

**ELEKTRODEPOZİSYON YOLUYLA ELDE
EDİLMİŞ OLAN Ni/n-GaAs SCHOTTKY
DİYOTLARININ ELEKTRİKSEL VE OPTİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Tuğçe BATMAZ



T.C.
BURSA ULUDAĞ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

**ELEKTRODEPOZİSYON YOLUYLA ELDE EDİLMİŞ OLAN Ni/n-GaAs
SCHOTTKY DİYOTLARININ ELEKTRİKSEL VE OPTİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

Tuğçe BATMAZ
0000-0002-5647-4366

Prof. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU
(Danışman)

YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANA BİLİM DALI

BURSA-2020
Her Hakkı Saklıdır

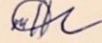
TEZ ONAYI

Tuğçe BATMAZ tarafından hazırlanan "Elektrodepozisyon Yoluyla Elde Edilmiş Olan Ni/n-GaAs Schottky Diyotlarının Elektriksel ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri tarafından oy birliği/oy çokluğu ile Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Danışman: Prof. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU

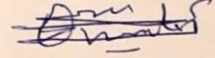
Başkan: Prof. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU
0000-0002-9555-6903
Bursa Uludağ Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi,
Fizik Ana Bilim Dalı

İmza



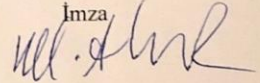
Üye: Prof. Dr. Hakan KÖÇKAR
00002-0002-4862-0490
Balıkesir Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi,
Fizik Anabilim Dalı

İmza



Üye: Prof. Dr. Mürsel ALPER
0000-0001-8220-6851
Bursa Uludağ Üniversitesi
Fen-Edebiyat Fakültesi,
Fizik Anabilim Dalı

İmza



Yukarıdaki sonucu onaylıyorum.

Prof.Dr.Hüseyin Akşel EREN

Enstitü Müdürü

20/02/2020

Fen Bilimleri Enstitüsü, tez yazım kurallarına uygun olarak hazırladığım bu tez çalışmada;

- tez içindeki bütün bilgi ve belgeleri akademik kurallar çerçevesinde elde ettiğimi,
- görsel, işitsel ve yazılı tüm bilgi ve sonuçları bilimsel ahlak kurallarına uygun olarak sunduğumu,
- başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda ilgili eserlere bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunduğumu,
- atıfta bulunduğum eserlerin tümünü kaynak olarak gösterdiğimi,
- kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapmadığımı,
- ve bu tezin herhangi bir bölümünü bu üniversite veya başka bir üniversitede başka bir tez çalışması olarak sunmadığımı

beyan ederim.

20/02/2020

Tuğçe BATMAZ

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

ELEKTRODEPOZİSYON YOLUYLA ELDE EDİLMİŞ OLAN Ni/*n*-GaAs SCHOTTKY DİYOTLARININ ELEKTRİKSEL VE OPTİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Tuğçe BATMAZ

Bursa Uludağ Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU

Metal ve yarıiletken kombinasyonları son yıllarda bilim dünyası için önemli optoelektronik ve elektronik cihaz uygulamalarıdır. Özellikle toprak elementlerinin (Fe, Ni, Co) yarıiletkenlerle kombinasyonu ile üretilen Schottky Bariyer kontaklar optik dedektörleri, güneş pilleri ve kimyasal sensörlerin temelidir. GaAs en popüler yarıiletken malzemelerden biridir. Aynı zamanda elektrodepozisyon yöntemi, yüksek verimi ve düşük maliyeti nedeniyle kaplama yönteminde tercih edilmesinin sebebidir.

Bu araştırmada metal-yarıiletken Schottky diyodun elektriksel ve optik özellikleri araştırılmıştır. Schottky diyot, nikelin elektrodepozisyon yöntemi ile *n*-GaAs üzerine kaplanması oluşturulmuştur. İdealite faktörü ve bariyer yüksekliği, oda sıcaklığında akım-gerilim ölçümlerinden hesaplanmıştır. Hafif volt-akım karakteristikleri incelenmiştir. Örneklerin akım-voltaj özellikleri farklı dalga boyu lazer ışınlarıyla aydınlatılarak incelenmiştir. Yapının spektral fotoetki ölçümleri oda sıcaklığında gerçekleştirilmiştir. Bu, fabrikasyon yapının optoelektronik cihaz uygulamaları için iyi bir aday olmasını sağlayan davranışlar sergilediği gösterilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Elektrodepozisyon, Schottky Bariyer Diyot, Yarıiletken

2020, x + 83 sayfa.

ABSTRACT

MSc/PhD Thesis

INVESTIGATION OF THE ELECTRICAL AND OPTICAL PROPERTIES OF Ni/*n*-GaAs SCHOTTKY DIODES OBTAINED BY ELECTRODEPOSITION

Tuğçe BATMAZ

Bursa Uludağ University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Muhitdin AHMETOGLU

Metal and semiconductor combinations are important optoelectronic and electronic devices applications for science world during recent years. In especially Schottky Barrier contacts manufactured by combination of earth elements (Fe, Ni, Co) with semiconductors are for the device optical detectors, solar cells and chemical sensors. Gallium arsenide (GaAs) is one of the most popular semiconductor materials. Electrodeposition method is also the reason why it is preferred in coating method due to its high efficiency and low cost.

In this research, electrical and optical properties of metal-semiconductor Schottky diode were investigated. Schottky diode was fabricated by electrodeposition of Nickel onto *n*-GaAs substrate. Ideality factor and barrier height were calculated from current-voltage measurements at room temperature. Light volt-current characteristics were investigated. The current–voltage characteristics of the samples were examined by illuminating with different wavelength laser beams. Spectral photoresponse measurements of the structure were carried out at room temperature. This were shown that the fabricated structure exhibited behavior that makes it a good candidate for optoelectronic device applications.

Key words: Electrodeposition, Schottky Barrier Diodes, Semiconductor

2020, x+ 83 pages.

TEŐEKKÜR

Çalıőmamın baőından sonuna kadar karőılaőtıđım bütün güçlüklerde değerli yardımlarını ve bilgi birikimini esirgemeyip beni yönlendiren, değerli danışman hocam sayın Prof. Dr. Muhitdin AHMETOĞLU'na en içten teőekkürlerimi ve őükranlarımı sunarım.

