

METAL/III-V YARIİLETKEN
SCHOTTKY DİYOTLARIN KARAKTERİSTİK
PARAMETRELERİNİN DENEYSEL VE TEORİK
OLARAK HESAPLANMASI

SERDAR KOÇKANAT

YÜKSEK LİSANS TEZİ
ELEKTRİK ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI

2010

CUMHURİYET ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

METAL/III-V YARIİLETKEN SCHOTTKY DİYOTLARIN
KARAKTERİSTİK PARAMETRELERİNİN DENEYSEL VE TEORİK
OLARAK HESAPLANMASI

SERDAR KOÇKANAT

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ELEKTRİK-ELEKTRONİK MÜHENDİSLİĞİ
ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
YRD. DOÇ. DR. HÜLYA DOĞAN

SİVAS
2010

Bu çalışma Cumhuriyet Üniversitesi Fen/Sağlık Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanmış ve jürimiz tarafından Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı'nda yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan

Doç. Dr. Rana AMCA

Üye

Yrd. Doç. Dr. Yavuz TÜRKEY

Üye(Danışman)

Yrd. Doç. Dr. Hülya DOĞAN

ONAY

Bu tez çalışması, 20.07.2010 tarihinde Enstitü Yönetim Kurulu tarafından belirlenen ve yukarıda imzaları bulunan jüri üyeleri tarafından kabul edilmiştir.

Prof. Dr. Sezai ELAGÖZ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ MÜDÜRÜ

Bu tez Cumhuriyet Üniversitesi Senatosu'nun 24.09.2008 tarihli ve 9 sayılı toplantısında kabul edilen Fen/Sağlık Bilimleri Enstitüsü Lisansüstü Tez Yazım Kılavuzu adlı yönergeye göre hazırlanmıştır.

Hayatım boyunca bana destek olan aileme, hocalarım ve tüm arkadaşlarıma...

ÖZET

METAL/III-V YARIİLETKEN SCHOTTKY DİYOTLARIN KARAKTERİSTİK PARAMETRELERİNİN DENEYSEL VE TEORİK OLARAK HESAPLANMASI

Serdar KOÇKANAT

Yüksek Lisans Tezi, Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Hülya DOĞAN

2010, 61 sayfa

Bu çalışmamızda 300-400 μ m kalınlıkta, [100] doğrultusunda büyütülmüş, yaklaşık olarak $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ taşıyıcı yoğunluğuna sahip olan ve iki yüzü parlatılmış *n*-GaAs yarıiletkeni kullanılmıştır. Yarıiletken üzerine omik kontak işleminden sonra, numunemiz laboratuvar ortamında 3 gün boyunca bekletilerek arayüzeyde bir oksit tabakası oluşması sağlandı. Daha sonra bu numune tekrar vakum ortamına alınarak ve onun ön yüzeyine yaklaşık 1,5 mm çapında maske kullanılarak kimyasal temizleme işlemi yapılmış olan nikel buharlaştırıldı. Böylece, altı adet arayüzey oksit tabakalı Ni/*n*-GaAs/In Schottky diyot elde edilmiş oldu. Daha sonra, Ni/*n*-GaAs/In Schottky diyotların akım-gerilim (*I*-*V*) ölçümleri alındı. Bu numune daha sonra 200°C, 300°C, 400°C, 500°C, 600°C’de azot gazı ortamında 1’er dakika tavlandı ve her bir tavlama işleminden sonra diyotların akım-gerilim ölçümleri tekrar alındı. Alınan bu değerlere göre çizilen grafiklerden *n* idealite faktörleri ve Φ_b engel yükseklikleri sırasıyla yarı logaritmik olarak doğru besleme *I*-*V* grafiklerinin lineer kısımlarının eğimlerinden ve *y* eksenini kesen noktalarından bulundu. Seri direnç etkisi Cheung ve Norde fonksiyonları yardımıyla idealite faktörleri, etkin engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri gibi diyot parametreleri hesaplandı.

Anahtar kelimeler: GaAs, Isıl tavlama, Schottky diyot, Metal-yarıiletken kontaklar, Seri direnç, Doğal oksit

ABSTRACT

EXPERIMENTAL AND THEORETICAL CALCULATING OF THE CHARACTERISTIC PARAMETERS OF METAL/III-V SEMICONDUCTOR SCHOTTKY DIODES

Serdar KOÇKANAT

Master of Science Thesis, Department of Electrical and Electronics Engineering

Supervisor: Assist. Prof. Dr. Hülya DOĞAN

2010, 61 pages

In this study, the used n-type GaAs wafer (Si doped) was (100) oriented, with free carrier concentration of $7.3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ and 300-400 μm width at room temperature. After the back side ohmic contact was made on the semiconductor sample, it has been waited to create an oxide layer interface for 3 days in the lab. These samples are taken back to the vacuum environment and the Schottky contacts were formed on the front face of the pieces as dots with diameter of about 1.5 mm by evaporation of Ni. Thus we have obtained six Ni/n-GaAs/In Schottky Diodes with native oxide interface layer. Then the current-voltage (I-V) characteristics of Ni/n-GaAs/In Schottky diodes were measured. The diodes were annealed from 200⁰C to 600⁰C with steps of 100⁰C for 1 min in N₂ atmosphere. After each annealing steps the current-voltage measurements of Schottky diodes were repeated. The characteristics of Schottky diodes have been plotted. *n* ideality factors and Φ_b barrier height values have been obtained from the slopes of linear parts of semilog-forward bias I-V plots and linear parts of intercepting point of the y-axis, respectively. Series resistance values have been calculated using Cheung and Norde functions. Series resistance, ideality factors and effective barrier heights were calculated using these functions obtained from forward bias I-V characteristics.

Keywords: GaAs, Thermal annealing, Schottky diode, Metal-semiconductor contact, Series resistance, Native oxide

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tezi olarak sunduğum bu alıőma Elektrik Elektronik Mühendisliği Bölümünde gerçekleştirilmiőtir. Çalıőmalarım boyunca emeğini, desteğini ve bilgisini esirgemeyen ve beni yeni bir akademik alana hazırlayarak bu alanda bana yeni ufuklar açan ve destek veren çok kıymetli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Hülya DOĞAN ‘a çok teşekkür ederim.

Lisans eğitimimden sonra beni akademik eğitime teővik eden, akademisyenliğe ilk adımı attıran ve akademik çalıőmalarımda bana yardımcı olan ve yol gösteren değerli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Yavuz TÜRKEY ‘a teşekkür ederim.

Yüksek lisans eğitimime baőladıđım ilk günden beri bana her zaman yardımcı olan, bilgisini paylaőan ve her türlü desteğini esirgemeyen kıymetli hocam Sayın Prof. Dr. Sezai ELAĞÖZ ‘e teşekkür ederim.

Ayrıca lisans ve yüksek lisans eğitimim boyunca her geçen gün bana yeni bilgiler öğreten, çalıőmalarımı destekleyen ve her zaman yanımda olan Elektrik-Elektronik Mühendisliği ve Fiziki Bölümü hocalarıma ve tüm arkadaşlarıma teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	v
ABSTRACT.....	vi
TEŞEKKÜR.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xi
SİMGELER DİZİNİ.....	xii
KISALTMALAR DİZİNİ.....	xiv
1 GİRİŞ.....	1
2 KURAMSAL TEMELLER.....	6
2.1 Metal-Yarıiletken Kontaklar.....	6
2.1.1 Giriş.....	6
2.1.2 Metal/ <i>n</i> -tipi Yarıiletken Schottky Kontaklar.....	7
2.1.3 Metal/ <i>n</i> -tipi Yarıiletken Omik Kontaklar.....	10
2.1.4 Metal/ <i>n</i> - tipi Yarıiletken – Metal Yapısı.....	11
2.2 Metal-Yarıiletken Schottky Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları.....	12
2.2.1 Giriş.....	12
2.2.2 Termoyonik Emisyonla Akım İletimi.....	13
2.2.3 İmaj kuvvetinin etkisinden dolayı engel yüksekliğinin azalması.....	16
2.3 Metal Yalıtkan Yarıiletken (MIS) Kontaklar.....	19
2.3.1 İdeal MIS Yapı.....	20
2.3.2 Yığılım.....	23
2.3.3 Tükenim.....	24
2.3.4 Tersinim.....	24
2.4 Seri Direnç.....	26
2.4.1 I. Metot (Norde Fonksiyonu).....	27
2.4.2. II. Metot (Cheung ve Cheung, 1986).....	31
2.5 Homojen Olmayan Engel Yüksekliği.....	32
3 MATERYAL ve YÖNTEM.....	35
3.1 Giriş.....	35
3.2 <i>n</i> -GaAs Kristalinin Temizlenmesi ve Numunelerin Hazırlanması.....	35
3.3 Diyotlar Tavlanmadan Önce ve Tavlandıktan Sonra Elde Edilen Sonuçlar....	37
4 SONUÇ ve TARTIŞMA.....	53
KAYNAKLAR.....	58
ÖZGEÇMİŞ.....	61

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	Kontaktan önce metal ve n-tipi yarıiletkene ait enerji bant diyagramları	8
Şekil 2.2	Kontaktan sonra oluşan metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji bant diyagramı.....	9
Şekil 2.3	$\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal/n-tipi yarıiletken omik kontağa ait enerji-bant diyagramı a)kontakta önce, b)kontakta sonra, c)ters beslem altında, d)düz beslem altında.....	10
Şekil 2.4	n^+nM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı	11
Şekil 2.5	Düz beslem altında metal/n-tipi yarıiletken Schottky engelinde akım iletim mekanizmaları.....	12
Şekil 2.6	Metal-dielektrik arayüzeyinde (a) imaj yükü ve elektrik alan çizgileri, (b) Elektrik alan sıfır iken potansiyel engelindeki bükülme, (c) Sabit bir elektrik alanda imaj kuvvetinden dolayı potansiyel engelindeki bükülme.....	18
Şekil 2.7	MIS yapının şematik gösterimi.....	19
Şekil 2.8	$V=0$ 'da ideal bir MIS yapının enerji-bant diyagramı.....	20
Şekil 2.9	MIS kapasitansının eşdeğer devresi.....	22
Şekil 2.10	$V \neq 0$ durumunda ideal MIS yapının enerji-bant şeması.....	23
Şekil 2.11	İdeal bir MIS yapının elektronik şeması.....	25
Şekil 2.12	Metal/yarıiletken kontakta seri direnç etkisi.....	26
Şekil 2.13	Homojen olmayan Schottky engel yükseliği için enerji bant diyagramı	33
Şekil 3.1	Termal tavlama işlemi için fırın ve kontrol sistemi şeması.....	36
Şekil 3.2	Tavlınmamış Ni/n-GaAs diyotun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği.....	39
Şekil 3.3	Tavlınmamış Ni/n-GaAs diyotun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği.....	39
Şekil 3.4	200 C'de tavlınmış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki akım-gerilim karakteristikleri.....	40
Şekil 3.5	200 C'de tavlınmış Ni/n-GaAs diyotun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği.....	40
Şekil 3.6	300 C'de tavlınmış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki akım-gerilim karakteristikleri.....	41
Şekil 3.7	300 C'de tavlınmış Ni/n-GaAs diyotun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği.....	41
Şekil 3.8	400 C'de tavlınmış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki akım-gerilim karakteristikleri.....	42
Şekil 3.9	400 C'de tavlınmış Ni/n-GaAs diyotun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği.....	42
Şekil 3.10	500 C'de tavlınmış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki akım-gerilim karakteristikleri.....	43
Şekil 3.11	500 C'de tavlınmış Ni/n-GaAs diyotun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği.....	43

Şekil 3.12 Ni/n-GaAs Schottky diyotlarının tüm noktalarına ait tavlama sıcaklığına karşı engel yüksekliği grafiği.....	45
Şekil 3.13 Ni/n-GaAs Schottky diyotlarının tüm noktalarına ait tavlama sıcaklığına karşı engel yüksekliği grafiği.....	45
Şekil 3.14 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Cheung Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği.....	48
Şekil 3.15 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Norde Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği.....	48
Şekil 3.16 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Norde Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği.....	50
Şekil 3.17 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Cheung Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği.....	50
Şekil 3.18 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Cheung Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği.....	51
Şekil 3.19 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Norde Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği.....	51

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1 Yarıiletken türüne ve iş fonksiyonuna göre omik ve doğrultucu kontak oluşumu.....	7
Çizelge 3.1 Oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiğinden elde edilen homojen engel yüksekliği değerleri.....	44
Çizelge 3.2 3 Gün bekletilen Ni/n-GaAs/In Schottky diyotunun tüm noktalarının tavlınmamış ve tavlınmış I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yükseliği değerleri.....	46
Çizelge 3.3 3 Gün bekletilen Ni/n-GaAs/In Schottky diyotları için deneysel olarak elde edilen idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin ortalama değerleri.....	46
Çizelge 3.4 3 Gün bekletilen tavlınmamış Ni/n-GaAs/In Schottky diyotunun tüm noktalarının Cheung ve Norde fonksiyonlardan elde edilen diyot parametreleri.....	52
Çizelge 3.5 3 Gün bekletilen Ni/n-GaAs/In Schottky diyotunun bir noktasına ait hesaplanan parametreler.....	52
Çizelge 4.1 Oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiğinden elde edilen homojen engel yüksekliği değerleri.....	55

SİMGELER DİZİNİ

A	Diyodun etkin alanı
A^*	Richardson sabiti
e	Elektronun yükü
$^{\circ}C$	Santigrad derece
E_f	Fermi enerji seviyesi
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
E_g	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
I_0	Satürasyon(Doyum) akımı
J	Akım yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
J_0	Ters besleme doyma akım yoğunluğu
k	Boltzman sabiti
n	İdealite faktörü
$I-V$	Akım-gerilim
C	Kapasite
E_c	İletkenlik bandının tabanının enerjisi
V_d	Difüzyon potansiyeli
E_v	Valans bandının tavanının enerjisi
V_{diff}	Difüzyon potansiyeli
N_d	Donor konsantrasyonu
N_c	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
w	Uzay yükü bölgesinin genişliği
R_s	Seri direnç
N_{ss}	Arayüzey durum yoğunluğu
T	Mutlak sıcaklık
V	Uygulanan potansiyel
V_i	Arayüzey durum yoğunluğu
$f(E)$	Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu
eV	Elektron volt
K	Kelvin
Q_{ss}	Arayüzey yükü
Q_{sc}	Uzay yükü
Φ_b	Ortalama engel yükseliği
d_o	Kristal kalınlığı
I	Net akım
m_e	Elektronun etkin kütlesi
h	Planck sabiti
C_{ox}	Yalıtkan tabakanın kapasitansı
C_{sc}	Uzay yükü kapasitansı
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_{ox}	Yalıtkan tabakanın dielektrik sabiti

ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
R_s	Seri direnç
d_n	Elektron konsantrasyonu
v_x	Taşınma yönündeki sürüklenme hızı
$g_c(E)$	İletkenlik bandı hal yoğunluğu
$f(E)$	Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonu
μm	Mikronmetre
d_{ox}	Yalıtkan tabaka kalınlığı
V_{ox}	Yalıtkan üzerine düşen gerilim
Ψ_s	Arayüzeydeki bant gerilimi
Ω	Ohm
V_G	MIS yapı üzerine uygulanan gerilim

KISALTMALAR DİZİNİ

MIS	Metal Yalıtkan Yarıiletken(Metal Insulator Semiconductor)
TE	Termiyonik Emisyon
GaAs	Galyum Arsenik
MS	Metal Yarıiletken(Metal Semiconductor)
SBH	Schottky Engel Yüksekliği(Schottky Barrier Height)
FL	Fermi Seviyesi(Fermi Level)
SB	Schottky Bariyer(Schottky Barrier)

1. GİRİŞ

Günümüz teknolojisine bakıldığı zaman en büyük atılımların ve gelişmelerin son yarım yüzyılda olduğu rahatlıkla görülebilir. Bu baş döndüren hızın altında yatan nedeni araştırdığımızı karşımıza muazzam bir dünyanın kapıları ardına kadar açılır. Bu dünyanın adı yarı iletkenlerdir. Hayatımıza giren birçok teknolojik üründe yarıiletken elektronik araçların kullanıldığını görebiliriz. Bunlardan bir metal ve bir yarıiletken malzemenin bir araya getirilmesiyle elde edilen Schottky diyotlar yarıiletken tabanlı teknolojiler ve vakum teknolojisi alanındaki büyük gelişmelerle birlikte elektronik dünyasında vazgeçilmez bir unsur olarak kendini göstermiştir.

Schottky diyotlar nokta kontak diyotların oldukça geliştirilmiş halidir. Bu gelişmişliğin sebebi ise Schottky diyotların nokta kontak diyotlara göre nispeten daha düşük seri dirence, daha düşük sinyal gürültü oranına, yüksek güç kapasitesine ve yüksek frekanslarda anahtarlama yapabilme yeteneğine sahip olmalarıdır. Bununla birlikte Schottky diyotlarda akım iletimi çoğunluk taşıyıcıları ile gerçekleştiğinden rekombinasyon olayı gerçekleşmez ve dolayısıyla akımda bir azalma meydana gelmez ve verim yüksek olur. Bu sayede yüksek frekanslarda ve düşük voltajlarda çalışabilmektedir.

Schottky yapıları üzerine yapılan teorik çalışmalar teknolojik çalışmalardan daha sonra olmuştur. Günümüzde hala teorik çalışmalar farklı tür malzemeler için değişik fiziksel koşullar altında araştırılmaktadır. Diyotların yapımında kullanılacak taban malzemenin seçimi diyotun uygulama alanının bağlı olduğu şartlarla uyum içinde olmalıdır. GaAs yarıiletkeninin yüksek elektron mobilitesine sahip olması, yüksek frekans uygulamalarında yaygın olarak kullanılmasına neden olmuştur. Elektron mobilitesinin boşluk mobilitesinden büyük olması sebebiyle n-tipi GaAs, p-tipine göre daha yaygın kullanılmaktadır (Tung, 2001).

Teknolojik önemi nedeniyle Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerinin doğasının tam olarak anlaşılması büyük bir ilgi ve araştırma konusudur. Bu husus, üretilen bir devre elemanının istenilen amaca tam olarak hizmet edebilmesi açısından dikkate değerdir. Bununla birlikte Schottky diyotlardan daha yüksek kalitede verim elde edebilmek için çeşitli işlemler gerçekleştirilmektedir. Bunlardan tavlama işlemi, diyot kalitesini belirgin şekilde artıran bir etki olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu husus göz önüne alındığında tavlama sıcaklığının etkisi ve tavlama sıcaklıklarının diyotun hangi

özelliklerine ne şekilde etki ettiği ve buna bağlı olarak elektronik özellikleri nasıl değiştirdiği önemli hale gelmektedir.

İlk kullanılan pratik yarıiletken devre elemanlarından birisi olan ve 1900'lü yılların başlarından bu yana kullanımına devam edilen Schottky diyotlar; yarıiletken ve vakum teknolojisinin gelişmesi ve her geçen gün öneminin artması ile MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) ve OP-AMP (Operational Amplifier) gibi aktif devre elemanlarında kullanılmaya başlanmıştır. Schottky yapılar, DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy), PICTS (Photo-Induced Transient Spectroscopy) ve TSC (Termally Stimulated Current) gibi yarıiletken karakterizasyon tekniklerinde de kullanılmaktadır. Schottky diyotlar, bu karakterizasyon tekniklerinden başka teknolojik alanda, anahtarlama devreleri, güneş pilleri, farklı dedektör uygulamaları, mikrodalga devre elemanları, modülatör, demodülatör gibi birçok alanda kullanılmaktadırlar.

Metal/yarıiletken doğrultucularla ilgili ilk sistemli araştırma, 1874 yılında Braun'un bakır ve demirsülfat gibi metal kontaklarla yarıiletken arasındaki elektriksel iletkenliğin antisimetrik yapısını bulmasına dayanır (Braun, 1874). 1906 yılında Pickard silisyumu kullanarak nokta kontak dedektörler için bir patent almıştır (Pickard, 1906). 1907 yılında Pierce metali yarıiletken yüzeyine püskürterek diyotların doğrultma karakteristiğinin olduğunu yayınlamıştır (Rhoderick, 1988). Rhoderick (1988) tarafından bildirildiğine göre; 1938 yılında Schottky ve Mott, doğrultmanın elektronların potansiyel engeli üzerinden normal sürüklenme ve difüzyon şeklinde geçişi kabul edilerek açıklanabileceğini ifade etmişlerdir. Mott'a göre (1938), kontak haline getirilen metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarının farklı olmalarından dolayı bir potansiyel engeli oluşmaktadır. Elektrik alanının sabit olması ve potansiyelin uzaklık ile lineer olarak değişebilmesi için, engel bölgesinin kirliliklerden arınmış olması gerekmektedir. Aksine, Schottky (1938), Poisson denkleminde göre; elektrik alanının lineer olarak artması, elektrostatik potansiyelin ikinci dereceden değişmesi için yüklü kirliliklerin konsantrasyonunun sabit olduğu engel bölgesi fikrini kabul etmiştir. Benzer fikirler Rusya'da Davydov (1939,1941) tarafından da geliştirilmiştir. İkinci dünya savaşı sırasında silisyum ve germanyum ile nokta kontak doğrultucular mikrodalga radarlarda kullanılmış, bu önemli gelişme yarıiletken fiziğinin gelişimine önemli derecede katkıda bulunmuştur. Bu dönemdeki muhtemelen en önemli katkı, Bethe'nin termiyonik emisyon teorisidir (1942).

Daha sonraki dönemlerde Bardeen (1947), yüzey hallerindeki net elektron yükü ve zıt işaretli uzay yükünden dolayı yarıiletkenin serbest yüzeyinde bir çift tabakanın (dipol tabakası) oluşacağını göstermiştir. Bu yüzey hallerinden dolayı metal yarıiletken kontağın doğrultucu karakteristiğinin, pratikte metalin iş fonksiyonundan bağımsız olacağı yargısına varılmıştır (Bardeen, 1947; Cowley and Sze, 1965). Archer and Atalla (1963)'nin yarılmış silisyum yüzeyi üzerine yapılan metal kontak ile ilgili çalışmalarında, teori ile deneyler arasında iyi bir uyum olduğunu göstermişlerdir. Son yıllarda Mead ve Spitzer (1964), 14 element ve III-V yarıiletkenler için yarılmış yarıiletken yüzeyini kullanarak metal yarıiletken sistemlerin engel yüksekliğini çalışmışlardır. Onlar tüm durumlar için yüzeydeki Fermi seviyesinin pozisyonunun, metalin iş fonksiyonundan bağımsız olduğunu ve valans bant kıyısından itibaren yasak enerji aralığının üçte birine çok yakın olduğunu göstermişlerdir.

Bunlardan farklı olarak, Tung (1991) Schottky diyotlarla ilgili yaptığı çalışmalarda, Schottky engel diyotlarda deneysel olarak elde edilen $I-V$ karakteristiklerinin bazen termiyonik emisyon modeli ile uyuşmayabileceğini ifade etmiştir. İdealite faktörünün 1.03'den büyük olması durumunda bu durumun termiyonik emisyon modeli ile direkt olarak açıklanamayacağını ve genellikle Schottky engel yüksekliğinin uygulama gerilimine bağlılığına atfedileceğini açıklamıştır. Ayrıca idealite faktörünün birden daha büyük çıkması; imaj kuvvet etkisiyle engelin azalması, jenerasyon-rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme gibi mümkün mekanizmalara da atfedilmiştir.

