V)$ ve V_d 'nin sıcaklıkla değişim katsayıları Şekil 4.17 deki eğrilerin eğimlerinden yararlanılarak sırasıyla $-4,15 \times 10^{-4}$, $-8,20 \times 10^{-4}$, $-5,52 \times 10^{-3}$ eV/K olarak hesaplanırken Fermi enerjisinin değişim katsayısı pozitif olup $2,69 \times 10^{-4}$ eV/K olduğu görüldü. Çizelge 4.5'de verildiği üzere katkı atomları sayısı N_D sıcaklığa bağlı olarak çok fazla değişme göstermezken, tüketim tabakası genişliği W_d 'nin artan sıcaklığa paralel olarak azaldığı görülmektedir.

Ayrıca Şekil 4.18'de görüldüğü üzere diyodun C-V ölçümlerinden elde edilen $\Phi_B(C-V)$ değerleri I-V ölçümlerinden elde edilen ve tünelleme etkisini içeren $\Phi_B(t.e)$ değerlerinin biraz üzerinde çıkmıştır.

5. SONUÇ VE TARTIŞMA

Yarıiletken elektroniği teknolojisinde önemli bir konuma sahip olan Schottky diyotlarının yapımı için [100] doğrultuda büyütülmüş, 300µm kalınlıklı n-GaP kullanıldı. Hazırlanan Schottky diyotlarının akım-voltaj ve kapasitans-voltaj karakteristiklerinin davranışı geniş bir sıcaklık aralığında (80 - 375 K) incelendi. Schottky diyotlarının; idealite faktörleri, seri dirençleri, iletkenlik bandındaki durumların yoğunluğu, Fermi enerjileri, engel yükseklikleri, doyum akımları gibi temel parametrelerin sıcaklığa bağlı değerleri Çizelge 4.1 ve Çizelge 4.5 de verildi. Çizelge 4.1'de, sıcaklığın artmasıyla idealite faktörünün azaldığı ve elektronlar için termiyonik emisyon teorisine göre hesaplanan potansiyel engel yüksekliğinin arttığı gözlenmektedir. Özellikle akım-voltaj ve kapasitans-voltaj karakteristiklerinden hesaplanan potansiyel engel yükseklikleri detaylıca karşılaştırıldı.

Bu çalışmada n-GaP için oda sıcaklığında iletkenlik bandı durum yoğunluğu $1,96 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ve elektronun etkin kütlesi $0,25m_0$ alınarak oda sıcaklığı için katkı atomlarının yoğunluğu ile iletkenlik bandı durum yoğunluğu, fermi enerjisi değerleri bulundu. Bu değerler sırasıyla $2,98 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $1,97 \times 10^{19}$, $0,047 \text{ eV}$ bulunmuştur

Şekil 4.1.'de akım-voltaj karakteristiklerinden görüldüğü gibi Schottky diyotların ters beslem eğrileri, bir doyuma sahiptirler. Idealite faktörlerinin değerleri $\ln I-V$ grafiğinin doğru belsem bölgesindeki lineer doğrunun eğiminden Eş.4.6 ile hesaplandı. Engel yüksekliği ise eğim değerinin Eş.4.7'de yerine konulması ile bulundu. Bu grafiğin y eksenini kestiği noktadan ise I_0 doyum akımı hesaplandı. Doğru beslem akım-voltaj değerlerinden 80-375K sıcaklık aralığında engel yüksekliği $\Phi_{I-V}=0,29-0,82 \text{ eV}$ ve idealite faktörü ise $n=3,85-1,16$ değerleri arasında bulunmuştur.

Yüksek sıcaklık aralıklarında elde edilen idealite faktörü değerlerinin 1'e yaklaşması, numunenin ideal duruma yaklaştığını gösterir. Ancak, düşük sıcaklık