Yüksek lisans çalıőmalarım süresince bana her türlü kolaylığı sağlayan ve deneysel çalıőmalarımda bana her türlü yardımda bulunan sayın Doç. Dr. Mürőide HACIİSMAİLOĞLU'na ve laboratuvar çalıőmalarında her türlü imkanı sağlayan sayın Prof. Dr. Mürsel ALPER'e ve her zaman bilgilerinden yararlandığım sayın bölüm hocalarıma teőekkürlerimi sunarım.

Hayatımın her anlamında bana sonsuz maddi ve manevi imkanlar sunan canım ailem, babam Üzeyir BATMAZ'a, annem Nihal BATMAZ'a, kardeőim őule ÖZTÜRK'e, desteğini her alanda hissettiğim Esra GÜNEş'e ve deneysel çalıőmalarıma katkısı bulunan Burcu KİREZLİ'ye, Caner'e, Önder'e ve Sümer'e bütün kalbimle teőekkür ederim.

Tuğer BATMAZ

Tarih

20/02/2020

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	i
İÇİNDEKİLER	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	viii
ÇİZELGELER.....	x
1. GİRİŞ	1
2. KURAMSAL TEMELLER	3
2.1. Yarıiletkenler.....	3
2.1.1. Saf Yarıiletkenler	3
2.1.2. Katkılı Yarıiletkenler	13
2.1.2.1. <i>n</i> -tipi Yarıiletkenler	14
2.1.2.2. <i>p</i> -tipi Yarıiletkenler	16
2.2. <i>p – n</i> Eklemler	18
2.3. Metal-Yarıiletken (MS) Kontaklar.....	25
2.3.1. Metal / <i>n</i> -tipi Yarıiletken doğrultucu Kontak ($\Phi_S < \Phi_M$).....	26
2.3.2. Metal/ <i>p</i> -tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontak ($\Phi_S > \Phi_M$).....	30
2.4. Metal/Yarıiletken Eklemlerde Akım -İletim Mekanizmaları.....	31
2.4.1. Termoyonik-Emisyon eorisi (TE).....	33
2.4.2. Difüzyon Teorisi	37
2.4.3. Termoyonik-Emisyon-Difüzyon Teorisi.....	38
2.4.4. Schottky Bariyer Boyunca Tünelleme	40
2.4.5. T_0 Etkili Akım İletimi	42
2.5. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotların Engel Kapasitesi.....	43
2.6. Schottky Bariyer Diyotlarda İleri Beslemedeki <i>I-V</i> Karakteristikleri.....	45
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	49
3. 1. <i>n</i> -GaAs Schottky Bariyer Diyotların Hazırlanması	49
3.2. Elektrokimyanın Temelleri	49
3.2.1. Elektrodepozisyonu Etkileyen Faktörler.....	56
3. 3. GaAs Yarıiletken Kristalinin Özellikleri	57
3.3.1. <i>n</i> -GaAs Numunesini Temizleme Prosedürü.....	59
3.3.2. Omik Kontakın Oluşturulması	60
3.3.3. Çözeltilerin Hazırlanması ve Depozit Tabakanın Oluşturulması.....	61
3.4. Deneysel Ölçüm Yöntemleri.....	61
3.4.1. Akım-Voltaj (<i>I-V</i>) Ölçüm Düzenegi	61
3.4.2. Optik Ölçüm Deney Düzenegi	61
4. BULGULAR ve TARTIŞMA.....	65
4.1. Ni/ <i>n</i> -GaAs Schottky Diyodunun Elektrik ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi.....	65
4.1.1. Ni/ <i>n</i> -GaAs Schottky Diyodunun Elektriksel Özellikleri.....	65
4.1.2. Ni/ <i>n</i> -GaAs Schottky Diyodunun Optik Özellikleri.....	73
4.1.2.1. <i>n</i> -GaAs Temelli Schottky Diyodun Spektral Karakteristiği	73
4.1.2.2. Fotoelektrik Karakteristiği	76
5.SONUÇ	78
ÖZGEÇMİŞ	83

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

Simgeler	Açıklama
V_{OC}	Açık Devre Gerilimi
I	Akım
A	Aktif Bölge Alanı
E_A	Aktivasyon Enerjisi
N_A	Alıcı Katkı Konsantrasyonu
χ	Alınganlık
N_{SS}	Ara Yüzey Durum Yoğunluğu
\dot{A}	Armstrong
β	Bariyer Yüksekliğinin Sıcaklıkla Değişimi
k	Boltzmann Sabiti
L_h	Hol Difüzyon Mesafesi
D_h	Hol Difüzyon Sabiti
m_h^*	Hol Etkin Kütlesi
μ_p	Hol Mobilitesi
λ	Dalgaboyu
N_V	Değerlik Bandındaki Etkin Durum Yoğunluğu
E_V	Değerlik Bant Kenarı Enerjisi
V_0	Değme Potansiyeli
ϵ	Dielektrik Sabiti
J_x	Difüzyon Akım Yoğunluğu
Ψ_{bi}	Difüzyon Gerilimi
V_d	Difüzyon Potansiyeli
n_i	Doğal Taşıyıcı Konsantrasyonu
I_0	Doyma Akım
J_D	Doyma Akım Yoğunluğu
C	Metal İyonlarının Molar Konsantrasyonu
L_n	Elektron Difüzyon Mesafesi
D_n	Elektron Difüzyon Sabiti
m_e^*	Elektronların Etkin Kütlesi
μ_n	Elektronun Mobilitesi
e	Elektron Yükü
A^{**}	Etkin Richardson Sabiti
n	İdealite Faktörü
W_D	Fakirleşmiş Bölge
E_F	Fermi Enerjisi
I_{ph}	Fotoakım
V	Gerilim
V_x	İletim Yönündeki Taşıyıcı Hızı
N_C	İletkenlik Bandındaki Etkin Durum Yoğunluğu
E_C	İletkenlik Bant Kenarı Enerjisi
I_{SC}	Kısa Devre Akımı
V_{bi}	Kontak Potansiyeli
Φ_M	Metalin İş Fonksiyonu
V_B	Ön Gerilimde Yerleşik Potansiyel (Built-in Potential)
h	Planck Sabiti