Bilindiği üzere özel fabrikasyon teknikleriyle üretilmedikçe bir Schottky bariyer diyotta metal ve yarıiletken arasında ince bir arayüzey oksit tabakası oluşur. Bu oksit veya yalıtkan tabakanın var olması durumunda diyot metal-yalıtkan-yarıiletken diyot olarak adlandırılır ve diyot bu yapıya dönüşür. Beslemeyle arayüzey yüklerinin değişimi diyot karakteristiği üzerine kuvvetli bir etki oluşturabilir (P. Hanselaer ve ark. 1984-1986; P. Cova ve ark., 1998; Aydın ve ark., 1994). Genellikle ileri beslem akım-gerilim ($I-V$) karakteristiği düşük voltajlarda yarı-logaritmik boyutta lineerdir. Fakat seri direnç R_S gibi parametrelerden dolayı lineerlikten sapma gösterebilir. R_S parametresi uygulanan yüksek voltajlarda ileri beslem akım-gerilim karakteristiklerinin nonlineer bölgesinde etkilidir. Ancak idealite faktörü n ve bariyer yükseliği Φ_b ve arayüzey durumu gibi parametreler hem lineer hem de nonlineer bölgede etkilidir (Rhoderick, 1971; A. Van der Ziel, 1968; Crowell, 1969). Yarıiletken kristalin nötral bölgesinin seri direnci (deplasyon bölgesi ve ohmik kontak arası) metal-yarıiletken doğrultucu kontağın

akım-gerilim karakteristiklerinin beklenenden farklı olmasına neden olur (Rhoderick, 1988; P.Cova ve ark., 1998; Cowley ve Sze, 1965; A. Türüt ve ark., 1996). Arayüzey durumları ve arayüzey tabakaları metal-yarıiletken kontaklarda Schottky bariyer yükseliğinin ve idealite faktörünün bulunmasında önemli rol oynar. Schottky diyottaki arayüzey üzerine ilk çalışma Cowley ve Sze (1965) tarafından yapılmıştır. Bu çalışmalarında Schottky engel yüksekliğinin arayüzey tabakası kalınlığına, metalin iş fonksiyonuna ve yüzey hallerine bağlılığını incelemişlerdir. Card ve Rhoderick (1971) oksit/silikon yüzeyde arayüzey durum yoğunluğundan bahsetmişlerdir ve arayüzey durumunun ileri beslem akım-gerilim karakteristiğinin idealite faktörü üzerine çalışmışlardır. Buna ek olarak, Horvath (1988) ileri ve geri beslem akım-gerilim (I-V) karakteristiklerinden arayüzey enerji dağılımını göstermiştir. Sonuç olarak ileri beslem durumunda yarıiletken ve uygulanan voltajla dengede iken akım-gerilim (I-V) karakteristiklerinden çıkarılan bariyer yüksekliği arayüzey durum enerji dağılımı tarafından kontrol edilir. Tsung ve Wu (1987) arayüzey tabakası ve arayüzey durumlarının Schottky kontağının davranışları üzerine etkisini araştırmışlardır. Arayüzey durumunun uygulanan gerilimin bir fonksiyonu olduğunu ve yarıiletken bant aralığında arayüzey durumlarının yoğunluk dağılımını ideal olmayan I-V karakteristiklerinden çıkarmayı araştırmışlardır. Chattopadhyay (1996), Pandey ve Kal (1998) arayüzey durumunun enerji dağılımını hesaplamak için bir ifade ortaya koymuşlardır. Çetinkara (2002) Schottky diyotlarda kontakta önce oluşan doğal oksit tabakasının diyot karakteristiğine etkisini incelemiştir. Akkılıç ve ark. (2003) doğal oksit tabakalı olan ve olmayan Schottky diyotlar üreterek doğal oksit tabakasının elektriksel parametreler üzerine etkisi incelemiştir. Aydın ve ark. (2004) doğal oksit tabakalı olan ve olmayan Schottky diyotlar üreterek Schottky bariyer diyotların arayüzey hal yoğunluğu dağılımını araştırmışlardır.

Çalışmamızda öncelikle metal ile yarıiletken malzemeleri kullanılarak metal buharlaştırma ve tavlama yapılmak suretiyle omik kontak yapıldı. Daha sonra numune laboratuvar ortamında 3 gün boyunca bekletilerek arayüzeyde bir doğal oksit tabakası oluşması sağlandı. Daha sonra numune üzerine gerekli işlemler yapıldıktan sonra nikel buharlaştırıldı. Böylece, altı adet arayüzey oksit tabakalı Ni/n-GaAs/In Schottky diyot elde edilmiş oldu. Daha sonra, Schottky diyotların akım-gerilim (I-V) ölçümleri alındı. Bu numune daha sonra 200°C, 300°C, 400°C, 500°C, 600°C'de azot gazı ortamında 1'er dakika tavlandı ve her bir tavlama işleminden sonra diyotların akım-gerilim

ölçümleri tekrar alındı. Alınan bu değerlere göre çizilen grafiklerden n idealite faktörleri ve Φ_b engel yükseklikleri sırasıyla yarı logaritmik olarak doğru besleme I-V grafiklerinin lineer kısımlarının eğimlerinden ve y eksenini kesen noktalarından bulundu. Seri direnç etkisi Cheung ve Norde fonksiyonları yardımıyla idealite faktörleri, etkin engel yükseklikleri ve seri direnç değerleri gibi diyot parametreleri hesaplandı. Bu çalışmada hesap edilen idealite faktörü, seri direnç ve engel yüksekliği değerleri literatürde kullanılan altı farklı hesaplama yönteminden sadece ikisi olan düşük ve yüksek akım-voltaj değerlerinde iyi sonuçlar veren Cheung ve Norde yöntemleri kullanılarak hesaplandı.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1 Metal-Yarıiletken Kontaklar

2.1.1 Giriş

Schottky diyotların karakteristik parametrelerinin anlaşılabilmesi, yalıtkan ve yarıiletken kristallerin iletkenlik özelliklerinin araştırılmasının bir yolu da kristale uygun kontakların uygulanmasıdır. Kontak; genel anlamda iki maddenin en az, ideal durumda ise sıfır dirençle temas etmesi olarak düşünülebilir. Kontakın ideal olması, kontak maddelerinin yüzeylerinin temiz ve pürüzsüz olmalarıyla doğrudan ilişkilidir (Cowley and Sze, 1965). Kontak haline getirilen maddeler arasında Elektrokimyasal potansiyelleri (fermi seviyeleri) aynı düzeye gelinceye kadar bir yük alış verişi olur (Ziel, 1968). Bu durum, her iki maddenin elektronik enerji-bant diyagramı ile yakından ilgilidir.

İki madde kontak haline getirildiğinde her iki maddenin Fermi seviyeleri aynı oluncaya kadar yük alış verişi olur. Termal denge sonunda Fermi düzeyleri aynı seviyeye gelinceye kadar yük alış-verişi olur. Oluşan yeni yük dağılımı nedeniyle kontak bölgesinde bir dipol tabakası meydana gelir. İki metal arasında bu dipol tabakası kontakın her iki tarafındaki yüzey yüklerinden oluşur. Oluşan bu kontak elektronlarının her iki yönde serbestçe hareket etmeleri nedeniyle omik kontak olarak adlandırılır (Rhoderick and Williams, 1988). Bu kural iki iletken arasında değil bir metal-yarıiletken (*n*-tipi yada *p*-tipi) arasında meydana getirilen kontak durumunda da geçerlidir. Metal-yarıiletken arasındaki kontaklar doğrultucu ya da omik kontak olabilir. Doğrultucu kontakta elektronlar bir yönde serbest hareket ederken ters yöndeki geçişleri potansiyel engel nedeni ile zorlaşır.

Bir metal ile bir yarıiletkenin oluşturduğu kontakın türünün doğrultucu veya omik olması, seçilen metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları ile yarıiletkenin *p* veya *n* tipi olmasına bağlıdır.

Metalin iş fonksiyonu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s olmak üzere, metal/*n*-tipi yarıiletken kontaklar için $\Phi_s < \Phi_m$ olması halinde doğrultucu kontak ve $\Phi_s > \Phi_m$ olması halinde omik kontak oluşur. Metal/*p*-tipi yarıiletken kontaklarda ise $\Phi_s < \Phi_m$ olması halinde omik kontak ve $\Phi_s > \Phi_m$ olması halinde de doğrultucu kontak oluşur.

Anlatılan bu durumlara göre yarıiletken türüne ve iş fonksiyonuna göre omik ve doğrultucu kontak oluşumu Çizelge 2.1 'de gösterilmiştir.

Çizelge 2.1 Yarıiletken türüne ve iş fonksiyonuna göre omik ve doğrultucu kontak oluşumu

Kontakt Türü	Metal/n- tipi	Metal/p- tipi
Doğrultucu Kontakt	$\Phi_s < \Phi_m$	$\Phi_s > \Phi_m$
Omik Kontakt	$\Phi_s > \Phi_m$	$\Phi_s < \Phi_m$

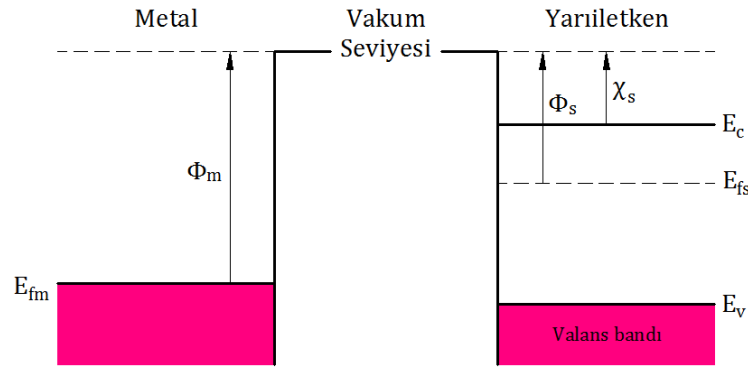
2.1.2 Metal/n-tipi Yarıiletken Schottky Kontaktlar

İki iletken kontak haline getirildiği zaman aralarındaki yük alışverişinden sonra, yeni denge durumu meydana gelir ve her iki maddenin Fermi enerji seviyeleri eşitlenir. Oluşan yeni yük dağılımı nedeniyle kontak bölgesinde bir dipol tabakası meydana gelir. İki metalin kontak durumunda, bu dipol tabakası kontağın her iki tarafındaki yüzey yüklerinden oluşur. Oluşan bu kontak, elektronların her iki yönde serbestçe hareket edebilmeleri nedeniyle omik kontak olarak adlandırılır. Şayet, kontağı oluşturan maddelerden biri metal diğeri yarıiletken ise oluşacak kontak omik ya da doğrultucu olabilir. Doğrultucu kontak durumunda elektronlar bir yönde kolayca hareket ederken ters yöndeki geçişleri, kontakta oluşan bir potansiyel engeli nedeniyle zorlaşır. Bu durum her iki maddenin elektronik enerji-bant diyagramı ile yakından ilişkilidir.

Bu olayı açıklamak için bir metal/n-tipi yarıiletken kontağın nasıl oluştuğunu dikkate alabiliriz. Oda sıcaklığında, yarıiletken içindeki bütün donörler iyonize olmuş olsunlar.

Metalin iş fonksiyonu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , yarıiletkenin elektron yakınlığı χ_s ve $\Phi_s < \Phi_m$ olsun. Kontakta önceki durumda, Şekil 2.1'de görüldüğü gibi, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra, yarıiletkenin iş fonksiyonu metalin iş fonksiyonundan daha küçük olduğundan, yarıiletkenin yüzeyinden metale elektronlar geçer ve geride iyonize olmuş donörler bırakılır. Yük geçişi, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesi ile aynı seviyeye gelinceye kadar devam eder. Yani yarıiletkenin enerji seviyeleri Şekil 2.1'de görüldüğü gibi $(\Phi_m - \Phi_s)$ kadar alçalır. Sonuç olarak, kontakta bir dipol tabakası oluşur. Bu dipol tabakası nedeniyle yarıiletkenin yüzeyinde bir potansiyel engeli

meydana gelir. Bu engel yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden $eV_{dif} = (\Phi_m - \Phi_s)$ şeklinde ifade edilebilir. Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metale geçerken bu engelle karşılaşılır. Ayrıca, metal tarafındaki engel yüksekliği de $\Phi_b = (\Phi_m - \chi_s)$ kadardır. Şekil 2.2, termal dengedeki metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramını göstermektedir. Şekil 2.2 'deki Φ_0 yük nötrallik seviyesidir. Φ_0 'ın üstünde akseptör(alıcı) tipi arayüzey halleri ve altında donör(verici) tipi arayüzey halleri olduğu varsayılır. Mutlak sıfır sıcaklığında yük nötrallik seviyesinin üzerindeki ara yüzey halleri boş ve altındakiler doludur. Boş akseptör seviyeleri nötr (yüksüz) ve dolu donör seviyeleri nötr olduğundan boş ve dolu donör seviyelerini ayıran bu seviyeye yük nötrallik seviyesi denir. Mutlak sıfır sıcaklığında, Fermi seviyesi Φ_0 'ın altında olduğu zaman bu iki seviye arasında net bir pozitif yük mevcuttur. Fermi seviyesi Φ_0 'ın yukarısında olursa bu iki seviye arasında net bir negatif yük mevcuttur. Yine, Şekil 2.2'deki Q_{SS} ve Q_{SC} , sırasıyla, ara yüzey yüklerini ve uzay yüklerini temsil ederler.



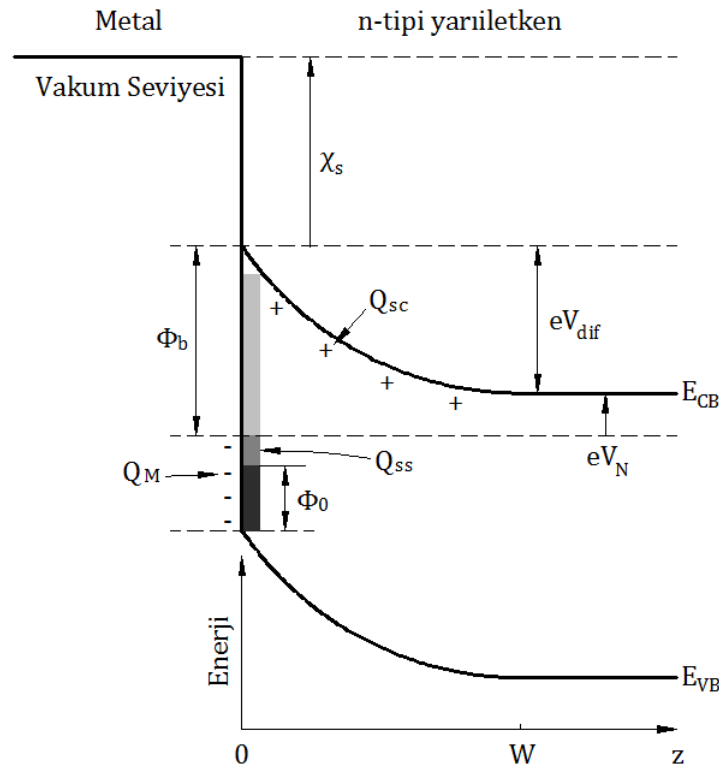
Şekil 2.1 Kontakta önce metal ve n-tipi yarıiletkene ait enerji bant diyagramları

Kontağın yarıiletken tarafındaki pozitif yüklere, iyonize olmuş donörlerin neden olduğu ve yarıiletken içinde hareketsiz olmalarından dolayı, bunlara yüzey yükü olarak değil bir yük dağılımı olarak bakmak gerekir. Bundan dolayı metal-yarıiletken kontağın yüzey tabakası uzay yükü tabakası olarak adlandırılır. Kontakta potansiyel engelinden dolayı, yüzey tabakası engel tabakası olarak bilinir. Bu tabakanın w kalınlığı ve difüzyon potansiyelinin değeri iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna bağlıdır. Metal ve yarıiletken içindeki bazı elektronların termal yolla kazandıkları enerji, elektronun potansiyel engelini aşmasına yetebilecek büyüklükte olduğu zaman kontakta eşit ve zıt yönde bir I_0 sızıntı akımı geçer, bu durumda net akım sıfırdır. Şayet yarıiletkene bir $-V$ gerilimi uygulanırsa, yarıiletken tarafında, iletkenlik bandı eV

kadar yükseleceği için yarıiletken den metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği eV kadar azalacaktır. Fakat, metalden yarıiletkene geçen elektronlar için engel yüksekliği değişmez ve bu nedenle bu elektronların oluşturacakları akım da değişmez ve I_0 değerinde kalır. Bu durumda, oluşan net akım,

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

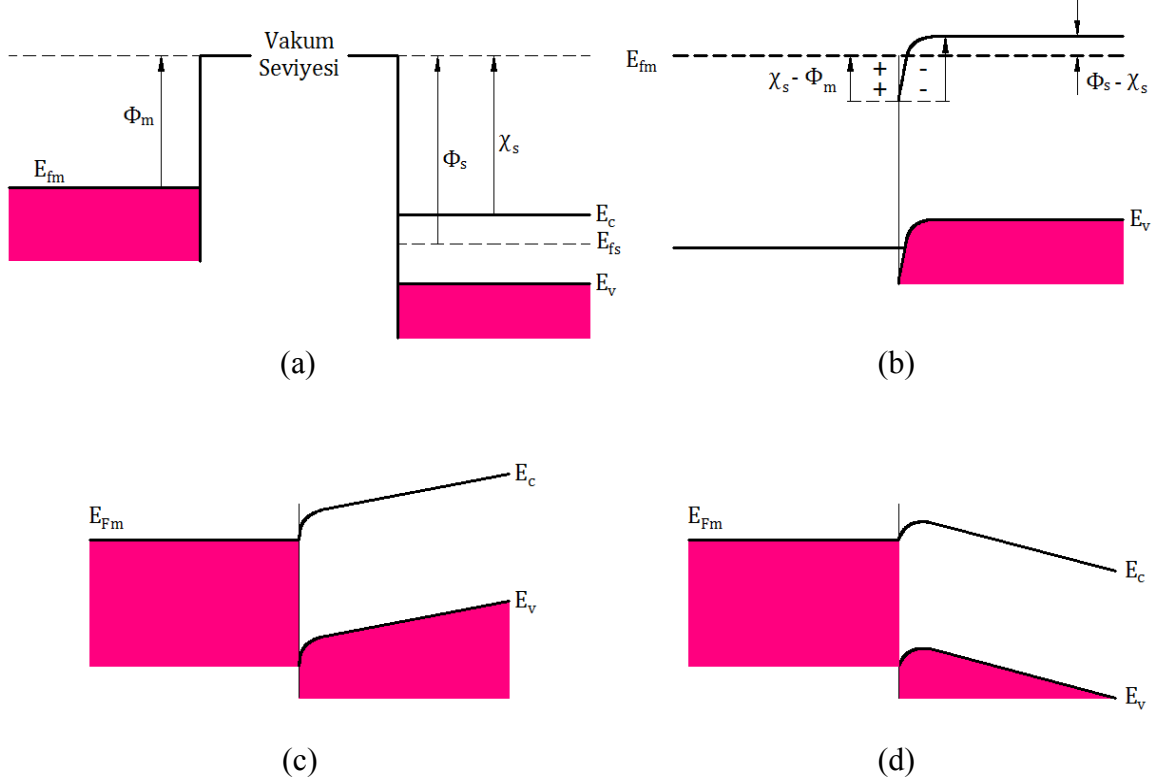
eşitliği ile verilir. Dolayısıyla metalden yarıiletkene doğru akan akım $\exp(eV/kT)$ faktörü kadar artacaktır. I net akımı pozitifdir. Bu beslem durumuna ($V \gg kT/e$) düz beslem durumu denir. Yarıiletken tarafına $+V$ gerilimi uygulandığında iletkenlik bandı eV kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği eV kadar artar. Oluşan net akım $-I_0$ değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna ($V \ll -kT/e$) ters beslem durumu denir.



Şekil 2.2 Kontakta sonra oluşan metal-n tipi yarıiletken doğrultucu kontakın enerji-bant diyagramı

2.1.3 Metal/n-tipi Yarıiletken Omik KONTAKLAR

$\Phi_m < \Phi_s$ için, kontakta önceki durumda, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden ($\Phi_m - \Phi_s$) kadar aşağıdadır. Metal ve yarıiletkenin kontakta önceki enerji-bant diyagramları Şekil 2.3.a'da görülmektedir.



Şekil 2.3 $\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji-bant diyagramı a)kontakta önce, b)kontakta sonra, c)ters beslem altında, d)düz beslem altında.

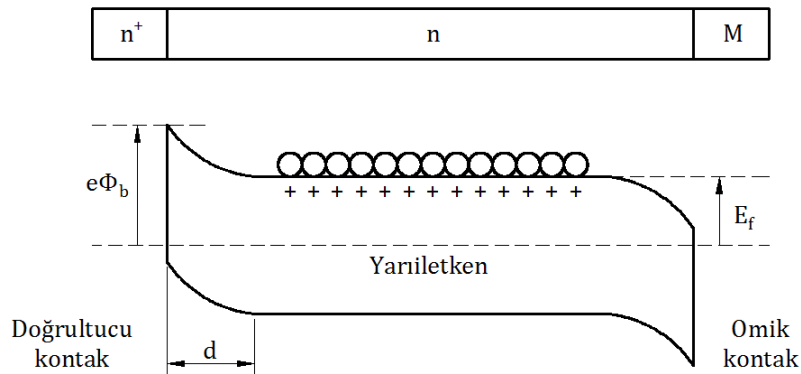
Kontakta sonra termal denge durumunda, elektronlar metalden yarıiletkene doğru geride pozitif boşluklar bırakarak geçerler ve bu durumda yarıiletken yüzeyinin n-tipliliği artar. Yarıiletken yüzeydeki bu fazla elektronlar bir negatif yüzey yükü tabakası meydana getirirler. Yine metalden ayrılan elektronlar geride pozitif bir yüzey yükü tabakası meydana getirirler ve böylece kontak bölgesinde bir dipol tabakası oluşur. Bu durum, Şekil 2.3.b'de görülmektedir. Eğer metal tarafına pozitif bir $+V$ gerilimi uygulanırsa bu durumda yarıiletkenden metale doğru akan elektronlar için bir engel yoktur ve elektronlar bu yönde kolayca hareket edebilirler (Şekil 2.3.c).

Şayet yarıiletken tarafına pozitif bir $+V$ gerilimi uygulanırsa, elektronların karşılaşacakları engel yüksekliği yine çok küçük olacaktır ve elektronlar kolayca metalden yarıiletkene doğru akacaklardır (Şekil 2.3.d).

Sonuç olarak böyle bir kontakta, elektronlar her iki yönde kolayca hareket edebilirler. Bu özellikteki kontaklara omik kontaklar denir. Omik kontakta bir $+V$ gerilimi uygulandığında, potansiyel bütün yarıiletken gövde boyunca dağılacaktır. Metale bir negatif $-V$ gerilimi uygulandığında, metalden yarıiletkenin iletkenlik bandına elektron geçişi olmasından dolayı bu kontaklara enjeksiyon kontakları da denir (Ziel, 1968).

2.1.4 Metal/ n - tipi Yarıiletken–Metal Yapısı

Metal- n tipi yarıiletken-metal (n^+nM) yapısı, n -tipi yarıiletkenin bir yüzeyine elektron bakımından çok zengin n^+ omik kontakla diğer yüzeyine uygulanan nM doğrultucu kontakından meydana gelir. Termal dengede böyle bir yapının enerji bant diyagramı Şekil 2.4’de görülmektedir. n^+ omik kontak tarafına $V<0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı doğru beslemde olur. n^+ tarafına $V>0$ olacak şekilde bir gerilim uygulandığında, yapı ters beslemde olur. n^+nM yapısı, diyot özelliğine sahip bir yapıdır. Böyle bir yapı kısaca yarıiletken diyot olarak adlandırılır. Şekil 2.4’de görüldüğü gibi elektronlar için engel yüksekliği $e\Phi_b = eV_d + E_F$ ‘ye eşittir.