değerlerinde idealite faktörünün büyük çıktığı görüldü. Artan sıcaklıkla, Schottky engel yüksekliğinin artması ve idealite faktörünün azalması metal-yarıiletken ara yüzeyindeki atomik homojensizliğin bir fonksiyonu olarak açıklanabilir[26] . Bu homojensizlik, arayüzey atomik yapının, çoklu fazla gözenekler, yüzey kusurlarından ortaya çıkabilir. Bu durum, elde ettiğimiz Schottky diyotların yüksek sıcaklıklarda daha çok ideal özelliği gösterdiğini ve bu durumun termiyonik emisyon modeline uyduğu deneysel sonuçlarla da iyi uyum halinde olduğu gözlenirken, düşük sıcaklıklarda ise, termiyonik emisyon teorisinden sapmalar olduğu görülmektedir. Buna göre, düşük engel yükseklikli ve düşük idealite sahip diyotlar elde etmek oldukça zordur. Çünkü, metal-yarıiletken ara yüzeyi, yüzey hazırlama işlemine karşı oldukça duyarlıdır.

Şekil 4.15’de verilen grafikde, akım-voltaj ve kapasitans voltaj ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri birbirinden farklıdır, akım voltaj ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri sıcaklığın artmasıyla artmakta iken kapasitans-voltaj ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri sıcaklıkla azalmaktadır. Yani, her sıcaklıkta Φ_{1-V} ve Φ_c-v değeri, Φ_c-v değerinden daha küçük olarak elde edilmiştir. Bunun nedeni, potansiyel ve engelin uzaysal dağılımı, kapasitans voltaj ve akım-voltaj ölçümlerini farklı durumlarda etkilemektedir. Kapasitans, uzay yük bölgesinin genişliğinin periyodik olarak değişimindeki frekansıyla (ω) yöneliminden oluşan $dE/dt=i\omega C$ değişiminden ileri gelen akım ile birlikte değişir. Bu uzay yükü bölgesinin genişliği, metal-yarıiletken ara yüzeyde oluşan ortalama elektrik alana(E) bağlıdır. Metal-yarıiletken ara yüzeyindeki kısa dalga boylu potansiyel değişimleri uzay yükü bölgesinin kenarında sınırlanır. Bu durumda, kapasitans ölçümlerinde sadece ortalama $\overline{V_d}$ ve $\overline{\Phi_b}$ değerlerinin ölçülmesi beklenir. Aynı zamanda kapasitans, uzay yükü bölgesinin genişliğinden daha küçük bir skaladaki potansiyel değişimlerinden bağımsızdır. Ara yüzeydeki dc akımı Φ_b ye üstel olarak bağlı olduğundan dolayı ara yüzeydeki engel dağılımına daha çok duyarlıdır. Engel yüksekliğindeki herhangi bir uzaysal değişim, akımın daha çok minimum engelden geçmesine neden olur. Bundan dolayı Schottky diyotlarında, kapasitans-voltaj karakteristiklerinden bulunan engel yüksekliklerinin, akım voltaj

karakteristiklerinden bulunan engel yüksekliklerinden daha büyük olması beklenir[21] . Sullivan ve arkadaşlarına göre, yüksek konsantrasyonlar için bu fark daha yüksektir . Akım-voltaj ve kapasitans-voltaj ölçüm tekniklerinin farklı tabiatından dolayı ölçülen engel yükseklikleri daima farklıdır[12] . Akım-voltaj metodu ile ölçülen engel yükseklikleri herhangi bir sebeple ortaya çıkan engel düşmelerini ihtiva eder, yani bu metot engel yüksekliklerinin ortalamasını almaya meyyleder, çünkü akım engel yüksekliğine üstel olarak bağlıdır. Kapasitans-voltaj ölçüm metodunda bir doğru akım (dc) beslemi üzerine bindirilen ac sinyaliyle uyarılan (indüklenen) tüketim bölgesi kapasitesi ölçülür. Bundan dolayı, sadece tüketim bölgesinin kenarı modüle edilerek engel yüksekliği C^2 -V grafiğine lineer olarak extrapole edilir ve metal yarıiletken ara yüzeyinde bant bükülmelerine sebep olan engel düşmesi etkilerini ihtiva etmez[19]. Schottky engel diyodunun engel yüksekliği ile idealite faktörünün deneysel değerleri en düşük sıcaklıkta(80 K), 0,29 eV ve 3,85 en yüksek sıcaklıkta ise(375 K) 0,82 eV ve 1,16 arasında elde edildi. Engel yüksekliğinin sıcaklığa göre değişimi Şekil 4.2’de idealite faktörünün ise sıcaklığa göre değişimi ise Çizelge 4.1’de vermiştir. Ayrıca 1Mhz de sıcaklığa bağlı olarak yapılan kapasite voltaj ölçümlerinden bulunan engel değerleri ise Çizelge 4.5’de ve Şekil 4.15’de gösterilmiştir.