V_r	Rekombinasyon Hızı
A^*	Richardson Sabiti
σ_i	Saf Yarıiletkenin İletkenliği
Φ_B	Schottky Bariyer Yüksekliği
$E(x)$	Schottky Bölgesindeki Elektrik Alan
R_S	Seri Direnç
T	Sıcaklık
V_i	Temas Noktasının Yerleşik Potansiyeli
J_n	Toplam Akım Yoğunluğu
E_{00}	Tünelleme Olayının Karakteristik Enerjisi
δ	Yalıtkan Oksit Tabakasının Kalınlığı
ϵ_s	Yarıiletkenin Dielektrik Sabiti
Φ_S	Yarıiletkenin İş Fonksiyonu
Φ_n	Yarıiletkenin Yasak Bandındaki Fermi Seviyesi
E_g	Yasak Bant Aralığı
N_D	Verici Katkı Konsantrasyonu
Q	Yük
M^{z+}	Metal İyonu
M	Metal
Z	Değerlik Elektron Sayısı
R	İdeal Gaz Sabiti
f_a	Metal İyonun Aktiflik Katsayısı
E_0	Standart Elektrot Potansiyeli
E	Denge Elektrot Potansiyeli
E_{uyg}	Hücre Potansiyeli
E_{denge}	Denge Potansiyeli
η	Aşırı Potansiyel
iR_s	Ohmik Polarizasyon
R_s	Çözelti Direnci
N	Mol Sayısı
M	Kütle
Ma	Atomik Kütle
T	Film Kalınlığı
A	Alan
ρ	Yoğunluk

Kısaltmalar*I-V**eV*

MS

TAE

TE

TED

Açıklama

Akım-Gerilim

Elektron Volt

Metal-Yarıiletken

Termiyonik Alan Emisyonu

Termoionik Emisyon

Termiyonik Emisyon Difüzyon Teorisi

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1. Saf yarıiletkenler için enerji bandı diyagramı, durumların yoğunluğu $g(E)$, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonları $f(E)$ ve ısı dengede yük taşıyıcı yoğunluğu.....	4
Şekil 2.2. Farklı sıcaklıklar için Fermi-Dirac dağılımı.....	6
Şekil 2.3. Yarıiletken Taşıyıcıların E-k Grafiği.....	8
Şekil 2.4. a) Fosfor P (n doping) katkı bir Silikon kristalinde elektronik bağların şematik gösterimi b) n -tipi yarıiletkene gerilim uygulamasının şematik gösterimi.....	15
Şekil 2.5. n -tipi yarıiletkenler için enerji bandı diyagramı, durumların yoğunluğu $g(E)$, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonları $f(E)$ ve ısı dengede yük taşıyıcı yoğunluğu.....	16
Şekil 2.6. a) Bor B (p doping) katkı bir Silikon kristalinde elektronik bağların şematik gösterimi b) p -tipi yarıiletkene gerilim uygulamasının şematik gösterimi.....	17
Şekil 2.7. p -tipi yarıiletkenler için enerji bandı diyagramı, durumların yoğunluğu $g(E)$, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonları $f(E)$ ve ısı dengede yük taşıyıcı yoğunluğu.....	18
Şekil 2.8. Bir diyodun I-V karakteristiği.....	19
Şekil 2.9. a) p-n eklem birleşme anında gerçekleşen elektron ve hol hareketi b) p-n eklem birleştikten sonra meydana gelen tükenmiş bölge ve akım yönlerinin gösterimi.....	20
Şekil 2.10. a) kavşak oluşmadan önce eşit olarak katkı p tipi ve n tipi yarıiletkenler b) tükenme bölgesindeki elektrik alan ve termal dengede bir p-n bağlantısının enerji bandı diyagramı.....	21
Şekil 2.11. Bir p-n ekleme uygulanan ileri besleme geriliminin geçiş bölgesi genişliği ve elektrik alanı üzerindeki etkisi ve enerji diyagramı.....	22
Şekil 2.12. Bir p-n ekleme uygulanan ileri besleme geriliminin geçiş bölgesi genişliği ve elektrik alanı üzerindeki etkisi ve enerji diyagramı.....	24
Şekil 2.13. a) n -tipi yarıiletken ile kontak yapılmadan önceki hali b) Kontak yapıldıktan sonra denge hali c) Kontak ileri beslendiğinde d) Kontak ters beslendiğinde.....	27
Şekil 2.14 a) MS kontak ileri besleme altında b) MS kontak ters besleme altında.....	29
Şekil 2.15. a) p -tipi yarıiletken ile kontak yapılmadan önceki hali b) Kontak yapıldıktan sonraki denge hali c) Kontak ileri ve ters beslendiğinde beslendiğinde.....	31
Şekil 2.16. Metal/ n -tipi yarıiletkeninde doğru besleme altında 4 temel akım iletim mekanizması: (1) Termoyonik emisyon (2) Tünelleme (3) Tekrar birleşme, (4) Elektronların difüzyonu.....	33
Şekil 2.17 Metal/ n -tipi yarıiletken kontakta akım iletim mekanizmalarının katkılama konsantrasyonuna bağlılığı. Elektron akımı yönü oklarla belirtilmiştir.....	41

Şekil 2.18 Değişik türde akım iletim düzeneklerini belirtmek için $nkT/q-kT/q$ grafiği.....	43
Şekil 2.19 Engel genişliği d olan metal/n-tipi yarıiletken kontakta (a) $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonunun x 'e göre değişimi, (b) $\rho(x)$ uzay yük yoğunluğu fonksiyonunun x 'e göre değişimi.....	44
Şekil 3.1. Elektrokimyasal hücre örneği a) İki elektrotlu b) Üç elektrotlu.....	51
Şekil 3.2 Bir tip metal iyonu içeren bir elektrolitin potansiyel eğrisine karşı şematik elektrot akımı.....	54
Şekil 3.3. GaAs Enerji Band Diyagramı.....	58
Şekil 3.4. Optik ölçümler için kurulan sistemin şeması.....	62
Şekil.3.5. Üç ızgaralı monokromatörün iç görüntüsü.....	63
Şekil.3.6. Optik deney düzeneği.....	64
Şekil 4.1. Ni/n-GaAs Schottky diodun 180-320 K sıcaklık aralığında ölçülen ileri ve ters beslemedeki $I-V$ karakteristikleri.....	65
Şekil 4.2. Ni/n-GaAs Schottky diyotun idealite faktörünün ve bariyer yüksekliğinin sıcaklığa göre değişimi.....	67
Şekil 4.3. Ni/n-GaAs Schottky diyotunun oda sıcaklığındaki $dV/d\ln(I)-I$ ve $H(I)-I$ grafiği.....	69
Şekil 4.4. Ni/n-GaAs Schottky diyotunun V 'ye karşı $F(V)$ grafiği.....	71
Şekil 4.5. Ni/n-GaAs Schottky diyotunun oda sıcaklığında ileri besleme $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen ara yüzey durumlarının enerji dağılım grafiği.....	73
Şekil 4.6. Ni/n-GaAs Schottky fotodiyotun ayrı iki sıcaklıkta olan spektral dağılımı.....	74
Şekil 4.7. 300 K sıcaklığında fotoakım karesinin foton enerjisine göre değişim grafiği.....	76
Şekil 4.8. 633 nm dalgaboylu fotonları (He-Ne Laser) ile çeşitli aydınlatma şiddeti altında oda sıcaklığındaki akımı-voltaj karakteristikleri.....	77