Şekil 2.4 n^+nM yarıiletken diyot yapısının termal dengede enerji-bant diyagramı

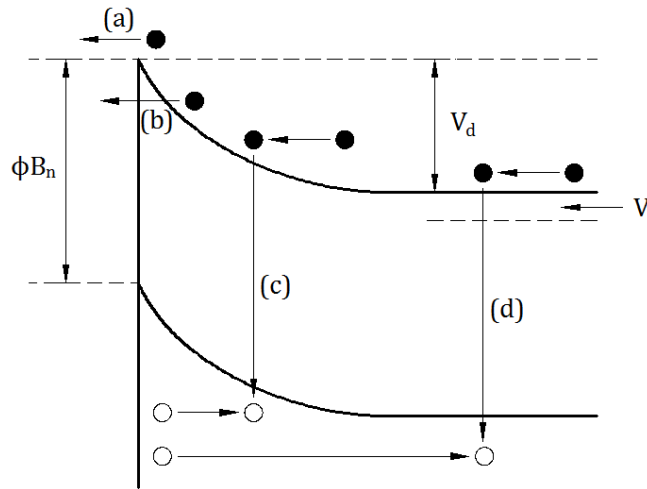
2.2 Metal-Yarıiletken Schottky Kontaklarda Akım İletim Mekanizmaları

2.2.1 Giriş

Bu bölümde Schottky engellerinin iletim özelliklerini tanımlayan iletim mekanizmaları incelenecektir. n-tipi bir yarıiletken için, düz beslem altında metal-yarıiletken eklem boyunca elektronların taşınabileceği çeşitli yollar Şekil 2.5’de gösterilmiştir.

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

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



Şekil 2.5 Düz beslem altında metal/n-tipi yarıiletken Schottky engelinde akım iletim mekanizmaları

2.2.2 Termiyonik Emisyonla Akım İletimi

Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların salınması olayı termiyonik emisyon olarak bilinir. Metal/yarıiletken Schottky diyotlarda termiyonik emisyon teorisi; taşıyıcıların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesidir. Schottky diyotlarda akım çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda ise boşluklar akım taşıyıcılarıdır.

Termiyonik emisyon teorisi oluşturulurken, Maxwell-Boltzmann yaklaşımının uygulanabilmesi ve termal denge durumunun olaydan etkilenmemesi için, doğrultucu kontağa ait potansiyel engelinin, kT enerjisinden daha büyük olduğu ve arınma bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu kabul edilmektedir. Bir metal/n-tipi Schottky diyotta, yarıiletken tarafı negatif ve metal tarafı pozitif olacak şekilde V büyüklüğünde bir potansiyel farkı oluşturulduğunda, diyota bir düz beslem gerilimi uygulanmış olur. Bu durumda, yarıiletken tarafındaki termal denge durumunda eV_{dif} olan potansiyel engeli, uygulanan gerilimden dolayı $e(V_{dif}-V)$ kadar azalır. Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğunun $J_{s \rightarrow m}$ ve metalden yarıiletkene doğru akım yoğunluğunun $J_{m \rightarrow s}$ olduğu kabul edilir. $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, x yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Bu nedenle,

$$J_{s \rightarrow m} = e \int_{E_c}^{\infty} v_x dn \quad [2.2]$$

şeklinde yazılabilir. Burada E_c , metal içindeki termiyonik emisyon için gerekli minimum enerji, v_x taşınma yönündeki sürüklenme hızıdır. Artan elektron konsantrasyonu,

$$d_n = g_c(E)f(E)d(E) \quad [2.3]$$

ile verilir. Burada $g_c(E)$, iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu ve $f(E)$, Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonudur. Maxwell-Boltzmann yaklaşımı uygulanarak elektron konsantrasyonu için,

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[-\frac{(E - E_F)}{kT}\right] dE \quad [2.4]$$

yazılabilir. $(E - E_c)$ enerjisi serbest elektronun kinetik enerjisi olarak kabul edilirse, bu durumda,

$$\frac{1}{2} m_n^* v^2 = E - E_c \quad [2.5]$$

$$dE = m_n^* v dv \quad [2.6]$$

ve

$$\sqrt{E - E_c} = v \sqrt{\frac{m_n^*}{2}} \quad [2.7]$$

olur. Bu sonuçlar kullanılarak [2.7] ifadesi yeniden düzenlenirse,

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-e\phi_n}{kT}\right) \exp\left(\frac{-m_n^* v^2}{2kT}\right) 4\pi v^2 dv \quad [2.8]$$

elde edilir. Bu denklem, hızları v ve $v+dv$ aralığında değişen elektronların sayısını verir.

Hız bileşenlerine ayrılırsa,

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$$

şeklinde olur. Buradan

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT}\right) \int_{V_{ox}}^{\infty} v_x \exp\left(\frac{m_n^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_y^2}{2kT}\right) dv_y$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(\frac{-m_n^* v_z^2}{2kT}\right) dv_z, \quad [2.9]$$

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

$$\frac{m_n^* v_x^2}{2kT} \equiv \alpha^2 + \frac{e(V_{dif} - V)}{kT}, \quad \frac{m_n^* v_y^2}{2kT} \equiv \beta^2, \quad \frac{m_n^* v_z^2}{2kT} \equiv \gamma^2 \quad [2.10]$$

Ayrıca, minimum v_{ox} hızı için,

$$\frac{1}{2} m_n^* v_{ox}^2 = e(V_{dif} - V) \quad [2.11]$$

eşitliği yazılabilir. Bu durumda $v_x \rightarrow v_{ox}$ şartı için $\alpha = 0$ olur. Yine

$$v_x dv_x = \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right) \alpha d\alpha \text{ yazılabilir. Yukarıdaki denklemler kullanılırsa;}$$

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right)^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_n}{kT} \right) \exp\left[\frac{-e(V_{dif} - V)}{kT} \right] \\ \times \int_0^{\infty} \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^{+\infty} (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^{+\infty} (-\gamma^2) d\gamma \quad [2.12]$$

eşitliği elde edilir. Bu son ifadenin integrali alınırsa;

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e\Phi_b}{kT} \right] \exp\left(\frac{eV}{kT} \right) \quad [2.13]$$

olur. Uygulama gerilimi sıfır olduğunda $J_{s \rightarrow m}$ ile $J_{m \rightarrow s}$ birbirine eşittir. Yani,

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left[\frac{-e\Phi_b}{kT} \right] \exp\left(\frac{eV}{kT} \right) \quad [2.14]$$

olur. Eklemdeki net akım yoğunluğu $J = J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s}$ olur. Daha açık ifadeyle net akım yoğunluğu,

$$J = \left[A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad [2.15]$$

olarak ifade edilir. Burada A^* termiyonik emisyon için Richardson sabiti olup

$$A^* = \frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3}$$

ile verilir. [2.15] ifadesi, kısaca,

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad [2.16]$$

olarak da yazılabilir. Burada J_0 ters-doyma akım yoğunluğu olarak bilinir ve

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \quad [2.17]$$

şeklinde ifade edilir. Φ_b Schottky engel yüksekliğinin imaj kuvveti nedeniyle azaldığı ve $\Phi_b = \Phi_{bo} - \Delta\Phi$ şeklinde verildiği dikkate alınarak [2.17] ifadesi yeniden,

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\Phi}{kT}\right) \quad [2.18]$$

şeklinde yazılır. Engel yüksekliğindeki $\Delta\Phi$ değişimi, artan elektrik alanla ya da artan ters beslem gerilimi ile artacaktır.

2.2.3 İmaj kuvvetinin etkisinden dolayı engel yüksekliğinin azalması

İdeal durumda bir Schottky diyot için engel yüksekliği ifadesi,

$$\Phi_b = \Phi_m - \chi_s \quad [2.19]$$

ile verilmektedir. Fakat bazı etkiler teorik olarak verilen bu gerçek Schottky engel yüksekliği ifadesini değiştirebilir. Bu etkilerden ilki; Schottky etkisi veya imaj kuvvet etkisinden dolayı engel yüksekliğinin değişmesidir.

Metalden x kadar uzaklıktaki bir mesafede bir dielektrikdeki bir elektron, bir elektrik alan oluşturacaktır. Elektrik alan çizgileri, metal yüzeyine dik olmalıdır ve bu çizgiler metalin yüzeyinden iç kısma doğru x kadarlık bir mesafede yerleşmiş bir $+e$ imaj yükününki ile aynı olacaktır. Bu imaj etkisi Şekil 2.6.a'da gösterilmiştir. İmaj yükü ile elektrostatik etkileşmesinden dolayı elektron üzerine etki eden kuvvet,

$$F = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon_s(2x)^2} = -eE \quad [2.20]$$

ifadesi ile verilir (Neamen 1992). Potansiyel ifadesi,

$$-\Phi(x) = + \int_x^{\infty} E dx = + \int_x^{\infty} \frac{e}{4\pi\epsilon_s(4x)^2} dx = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s x} \quad [2.21]$$

ile verilir. Burada x , integral değişkeni olup, $x = \infty$ için potansiyel sıfır kabul edilmektedir.

Dielektrikteki bir elektrik alanın varlığında potansiyel ifadesi ilave bir terim olarak modifiye edilir ve

$$-\Phi(x) = \frac{-e}{16\pi\epsilon_s\epsilon_o x} - Ex \quad [2.22]$$

Elektronun potansiyel enerjisinin $-e\Phi(x)$ değişimi başka elektrik alanının olmadığı kabul edilerek Şekil 2.6.b'de gösterilmektedir.

Sabit bir elektrik alanın varlığında elektronun potansiyel enerji değişimi Şekil 2.6.c'de gösterilmiştir. Bu şekilde potansiyel engel piki azalmıştır. Potansiyel engeli pikinin bu şekilde azalması Schottky etkisi ve imaj kuvveti etkisi ile engel yüksekliğinin azalması olarak bilinir.

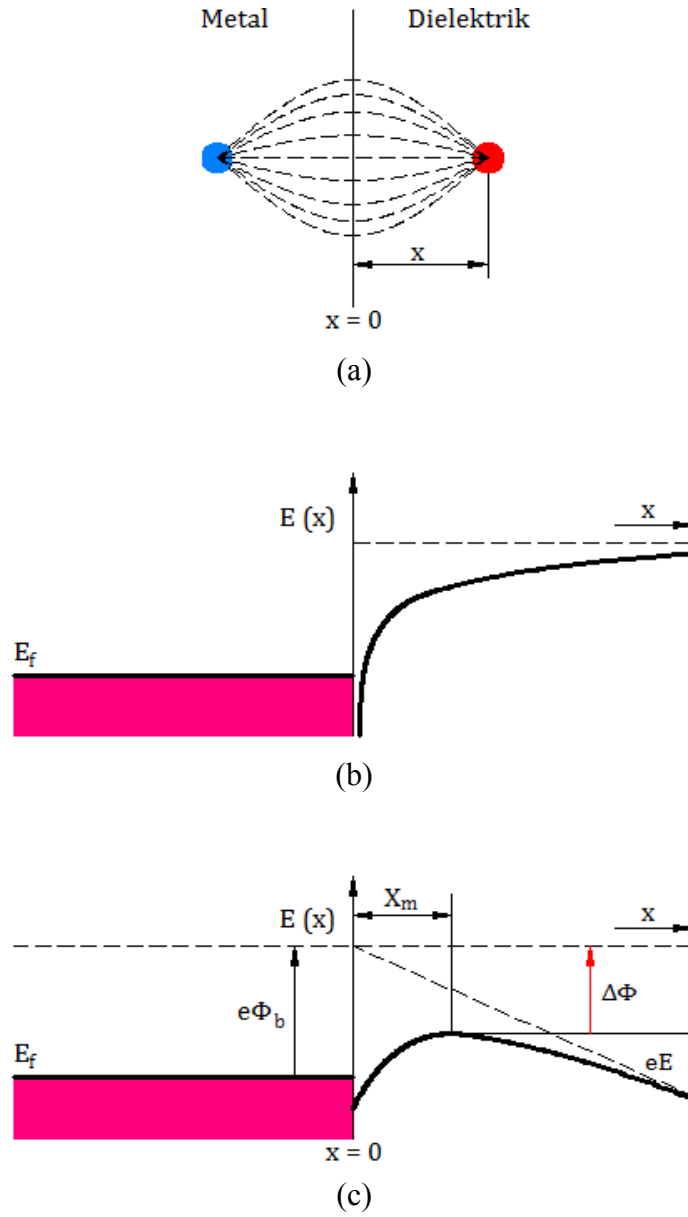
$$\frac{d(e\Phi(x))}{dx} = 0 \quad [2.23]$$

Şartı dikkate alınarak maksimum engelin konumu,

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon_s\epsilon_o E}} \quad [2.24]$$

ve Schottky engel yüksekliğinin azalması,

$$\Delta\Phi = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_s\epsilon_o}} \quad [2.25]$$



Şekil 2.6 Metal-dielektrik arayüzeyinde (a) imaj yükü ve elektrik alan çizgileri, (b) Elektrik alan sıfır iken potansiyel engelindeki bükülme, (c) Sabit bir elektrik alanda imaj kuvvetinden dolayı potansiyel engelindeki bükülme.

eşitliğiyle verilir. Burada, yarıiletkenin yüzeyinde $E = E_{\max} = (2eN_d V_d / \epsilon_s)^{1/2}$ ve idealite faktörü $n = \partial \Delta \Phi / \partial V$ olduğu göz önüne alınırsa

$$\Delta \Phi = -e \left[\frac{2e^2 N_d}{(4\pi)^2 (\epsilon_s \epsilon_o)^3} e(V_d - V) \right]^{1/4} \quad [2.26]$$

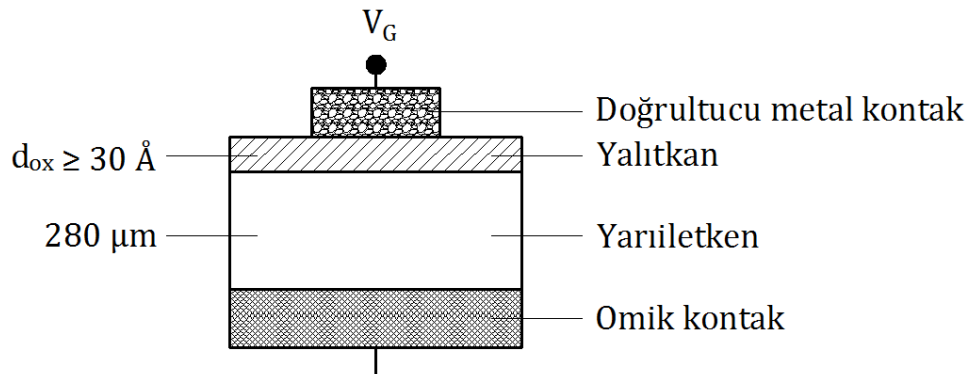
denklemini elde edilir ve imaj kuvvet etkisi dikkate alınarak idealite faktörü

$$\frac{1}{n} = 1 - \frac{1}{4} \left[\frac{e^3 N_d}{8\pi^2 (\epsilon_s \epsilon_o V_d)^3} \right]^{1/4} \quad [2.27]$$

eşitliğiyle yazılabilir.

2.3 Metal Yalıtkan Yarıiletken (MIS) Kontaklar

Metal ile yarıiletken arasında yalıtkan bir tabaka ister doğal yolla oluşsun ister deneysel yöntemlerle oluşturulsun metal/yarıiletken yapıyı metal/yalıtkan/yarıiletken yapıya dönüştürür. Arada bir yalıtkan tabakanın varlığı metali yarıiletken sistemden ayırır. Böylece bu sistemlerde yarıiletkendeki ara yüzey durumları metaldeki elektron durumlarından izole edilmiş olur. Bu durumda ara yüzey durumları yarıiletkenin Fermi seviyesi ile belirlenir.



Şekil 2.7 MIS yapının şematik gösterimi

Şekil 2.7'de MIS yapısı gösterilmiştir. Burada d_{ox} yalıtkan oksit tabakanın kalınlığı ve V_G metal plakaya uygulanan gerilimdir. V_G gerilimi; metal plaka omik

kontağa göre pozitif bir gerilim ile beslendiğinde pozitif, negatif bir gerilim ile beslendiğinde negatiftir. MIS yapılarda uygulanan doğru beslem geriliminin bir kısmı yarıiletken tüketim tabakasına düşerken bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşer ve

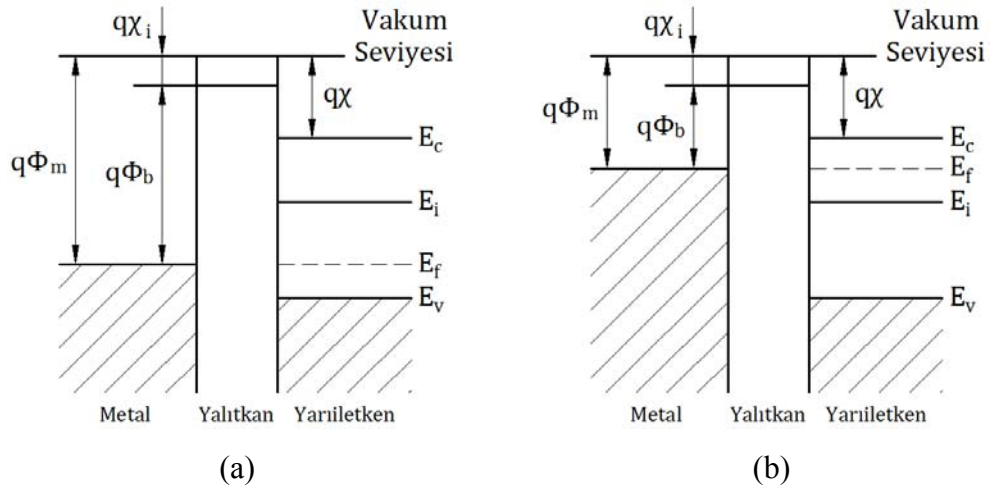
$$V_G = V_{yi} + V_y \quad [2.28]$$

şeklinde ifade edilir. Burada; V_{yi} , uygulanan V_G geriliminin yarıiletken üzerine düşen kısmı, V_y , yalıtkan üzerine düşen kısımdır.

2.3.1 İdeal MIS Yapı

İdeal MIS yapının, $V=0$ durumunda enerji-bant diyagramı Şekil 2.8’de gösterilmiştir.

İdeal MIS olarak tanımlanan yapı aşağıdaki özelliklere sahiptir.



Şekil 2.8 $V=0$ 'da ideal bir MIS yapının enerji-bant diyagramı
(a)p-tipi yarıiletken (b)n-tipi yarıiletken

Sıfır beslem durumunda metalin iş fonksiyonu Φ_m ve yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s arasındaki fark sıfırdır.

$$\Phi_{ms} = \Phi - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} - \Psi_B \right) = 0 \quad (\text{n- tipi}) \quad [2.29]$$

$$\Phi_{ms} = \Phi - \left(\chi + \frac{E_g}{2q} + \Psi_B \right) = 0 \quad (\text{p- tipi}) \quad [2.30]$$

Burada χ yarıiletken elektron yakınlığı, E_g yasak enerji aralığı ve Ψ_B ise Fermi enerji seviyesi E_F ile saf enerji seviyesi E_i arasındaki enerji farkıdır.

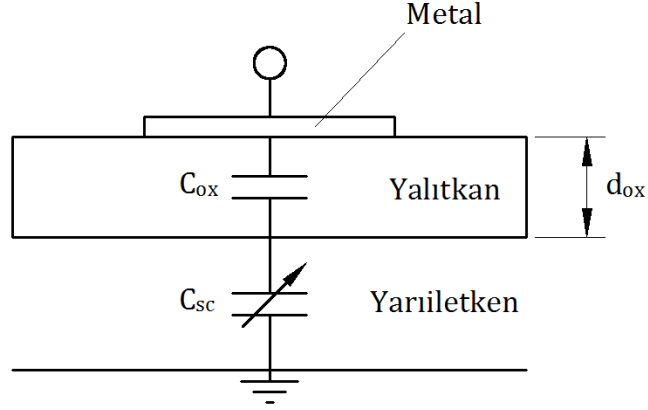
- d.c. beslem şartları altında yalıtkan doğru taşıyıcı geçişi yoktur yani yalıtkanın özdirenci sonsuzdur.
- Herhangi bir beslem şartı altında, yapıdaki yükler yalıtkan ile bitişik, metal yüzeyindekiler ile yarıiletkenlerdeki eşit miktarda fakat zıt yönlüdür.

İdeal bir MIS yapıda metal elektroda gerilim uygulandığı zaman yarıiletkende yük kaymaları oluşur. Yarıiletkenlerdeki serbest hareketli yük yoğunluğu metaldekine göre daha az ve uygulanan gerilime bağlıdır. Yarıiletken arayüzey bölgesinde bantların bükülmesine sebep olan uzay yükü Q_{sc} oluşur. Termal denge durumunda arayüzey bölgesindeki uzay yükü potansiyelin büyüklüğü ile belirlenir. Yarıiletkende yükler katılama türüne göre çoğunluk ve azınlık taşıyıcılar olup, yarıiletkende metallere göre serbest olmayan yükler bulunduğu için uygulanan gerilime bağlı olarak yük, ya uzay yükü bölgesini ya da arayüzey bölgesindeki yığılmaları oluşturur. Uygulanan V_G geriliminin bir kısmı yarıiletken üzerine bir kısmı da yalıtkan tabaka üzerine düşer. Bunun için,

$$V_G = V_{ox} + \Psi_s \quad [2.31]$$

eşitliği yazılabilir. Bu ifadede V_{ox} yalıtkan üzerine düşen gerilim, Ψ_s arayüzeydeki bant gerilimidir.

Metal ve yarıiletken tabaka arasındaki yalıtkan tabakadan dolayı metal ve yarıiletken arasında bir kapasitans oluşur. Bu kapasitans MIS kapasitansı olarak adlandırılır. Bu kondansatörlerin özelliklerini metal ve yarıiletken tabakalar arasındaki yalıtkan ve yalıtkan–yarıiletken arayüzeyi belirler. Kapasitans arayüzeyin dielektrik sabitine bağlıdır. Bir MIS kapasitansına karşılık gelen eşdeğer devre Şekil 2.9'da gösterilmiştir. Uygulanan gerilimde küçük diferansiyel değişimler varsa MIS yapının kapasitansı C , yalıtkan tabakanın kapasitansı C_{ox} ve uzay yükü kapasitansı C_{sc} olarak gösterilebilir. Bunların eşdeğer kapasitansları bize metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) kapasitansını verecektir.