Katkı atomlarının yoğunluğu Şekil 4.16’da verilen C^2 -V grafiğinin eğiminden ve Eş.4.45 den hesaplandı. Difüzyon voltajı (V_d) ise bu eğimin voltaj eksenini kestiği noktadan hesaplandı. Tüketim bandının genişliği ise Eş.4.47’den hesaplandı. Hesaplanan bu değerler Çizelge 4.5’de gösterilmiştir. Yarıiletkenimiz n-GaP için elde edilen oda sıcaklığında iletkenlik bandı durum yoğunluğu $1,96 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ değeri bu iletken verilen $1,78 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ değeriyle uyum içindedir. Çizelge 4.4’de görüldüğü gibi iletkenlik bandı durum yoğunluğu artan sıcaklıkla artmıştır.

Norde ve arkadaşları[15] tarafından geliştirilen ve dolayısıyla Norde fonksiyonları diye adlandırılan bir metot kullanılarak deneysel doğru beslem akım voltaj karakteristiklerinden seri direnç değerleri sıcaklığın bir fonksiyonu olarak hesaplandı. Şekil 4.10 ve Çizelge 4.3’de görüldüğü gibi seri direnç değerleri artan

sıcaklıkla azalmaktadır. Seri direnç, düşük sıcaklık (80K) ve yüksek sıcaklık (375 K) değerleri için, sırasıyla, $6,10\Omega$ ve $1,43\Omega$ olarak elde edildi. Sıcaklığın artmasıyla seri direnç değerlerinin düşmesi, düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasının bir sonucu olarak yorumlanabilir[22] . Çünkü artan sıcaklıkla yarıiletken kristaldeki genişmeden dolayı yasak enerji aralığı azalmakta ve aynı zamanda taşıyıcılarda daha yüksek termal hıza kavuşacaklarından dolayı iletim bandında daha fazla taşıyıcı sayısı olacaktır ve buna bağlı olarak direnç azalacaktır.

Şekil 4.7’de gösterildiği gibi, deneysel $\ln(I_0 / T^2)$ nın sıcaklığa bağlı, değişimi ancak daha, yüksek sıcaklıklarda bir doğru vermekte ve düşük sıcaklıklarda lineerlilikten sapma gözlenmektedir. Bu lineer kısmın yüksek sıcaklıklardaki eğiminden aktivasyon 0,060 eV olarak elde edildi. $\ln(I_0/T^2)-1000/T$ eğrisi engel yüksekliği ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişiminin bir sonucudur. Aşağıda belirtileceği gibi, Richardson eğrilerindeki sapma düşük ve yüksek engel alanları ihtiva eden arayüzeyde homojen olmayan engel yükseklikleri ve potansiyel değişmelerinden dolayı olabilir . Yani Schottky diyodunda oluşan akım, potansiyel dağılımı daha düşük engellerde olacaktır. Aynı zamanda Schottky engel diyotu için Richardson sabitinin değeri (A^*), Şekil 4.7 de verilen deneysel $\ln(I_0 / T^2) - (1000/nT)$ grafiğinin y eksenini kestiği noktadan hareketle $102 A/K^2cm^2$ olarak elde edildi.

Sıcaklığa bağlı engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri beklenenden farklı çıkmıştır. Yani klasik termiyonik teoriden sapmalar görülmüştür. Klasik termiyonik emisyon teorisinden olan sapmayı açıklamak için, daha yüksek ve düzgün bir engelde düşük engellerin veya küçük lokal bölgelerin varlığını ele alarak farklı engel yükseklikli küçük lokal bölgelerin varlığını, balistik elektron emisyon spektroskopisi kullanılarak deneysel olarak açıklamışlardır[23]. Sullivan ve arkadaşları tarafından bahsedildiği gibi, engel yüksekliğindeki değişimler difüzyon potansiyelinin yüksekliğinden daha küçük bir mertebede bile meydana gelebilir[24]. Böyle durumlarda, metal-yarıiletken kontak boyunca akan akım, mevcut olan engel yüksekliğinin homojensizliğiyle. Bazı çalışmalar homojen olmayan modellerin ideal