ÇİZELGELER

	Sayfa
Çizelge 2.1. Silisyum, Galyum Arsenat ve Germanyum Kütle Değerleri ve Fonksiyon Yoğunlukları.....	12
Çizelge 2.2. T=300 K 'de silisyum, galyum arsenat ve germanyum için saf taşıyıcı konsantrasyonu (ni).....	13
Çizelge 3.1. Bir metal seçiminin standart elektrot potansiyelleri.....	53
Çizelge 3.2. GaAs'a ait bazı özellikler.....	59
Çizelge 4.1. Farklı sıcaklıklar için bariyer yüksekliği ve idealite değerleri	67

1. GİRİŞ

Katı halde bulunan malzemelerin elektriksel özellikleri 1800'lü yılların sonuna doğru araştırılmaya başlanmıştır. Deneyler ve araştırmalar sonunda elektrik iletkenliği bu malzemeleri iletkenlikleri üzerinden ayırtmaya gitmiştir. Bu ayırma da katı malzemelerin iletim bandı ve valans (değerlik) bandında bulunan taşıyıcı (hol ve elektron) yoğunlukları göz önüne alınarak yapılmıştır. Elektronların bulunmadığı bölgelerde oluşan band aralıkları (yasak band) bize malzemenin türü hakkında bilgi vererek onları iletken, yalıtkan ve yarıiletken olarak üç gruba ayırmıştır. Bir katı malzemenin band yapısı, onun elektrik, manyetik ve optik özellikleri tanımlar.

İncelenmekte olan yarıiletken malzemedeki valans bandı ile iletim bandı arasında bulunan yasak bölge aralığı oldukça dardır ve bir miktar enerji ile akım yaratılabilir. Yarıiletken malzemenin iletkenliği, elektrik alanına, safsızlığına, sıcaklığa, manyetik alanına ve aydınlanma şiddeti gibi niceliklere bağlıdır.

Yarıiletken bir malzemenin elektriksel özellikleri, kristal yapıya safsızlıklar ("doping") eklenerek veya elektrik alanlarının veya ışığın uygulanmasıyla modifiye edilebildiğinden, yarıiletkenlerden yapılan cihazlar amplifikasyon, anahtarlama ve enerji dönüşümü için kullanılabilir. Farklı türlerde eklenen malzemeler ile farklı özelliklere sahip olan katkılı yarıiletkenler birleştirilerek (*p-n* bağlantı diyodu), diyotların, transistörlerin ve tüm modern elektronik malzemelerin temeli oluşmuştur. Yarıiletken malzemelere silisyum, germanyum ve GaAs örnek verilebilir.

Bugünün elektronik teknolojisinin neredeyse tamamı yarıiletkenlerin kullanılmasını içerir, en önemli yönü dizüstü bilgisayarlarda, tarayıcılarda, cep telefonlarında vb. bulunan entegre devre olmasıdır. Bu tür devreler için yarıiletkenler seri olarak üretilir.

İlerleyen teknoloji ile elektronik endüstrisinde yarıiletken malzemeler metaller ile birleştirilmeye başlanmıştır. Yarıiletken ve metal arasında bir yarıiletken-metal birleşimine Schottky diyot denir. Schottky diyot, bariyer diyotu olarak da bilinen bir tür elektronik bileşendir. Radyo frekans uygulamalarında ve güç uygulamalarında doğrultucu olarak yaygın şekilde kullanılır. Schottky diyodu, ileri yönde besleme ile diyot içinden akım geçtiğinde, küçük bir voltaj düşüşüne sahip bir yarıiletken diyottur. Bu voltaj düşüşü, daha yüksek anahtarlama hızı ve daha iyi sistem verimliliği sağlar.

Ayrıca Schottky bariyer diyotları fotodetektörler, güneş pili ve metal tabanlı transistör gibi elektronik aygıtların yapısına oluşturur (Kwok 1995, Singh 1995).

Schottky bariyerinin temel özelliklerinden biri Φ_B ile gösterilen Schottky bariyer yüksekliği ve n idealite faktörüdür. Φ_B 'nin değeri metal ve yarıiletken kombinasyonuna bağlıdır (Tung 2014).

n -tipi bir yarıiletkende Φ_B , ara yüzey iletim bandı kenarı E_C ve Fermi seviyesi E_F arasındaki fark olup, p -tipi yarıiletkenlerde ise E_F ile valans bandı kenarı E_V arasındaki farktır. Φ_B ve n nicelikleri termiyonik emisyon teorisine göre belirlenmektedir. Farklı şekillerde üretilmiş olan Schottky diyotlar TE teorisinden sapmalar mevcuttur. Ayrıca yarıiletken yüzeyine biriktirilen metaller, kimyasal temizleme ve istenmeyen herhangi durumlardan ötürü görmeyi umduğumuz matematiksel değerlerden farklı bariyer yükseklikleri elde edilebilir. Aynı şekilde beklenen farklı (1 'den büyük) idealite değerlerinin sebebi, homojensizlikler, tükenmiş bölgede oluşan akımlar (generasyon ve rekombinasyon) ve ara yüzey durumları olarak açıklanabilir.

Yapılan çalışmalardan biri de yarıiletkenlerin kaplanarak daha verimli hale getirilmesidir. Bu çalışmada kullanılan yöntemlerden biri de elektrodepozisyon yöntemidir. Elektrodepozisyonun en büyük avantajı ucuz ve kolay bir yöntem olmasıdır. Ayrıca bu yöntem ile oda sıcaklığı ve basıncında çalışabildiği gibi bize istenilen boyutta ve şekilde malzeme kaplama imkanı sunmaktadır. Bu bağlamda, malzemeler doğru koşullarla büyütüldüğünde, elektrodepozisyonun elektronik cihaz uygulamaları için düşük maliyette, geniş kullanım alanına sahip, yüksek kaliteli malzemeler üretebildiği gösterilmiştir.