Şekil 2.9 MIS kapasitansının eşdeğer devresi

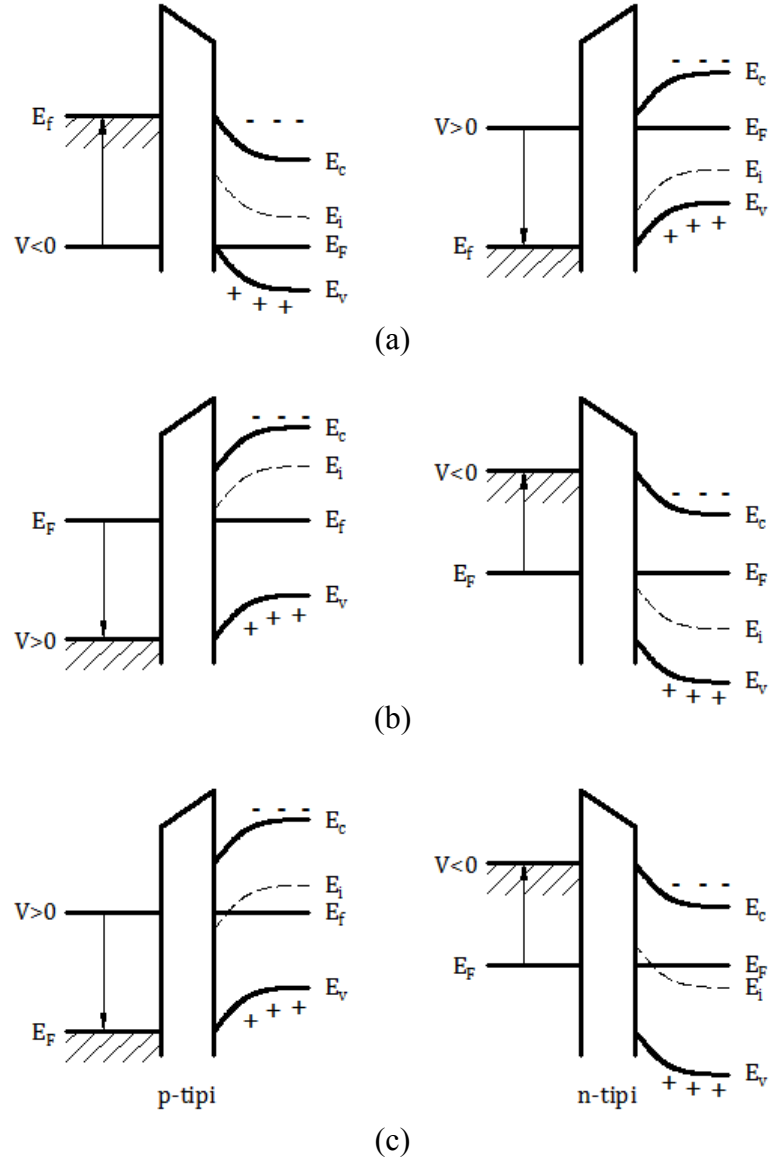
Şekil 2.9 'daki eşdeğer devrenin çözümünde MIS kapasitansı aşağıdaki eşitlikle verilir.

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{sc}} + \frac{1}{C_{ox}} \quad [2.32]$$

Bu sonuca göre MIS yapının eşdeğer kapasitansı, C_{sc} ve C_{ox} kapasitanslarının seri bağlanmasına eşdeğerdir. Yalıtkan tabakanın kapasitansı C_{ox} ise,

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{d_{ox}} A_{ox} \quad [2.33]$$

olarak verilir. Bağıntıda ϵ_{ox} yalıtkan tabakasının dielektrik sabiti, d_{ox} ise onun kalınlığı olup uygulanan gerilimden bağımsız olduklarından C_{ox} değeri uygulanan gerilimle değişmez. Böylece MIS yapının kapasitansındaki değişimi sadece Q_{sc} uzay yükü kapasitansı belirler. Uygulanan gerilime bağlı olarak MIS kapasitansında meydana gelen Şekil 2.10'da gösterilen durumları p-tipi bir yarıiletken için tanımlayalım.



Şekil 2.10 $V \neq 0$ durumunda ideal MIS yapının enerji-bant şeması
 (a) Yığılım (b)Tükenim (c) Tersinim

2.3.2 Yığılım

Metal plakaya bir negatif gerilim ($V_G < 0$) uygulandığı zaman, bu gerilimden dolayı oluşan elektrik alan yarıiletkenin çoğunluk yük taşıyıcısı olan deşikleri yarıiletken arayüzeyine doğru çekecektir (Şekil 2.10.a). İdeal bir diyotta yük akışı olmadığı zaman Fermi enerji seviyesi yarıiletkende sabit kalır. Taşıyıcı yoğunluğu üstel olarak enerji farkına ($E_F - E_V$) bağlı olduğundan, bant bükülmesi yarıiletken yüzeyinin yakınında çoğunluk taşıyıcı olan deşiklerin yığılmasına sebep olur. Valans bandının yarıiletken arayüzeyinde Fermi seviyesine yaklaştığı iletkenlik bandının da buna bağlı olarak yukarı doğru büküldüğü bu duruma, çoğunluk yük taşıyıcıların arayüzeyde

birikmelerinden dolayı “yığılım” adı verilir. Bu durumda arayüzeyde biriken yükün yüzey yükü olması sebebiyle $C_{sc} \rightarrow \infty$, dolayısıyla $C \rightarrow C_{ox}$ olur.

2.3.3 Tükenim

Metal plakaya küçük bir pozitif gerilim ($V_G > 0$) uygulandığı zaman, yalıtkan içinde oluşan elektrik alan yarıiletken arayüzeyindekideşikleri yüzeyden uzaklaştırır. Bu durumda yarıiletken yüzeyindekideşik yoğunluğu, yarıiletkenin iç kısımlarındakideşik yoğunluğundan küçük olmaya başlar ve bantlar aşağı doğru bükülür. İletkenlik bandının yarıiletken yüzeyine yakın bölgelerinde, elektronlar toplanmaya başlar. Yarıiletken yüzeyinde, uygulanan gerilimle değişen W genişliğinde bir bölgede,deşiklerin azaldığı bir tükenim bölgesi oluşur. Deşiklerin azaldığı bu bölgeye tükenim bölgesi, bu olaya “tükenim” olayı denir (Şekil 2.10.b).

Bu olayda bantlar aşağı doğru bükülür ve çoğunluk taşıyıcı durumundakideşikler arayüzey bölgesinde tükenirler. Uygulanan gerilim arttığında, tükenim tabakası yük dengesi için çok sayıda alıcı iyonları sağlamakla genişler. Tükenim yaygınlaştığı zaman, silisyum gibi yarıiletken yüzey yükü tabakası, derin beslem tükenimi ve katkı yoğunluğu 0,1-10 μm civarında genişleyen iyonize olmuş katkı iyonların bölgesini içerir.

Tükenim bölgesinin kalınlığı aşağıdaki eşitlikle verilir:

$$W_D = \epsilon_s A_{ox} \left(\frac{1}{C} - \frac{1}{C_{ox}} \right) \quad [2.34]$$

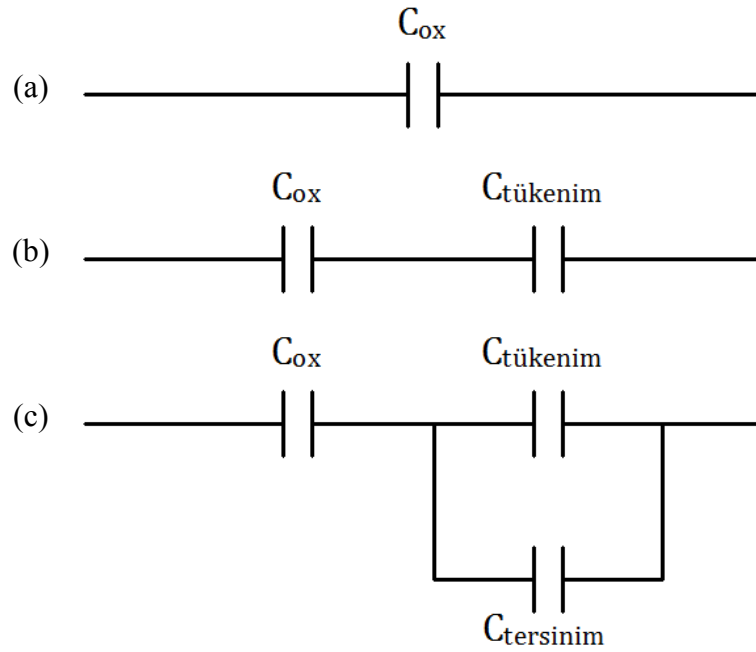
Burada ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabitidir. Bu bölgede MIS kapasitansını uzay yükü kapasitansı ve yalıtkan kapasitansı belirler. Yüksek frekansta gerilim ani olarak değiştirilirse, azınlık taşıyıcıların tekrardan birleşme hızına bağlı olarak tersinim yükü daha geç birikir bu da C-V eğrisinin C_{min} 'un altına düşmesine sebep olur. Bu dengesiz bir durumdur ve derin tükenim olarak tanımlanır.

2.3.4 Tersinim

Metale daha büyük bir pozitif gerilim ($V_G \gg 0$) uygulandığı zaman bantlar aşağı doğru bükülür. Saf durumdaki enerji seviyesi E_i , Fermi enerji seviyesinin altına geçer. Bu durumda yarıiletken yüzeyinde azınlık taşıyıcılar olan elektronlar artmaya başlar.

Elektron yoğunluğu deşik yoğunluğundan büyük olur. Bu aşamadan sonra p- tipi yarıiletken yüzeyi n- tipi yarıiletken gibi davranır. Bu olay, yarıiletken yüzeyinin tersinimi olarak adlandırılır. Şekil (2.10.c)'de enerji bant şeması gösterilmiştir. Bu durumda MIS kapasitansını, elektron yoğunluğunun uygulanan gerilimin a.c. sinyalini takip edebilme yeteneği belirler. Elektron yoğunluğu a.c. sinyalini küçük frekanslarda takip edebilir ve buna bağlı olarak kapasitans artan gerilimle oksit kapasitansının değerine ulaşır. Ara frekanslarda daha yavaş takip edebilir, dolayısıyla frekansın değerine bağlı olarak ara frekans eğrileri görülür. Yüksek frekanslarda ise takip edemez ve kapasitans C_{min} 'da kalır. Yüksek frekansta eğer gerilim ani olarak değiştirilirse, azınlık taşıyıcıların yeniden birleşme (rekombinasyon) hızına bağlı olarak tersinim yükü daha geç birikir. Bu da eğrinin C_{min} 'un altında değerler almasına sebep olur.

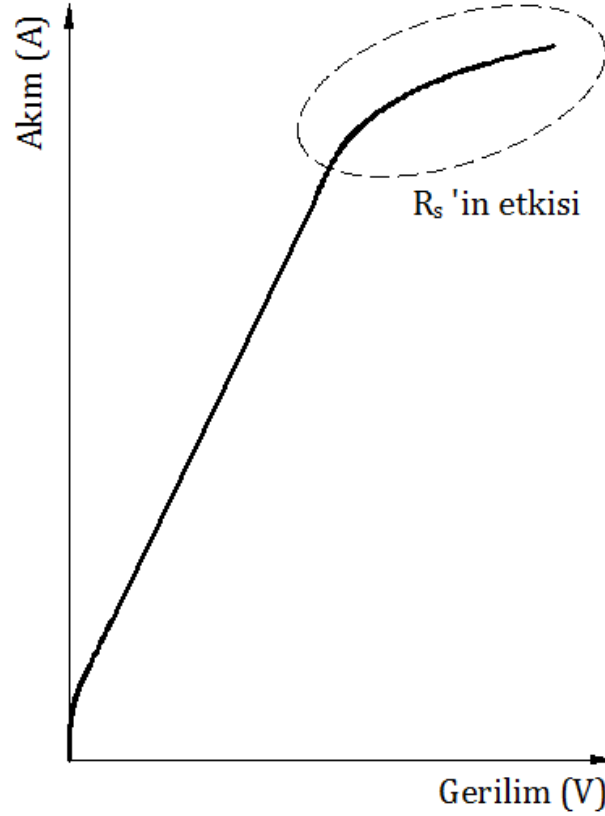
İdeal bir durumda yükler yarıiletkende ve yalıtkana yakın olan metal yüzeyinde bulunur. d.c. gerilim altında yalıtkan içinden hiçbir akım geçmez. İdeal bir MIS yapıda üç yük sistemi için devre şeması Şekil 2.11'deki gibidir. Bu sistemler; yığılım, tükenim ve tersinim adını alır.



Şekil 2.11 İdeal bir MIS yapının elektronik şeması
(a) Yığılım (b) Tükenim (c) Tersinim

2.4 Seri Direnç Etkisi

Metal-yarıiletken doğrultucu kontaklarda, yarıiletken tarafında oluşan deplasyon bölgesi dışında kalan nötral bölgenin diyot akımına karşı gösterdiği dirençtir ve R_s ile gösterilir. Bu etki, büyük gerilim değerlerinde baskın olmaya başlar ve diyot akımının düşmesine neden olur. Şekil 2.12, bir Schottky diyotta büyük gerilim değerlerinde seri direncin etkisi ile meydana gelen diyot akımındaki azalmayı göstermektedir (Rhoderick 1988). Büyük seri dirençli ve ideal olmayan Schottky diyotların direncini hesaplamak için farklı araştırmacılar tarafından çok çeşitli metotlar ileri sürülmüştür. Bu kesimde seri direnç değerinin doğru bir şekilde belirlenmesi için geliştirilen Norde ve Cheung metotları incelenecektir.



Şekil 2.12 Metal/yarıiletken kontakta seri direnç etkisi

2.4.1 I. Metot (Norde Fonksiyonu)

$$F(V) = \frac{V}{2} - (\beta^{-1}) \ln(I / AA^* T^2) \quad [2.35]$$

fonksiyonu kullanılarak Schottky diyotların akım-gerilim karakteristikleri gösterilmiştir (A.B.McLeon 1986). Bu fonksiyon yardımıyla çoğu Schottky diyotun seri direnç değerlerinden engel yüksekliklerini tahmin etmek mümkündür.

Schottky diyotların ölçülen I-V karakteristiklerinden Schottky engel yüksekliği(SBH) (Φ_b) değerlerinin hesaplanmasını mümkün hale getirmek için [2.35] formülündeki fonksiyonun fit değerlerini içine alan standart bir yaklaşım Rhedorick (1978) tarafından geliştirildi.

$$I = I_s e^{\beta V / n} \quad [2.36]$$

Burada $\beta = 1/kT$, $V > 3/\beta$ voltaj aralığında lnI-V eğrisinden bulunur. Eşitlik [2.35], potansiyel engeli boyunca elektronların emisyonundan hareketle elde edilen ideal diyot eşitliğinin düzenlenmiş bir formudur. Schottky engelin büyüklüğü, eğrinin extrapole edilmesi suretiyle akım eksenini kestiği noktadan hesaplanabilir. Buna ek olarak lnI-V eğrisinin doğrusal bölgesi yoksa ve seri direnci çok yüksekse, standart yaklaşımı uygulamak çok zordur. F(V) eğrisinin kullanılmasıyla bu zorluk ortadan kalkmıştır. Bu fonksiyon

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{1}{AA^* T^2}\right) \quad [2.37]$$

eşitliği ile verilir. Burada A diyotun alanı, A^* modifiye edilmiş Richardson sabitidir. Eğer F(V)'nin değişimine karşılık hiçbir seri direnç yoksa F(V)'ye karşılık $V = -1/2$ ile verilir ve eğrinin extrapole edilerek F(V) eksenini kestiği nokta direkt olarak Schottky engel yüksekliğini verir. Eğer yalnızca bir seri direnç varsa, fonksiyon asimptotik olarak $+1/2$ 'nin bir gradiyentine eşit olur. Her iki durumda da V_0 voltaj değerinde bir minimum vardır. Engel yüksekliği,

$$\Phi_b = F(V_0) + \frac{V_0}{2} - \frac{1}{\beta} \quad [2.38]$$

ile ve seri direnç değeride,

$$R = (\beta I_0)^{-1} \quad [2.39]$$

ifadesi ile verilir. Burada I_0 , V_0 doğru beslem değerindeki minimum akım ve ona karşılık gelen voltaj değeridir.

Engel yüksekliği eğer seri direnç çok küçükse extrapole edilmiş eğrinin $F(V)$ eksenini kestiği noktadan ya da eğer seri direnç çok büyükse minimum $F(V)$ 'deki pozisyonundan bulunabilir.

Norde'un (1979) metodu, seri direnç çok büyük olduğunda arayüzey düzensizliklerinden bağımsız olarak ideal diyotlar için Φ_b 'nin tespit edilebilmesi için standart metotta yapılan bir ilerlemedir. Buna ek olarak Φ_b 'nin voltaj bağımlılığı ya da iletim mekanizması termiyonik emisyonadaki gibi hesaba katılmaz. Hafifçe dop edilmiş diyotlarda termiyonik alan emisyon eğrisinin ihmal edilmesine sık sık rastlanır. Bunun nedeni büyük ölçüde geniş engellerin tünelleme ihtimalini oda sıcaklığında tünelleme mekanizmasının güvenli bir şekilde ihmal edilebileceği bir seviyeye düşürmesidir. Fakat bazı durumlarda deplasyon bölgesinde lokalize olmuş durumlarda taşıyıcıların tuzaklanmasının ve rekombinasyon etkilerinin ihmali doğru olmaz. Doğru akım için bir rekombinasyon unsuru, yarıiletkenin enerji bandının enerjisine sahip lokalize olmuş durumlar vasıtasıyla oluşan arınma bölgesini aşabilen taşıyıcılar nedeniyle meydana gelir. Rekombinasyon merkezleri bir paralel iletim modelini sağlar ve I-V karakteristikleri yaklaşık olarak aşağıdaki gibi ifade edilebilir.

$$I = I_S \left(e^{\beta(V-IR)} - 1 \right) + I_r \left(e^{\beta(V-IR)/2} - 1 \right) \quad [2.40]$$

I_r : Asal taşıyıcı konsantrasyonunun ve deplasyon tabaka genişliğinin direkt olarak bir oranıdır ve deplasyon bölgesi boyunca taşıyıcı yaşama süresi ile ters orantılıdır

Rekombinasyon bileşeni düşük sıcaklıklardaki ideal lineer davranıştan sapan $F(V)$ 'ye neden olur ve $V=0$ da $F(V)$ 'nin minimumunda bir yön değişimini meydana getirir. Eğer $F(V)$ büyük bir rekombinasyon unsuruna sahip Schottky engel

yüksekliklerinde elde edilerek kullanılıyorsa engel yüksekliği tahmin edilen değerin altında olacaktır. Oluşan bu güçlük standart yaklaşımda da vardır.

Norde'un orijinal yaklaşımı da Φ_b 'nin voltaja bağımlılığını ihmal eder ve bunun $F(V)$ ye etkisi engel yüksekliğinin voltaja bağımlılığının lineer ve $\Phi_b - \Delta\Phi + \alpha V$ (burada $\Delta\Phi$ sıfır beslemdeki engel düşmesidir)'ye eşit olduğunu varsaymakla ortaya konabilir. Bu $3/\beta$ 'dan büyük voltajlar için rekombinasyon akımı ihmal edilerek gösterilmektedir. Böylelikle $F(V)$ aşağıdaki formu alır.

$$F(V) = \Phi_b - \Delta\Phi + IR - \frac{V}{2}(1 - 2\alpha) \quad [2.41]$$

Düşük voltaj bölgesinde $F(V)$ 'nin eğimi $-1/2$ den $+1/2$ ye değişir ve eğrinin V_0 'da kesilmesi ile $F(V)$, asal Schottky engelin yüksekliğine (Φ_b) eşit olur ($\Delta\Phi$ değişimi ile). Φ_{sb} 'nin voltaja bağımlılığı eğrinin eğimini değiştirir ve böylece minimum durumu da değiştirir. Bu sayede $F(V)$ 'den $\Phi_b - \Delta\Phi$ için doğru bir değer elde edebilmek Φ_b 'nin voltaja bağımlılığının minimum durumunu nasıl etkilediğini bilmekle mümkün olur.

$$\frac{dF}{dV} = 0 \text{ şartını kullanarak } \frac{dI}{dV} = \frac{1}{2}\beta I \quad [2.42]$$

eşitliği ile elde edilir. Engel düşmesine bağlı voltajın varlığında $3/\beta$ civarındaki voltajlar için

$$\frac{dI}{dV} = \frac{\beta(1 - \alpha)I}{(1 + \beta IR)} \quad [2.43]$$

ve $I_r=0$ olduğu durumda

$$I_0 = \frac{(1 - 2\alpha)}{\beta R} \quad [2.44]$$

denklemini ile bulunur. Bu katkının değerlendirilmesiyle

$$F(V_0) = \frac{V_0}{2} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{I_0}{A.A^*T^2}\right) \quad [2.45]$$

bağıntısı bulunur. Schottky engel yüksekliği bu temel değişkenlere bağlı olarak aşağıdaki gibi gösterilebilir.

$$\Phi_{sb} - \Delta\Phi = F(V_0) + (1 - 2\alpha)\left(\frac{V_0}{2} - \frac{1}{\beta}\right) \quad [2.46]$$

Φ_b 'nin voltaja bağımlılığının etkisi, $(1-2\alpha)$ terimi ile belirlenmektedir ve $\Delta\Phi$ ve α , sıfıra eşitlendiğinde Eşitlik [2.37] elde edilir. Sato ve Yasumara (1985) da benzer bir sonuç elde etmiştir. Aynı yazarlar, değişik sıcaklıklarda ölçülen iki ayrı I-V eğrisini kullanarak n , R ve Φ_b değerlerini belirleme yoluna gitmişlerdir. Eşitlik [2.44]'ün sonucu ve Eşitlik [2.46] kullanılarak bu değerler saptanmıştır. Bu uygulamada bazı problemler vardır. Birincisi diyotun oda sıcaklığından itibaren artan sıcaklığının arayüzey yapısında geri dönüşü olmayan değişikliklere neden olabilmesidir. Üstelik numuneyi soğutmak zaman kaybıdır ve bir kriyostat gerektirir. Fakat bundan da önemlisi rekombinasyon akımının önemi düşük sıcaklıklarda artmaktadır. Bu nedenle rekombinasyon etkisi de hesaba katılmalıdır.

Daha önce rekombinasyon akımının daha düşük voltajlarda V_0 değerindeki bir değişikliğe neden olduğu gösterilmiştir. Böylelikle, arayüzeydeki bozukluğun büyük bir derecesinin varlığında bu değişim hesaba katılmıştır.

Eşitlik [2.46]'da voltaja bağımlı engel yüksekliğine sahip bir diyota Norde metodunun uygulanması Schottky engel yüksekliğinin gerçek değerinin üstünde hesaplanmasına neden olmuştur.

Cibil and Buitrago (1985) da $F(V)$ 'nin ve Φ_b 'nin voltaja bağımlılığının etkisiyle ilgilenmişlerdir. Buna ek olarak R 'nin büyük olduğu durumda sadece oda sıcaklığındaki I-V ölçümlerinden basit bir grafiksel metot elde edilememiştir. Norde metodu rekombinasyon-jenerasyon etkileri ve voltaja bağlı engel yüksekliğini içine alacak şekilde kolaylıkla genellenemez. Bu genellenenin yapılabilmesi için Φ_{sb} , n , I_r ya da R parametrelerinin bazılarının önceden bilinmesi gerekir.

Sonuç olarak, voltaja bağlı engelin ya da rekombinasyon-jenerasyon akımlarının varlığında $F(V)$ 'nin minimumu olan V_0 'ın pozisyonunun değiştiği gözlenmiştir. Φ_b 'nin voltaja bağımlılığı 'bir'den daha büyük olan idealite faktörlerine sebep olur ve bu da

Φ_b 'nin olduğundan daha büyük hesaplanmasına neden olur. Eğer rekombinasyon akımı V_0 'da ΔV_0 kadar bir değişiklik meydana getirirse bu Φ_b 'nin yaklaşık ΔV_0 farkıyla olduğundan daha küçük olarak hesaplanmasına neden olur. Norde metodunun çoğu pratik diyota uygulanması yalnızca Φ_b 'nin ve R 'nin yaklaşık olarak bir tahminini ortaya koyar. Gerçekte çoğu durumda eğri fit etme prosedürünü kullanarak diyotun elektriksel özelliklerini tahmin etmek çok daha kolaydır.