olmayan Schottky engel diyotlara uygulanabilirliğini göstermiştir[23,24]. Engel yüksekliği ara yüzey atomik yapının bir fonksiyonu olabilir. Ara yüzey atomik yapısı, metal-yarıiletken ara yüzeyde atomik homojensizlikler, ara yüzey yükleri, değişik fazlar, kusurlar ve farklı fazların bir karışımıyla ortaya çıkabilir.

Düşük Schottky engel yüksekliklerinin bir dağılımıyla homojen olmayan Schottky engel diyotlarının idealite faktörü, sıcaklığın azalmasıyla artabilmektedir[19-21]. Schottky engeli, homojen olmayan farklı engel yüksekliklerinden ibarettir. Schmitsdrof ve arkadaşları Tung' un teorik yaklaşımını kullanarak deneysel sıfır beslemli Schottky engel yükseklikleri ve idealite faktörleri arasında lineer bir ilişki buldular. Hazırladığımız Schottky diyotlar için deneysel olarak elde edilen engel yüksekliği ile idealite faktörü arasında lineer bir bağıntı vardır ve bu durum, son zamanlarda yayınlanan makalelerde homojen olmayan Schottky kontaklara bağlanılmaktadır. Deneysel engel yüksekliklerinin idealite faktörlerine karşı grafiğinde görüldüğü gibi engel homojensizliğinden dolayı özellikle düşük sıcaklıklarda idealite faktöründe bir artma ve sıfır beslem engel yüksekliğinde önemli bir azalma olmaktadır.. İlk olarak, Song ve arkadaşları bir analitik potansiyel değişim modelini (engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımını) çalıştılar . Anormal davranışları, arayüzeyde homojen olmayan engel yüksekliği üzerine kurulan bir analitik potansiyel değişim modeli kullanılarak açıkladılar [25]. Engel yüksekliği dağılımının ortalama değeri ve standart sapması olan engel yüksekliğinin bir Gaussian dağılımı olduğu kabul edildi.Eş.4.35 ve Eş.4.36 ifadelerinde ortalama Schottky engel yüksekliği $\overline{\Phi}_b \equiv \overline{\Phi}_{bo} + \rho_2 V$ şeklinde ve standart sapma ise $\sigma_s = \sigma_{so} + \rho_3 V$ şeklinde ifade edilir. Burada ρ_2 ve ρ_3 sıcaklığa bağlı olabilen voltaj sabitleridir ve engel yüksekliği dağılımının voltaj değişmesinin bir ölçüsüdür. Standart sapmanın (σ_s) değerinin sıcaklığa bağlılığı genelde küçüktür ve bu yüzden ihmal edilebilir. $\Phi_{ap}-1/T$ ye karşı grafiğinin eğimi σ_o , düşey eksenini kestiği nokta ise $\overline{\Phi}_{bo}$ değerlerini verir. $\overline{\Phi}_{bo}$ ve σ_o değerlerini sırası ile 0,96 eV ile 0,0998 bulunmuştur. Bu değerler Şekil 4.12'nin yardımıyla bulunmuştur. Standart sapma engel homojensizliğinin bir ölçüsüdür. Standart sapma ne kadar düşük olursa

homojen engel yüksekliğine o kadar yaklaşır. İyi bir doğrultucu diyotun performansı standart sapmanın daha düşük değeriyle en iyi engel homojenliliğini ifade eder. Standart sapmanın değeri ortalama engel yüksekliğine göre küçük bulunmadı. Bu, arayüzeyde homojen olmayan bir durumun bulunduğunu ifade etmektedir. Yine Şekil 4.12 ye göre $n_{ap}-1/T$ ye göre grafiğinin eğimi ve düşey ekseni kestiği noktalar sırasıyla ρ_3 ve ρ_2 verir bu değerler sırasıyla 0,066 ve -0,79 bulunmuştur.