Bu tezde, elektrodepozisyon yöntemi ile kaplanan GaAs yarıiletkenin elektriksel ve optik özellikleri incelenmiştir. Tez; Giriş, Kuramsal Bilgiler, Deneysel Yöntem, Bulgular ve Tartışma ile Sonuç bölümlerinden oluşmaktadır. Giriş kısmında yazılan tezin amacı ikinci kısımda bu yapılar ile alakalı kuramsal bilgiler, üçüncü kısımda bu yapılarla yapılan deneylerin yöntemi, deneye hazırlık ve deneyin ölçümleri, dördüncü kısımda ise deneyden elde edilen elektriksel ve optik özellikleri barındıran veriler anlatılmıştır. Son kısımda ise deneyden elde ettiğimiz sonuçların yorumu yer almaktadır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Yarıiletkenler

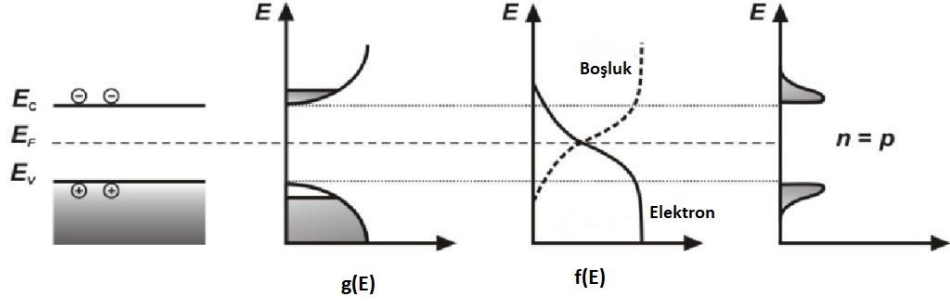
Katıhal malzemeleri elektriksel özellikleri göz önüne alındığında üç sınıfa ayrılır: yalıtkanlar, yarıiletkenler ve iletkenler. Yarıiletkenlerin öz direnci ($\rho = 1 / \sigma$) oda sıcaklığında $10^{-2} \Omega \cdot \text{cm}$ ve $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ arasında değişebilir. Yarıiletkenlerin iletkenlikleri bu uç noktalar arasındadır ve genellikle sıcaklığa, aydınlatmaya, manyetik alanlara ve çok az miktarda safsızlık atomuna duyarlıdır. Yarıiletkenler, diyotlar, transistörler ve entegre devreler dahil olmak üzere çeşitli elektronik cihazların üretiminde kullanılır (Wilson ve Hawkes 1998).

Kuantum mekaniğine göre bir atom, kesikli enerji düzeyine sahiptir. Bir kristaldeki atom sayısı arttıkça etkileşim miktarı da artar. Böylece enerji düzeyleri ile band yapıları ortaya çıkar. Bu bandların çekirdeğe yakın ve neredeyse tamamına yakın dolu olanına valans (değerlik) bandı adı verilir. Yarıiletken malzemelerde iletkenlik oluşması için değerlik bandında bulunan serbest elektronların iletim bandına geçmesi gerekir. Bu noktada iletim bandına geçen elektronlar değerlik bandında işgal edilmemiş elektron boşluğu diğer bir deyişle hol bırakırlar. Başka elektronlar bu boşluğu doldurduğunda da holler hareket etmiş olur. Bu hareket elektron ile karşılıklı olduğundan hol pozitif yüklü parçacık gibi davranır. Serbest elektronlar ile holler arasında bir dağılım söz konusu olup bu Fermi-Dirac istatistiği ile belirlenir.

2.1.1. Saf yarıiletkenler

Saf yarıiletkende, değerlik bandındaki hollerin sayısı, iletim bandındaki elektronların sayısına eşittir. Bu nedenle, bir atomun toplam yükü nötr olup, iletim bandında ve değer bandında enerji seviyelerinin işgal olasılığı aynıdır. Bu sebepten, doğal yarıiletken için Fermi seviyesi yasak bandın ortasında yer almaktadır.

Yasaklanmış bandın ortasındaki Fermi seviyesi, eşit miktarda serbest elektron ve hol konsantrasyonunu gösterir.



Şekil 2.1. Saf yarıiletkenler için enerji bandı diyagramı, durumların yoğunluğu $g(E)$, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonları $f(E)$ ve ısı dengede yük taşıyıcı yoğunluğu

Değerlik bandındaki hol konsantrasyonu aşağıdaki gibi verilir.

$$p = N_v e^{\frac{-(E_F - E_v)}{k_B T}} \quad (2.1)$$

İletim bandındaki elektron konsantrasyonu aşağıdaki gibi verilmiştir.

$$n = N_c e^{\frac{-(E_c - E_F)}{k_B T}} \quad (2.2)$$

k_B Boltzmann sabiti, T yarıiletkenin mutlak sıcaklığı, N_v değerlik bandındaki durumların etkin yoğunluğu ve N_c iletim bandındaki durum etkin yoğun olarak ifade edilir.

Katkısız bir yarıiletken için, elektron taşıyıcı konsantrasyonu hol taşıyıcı konsantrasyonuna eşitliğini formülle ifade edecek olursak;

$$p = n = n_i \quad (2.3)$$

Burada p hol taşıyıcı konsantrasyonu, n elektron taşıyıcı konsantrasyonu ve n_i ise doğal taşıyıcı konsantrasyonu olarak ifade edilir.

Doğal bir yarıiletken için Fermi seviyesi;

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} \quad (2.4)$$

E_F fermi enerji seviyesi, E_c iletim bandı ve E_v değerlik bandını ifade eder.

Tek elektronlu atomlardan yola çıkarak çok elektronlu atomlara, daha sonra da atomları birleştirerek elde edilen moleküllere geçerken çok önemli bir başka kuantum mekaniksel kural işin içine girer, bu da kuantum istatistiği ve Pauli dışarlanma ilkesidir. Bu ilkeye göre evrende var olan bütün temel parçacıkları iki sınıfa ayırıyoruz: Fermiyonlar ve bozonlar. Bozonlar spinleri, yani özaçısıl momentumları ($h/2\pi$ 'nin tam katsayı değerlerini alır), elektronun da üyesi olduğu fermiyonlar sınıfı ise, spini ($h/2\pi$ 'nin yarım ve tek sayıların katları değerini alır) ifade ediyor.