2.4.2 II. Metot (Cheung ve Cheung, 1986)

Metal/yarıiletken kontak yapısının doğru beslem I - V karakteristikleri yardımı ile Schottky diyot parametrelerinin hesaplanmasında Cheung (1986), tarafından farklı bir model sunulmuştur. Termiyonik emisyonun bulunan akım yoğunluğu (J), diyotun etkin alanı A ile çarpılırsa diyottan geçen toplam akım;

$$I = A.J = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT} - 1\right) \quad [2.47]$$

olarak elde edilir. Bu ifadede $eV \gg kT$ ise, 1 ihmal edilebilir. Pratikte uygulanan gerilimin tamamı deplasyon bölgesinde düşmediği dikkate alındığında, ideal durumdan sapmaların söz konusu olacağı söylenebilir. İdeal durumdan sapmaları ifade edebilmek için birimsiz sabit olan (n) idealite faktörünü dikkate alıp akım denklemini aşağıdaki şekilde yazabiliriz:

$$I = A.J = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{nkT} - 1\right) \quad [2.48]$$

Uygulanan gerilim V 'nin IR_s kadarlık miktarı seri direnç üzerinde düşeceği için V yerine $(V - IR_s)$ yazarak yukarıdaki ifadeyi aşağıdaki şekilde yazabiliriz.

$$I = A.J = AA^*T^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT} - 1\right) \quad [2.49]$$

Son eşitlikten;

$$V = \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) + n\Phi_b + IR_s \quad [2.50]$$

ifadesi elde edilir. [2.50] eşitliğinin $\ln I$ 'ya göre türevi alınırsa;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad [2.51]$$

ifadesi elde edilir. [2.51] eşitliğinde $dV/d(\ln I)$ 'nın I 'ya göre grafiği bir doğru olacaktır. Bu grafikten elde edilen doğrunun eğimi nötral bölgenin direncini yani R_s seri direncini verir. Bu doğrunun düşey eksenini kestiği noktadan n idealite faktörü bulunur. Φ_b potansiyel engel yüksekliği;

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^*T^2} \right) \quad [2.52]$$

şeklinde tanımlanan bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanır. [2.50] ve [2.51] eşitliklerinden

$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad [2.53]$$

şeklinde yazılabilir. $H(I)$ - I grafiği çizilecek olursa elde edilecek doğrunun eğimi, R_s seri direncini verecektir. Bu doğrunun $H(I)$ eksenini kestiği noktadan $e\Phi_b$ engel yüksekliği bulunacaktır. [2.51] ve [2.53] denklemleri Cheung fonksiyonları olarak bilinir (Cheung ve Cheung, 1986).

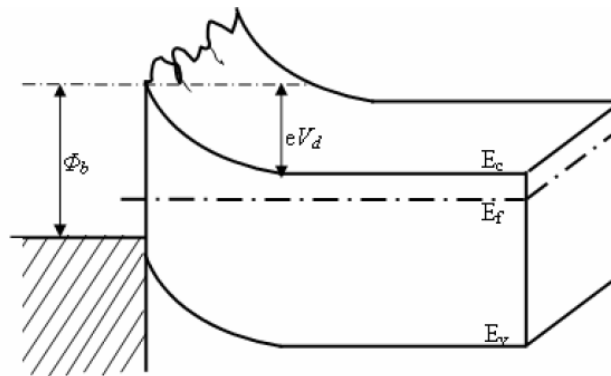
2.5 Homojen Olmayan Engel Yüksekliği

Metal-yarıiletkenlerde Schottky engel yüksekliğinin (SBH) oluşum mekanizması, yıllar süren yoğun çalışmalara rağmen hala tam olarak anlaşılammıştır. Keyfi bir Schottky engel yükseklik profiline sahip metal-yarıiletken arayüzeyinde potansiyel ve elektronik iletim için analitik çözümler sunan bir dipol tabaka yaklaşımı öngörülmüştür. Schottky engel yüksekliğindeki inhomojenliklerin varlığı, deneysel sonuçlardaki birçok anormalliklere kayda değer açıklamalar getirmektedir. Bu

sonuçlar, Schottky engel oluşum mekanizmasının genellikle metal yarıiletken arayüzeyinde lokal olarak homojen veya tekdüze (uniform) olmadığını önermiştir.

Son zamanlarda, SBH oluşumunun en popüler önerisi metalle sebep olunmuş bant halleri (MIGS'ler) ve kusur bağlantılı haller gibi, metal-yarıiletken arayüzeyi vasıtasıyla Fermi Seviyesinin (FL) sabit kalmasıdır. Fermi seviyesinin sabitleştirilmesi önerisine göre, bir metal-yarıiletken sistemin Schottky engel yüksekliği (SBH) yanal olarak düzgün olmalıdır. Yine de, yüksek kalitedeki son deneysel ve teorik sonuçlar, epitaksiyel metal yarıiletken arayüzeyinin Schottky engel yüksekliği (SBH)'nin metal yarıiletken arayüzey yapılarına bağlı olduğunu ileri sürmektedir. Böyle bir bağlılık, metal ve epitaksiyel olmayan yarıiletken arayüzeyindeki engel yüksekliğinin inhomojen olabileceğine işaret etmektedir. Bu yüzden, metal yarıiletken arayüzeyindeki engel yüksekliğinin değişip değişmeyeceği ile ilgili soru, Schottky engel yüksekliğinin (SBH) oluşum mekanizmasının tanımlanmasıyla direkt olarak ilgilidir. Son zamanlarda, MS arayüzeylerin çoğunluğunda elde edilen deneysel değerlerden, Schottky engel inhomojenliğinin varlığının kesin olduğu vurgulanmaktadır. Termiyonik emisyon ve difüzyon teorileri gibi, iletim teorilerinin varlığı deneysel sonuçların genel bir yorumu için yetersizdi, çünkü bu teoriler, Schottky engel yüksekliğinin (SBH)'nin homojenliği varsayımına dayanıyordu.

SBH ölçümlerinden elde edilen elektriksel dataların analizlerinde SBH'ın homojenliği oldukça belirgin olarak varsayılmıştır. Örneğin SB yapılarındaki akım-voltaj (I-V) ilişkisi termiyonik emisyon teorisi olarak aşağıdaki gibi açıklanmıştır.



şekil 2.13 Homojen olmayan Schottky engel yüksekliği için enerji bant diyagramı

Termiyonik akım ifadesi:

$$\begin{aligned} I(V_a) &= I_s \left[\exp\left(\frac{eV_a}{nkT}\right) - 1 \right] \\ &= I_s \left[\exp\left(\frac{\beta V_a}{n}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad [2.54]$$

olarak verilir. Burada e elektronun yükü, k Boltzman sabiti, T mutlak sıcaklık, V_a uygulanan gerilim,

$\beta \equiv \frac{e}{kT}$ ve I_s doyma akımı aşağıda verildiği gibi,

$$I_s = A^* A T^2 \exp(-\beta \Phi_b) \quad [2.55]$$

Burada A^* , Richardson sabiti, Φ_b SBH'dır. İdealite faktörü n , Eşitlik [2.54]'de verildiği gibi deneysel I-V eğrisine uygulana eğrisine uygulanan doğrusal fitin eğiminden elde edilir.

Geleneksel olarak, homojen olmayan MS yapılarıdaki elektron iletimi, paralel iletim modeli olarak isimlendirilir. Bu akım, küçük lokal bölgeler boyunca akan akımın (I_i) toplamı olarak alınır. Her bir bölge A_i ve SBH (Φ_i) olmak üzere:

$$I(V_a) = \sum_i I_i = A^* T^2 [\exp(\beta V_a) - 1] \sum_i \exp(-\beta \Phi_i) A_i \quad [2.56]$$

Değişken SBH değerinin arınma bölge genişliğiyle kıyaslanabilir olduğu durumda, paralel iletim modelinin önemli bir hatası ortaya çıkmaktadır. Bu hata, [2.55] eşitliğinden dolayı ortaya çıkmıştır. Çünkü bu eşitlik, farklı engel yüksekliklerindeki komşu küçük lokal bölgeler arasındaki etkileşimi dikkate almaz.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1 Giriş

Bu bölümde, Ni/*n*-GaAs/In Schottky diyotlarının elde edilmesi için gerekli olan malzemeler, numune hazırlanması ve diyotların yapımı ile ilgili bilgiler, hazırlanan numunenin *I-V* ölçülerinin değerlendirilmesine ait bilgiler yer almaktadır.

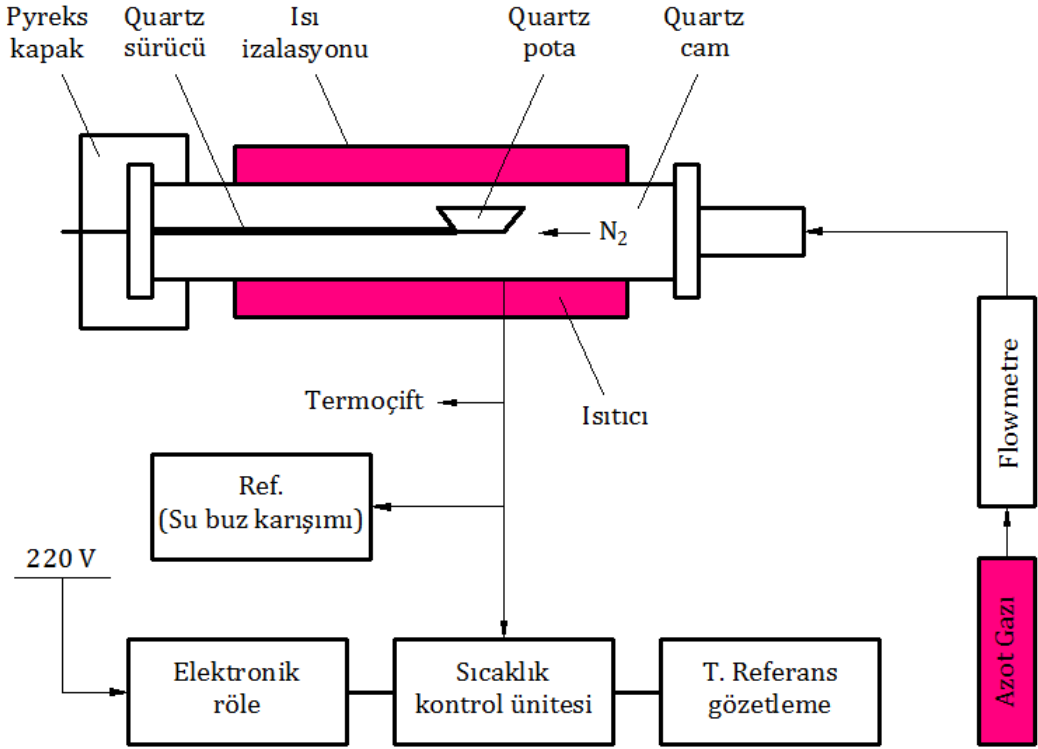
3.2 *n*-GaAs Kristalinin Temizlenmesi ve Numunelerin Hazırlanması

Deneylerimizde 300-400 μ m kalınlıkta, [100] doğrultusunda büyütülmüş, donör konsantrasyonu $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olan ve iki yüzü parlatılmış *n*-GaAs(Si) yarıiletkeni kullanılmıştır. Numunenin her iki yüzünün parlatılmış olmasından dolayı, yüzeylerde herhangi bir mekanik hasar görülmemiştir. Bu nedenle, GaAs diliminden bir parça kesilerek sadece kimyasal temizleme işlemi yapıldı. Bu parçanın kimyasal olarak temizlenmesinde aşağıdaki sıra takip edilmiştir.

1. Trikloretilende ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
2. Asetonda ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
3. Metanolda ultrasonik olarak 5 dakika yıkama.
4. Deiyonize su ile (18M Ω) iyice yıkama.
5. H₂SO₄:H₂O₂:H₂O (5:1:1) ile 1 dakika süreyle yıkama.
6. Deiyonize su ile iyice yıkama.
7. Azot gazı (N₂) ile kurutma.

Ayrıca, buharlaştırmada kullanılacak metaller ve molibden ısıtıcılar metanolde ultrasonik olarak 5 dakika ve daha sonra H₂O+HCl (10:1) içinde de 5 dakika yıkanmıştır. GaAs dilimine omik kontak yapılırken buharlaştırma işleminden sonra numune tavlanaacağı için, tavlama işlemi sırasında numune fırın içine konulurken kullanılan kuartz potada asetonla ve metanolla 5'er dakika ultrasonik olarak yıkandı. Kimyasal olarak temizlenen ve omik kontak yapımı için kullanılacak olan indiyum metali, molibden ısıtıcının üzerine yerleştirilerek, vakum ortamında eritildi. Daha sonra GaAs parça 10⁻⁵ torr basınçta vakuma alınarak bir yüzeyine indiyum metali buharlaştırıldı. Vakum ortamından alınan numune, kimyasal olarak temizlenmiş olan kuartz pota içinde tavlama fırınına konuldu ve N₂ ortamında 350°C'de 3 dakika tavlansak omik kontak işlemi tamamlanmış oldu. Tavlama için kullanılan fırın sistemi

ve kontrol ünitesinin şeması Şekil 3.1’de görülmektedir. Omik kontak işleminden sonra, numunemiz laboratuvar ortamında 3 gün boyunca bekletilerek arayüzeyde bir oksit tabakası oluşması sağlandı. Daha sonra bu numune tekrar vakum ortamına alınarak ve onun ön yüzeyine yaklaşık 1,5 mm çapında maske kullanılarak kimyasal temizleme işlemi yapılmış olan nikel buharlaştırıldı. Böylece, altı adet arayüzey oksit tabakalı Ni/n-GaAs/In Schottky diyot elde edilmiş oldu.



Şekil 3.1 Termal tavlama işlemi için fırın ve kontrol sistemi şeması

Daha sonra, Ni/n-GaAs/In Schottky diyotların akım-gerilim ($I-V$) ölçümleri ölçümleri KEITHLEY487 picoampermeter/Voltage Source cihazı ile oda sıcaklığında ($T=296$ K) ve karanlık ortamda alındı.

Bu numune daha sonra 200°C, 300°C, 400°C, 500°C, 600°C’de azot gazı ortamında 1’er dakika tavlandı. Ve her bir tavlama işleminden sonra diyotların akım-gerilim ölçümleri alındı.

3.3 Diyotlar Tavlanmadan Önce ve Tavlandıktan Sonra Elde Edilen Sonuçlar

Bu çalışmada; Schottky diyotlar yapıldıktan sonra I - V ölçümleri bilgisayar kontrolünde çalışan KEITHLEY 487 picoampermetre/Voltage Source cihazı ile oda sıcaklığında ($T=300$ K) alındı. Bu numune daha sonra 200°C , 300°C , 400°C , 500°C ve 600°C de birer dakika azot gazı ortamında tavlandı. Diyotların oda sıcaklığında I - V karakteristikleri ölçüldükten sonra, bu karakteristiklerden idealite faktörü ve engel yüksekliği gibi Schottky diyot parametreleri hesaplandı. İdealite faktörü, diyotun ideal özelliklerden sapmasını gösteren boyutsuz bir parametredir. İdeal bir diyot için bu faktör yaklaşık olarak bir e eşit olmalıdır. Diyotun idealite faktörünün hesaplanmasında Eşitlik [2.1] kullanıldı. Düz beslem durumunda $eV \gg kT$ olduğundan, bu ifadedeki 1 terimi ihmal edilebilir. Bu durumda Eşitlik [2.1]

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad [3.1]$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Her iki tarafın tabii logaritması alındıktan sonra V 'ye göre türevi alınır, idealite faktörü

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad [3.2]$$

olarak elde edilir. $\ln I$ - V grafiği çizilirse, bu grafiğin doğru beslem durumundaki lineer kısmına bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV/d(\ln I)$ bulunur. Fit edilen doğrunun $V=0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta I_0 doyma akım yoğunluğunu verir. Eşitlik [3.1]'deki I_0 doyma akım yoğunluğu,

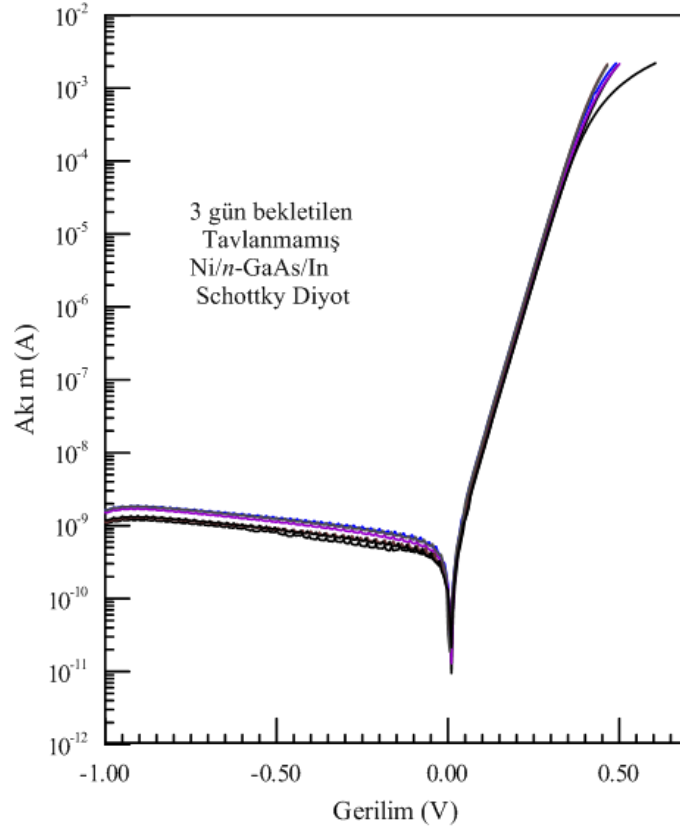
$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \quad [3.3]$$

şeklinde verilmektedir. Eşitlik [3.3]'de her iki tarafın tabii logaritması alınarak, Φ_b 'ye göre çözümlerse;

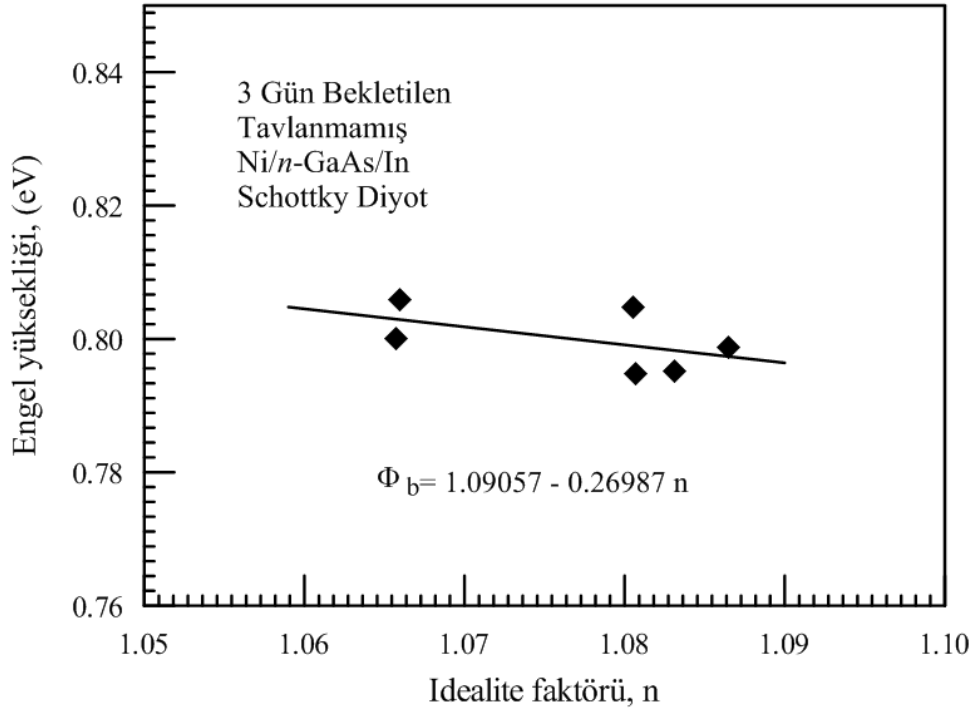
$$e\Phi_b = kT \ln \left(\frac{AA^*T^2}{I_0} \right) \quad [3.4]$$

şeklinde engel yüksekliği ifadesi elde edilir. Burada, A^* Richardson sabiti (n -GaAs için $A^*=8,16A/K \text{ cm}^2$), A diyotun etkin alanı ($A=1,766 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$), T Kelvin cinsinden ortamın sıcaklığı ve k , Boltzman sabitidir ($k=8,625 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$). Bulunan bu değerler ve diğer sabit terimler Eşitlik [3.2] ve [3.4]'de yerine yazılarak idealite faktörleri ve engel yüksekliği hesaplandı.

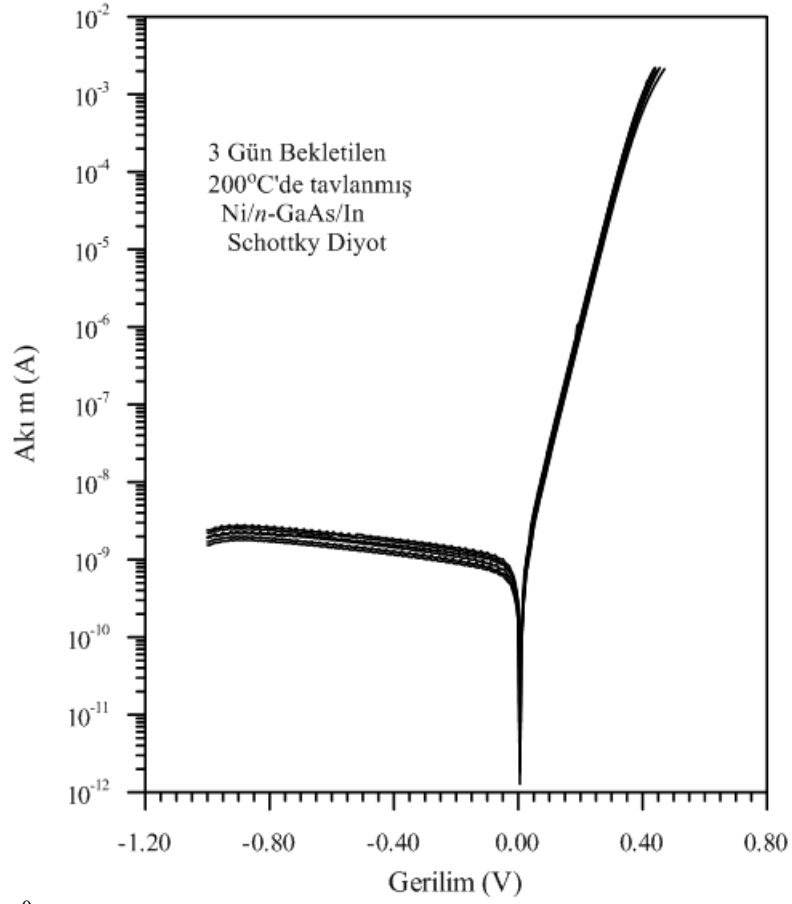
Tavlanmamış ve tavlanmış tüm Ni/ n -GaAs Schottky diyotların oda sıcaklığındaki akım-gerilim karakteristikleri Şekil 3.2, Şekil 3.4, Şekil 3.6, Şekil 3.8 ve Şekil 3.10'da görülmektedir. Aynı şekilde, tavlanmamış ve tavlanmış tüm Ni/ n -GaAs Schottky diyotların oda sıcaklığındaki Akım-gerilim karakteristiklerinden Eşitlik [3.2] ve [3.4] kullanılarak elde edilen idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafikleri Şekil 3.3, Şekil 3.5, Şekil 3.7, Şekil 3.9 ve Şekil 3.11'de sırasıyla tavlanmamış, 200°C , 300°C , 400°C , 500°C ve 600°C 'de tavlanmış numuneler için görülmektedir. 600°C 'deki tavlama sıcaklığında diyotlarımızın bozulduğu gözlemlendi. İdealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiklerinden elde edilen homojen engel yüksekliği değerleri Çizelge 3.1'de verilmiştir.