Modifiye edilen $\ln(I_0/T^2)-q^2\sigma^2/2(kT)^2-1/T$ grafiği, verilen bir diyot alanı (A) için ortalama engel yüksekliğini ($\bar{\phi}$), kesme noktası ise Richardson sabitini verir. Bu grafik ise Şekil 4.13'de verilmiştir. Bu grafiğe göre modifiye edilen Richardson sabiti $98 \text{ A/K}^2\text{cm}^{-2}$, ortalama engel yüksekliği ise 0,95 eV çıkmıştır. Şekil 4.7'den hesaplanan Richardson sabiti ile şekil 4.12'den hesaplanan Richardson sabiti uyum içindedir. Yine şekil 4.12'den hesaplanan ortalama engel yüksekliği ile şekil 4.13'den hesaplanan ortalama engel yüksekliği arasında bir uyum vardır. Şekil 4.14 den σ_0 ve α_s değerleri tanımlanabilir. Bu grafiğin eğimi $\sigma_0^2/2k$ ve y eksenini kestiği nokta ise $\alpha_s/2k$ olan bir doğrudur. Bu α_s parametresi standart sapmanın sıcaklığa bağımlılığı şeklinde tanımlanır. Buna göre σ_0 parametresi 0,017 ve α_s parametresi ise 0,175 olarak bulundu[19].

Sonuç olarak, Schottky diyotları elektronik sanayide kullanılan devre elemanların temelini teşkil eder, Elektronik devre elemanlarından, güneş pilleri, MESFET, yarıiletken dedektörler, genellikle hızlı anahtarlama uygulamaları ve mikro dalga karıştırıcı devre elemanları ve sensör olarak geniş bir kullanım alanı da vardır. Biz n-GaP Schottky diyotların sıcaklığa bağlı akım-voltaj ve kapasitans-voltaj karakteristiklerini çalıştık. Bu devre elemanlarının karakteristik parametrelerinin, hangi sıcaklıkta hangi değere sahip olduğu, bu kontakların elektronik devre elemanları sanayisinde kullanımları bakımından önemlidir. Bu parametrelerin farklı ölçüm metotlarında farklı çıkmasının nedeni, metal-yarıiletken arayüzeyindeki homojensizlikten ileri gelmektedir. Bu arayüzey homojensizliğinden dolayı, engel yüksekliği dağılımında bir Gaussian dağılımının varlığı gözlemlendi. Bu homojensizliğin

ortadan kaldırılması diyot hazırlama metotlarına bağlı olabilir. Eğer yzey alanı mikro veya nano mertebede olan çok k boyutlarda metal-yarıiletken kontaklar hazırlanabilirse bu homojensizliklerin büyük ölçüde azaltılabileceği grlecektir.

KAYNAKLAR

1. Ashok, S., Borrego, J.M. and Gutmann, R.J., "Electrical Characteristics of GaAsMIS Schottky Diodes", *Solid , State Electronics*, 22: 621-631 (1979).
2. Sharma, B.L., "Metal Semiconductor Shottky Barrier Junctions and Their Applications", *Plenum Press*, New York and London, 176 (1984).
3. Rhoderic, E.M. and Williams, R.H., "Current-Transport Mechanisms, Metal-Semiconductors Contacts, 2nd ed.", *Clerandon*, Oxford, 55 (1988).
4. Sze, S.M., " Metal-Semiconductor Contacts, Physics of Semiconductors Devices, 2nd ed.", *Wiley*, New York, 225 (1981).
5. Padovani, F.A. and Stratton, R., "Field and Termionic-Field Emissionin Schottky Barriers", *Solid State Electron.*, 9: 695-707 (1966).
6. Padovani, F.A. "The Voltage-Current Characteristic of Metal Semiconductor Contacts, in Semiconductors and Semimetals", *Academic Press*, New York, 75-146 (1971).
7. Saxena, A.N., "Forward Current-Voltage Characteristic of Schottky Barriers On Type Silicon", *Surface Science*, 13: 151-171, (1969).
8. Card, H.C. and Rhoderick, E.H., "Studies of Tunnel MOS diodes I.Interface Effects in Silicon Schottky Diodes", *J: Phys. D: Appl.*, 4 (1971).
9. Fonash, S.J., "A Reevaluation of the Meaning of Capacitance Plots for Schottky Barrier-Type diodes"., *J.Appl. Phys.*, 54: 1966 (1975).
10. Kar, S., Ashok, S. And Fonash, S., "Evidencedence of Tunnel-Assisted Transport in Nondegenerate MOS and Semiconductor-Oxide-Semiconductor Diodes at Room Temperature", *J. Appl. Phys.*, 51: 3417-3421 (1980).
11. Kar, S., Panchal, K.M. Brattacharya, S. And Varma, S., "On The Mechanism of Carrier Transport In Metal-Thin-Oxide-Semiconductor Diodes On Polycrystalline Silicon", *IEEE Trans. On Electron. Devices*, 29: 1839-1845 (1982).
12. Sing, A., Reinhardt, K.C. and Anderson, W.A., "Temperature Dependence of Electrical Characteristics of Yb/p-InP Tunnel Metal-Insulator-Semiconductor Junctions", *J.Appl. Phys.*, 68: 3475-3483 (1990).
13. Cova, P. And Singh, A., "Temperature Dependence of I-V and C-V Characteristics of Ni/n-CdF₂ Schottky Barrier Type Diodes", *Solid*