Bu bilgiler ışığında dengede yani $T=0$ K'de, yarı-tam değere sahip fermiyonu bulunan ve Pauli dışarlanma ilkesine ait olan parçacıklar Fermi-Dirac dağılım fonksiyonuna uymuş olurlar:

$$F(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1} \quad (2.5)$$

Burada T sıcaklık, E_F Fermi enerjisi, k ise Boltzmann sabitidir (Neamen 2003).

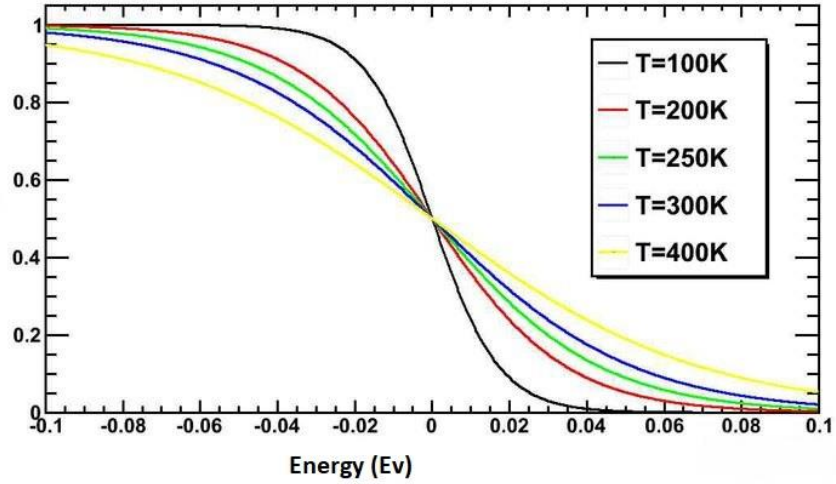
Fermi fonksiyonu olarak da adlandırılan Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu, Fermiyonlar tarafından enerji seviyelerinin doluluk olasılığını gösterir. Pauli dışarlanma ilkesi, sadece bir fermiyonun tek bir kuantum durumunu işgal edebileceğini ileri sürer. Bu nedenle, fermiyonlar bir enerji bandına eklendiklerinde, en düşük enerjili seviyeler önce doldurulur, ardından daha sonraki enerji seviyeleri.

Mutlak sıfır sıcaklıkta ($T= 0$ K), enerji seviyelerinin tümü Fermi seviyesi dediğimiz maksimum enerji seviyesine kadar doldurulur. Fermi seviyesinin üzerindeki hiçbir durum doldurulmaz. Yani daha yüksek bir sıcaklıkta, tamamen doldurulmuş durumlar ile tamamen boş durumlar arasındaki geçişin ani olmak yerine aşamalı olduğunu tespit eder.

Mutlak sıfır sıcaklığında Fermi enerjisi elektronun enerjisi ile kıyaslanırsa;

$$E < E_F, \quad F(E) = 1 \quad (2.6)$$

$$E > E_F, \quad F(E) = 0 \quad (2.7)$$



Şekil 2.2. Farklı sıcaklıklar için Fermi-Dirac dağılımı

Birim hacme sahip bir kristali ele aldığımızda, birim enerji aralığında olan durumların sayısını kuantum durumlarının yoğunluğu cinsinden ($Z(E)$) olarak ifade edersek;

$$Z(E) = \frac{dg}{dE} = \frac{4\pi}{h^3} (2m_e^*)^{3/2} E^{1/2} \quad (2.8)$$

Burada m_e^* elektronun etkin kütleini, h Planck sabitini ve E enerjidir. Eğer E enerjisine sahip bir durumun elektron ile işgal olasılığına $F(E)$ denirse, o zaman dg durumuna ait elektronların sayısı

$$dn = F(E) \cdot dg = F(E) \cdot Z(E) \cdot dE \quad (2.9)$$

olur. İki farklı enerji aralığında bulunan elektronların sayısı,

$$n = \int_{E_1}^{E_2} F(E) \cdot Z(E) \cdot dE \quad (2.10)$$

şeklinde ifade edilir.

$T=0$ K'de bir metalin $F(E) = 1$ olduğu durumu ele aldığımızda E_f üst dolu olan seviyeyi gösterir ve;

$$n = \int_0^{E_f} \frac{4\pi}{h^3} (2m_e^*)^{3/2} \cdot E^{1/2} \cdot dE \quad (2.11)$$

ifadesinden

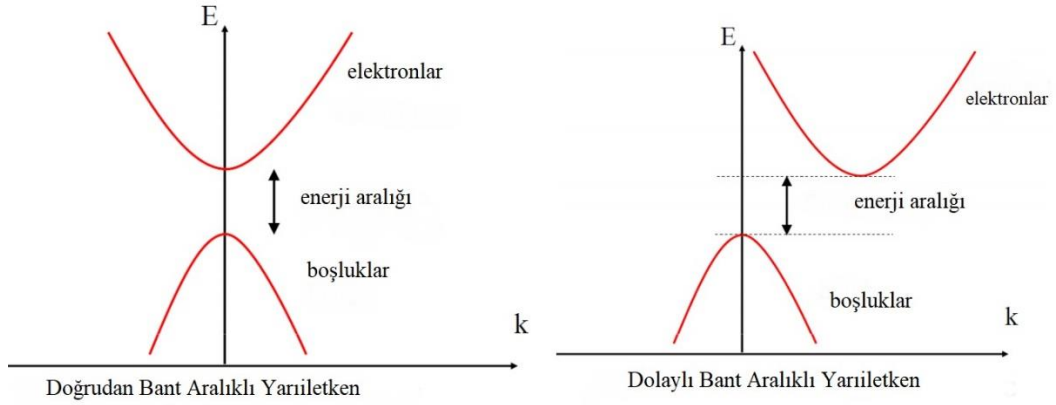
$$n = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_e^* E_f)^{3/2} \quad (2.12)$$

olarak elde edilir.

Yarıiletkenlerde iki tür band yapısı ortaya çıkar: Doğrudan band aralıklı ve dolaylı band aralıklı yarıiletkenler (Colinge ve Colinge 2005). Doğrudan bant aralıklı yarıiletken, değerlik bandının en üst enerji seviyesinin, momentum açısından iletim bandının en alt enerji seviyesi ile aynı hizada olduğu bir iletkenidir.