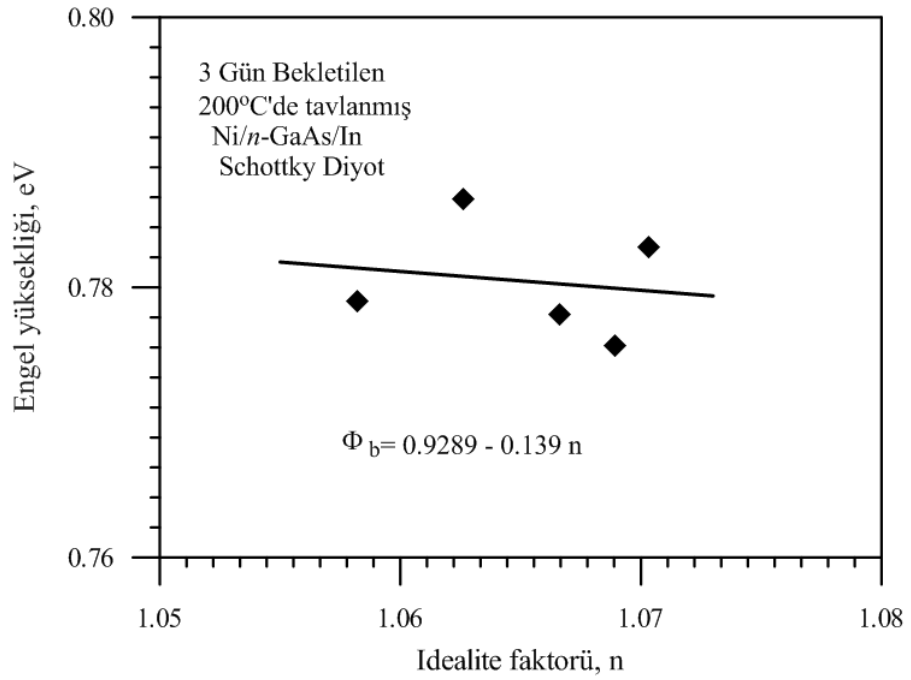
Şekil 3.2 Tavlınmamış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığında Akım-Gerilim karakteristikleri



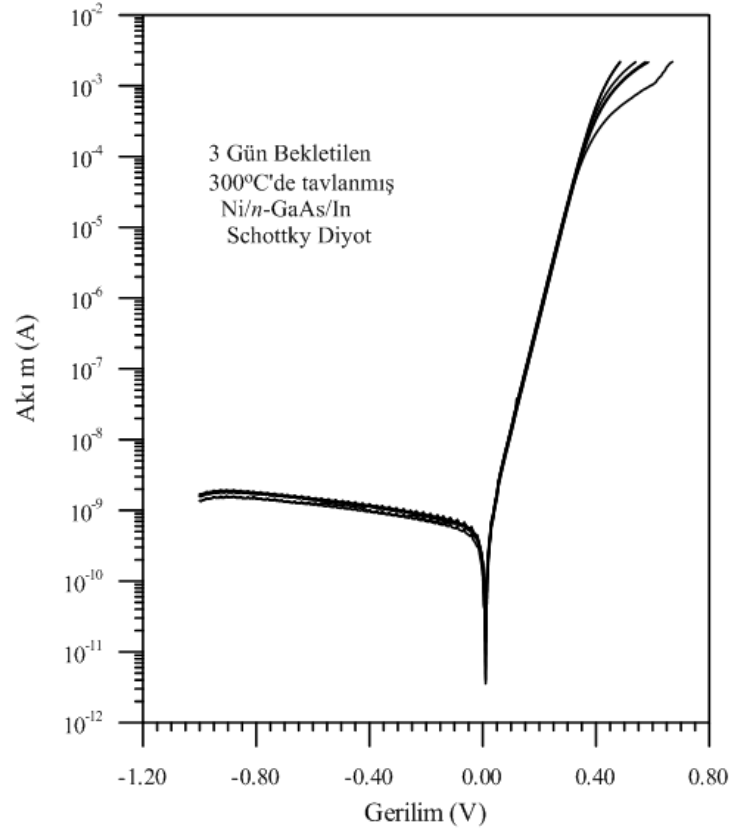
Şekil 3.3 Tavlınmamış Ni/n-GaAs diyotun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği



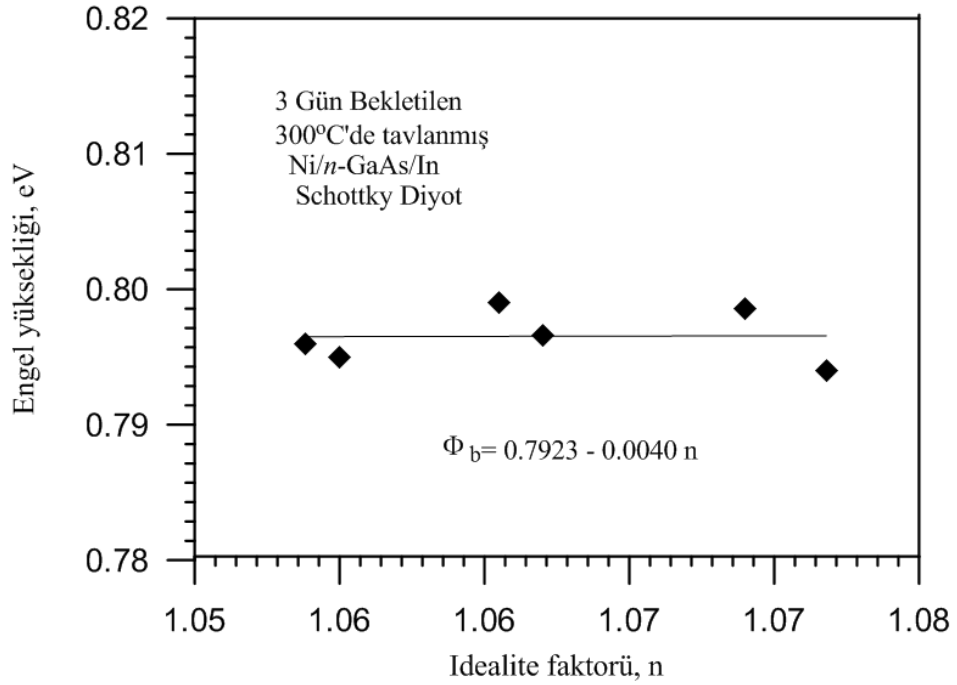
Şekil 3.4 200 C⁰'de tavllanmış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri



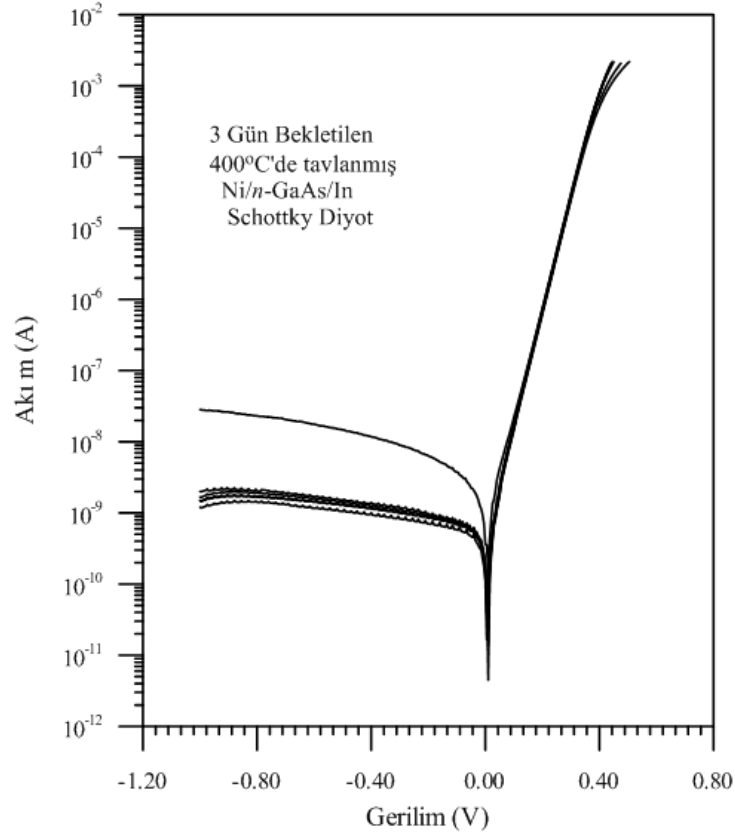
Şekil 3.5 200 C⁰'de tavllanmış Ni/n-GaAs diyotun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği



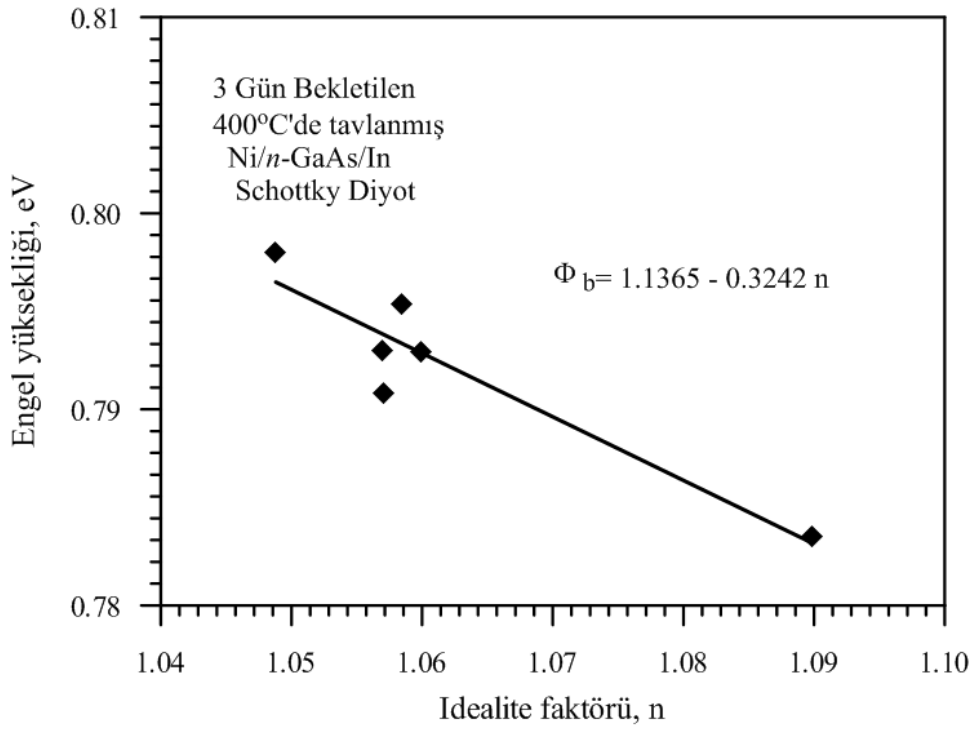
Şekil 3.6 300 C⁰'de tavllanmış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri



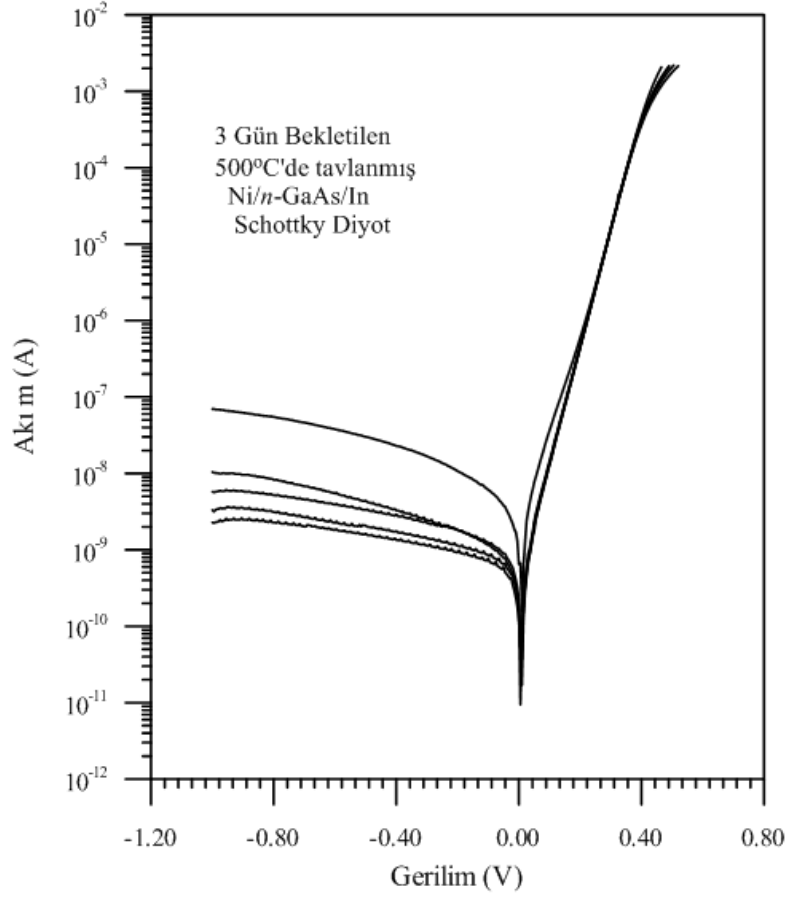
Şekil 3.7 300 C⁰'de tavllanmış Ni/n-GaAs diyotun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği



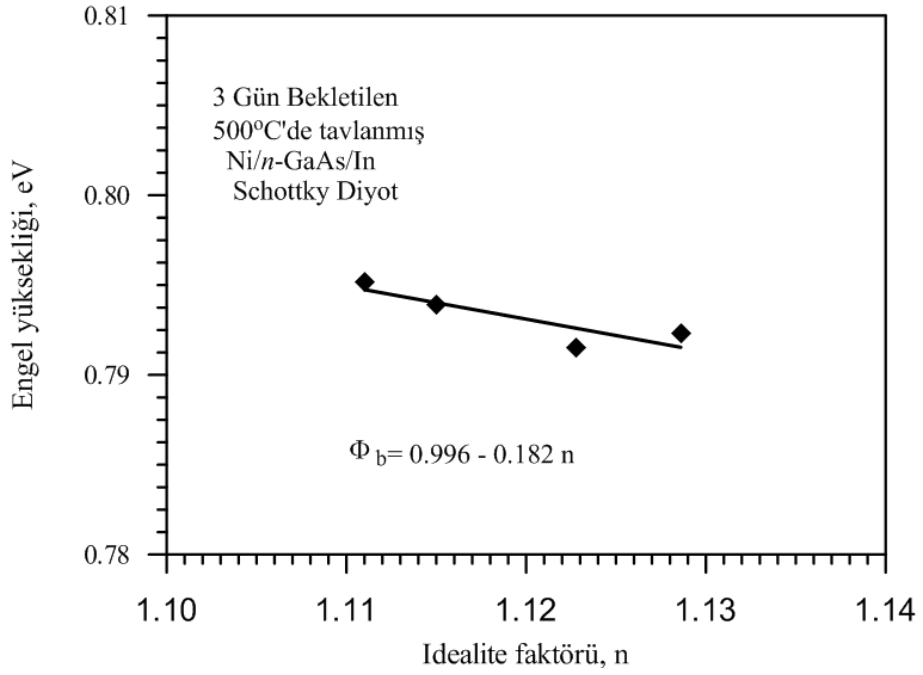
Şekil 3.8 400 C⁰'de tavllanmış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri



Şekil 3.9 400 C⁰'de tavllanmış Ni/n-GaAs diyotun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği



Şekil 3.10 500 C⁰'de tavllanmış Ni/n-GaAs diyotların oda sıcaklığındaki Akım-Gerilim karakteristikleri



Şekil 3.11 500 C⁰'de tavllanmış Ni/n-GaAs diyotun oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiği

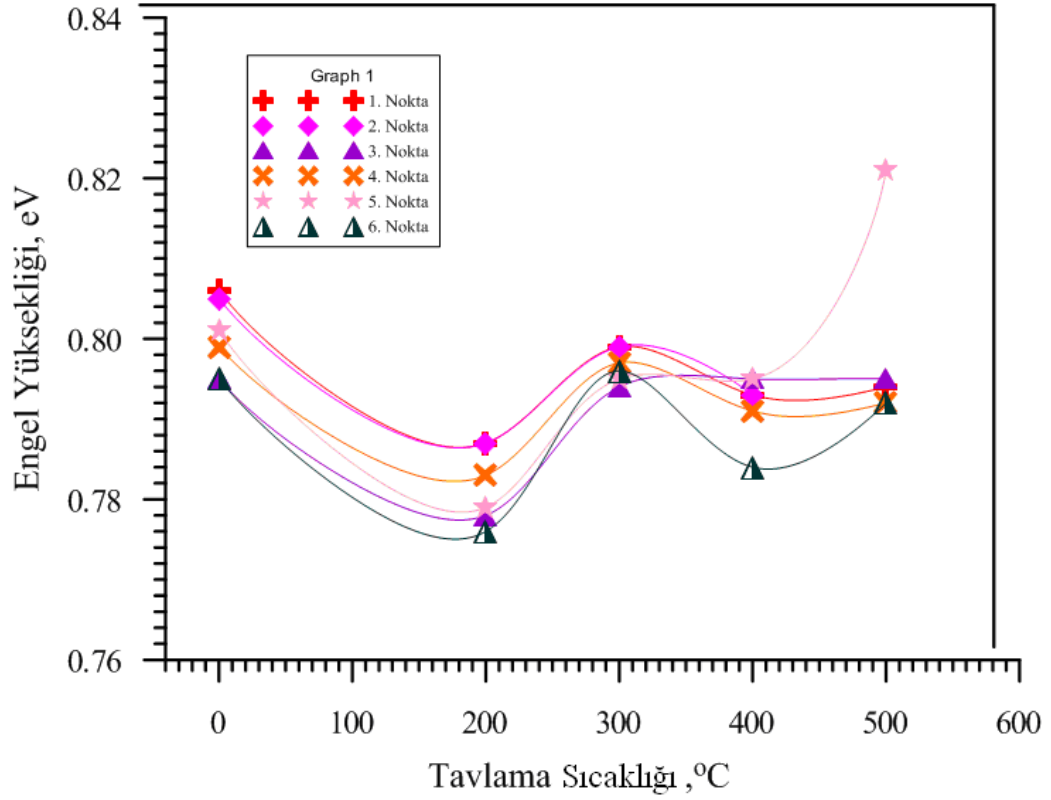
Çizelge 3.1 Oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiğinden elde edilen homojen engel yüksekliği değerleri

	Tavlama Sıcaklığı	Tavlama Sıcaklığı			
		200 ⁰ C	300 ⁰ C	400 ⁰ C	500 ⁰ C
Homojen engel yüksekliği Φ_b (eV)	0.821	0.790	0.788	0.812	0.814

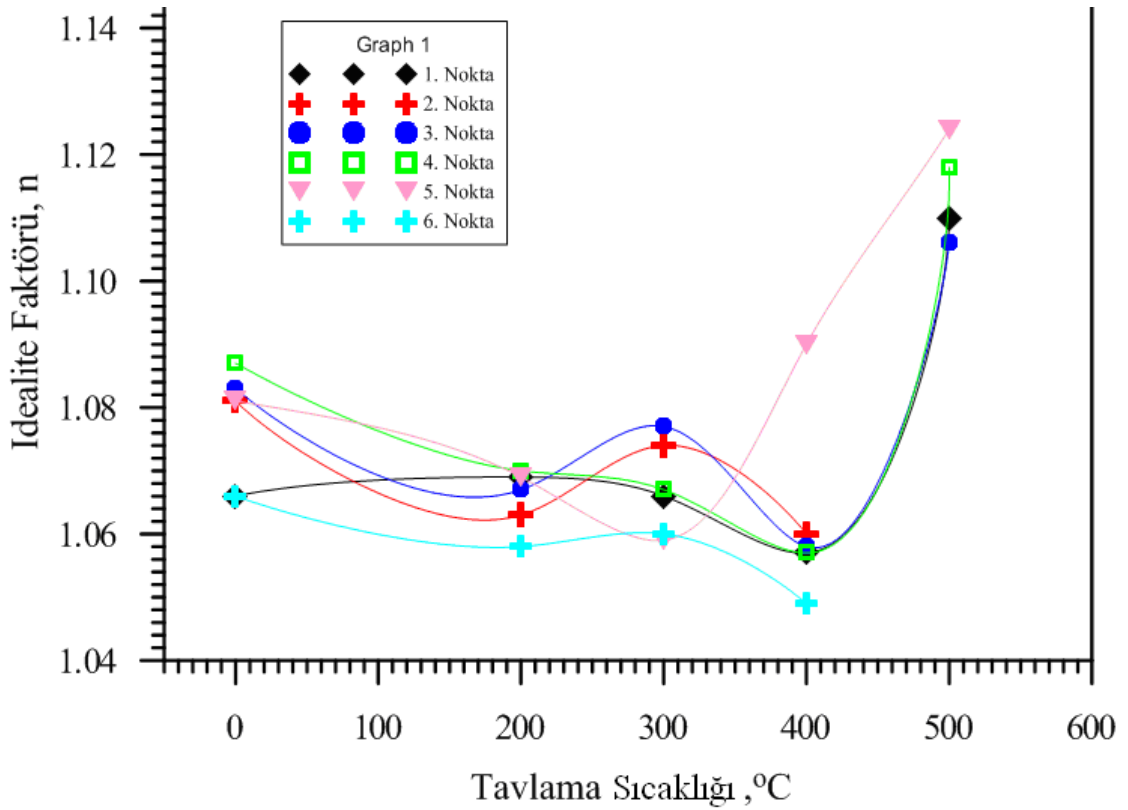
İdealite faktörü 1 değerine yaklaştıkça(n=1), diyotun o derece ideallığe yaklaştığı ve idealite faktörü 1'den uzaklaştıkça diyotun da ideallikten uzaklaştığı şeklinde yorumlanabilir. İdealite faktörü n=1.10 değerinden küçük ise diyot yaklaşık olarak idealdir denilir. Şekil 3.12 ve Şekil 3.13'de Ni/n-GaAs Schottky diyotlarının tüm noktalarına ait tavlama sıcaklığına karşı engel yüksekliği ve idealite faktörü grafikleri verilmiştir. Çizelge 3.2'de Ni/n-GaAs/In Schottky diyotunun tüm noktalarının tavlınmamış ve tavlınmış I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri gösterilmiştir.

Schottky engel diyotları ideal davranıştan saptracak nedenler;

- Metal ile yarıiletken arasında arayüzey tabakasının varlığı
- Yarıiletken yüzey yük yoğunluğu yada arayüzey hallerinin uygulanan gerilimle değişimi
- Yarıiletken tabanın nötral bölge direnci
- Arınma bölgesi genişliği
- Engel yüksekliğinin gerilme bağlı imaj-kuvvet etkisi ile azalması
- Arınma bölgesinde tuzaklar şeklinde bildirilmiştir(Ziel, 1968; Sze, 1981; Rhoederick ve Williams, 1988).



Şekil 3.12 Ni/n-GaAs Schottky diyotlarının tüm noktalarına ait tavlama sıcaklığına karşı engel yüksesliği grafiği



Şekil 3.13 Ni/n-GaAs Schottky diyotlarının tüm noktalarına ait tavlama sıcaklığına karşı engel yüksesliği grafiği

Çizelge 3.2 3 Gün bekletilen Ni/n-GaAs/In Schottky diyotunun tüm noktalarının tavlınmamış ve tavlınmış I-V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yükseliği değerleri

Nokta	Tavlınmamış		200 ⁰ C		300 ⁰ C		400 ⁰ C		500 ⁰ C	
	n	Φ _b (eV)	n	Φ _b (eV)	n	Φ _b (eV)	n	Φ _b (eV)	n	Φ _b (eV)
1.	1.066	0.806	1.069	0.787	1.066	0.799	1.057	0.793	1.110	0.794
2.	1.081	0.805	1.063	0.787	1.074	0.799	1.060	0.793	-----	-----
3.	1.083	0.795	1.067	0.778	1.077	0.794	1.058	0.795	1.106	0.795
4.	1.087	0.799	1.070	0.783	1.067	0.797	1.057	0.791	1.118	0.792
5.	1.066	0.801	1.058	0.779	1.060	0.795	1.049	0.795	1.246	0.821
6.	1.081	0.795	1.069	0.776	1.059	0.796	1.090	0.784	1.124	0.792

İstatistiksel analizlerle Ni/n-GaAs/In Schottky diyotun her tavlama sıcaklığı için altı noktasına ait ortalama idealite faktörleri ve ortalama engel yükseklikleri hesaplandı. Bu ortalama değerlerin tavlama sıcaklığına bağlı değişimleri Çizelge 3.3’de verilmiştir.