- State Electron.*, 33: 11 (1990) .
14. Eftekhari, G., Tuck, B. and Cogan, D., “Electrical Properties of InP MIS Devices”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 16: 1099-1107 (1983).
 15. Norde, H., “A Modified Forward I-V Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance”, *J. Appl. Phys.*, 50: 5052-5053 (1979).
 16. Sato, K. And Yasamura, Y., “Study of Forward I-V Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance”, *J. Appl. Phys.*, 60: 1223 (1985).
 17. McLean, A.B., “Limitations to The Norde I-V Plot, Semicond.”, *Sci. Technol.*, 1: 177 (1986).
 18. Bohlin, K.E., “Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor”, *J. Appl. Phys.* 60: 1223 (1986).
 19. Werner, J.H. and Güttler, H.H., “Barrier Inhomogeneities At Schottky Contacts”, *J. Appl. Phys.*, 69: 1522-1533 (1991).
 20. Tarr, N.G. and Pulfrey, D.L., “New Experimental Evidence For Minority-Carrier MIS Diodes”, *Appl. Phys. Lett.*, 34: 295-297 (1979).
 21. Werner, J.H. and Güttler, H.H., “Transport Properties of Inhomogeneous Contacts”, *Physica Scripta.*, 39: 258 (1991).
 22. Chand ,S.,Kumar, J.,”Current transport in Pd₂Si/n-Si(100) Schottky Barrier diodes at low temperatures”,*Appl. Phys. Lett* , 65:575(1994).
 23. Raymond, T. Tung.,”Recent advances in Schottky barrier concepts”,*Mater. Sci. And, Eng. R.*,35:1-138(2001).
 24. Sullivan,J.,P.,Tung., R.T., Pinto,M.R.,Graham,W.R.,”Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers:A numerical study”, *J. Appl.Phys.*,70:7403-7407(1991).
 25. Song,Y.P.,Van Meirhaege,R.L.,Raflere,W.H.,Cardon,F.,”On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance –voltage and current-voltage temperature measurement on Al/InP Schottky barriers “,*Solid-State Electronic* 29:633(1986).
 26. Biber, M., Çakar, M., Türüt, A., “The effect of anodic oxide treatment on n-GaP Schottky barrier diodes”, *J. of Materials Science:Materials Electronics*, 12: 575-579 (2001).

27. Hudait K.M., Krupanidhi S.B., "Effects of thin oxide in metal-semiconductor and metal-insulator-semiconductor epi-GaAs Schottky diodes", *Solid State Electronics*,44: 1089-1097 (2000).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : GÜZEL, Tamer
 Uyruğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 17.10.1978 Kırşehir
 Medeni hali : Evli
 Telefon : 0 (354) 415 67 11
 Faks : -
 e-mail : tmrgzl@mynet.com.

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi /Fizik Bölümü	2006
Lisans	Selçuk Üniversitesi/ Fizik Bölümü	2000
Lise	Mehmet Akif Ersoy Lisesi	1995

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2000-2006	Milli Eğitim Bakanlığı	Sınıf öğretmeni

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Bilgisayar , Basketbol, Satranç