Dolaylı bant aralığı yarıiletken, değer bandının en üst enerji seviyesinin ve iletim bandının en alt enerji seviyesinin momentum ifadesine göre yanlış hizalanmış halidir.

Doğrudan band aralıklı yarıiletkende rekombinasyon, rekombinant parçacıklar arasındaki enerji farkına eşit enerjinin serbest bırakılması ile gerçekleşir. Dolaylı band aralıklı yarıiletkende ise, momentumdaki bağıl fark nedeniyle, ilk olarak, momentum enerjinin serbest bırakılmasıyla korunur ve ancak her ikisi de momentumun kendiliğinden hizalanmasından sonra, enerji salınımına eşlik eden bir rekombinasyon meydana gelir. Bu band yapılarının E-k grafiği aşağıdaki Şekilde gösterilmiştir.



Şekil 2.3. Yarıiletken Taşıyıcıların E-k Grafiği

Bir yarıiletkenin doğrudan veya dolaylı band aralığına sahip olması optik özelliklerini belirler. Bu optoelektronik uygulamalar için kullanılıp kullanılmayacağına dair en büyük kriterlerden biridir.

Momentum korunumu yasası gereği doğrudan band yapılı yarıiletkenler dolaylı band yapılı yarıiletkenlere göre ışıqla güçlü bir etkileşime sahiptir. Bantlar $k=0$ olduğunda, bant yapısını formun basit bir ilişkisi ile temsil etmek mümkündür.

$$E(k) = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \quad (2.13)$$

E_c , iletken banttır ve bant yapısı basit bir paraboldür.

Bir yarıiletkende, elektron ve hol yük taşıyıcı türleri olarak akıma katkıda bulunabilmektedir. Akım, yük akış hızıdır. Yük taşıyıcıların yoğunluğu yarıiletkenin karakteristiğini bilememiz açısından önem taşır. İletim bandındaki elektronların dağılımı (enerjiye göre), izin verilen kuantum durumlarının yoğunluğuyla verilir, bir durumun bir elektron tarafından işgal edilme ihtimalini denklem biçiminde yazılmıştır.

$$n(E) = g_c(E) \cdot F(E) \quad (2.14)$$

$F(E)$, Fermi–Dirac olasılık fonksiyonudur ve $g_c(E)$ iletken banttaki kuantum hallerinin yoğunluğudur. İletim bandındaki birim hacim başına toplam elektron konsantrasyonu bu eşitlikten bulunur.

Benzer şekilde, değerlik bandındaki hollerin (enerjiye göre) dağılımı, değerlik bandında izin verilen kuantum durumlarının yoğunluğudur ve bir durumun bir elektron tarafından işgal edilmeme olasılığı ile çarpılır. Bunu şöyle ifade edebiliriz.

$$p(E) = g_v(E) \cdot [1 - F(E)] \quad (2.15)$$

Bir yarıiletkenin iletim bandındaki elektronların yoğunluğu;

$$n = \int_{E_c}^{\infty} \frac{4\pi (2m_e^*)^{3/2}}{h^3} \cdot \sqrt{E - E_c} \cdot \exp\left[-\frac{(E - E_F)}{kT}\right] dE \quad (2.16)$$

Denklemin integrali değişikende bir değişiklik yaparak daha kolay çözülebilir. Şöyle ki,

$$\eta = \frac{E - E_c}{kT} \quad (2.17)$$

Yerine yazarsak;

$$n = \frac{4\pi (2m_e^*kT)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp\left[\frac{-E_c - E_F}{kT}\right] \cdot \int_0^\infty \eta^{1/2} \cdot \exp(-\eta) d\eta \quad (2.18)$$

Bu integralin çözümünde denklem şu hale gelir.

$$n = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_e^*kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left[\frac{-E_c - E_F}{kT}\right] \quad (2.19)$$

N_c parametresini şu şekilde tanımlayabiliriz:

$$N_c = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_e^*kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad (2.20)$$

m_e^* elektronun etkili kütesinin durum yoğunluğudur. İletim bandındaki elektronun termo-dengede konsantrasyonu şu şekilde yazılabilir.

$$n = N_c \cdot \exp\left[\frac{-E_c - E_F}{kT}\right] \quad (2.21)$$

N_c parametresine, iletim bandında durumların etkin yoğunluğu denir. $m_e^*=m_0$ olduğunu varsaymak gerekirse, $T=300$ K'deki durumların etkili yoğunluğunun değeri, $N_c=2.5 \times 10^{19}$ cm^{-3} 'tür, bu da çoğu yarıiletken için N_c 'nin büyüklüğüdür.

Değerlik bandındaki hollerin konsantrasyonu,

$$p = \int g_v(E) \cdot [1 - F(E)] dE \quad (2.22)$$

Hol için Fermi enerjisi,

$$1 - F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right)} \quad (2.23)$$

Değerlik bandındaki enerji durumları $E < E_v$ 'dir. Eğer $(E_F - E_v) \gg kT$ Boltzmann yaklaşımının farklı bir formuna sahip oluruz.

$$1 - F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right)} \approx \exp\left[\frac{-(E_F - E)}{kT}\right] \quad (2.24)$$

İki önceki denkleme bu ifadeyi birleştirelim,

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} \frac{4\pi (2m_h^*)^{3/2}}{h^3} \cdot \sqrt{E_v - E} \cdot \exp\left[\frac{-(E_F - E)}{kT}\right] dE \quad (2.25)$$

Burada alt entegrasyon limiti değerlik bandının tabanı yerine eksi sonsuzluk olarak alınır.

İntegralin kolay çözümü için;

$$\eta' = \frac{E_v - E}{kT} \quad (2.26)$$

İfadeyi bir üst denkleme yazalım.

$$p = \frac{-4\pi (2m_h^* kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left[\frac{-(E_F - E_v)}{kT}\right] \cdot \int_{-\infty}^0 (\eta')^{1/2} \exp(-\eta') d\eta' \quad (2.27)$$

İfade şu hali alır.

$$p = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp \left[-\frac{(E_F - E_v)}{kT} \right] \quad (2.28)$$

Değerlik bandında durumların etkin yoğunluğu;

$$N_v = 2 \left(\frac{2m_h^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (2.29)$$

m_h^* parametresi, deliğin etkin kütlelerinin durum yoğunluğudur. Değerlik bandındaki hollerin termo-dengede konsantrasyonu;

$$p = N_v \exp \left[-\frac{(E_F - E_v)}{kT} \right] \quad (2.30)$$

N_v 'nin büyüklüğü, çoğu yarıiletken için $T=300 K$ 'da 10^{19} cm^{-3} 'tür.