Çizelge 3.3 3 Gün bekletilen Ni/n-GaAs/In Schottky diyotları için deneysel olarak elde edilen idealite faktörünün ve engel yüksekliğinin ortalama değerleri

Tavlama Sıcaklığı (⁰ C)	İdealite faktörü, <i>n</i>	Φ _b (eV)
Tavlınmamış	1.077±0,0037	0.800±0,0019
200	1.066±0,0019	0.782±0,0019
300	1.067±0,003	0.797±0,00084
400	1.062±0,0058	0.792±0,0016
500	1.14±0,026	0.799±0,0056

Ni/n-GaAs/In Schottky diyotlarının I-V karakteristikleri ±1V aralığında, 0,005 Voltluk adımlarla alındı. [3.1] eşitliği ile verilen temel akım denklemini kullanarak elde edilen

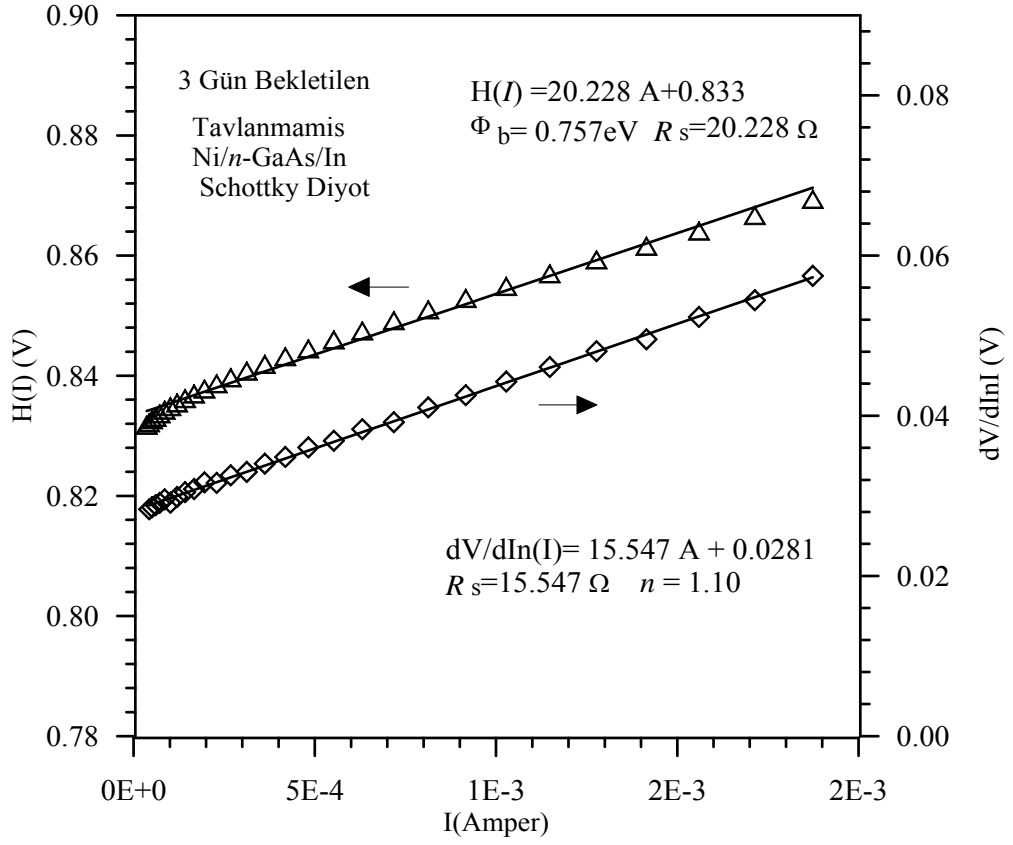
$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad [3.5]$$

ve

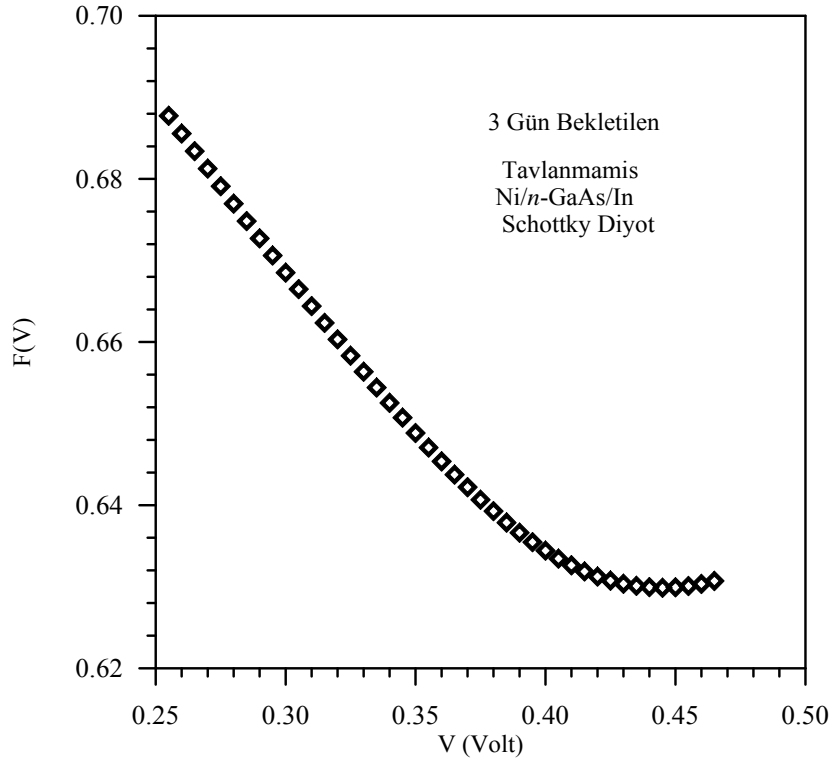
$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad [3.6]$$

Cheung fonksiyonlarını kullanarak, diyotların nötral bölge seri dirençlerinin yanı sıra idealite faktörleri ve engel yükseklikleri elde edilir. Cheung fonksiyonlarına ait Ni/n-GaAs/In diyotlarının $\frac{dV}{d(\ln I)} - I$ grafikleri ile $H(I)-I$ grafikleri Şekil 3.14, Şekil 3.17 ve Şekil 3.18 'de verilmiştir. [3.5] denklemi ile verilen $\frac{dV}{d(\ln I)}$ 'nın I 'ya karşı çizilen grafiği bir doğru vermektedir. Bu doğrunun, $I=0$ iken düşey eksenini kestiği noktadan idealite faktörü ve bu doğrunun eğiminden de seri direnç elde edilmektedir.

Ayrıca [3.6] denklemi ile verilen $H(I)$ 'nin I 'ya karşı çizilen grafiği de yine bir doğru vermektedir. [3.5]'den elde edilen idealite faktörü kullanılarak, $H(I)-I$ grafiğindeki doğrunun $I=0$ iken düşey eksenini kestiği noktadan, diyotun Schottky engel yüksekliği ve bu doğrunun eğiminden de yine seri direnç elde edilmektedir. Cheung fonksiyonları kullanılarak sırasıyla tavlansız, 200°C 'de tavlansız ve 400°C 'de tavlansız Schottky diyotlar için Şekil 3.14, Şekil 3.17 ve Şekil 3.18'deki grafiklerden elde edilen idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri Çizelge 3.4 ve Çizelge 3.5 'de görülmektedir. Ayrıca tavlansız, 200°C , 300°C , 400°C ve 500°C 'de tavlansız Schottky diyotların Cheung fonksiyonları kullanılarak elde edilen idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri bir bütün olarak da Çizelge 3.4 ve Çizelge 3.5 'de görülmektedir.



Şekil 3.14 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Cheung Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği



Şekil 3.15 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Norde Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği

Çalışmanın bu kısmında, üretilen Ni/n-GaAs Schottky diyotların bir noktasının oda sıcaklığında tavlandıktan önce ve 200⁰C, 300⁰C, 400⁰C, 500⁰C’de tavlandıktan sonra seri direnç ve engel yüksekliği değerleri Norde Fonksiyonları kullanılarak hesaplandı. İdeal diyot durum için(idealite faktörünün 1 ‘e eşit olduğu diyotlar) seri direnç değerini hesaplamak için termoyonik emisyon denkleminde ölçülen akım-gerilim değerlerine bağlı elde edilen fonksiyonunun uygulama gerilimi değişimi ile minimum olduğu noktada seri direnç ve engel yüksekliği değerleri elde edilebilmektedir(Norde,1979).

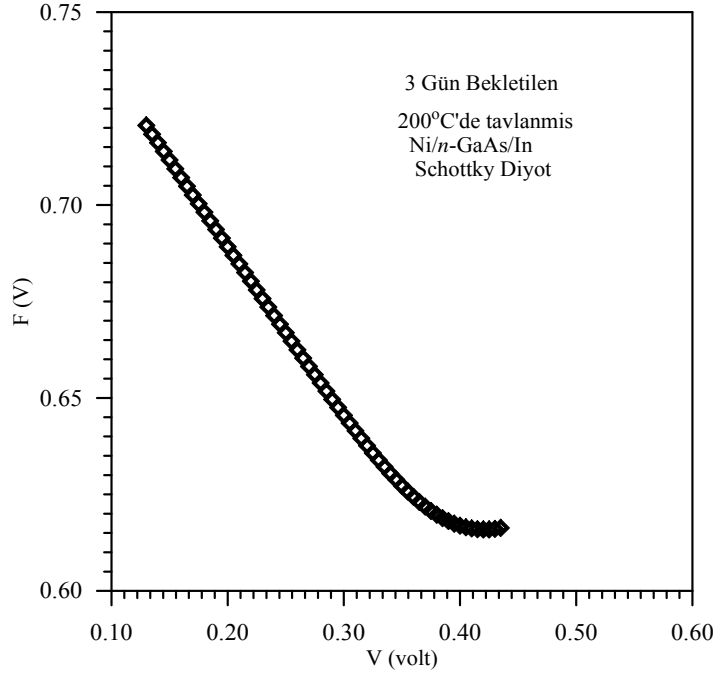
$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{1}{AA^*T^2}\right) \quad [3.7]$$

Burada A diyotun alanı, A* modifiye edilmiş Richardson sabiti, e elektronik yük olmak üzere $\beta=e/kT$ ’dir.

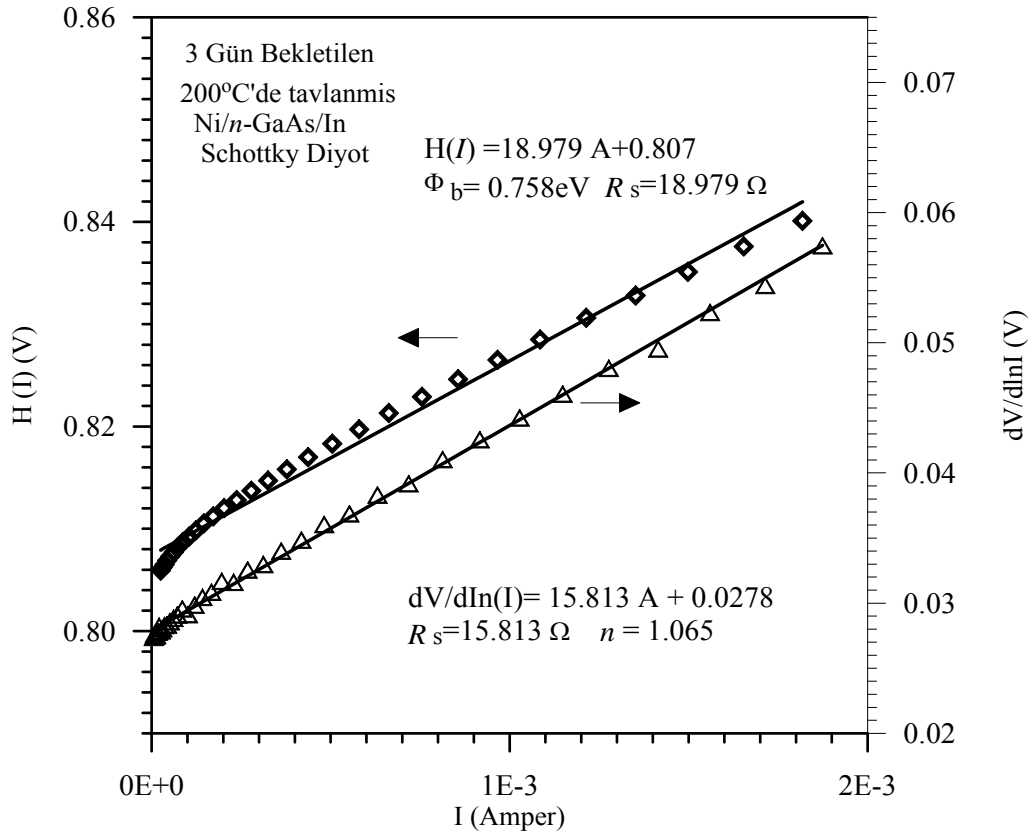
$$R = (\beta I_0)^{-1} \quad [3.8]$$

formülü ile hesaplanmıştır.

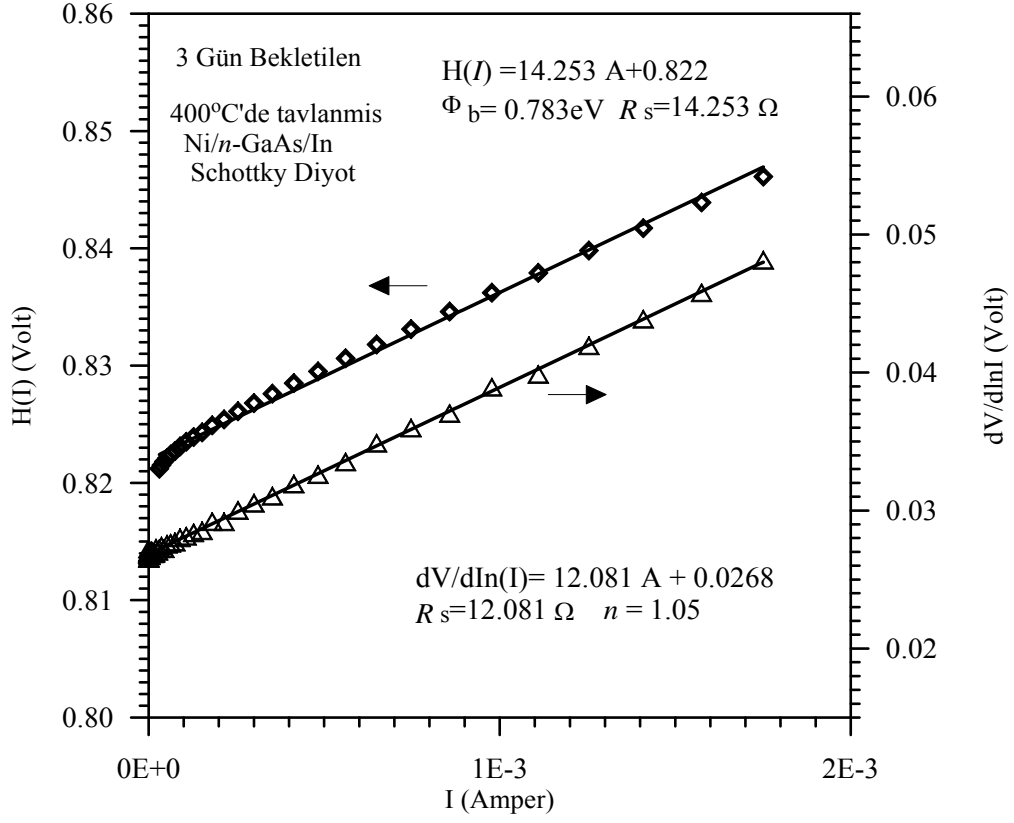
Şekil 3.15 tavlandıktan önce, şekil 3.16 200⁰C ‘de tavlandıktan sonra, şekil 3.19 400⁰C ‘de tavlandıktan sonra elde edilen değerlerden faydalanılarak F(V)-V grafikleri çizilmiştir. Diğer tavlama sıcaklığındaki değerleri de Çizelge 3.5 ‘de verilmiştir. Bu grafikler kullanılarak yapılan hesaplamalar sonucunda engel yüksekliği değeri 200⁰C ‘de tavlama işleminden sonra bir miktar azaldığı ve 400⁰C ve 500⁰C ‘deki tavlama sıcaklığında engel yüksekliğinin arttığı görülmüştür. Diğer bir yandan seri direncin tavlama sıcaklığı arttıkça azaldığı görülmektedir. Bu sonuçlar Şekil 3.15, 3.16. ve 3.19.’da açıkça görülmektedir.



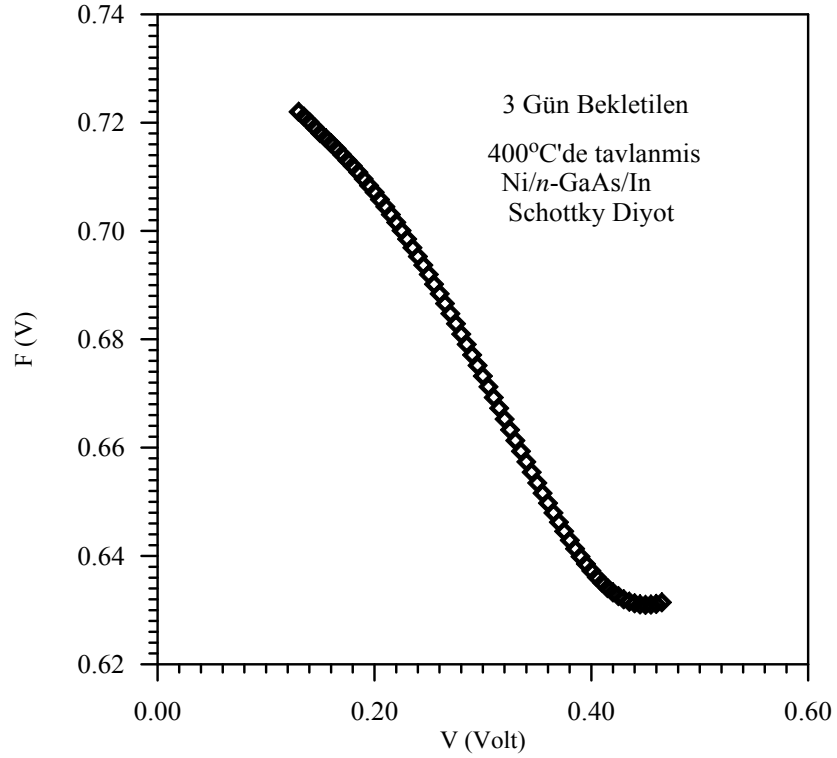
Şekil 3.16 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Norde Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği



Şekil 3.17 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Cheung Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği



Şekil 3.18 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Cheung Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği



Şekil 3.19 Ni/n-GaAs Schottky diyotunun bir noktasının Norde Fonksiyonu yardımıyla çizilmiş grafiği

Çizelge 3.4 3 Gün bekletilen tavlanmamış Ni/n-GaAs/In Schottky diyotunun tüm noktalarının Cheung ve Norde fonksiyonlardan elde edilen diyot parametreleri

Bekledi (nokta)	I-V		dV/dlnI-I		H(I)-I		Norde fonk.	
	n	Φ_b (eV)	R_S (Ω)	n	R_S (Ω)	Φ_b (eV)	R_S (Ω)	Φ_b (eV)
1.	1.066	0.806	22.84	1.108	34.12	0.760	24.27	0.745
2.	1.081	0.805	74.19	1.089	82.08	0.769	75.92	0.710
3	1.083	0.795	30.41	1.089	38.47	0.758	24.89	0.727
4.	1.086	0.798	27.13	1.116	35.44	0.751	26.95	0.735
5.	1.065	0.800	15.55	1.100	20.23	0.757	14.39	0.739
6.	1.081	0.795	16.04	1.104	23.17	0.753	16.91	0.735

Çizelge 3.5 3 Gün bekletilen Ni/n-GaAs/In Schottky diyotunun bir noktasına ait hesaplanan parametreler

Tavlama Sıcaklığı ($^{\circ}$ C)	I-V		dV/d(lnI)		H(I)-I		Norde Fonksiyonu	
	İdealite faktörleri, n	Φ_b (eV)	İdealite faktörleri, n	R_S (Ω)	Φ_b (eV)	R_S (Ω)	R_S (Ω)	Φ_b (eV)
Tavlanmamış	1.066	0.801	1.10	15.547	0.757	20.228	14.390	0.74
200	1.058	0.779	1.0654	15.187	0.758	18.979	13.859	0.71
300	1.060	0.795	1.054	14.254	0.778	16.679	12.287	0.70
400	1.049	0.795	1.05	12.081	0.783	14.253	11.95	0.72
500	1.246	0.821	1.090	14.39	0.769	18.82	12.27	0.74

4. SONUÇ ve TARTIŞMA

Ni/*n*-GaAs Schottky diyotların hazırlanması için, 300-400 μ m kalınlıkta, [100] doğrultusunda büyütülmüş, donör konsantrasyonu $7,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olan ve iki yüzü parlatılmış *n*-GaAs(Si) yarıiletkeni kullanılmıştır. Numunenin her iki yüzünün parlatılmış olmasından dolayı, yüzeylerde herhangi bir mekanik hasar görülmemiştir. Bu nedenle, GaAs diliminden $1 \times 1 \text{ cm}^2$ 'lik parçalar kesilerek sadece kimyasal temizleme işlemi yapıldı. Daha sonra numune üzerine buharlaştırma yöntemi kullanılarak indiyum metali buharlaştırıldı ve omik kontak oluşturuldu. Omik kontak işleminden sonra, numunemiz laboratuvar ortamında 3 gün boyunca bekletilerek arayüzeyde bir doğal oksit tabakası oluşması sağlandı. Daha sonra bu numune tekrar vakum ortamına alınarak ve onun ön yüzeyine yaklaşık 1,5 mm çapında maske kullanılarak kimyasal temizleme işlemi yapılmış olan nikel buharlaştırıldı. Böylece, altı adet arayüzey oksit tabakalı Ni/*n*-GaAs/In Schottky diyot elde edilmiş oldu. Ni/*n*-GaAs/In Schottky diyotların akım-gerilim (*I-V*) ölçümleri alındı. Bu numune daha sonra 200°C, 300°C, 400°C, 500°C, 600°C'de azot gazı ortamında 1'er dakika tavlandı. Ve her bir tavlama işleminden sonra diyotların akım-gerilim ölçümleri alındı. Deneysel *I-V* karakteristiklerinden diyot parametreleri termiyonik emisyon akım teorisine göre hesaplandı.

Metal-yarıiletken kontakların en önemli aygıtları olan Schottky engel diyotların teknolojik öneminden dolayı, Schottky engel diyotlarının elektriksel karakteristiklerini tamamiyle anlamak önemlidir. Schottky engel diyotlarının akım-voltaj karakteristikleri genellikle termiyonik emisyon (TE) akım modeline uyar. Metal yarıiletken kontakların potansiyel engel yüksekliğinin kararlılığı MESFET ve MOSFET yapımında çok önemlidir. Böyle bir metotta, Schottky ve omik kontak metalleri yarıiletken üzerine buharlandırdıktan sonra, metal yarıiletken kontak sistemi ısıl olarak tavllanır. Tavlama sıcaklığının 600°C veya 700°C'den fazla olması gerekebilir. Bu durumda, Schottky kantağın Schottky karakteristiği yani diyot özelliği bozulmamalıdır.

Tavlınmamış ve tavlınmış tüm Ni/*n*-GaAs Schottky diyotların oda sıcaklığındaki Akım-gerilim karakteristikleri çizilmiştir ve bu karakteristiklerden, Eşitlik (3.2) ve (3.4) kullanılarak, idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri elde edilmiştir.

Laboratuvar ortamında 3 gün bekleterek doğal oksit tabakası oluşturduğumuz Ni/n-GaAs/In Schottky diyotlarının her bir tavlama işleminden sonra oda sıcaklığında alınan I-V ölçümlerinden elde edilen ortalama engel yüksekliği değerleri sırasıyla; (tavlanmamış numune) $0.800 \pm 0,0019$, (200°C tavllanmış) $0.782 \pm 0,0019$, (300°C tavllanmış) $0.797 \pm 0,00084$, (400°C tavllanmış) $0.792 \pm 0,0016$, (500°C tavllanmış) $0.799 \pm 0,0056$ olarak bulunmuştur. Burada engel yükseklik değerinin 200°C tavlama sıcaklığından sonra azaldığı ve 300°C tavlama sıcaklığından sonra engel yüksekliğinin arttığı gözlemlenmiştir. 400°C ve 500°C tavlama sıcaklıklarından sonra hesaplanan engel yüksekliği değerinin ise hemen hemen sabit kaldığı gözlemlenmiştir. Ortalama idealite faktörü değerleri sırasıyla; (tavlanmamış numune) $1.077 \pm 0,0037$, (200°C tavllanmış) $1.066 \pm 0,0019$, (300°C tavllanmış) $1.067 \pm 0,003$, (400°C tavllanmış) $1.062 \pm 0,0058$, (500°C tavllanmış) $1.14 \pm 0,026$ olarak bulunmuştur. Diyotlar 1.077, 1.066, 1.067, 1.062 ortalama idealite faktörü değerleri ile ideal diyot davranışın sürdürmüştür. Bununla beraber diyotlar 500°C 'de tavlандığı halde doğrultucu yani Schottky diyot özelliğini korumuştur. Bir diyotun idealite faktörü onun ideale ne kadar yakın olduğunu gösteren bir parametredir. İdealite faktörü 1 değerine yaklaştıkça ($n=1$), diyotun o derece ideallığe yaklaştığı ve idealite faktörü 1'den uzaklaştıkça diyotun da ideallikten uzaklaştığı şeklinde yorumlanabilir. İdealite faktörü $n=1.10$ değerinden küçük ise diyot yaklaşık olarak idealdir denilir (Rhoderick, 1988; Sze, 1981). Schottky diyotlarının 400°C tavlama kadar idealite faktörlerinin bire çok yakın bir değer almalarından dolayı bu diyotların 400°C 'ye kadar kararlı kaldıkları söylenebilir. 400°C 'den sonra diyotların 1,1 'den büyük bir değer almaları Ni ile GaAs arasında kimyasal reaksiyonlardan dolayı yeni ürünlerin oluştuğu sonucuna götürür. 600°C 'deki tavlama sonrası Ni ile GaAs arasındaki reaksiyonlardan dolayı diyotlar omik I-V karakteristikleri sergilediler. Bu Ni/n-GaAs/In yapılarının 500°C 'den sonraki tavlama sonrası bozulduğunu ve artık diyot özelliği göstermedikleri ifade edilebilir.

3 gün bekletilerek nikel buharlaştırılan Ni/n-GaAs/In numunesi tavlama öncesi GaAs yarıiletkenin yüzeyinde doğal bir oksit tabakası (As_2O_3 ve Ga_2O_3 bileşikleri olabilir) oluşturuldu. Nikel gibi soy geçiş metaller hem Galyum hem de Arsenik ile bileşik oluştururlar ve bunlar düşük sıcaklıklarda yarıiletkenle reaksiyona girerler (Sands 1988). GaAs yüzeyine buharlaştırılan Nikel düşük sıcaklıklarda (80°C), GaAs yüzeyinde var olan doğal oksit tabakalarına 1-2 nm kadar nüfuz edebilir. Doğal oksit tabakasının daha kalın küçük lokal bölgeleri, 220°C 'ye kadar sıcaklıklarda Nikelin

GaAs ile kimyasal reaksiyona girmesini önler (Robinson 1985; Sands 1988; 1989; Brillson 1993; Ayyıldız ve Türüt 1999). Tavlamada GaAs ile Ni arasındaki reaksiyonlardan dolayı son reaksiyon ürünü olan NiAs ve NiGa bileşikleri oluştuğu sonucuna varılır. Bu NiAs ve NiGa fazları Ni/GaAs arayüzeyinde termal olarak kararlılığa sebep olan fazlardır(Kowalczyk et al. 1981; Brillson et al 1982,1985; Yokoyama et al 1982; Brillson 1993; Ayyıldız ve Türüt 1999).

Şekil 3.3, Şekil 3.5, Şekil 3.7, Şekil 3.9 ve Şekil 3.11 'de görüleceği gibi deneysel etkin engel yükseklikleri ile diyotların idealite faktörleri arasında ters bir ilişki vardır. Yani idealite faktörleri artarken engel yükseklikleri azalmaktadır. Bu ilişki Schottky diyotların engel yüksekliğinin uzaysal inhomojenliği ile açıklanabilir(Tung, 2001; Wittmer and Freeouf, 1992).Ve yine bu şekillerden görüleceği gibi idealite faktörü ve engel yükseliği diyottan diyota değişmektedir. Bu durum engel yüksekliğinin yanal(laterally) inhomojen olmasından kaynaklanabilir(Tung, 2001; Sullivan et al. 1991; Kampen ve Mönch, 1995). Song *et al.* (1986), engel inhomojenliğinin ortaya çıkmasını arayüzey yüklerinin ve arayüzey oksit tabaka kalınlığının düzgün olmamasına ve arayüzey oksit tabakasının içeriğindeki inhomojenliklere bağlamışlardır. Böyle durumlarda metal-yarıiletken kontak boyunca akan akım, Schottky engel yüksekliği inhomojenliğinin varlığından kuvvetli bir şekilde etkilenebilir (Werner and Gütlér, 1991; Meirhaeghe, 1994; Chand and Kumar, 1997; Zhu *et al.* 2000; Doğan, 2006).

Ni/n-GaAs/In Schottky diyotlar için Oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiğinden elde edilen homojen engel yüksekliği değerleri Çizelge 4.1'de verilmiştir. Çizelgeden görüldüğü gibi artan ısı tavlama sıcaklığıyla yan al homojen engel yüksekliği değerinin arttığı ve 500⁰C 'de 0.814 eV değerine ulaştığı görülmüştür.

Çizelge 4.1. Oda sıcaklığında idealite faktörüne karşı engel yüksekliği grafiğinden elde edilen homojen engel yüksekliği değerleri

		Tavlama Sıcaklığı			
	Tavlanmamış	200 ⁰ C	300 ⁰ C	400 ⁰ C	500 ⁰ C
Homojen engel yüksekliği Φ_b (eV)	0.821	0.790	0.788	0.812	0.814

Düşük voltajlarda yarı logaritmik skalada Schottky diyotların akım-gerilim karakteristikleri lineerdir. Fakat seri direnç (R_s), arayüzey tabakası ve arayüzey durumları gibi parametrelerin etkisinden dolayı, yüksek voltajlarda metal-yarıiletken

doğrultucu kontakların akım-gerilim karakteristiklerinde beklenen değerden bir sapma gözlenir (Aydın *et al.* 2006). Yani lineer olması beklenen akım-gerilim karakteristiği yüksek voltajlarda parabolik bir değişim gösterir. Bu değişim bölgesinde n idealite faktörü, daha çok arayüzey durumları ve seri dirençle kontrol edildiği, Cheung ve ark. (1986), Werner ve ark. (1994) ve Türüt ve ark. (1992) analizleri ile tanımlanmıştır. Metal-yarıiletken doğrultucu kontakların seri dirençleri ne kadar düşük olursa akım-gerilim karakteristikleri o kadar lineer olur ve diyot kalitesi de aynı oranda artar.

Ni/n-GaAs/In Schottky diyotların tavlınmamış, 200°C, 300°C, 400°C ve 500°C'de tavlandıktan sonra seri direnç ve engel yüksekliği değerleri Norde Fonksiyonu kullanılarak hesaplandı. Şekil 3.15., 3.16. ve 3.19.'da diyot tavlınmadan önce, 200°C ve 400°C'de tavlandıktan sonraki doğru beslem deneysel I-V karakteristiklerinden F(V)-V grafikleri çizilmiştir. Norde fonksiyonu kullanılarak elde edilen seri direnç ve engel yüksekliği değerleri Çizelge 3.4 ve 3.5'de verilmiştir. Isıl tavlama sıcaklığı arttıkça ölçülen seri direnç değerleri ve engel yüksekliği değerleri lineer olarak azalmıştır. Diyotun tavlınmadan önce, 200°C'de ve 400°C'de tavlandıktan sonraki Norde fonksiyonlarından hesaplanan seri direnç değerleri sırasıyla 14.390 Ω; 13.859 Ω; 11.95 Ω olarak bulunmuştur. Cheung Fonksiyonları kullanılarak Ni/n-GaAs/In Schottky diyotların tavlınmamış, 200°C, 300°C, 400°C ve 500°C'de tavlandıktan sonra idealite faktörü, engel yükseliği ve seri direnç değerleri hesaplandı. Bu değerler Çizelge 3.4 ve 3.5'de açıkça görülmektedir. Şekil 3.14., 3.17. ve 3.18.'de diyot tavlınmadan önce, 200°C ve 400°C'de tavlandıktan sonraki H(I)-I grafikleri çizilmiştir. Cheung fonksiyonları yardımıyla hesaplanan engel yüksekliği değerleri tavlama sıcaklığı arttıkça (tavlanmamış, 200°C, 300°C, 400°C) sırasıyla 0.757 eV, 0.758 eV, 0.778 eV, 0.783 eV değerlerini ve seri direnç değerleri sırasıyla 20.228 Ω, 18.979 Ω, 16.679 Ω, 14.253 Ω değerlerini almıştır. Bu değerlerden de açıkça görülebileceği gibi diyotta seri dirence neden olan metal yarıiletken arayüzeyindeki oksit tabakası ve istenmeyen safsızlıklar gibi etkiler tavlama sıcaklığına bağlı olarak ortadan kaldırılarak diyotun seri direnci önemli ölçüde azalmıştır. Böylelikle, tavlama etkisi diyot kararlılığı üzerinde son derece istenen bir etki meydana getirmiştir.

Bu tez çalışmasında havaya maruz bırakılmış diyotların elektriksel karakteristiklerine doğal oksit tabakasının etkisi I-V alınarak incelendi. Elde edilen sonuçlara göre Norde ve Cheung fonksiyonlarının engel yüksekliği ve seri direnç bulmak için oldukça iyi metotlar olduğu görüldü. Cheung fonksiyonunun Schottky

diyotun ileri beslem InI-V grafiğinin lineer olmayan bölgesine(yüksek gerilim bölgesi), Norde fonksiyonun ise tüm bölgelere uygulanmasının literatürde kabul gördüğü anlaşıldı. Ayrıca tavlama işlemine Akım-gerilim grafiklerinin tavlama sıcaklığına bağlı değişimlerinden Ni/n-GaAs Schottky diyotlardan birinin tavlansmadan önce, 200⁰C'de ve 400⁰C'de tavlandıktan sonra incelediğimiz, termiyonik emisyon teorisinden bulunan idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri, Norde ve Cheung fonksiyonlarını kullanarak hesaplanan seri direnç ve engel yüksekliği değerleri, tavlansmadan önce de yüksek diyot kalitesine sahip olan Ni/n-GaAs Schottky diyotun farklı sıcaklıklarda yapılan tavlama işleminden sonra da tavlama sıcaklığına bağlı olarak son derece kararlı hale geldiğini açıkça göstermiştir. Bu da tavlama işleminin arayüzey yapısının homojenliğini ya da engel yüksekliğinin homojenliğini artırdığını göstermektedir. Bu çalışmada kullanılan materyallere ilave olarak farklı tür malzeme yapılarına doğal oksit tabakasının etkisi incelenebilir.

KAYNAKLAR

- Akkılıç, K., Aydın M E and Turut A ., 2004. The effect of series resistance on the relationship between barrier heights and ideality factors of inhomogeneous Schottky barrier diodes. *Phys. Scr.* ,364.
- Allen, R.E., Dow, J.D., 1982. Role of surface antisite defects in the formation of Schottky barriers. *Phys. Rev. B.*, 25 , 1423.
- Andrews, J.M., Lepselter, M.P., 1970. *Solid State Electron.*13,1011.
- Arehart, A.R., Moran,B., Speck,J.S., Mishra ,U.K., Den Baars,S.P., Ringel,S.A., 2006., Effect of threading this location density on Ni/n-GaN Schottky diode I-V characteristics. *J.Appl. Phys.* 100,023709.
- Asubay, S., Gullu,O., Turut, A.,2007.Determination of the laterally homogeneous barrier height of thearmally annealed and annealed Au/p-InP/Zn-Au Schottky barrier diodes. *Appl. Surf. Sci.* 253 (18),7467.
- Atalla, M.M., Soshea, R.W., Lucas R.C., Reid, D.A., Dowler, V.M., 1963. Investigation of hot electron emitter. *Scientific Report*, No:3, AFCRL-63-113.
- A.M. Cowley, S.M. Sze, *J. Appl. Phys.* 36 (1965) 3212.
- A. Türüt, B. Batı, A. Kökçe, M. Sağlam, N. Yalçın, *Phys. Scripta* 53 (1996)118.
- A. Van der Ziel, *Solid State Physical Electronics*, second ed., Prentice-Hall, New Jersey, 1968.
- Aydın, M. E., Yıldırım, N and Türüt ,A., 2007, Temperature dependent behavior of Ni/4H-nSiC Schottky Contacts. *J. Appl. Phys* 102.
- Aydoğan ,Ş., Sağlam, M., and Türüt ,A., 2005. On the barrier inhomogeneities of polyaniline/p-Si/Al structure at low temperature. *Appl. Surf. Sci.* 250, 49.
- Ayyıldız, E., Batı, B., Temirci, C. ,Turut, A., 1999. Dependence of thermal annealing on the density distribution of interface states in Ti/n-GaAs(Te) Schottky diodes., *Applied Surface Science.* 152,(57–62).
- Ayyıldız, E., Çetin, H., Horvath, J. Zs., 2005. Temperature dependent electrical characteristics Sn/p-Si Schottky diodes. *Appl. Surf. Sci.* 252., 1153-1158.
- Bardeen, J., 1947. Surface states and rectification at a metal semiconductor contact. *Phys.Rev.*71(10), 717-727.
- Bengi, S. Au/PVA/n-Si (MIS) Schottky Diyotların Temel Elektriksel Parametrelerinin Sıcaklığa Bağlı İncelenmesi
- Biber, M., Coskun, C., and Türüt A., 2005. Current-voltage-temperature analysis of inhomogeneous Au/n-GaAs Schottky contacts. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 31, 81.
- Braun, F.,1874. On the current conduction through metal sulphides (in German) *Ann.Phys.Chem.*, 153,556
- Brillson, L. J., 1993. *Contacts to semiconductors.* Noyes Publications, New Jersey.
- Chand, S., Kumar ,J., 1995. Current-voltage characteristics barrier parameters of Pd₂Si/p-Si (111) Schottky diodes in a wide temperature range. *Semicond. Sci. Technol.*, 10, 1680.

- Chand, S., Kumar, J., 1996. Evidence for the double distribution of barrier heights in Pd₂Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurement. *Semicond Sci. Technol.* 11, 1203-1208.
- Cheung, S., and Cheung, N., 1986. Extraction of Schottky diodes parameters from forward current-voltage characteristics. *Appl. Phys. Lett.* 49, 85-87.
- Chin, V.W.L., Green, M.A., Storey, J.W.V., 1990. Correlation between current-voltage and capacitance-voltage Schottky barrier height on (100) and (110) GaAs and (110) InP surfaces., *J. Appl. Phys.* 68 (7) (1990) 3470.
- Cowley, A., Sze, S., 1965. Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems. *J. Appl. Phys.* 36(10), 3212-3220.
- Crowell, C.R., 1976. The physical significance of the T₀ anomalies in Schottky barriers. *Solid-State Electronics.* 171-175.
- C.R. Crowell, G.I. Roberts, *J. Appl. Phys.* 40 (1969) 3726.
- Doğan, H., Yıldırım, N., Türüt, A., Biber, M., Ayyıldız, E., Nuhoglu, Ç., 2006. Determination of the characteristic parameters of Sn/n-GaAs/Al-Ge Schottky Diodes by a barrier height inhomogeneity model. *Semicond. Sci. Technol.* 21, 822.
- Doğan, H., Korkut, H., Yıldırım, N., Türüt, A., 2008. Prediction of Lateral Barrier Height in Identically Prepared Ni/n-GaAs Schottky Barrier Diodes. *Appl. Surf. Sci.* 254 (11), 3558.
- Doğan, H., Yıldırım, N., Turut, A., 2008. Thermally annealed Ni/n-GaAs/In Schottky barrier diodes. *Microelectron. Eng.* 85, 655-658.
- Doğan, H., 2006. Isıl olarak tavllanmış Ni/n-GaAs/In Schottky diyotların karakteristiklerinin engel inhomojenlik modeline göre belirlenmesi. Doktora Tezi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Atatürk Üniversitesi.
- E.H. Rhoderick, R.H. Williams, *Metal-Semiconductor Contacts*, Oxford, Clarendon, 1988.
- Freeouf, J., 1982., Are interface states consistent with Schottky Barrier Measurements. *Phys. Rev. Lett.* 41, 285-287.
- Hovarth, Zs.J., 1989. General interfacial layer expression for the equilibrium Schottky barrier height and its application to annealed Au-GaAs contacts. *J. Appl. Phys.* 54, 931.
- H.H. Tseng, C.Y. Wu, *Solid State Electron.* 30 (1987) 383.
- J.C. Card, E.H. Rhoderick, *J. Phys.* D4 (1971) 1589.
- Karataş, Ş., and Altındal, Ş., 2005. Analysis of I-V characteristics of on Au/n-type GaAs Schottky structures in a wide temperature ranges. *Mater. Sci. Eng. B* 122, 133.
- Kowalczyk, S., Waldrop, J. and Grant, R. 1981. Reactivity and interface chemistry during Schottky barrier formation metals on thin native oxides of GaAs investigated by x-ray photoelectron spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.* 38, 167-169.
- M.E. Aydın, K. Akkılıç, T. Kılıçoğlu, *Appl. Surf. Sci.* 225 (1-4) (2004) 318.
- Neaman, D., 1992., *Semiconductor Physics and Devices*, R. R. Donneley & Sons Company, Sydney.
- Nicollian, E. H., Brews, J. R., "MOS Physics and Technology", John Wiley & Sons New York, 40-175, 222-226, 423-439 (1982).
- Norde, H., 1979. A modified forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance. *J. Appl. Phys.* 50, 5052.
- P. Hanselaer, W.H. Lafle' re, R.L. Van Meirhaeghe, F. Cardon, *Appl. Phys.*

- 56 (1984) 2309;
- P. Hanselaer, W.H. Lafle're, R.L. Van Meirhaeghe, F. Cardon, *Appl. Phys. A* 39 (1986) 129.
- P. Cova, A. Singh, A. Medina, R.A. Masut, *Solid State Electron.* 42 (1998) 477.
- P. Chattopadhyay, *Solid State Electron.* 39 (1996) 1491.
- Pickard, G.W., 1906. US patent no. 836531.
- Pierce, G.W., 1907. Understanding metal and semiconductor structures. *Phys. Rev.* 25, 31.
- Rhoderick, E.H. and Williams, R.H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*. 2nd ed. Clarendon, Oxford.
- Robinson, G.Y., 1985. *Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces*.
- Schottky, W., 1938. The development of silicon crystal rectifiers for microwave radar receivers. *Z. Phys.* 113, 367-414.
- S. Pandey, S. Kal, *Solid State Electron.* 42 (1998) 943.
- Sullivan, J. P., Tung, R. T., and Pinto, M.R. Graham, W.R., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers. *J. Appl. Phys.* 70, 7419.
- Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H., Cardon, F., 1986. On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers. *Solid State Electron.*, 29, 633.
- Sze, S.M., Crowell, C.R., Kahng, D., 1964. *C. Applied Phys.* 35, 2534.
- Sze, S.M., 1981., *Physics of semiconductor devices*. 2nd ed. New York: Wiley.
- Tung, R.T., 1992. Electron transport at metal and semiconductor interfaces: General theory. *Phys. Rev. B*, 45 (23), 13509-13523.
- Tung R.T., 1993. In: Brilson LJ, editor. *Contacts to semiconductors*. New Jersey: Noyes publ.
- Tung, R.T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts. *Material Science and Engineering R*, 35, 1.
- Van Meirhaeghe, R. L., Lafle're, W.H., F. Cardon, 1994. Influence of defect passivation by hydrogen on the Schottky barrier height of GaAs and InP contacts. *J. Appl. Phys.* 76, 403
- Yıldırım, N. Saçtırma Yöntemiyle Hazırlanan Ni/N-GaAs Schottky Engel Diyotların Karakteristik Parametrelerinin Tavlama Ve Numune Sıcaklığına Bağlı Değişimleri
- Yokoyama, N., Ohnishi, T., Odani, K., Onodera, H., Abe, M., 1982. TiW Silicide gate self-alignment technology for ultra-high-speed GaAs MESFET LSI/VLSI's. *IEEE Transactions on Electron Devices*.
- Werner, J. H. and Gütter, H. H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *J. Appl. Phys.* 69, (3), 1522-1532.
- Williams, R.H., Robinson, G.Y., 1985. *Physics and chemistry of III-V compound semiconductor interfaces*. C.W. Wilmsen (Ed.), Plenum Press, New York.
- Yu, K., Cheung, S., Sands, T., Jaklevic, J., Cheung, N., and Haller, E., 1986. Schottky barrier degradation of the W/GaAs system after high-temperature annealing. *J. A Appl. Phys.* 60(9), 3235-3242.
- Ziel, A., 1968. *Solid State Physical Electronics*. Prentice-Hall International Inc., Minnesota.

Zhu, S., Van Meirhaeghe, R.L, Detavernier, C., Cardon F, Ru G P, Qu, X.P and Li, B. Z., 2000. Effect of annealing temperature on Ni silicide/n-Si (100) Schottky contacts. *Solid-State Electron.* 44,663.

Z.J. Hovarth, *J. Appl. Phys.* 63 (1988) 976.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel bilgiler

Adı Soyadı	Serdar KOÇKANAT
Doğum Yeri ve Tarihi	Sivas, 20/08/1984
Medeni Hali	Bekar
Yabancı Dil	İngilizce, Almanca
İletişim Adresi	Cumhuriyet Üniversitesi, Sivas Meslek Yüksekokulu, Elektronik Haberleşme Teknolojisi, 58140-Sivas
E-posta Adresi	skockanat@cumhuriyet.edu.tr

Eğitim ve Akademik Durumu

Lise	Sivas Selçuk Anadolu Lisesi, 2002
Lisans	Cumhuriyet Üniversitesi, 2007

İş Tecrübesi

Cumhuriyet Üniversitesi	Öğretim görevlisi, 2007-
-------------------------	--------------------------