Durum fonksiyonlarının etkin yoğunluğu N_c ve N_v , belirli bir yarıiletken malzeme için sabit bir sıcaklıkta sabittir. Aşağıda yer alan Tablo 2.1, silisyum, galyum arsenat ve germanyum için etkin kütle değerleri ile durumların fonksiyon yoğunlukları değerlerini vermektedir.

Çizelge 2.1. Silisyum, Galyum Arsenat ve Germanyum Kütle Değerleri ve Fonksiyon Yoğunlukları

	$N_c (\text{cm}^{-3})$	$N_v (\text{cm}^{-3})$	m_e^*/m_0	m_h^*/m_0
Germanyum	1.04×10^{19}	6.0×10^{18}	0.55	0.37
Galyum Arsenat	4.7×10^{17}	7.0×10^{18}	0.067	0.48
Silisyum	2.8×10^{19}	1.04×10^{19}	1.08	0.56

İletim bandındaki elektronların ve değer bandındaki hollerin termal denge konsantrasyonları, durum sabitlerinin etkin yoğunluğu ve Fermi enerji seviyesi ile doğrudan ilgilidir.

Saf bir yarıiletkende iletim bandındaki elektronların konsantrasyonu ile değerlik bandındaki hollerin konsantrasyonun eşit olduğunu söylemiştik.

Hatta bunu şu şekilde ifade edebiliriz:

$$p = n = n_i^2 = N_v \cdot N_c \cdot \exp\left[\frac{-(E_c - E_v)}{kT}\right] = N_v \cdot N_c \cdot \exp\left[\frac{-E_g}{kT}\right] \quad (2.31)$$

E_g , bant boşluğu enerjisidir. Sabit bir sıcaklıktaki belirli bir yarıiletken materyali için, n_i değeri sabittir ve Fermi enerjisinden bağımsızdır. Saf taşıyıcı konsantrasyonu, sıcaklığa bağlı bir fonksiyondur. $T=300\text{ K}$ 'de n_i konsantrasyonu Tablo 2.2 de verilmiştir.

Çizelge 2.2. $T=300\text{ K}$ 'de Silisyum, Galyum Arsenat ve Germanyum Saf Taşıyıcı Konsantrasyonu

	$n_i\text{ (cm}^{-3}\text{)}$
Germanyum	2.4×10^{13}
Galyum Arsenat	1.8×10^6
Silisyum	1.5×10^{10}

2.1.2. Katkılı Yarıiletkenler

Yarıiletkenler saf ve katkılı olmak üzere ikiye ayrılırlar. Saf yarıiletkenler oda sıcaklığında düşük iletkenlik gösterdiğinden bu elektronik cihaz gelişiminde sorun yaratmıştır. Buna bağlı olarak yarıiletkenler katkılanmış ve diyotlar transistörler gibi elektronik cihazlar için daha uygun hale getirilmiştir.

Katkılama da önemli olan, ilave edilen safsızlık miktarının yarıiletkenin kafes yapısını değiştirmemesi gerektiğidir. Bunu başarmak için katkılanan atom ve yarıiletken atomların büyüklüğü aynı olmalıdır.

Silisyum ve Germanyum'u katkılanacak iki kristal olarak seçelim:

1. Pentavalent (değerlik 5); Arsenik (*As*), Antimon (*Sb*), Fosfor (*P*) gibi.
2. Trivalent (değerlik 3); İndiyum (*In*), Bor (*B*), Alüminyum (*Al*) vb.

Bu katkı maddelerinin kullanılmasının arkasındaki sebep, saf yarıiletken olarak benzer boyutta atomlara sahip olmaktır. Hem Si hem de Ge periyodik tablodaki dördüncü gruba aittir. Bu nedenle, katkılayıcı seçimi üçüncü ve beşinci gruptandır. Bu, atomların boyutunun dördüncü gruptan çok farklı olmamasını sağlar.

Bu katkılayıcılar iki tip yarıiletkene yol açar:

1. n-tipi
2. p-tipi

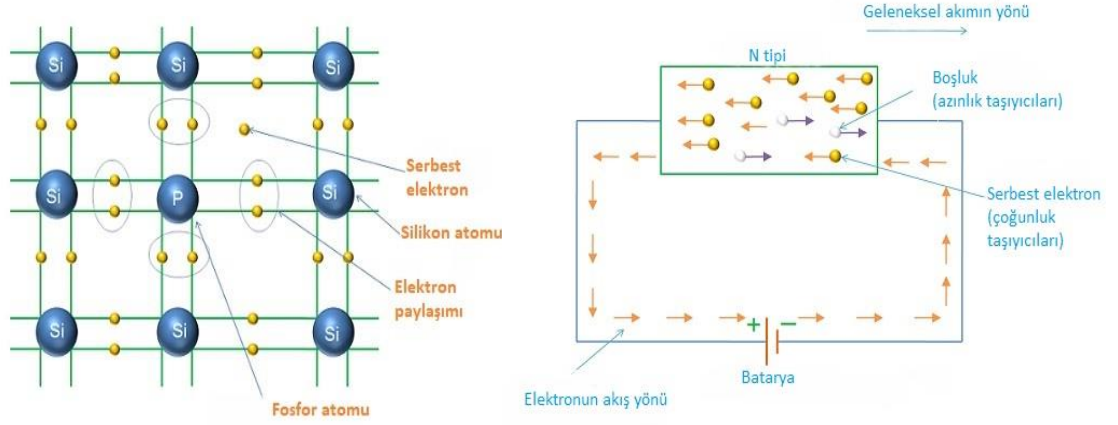
2.1.2.1. n-tipi Yarıiletkenler

n-tipi katkılamayı dört değerlikli silisyum (*Si*) yarıiletkeni üzerinden anlatalım. *n*-tipi yarıiletken oluşumunda Si elementi beş değerlikli olan Fosfor (*P*), Arsenik (*As*) ve Antimon (*Sb*)'dan biri eklenerek katkılama işlemi yapılır.

Dört değerlikli Si yarıiletkenini beş değerlikli *P* elementi ile katkıladığımızda her *p* atomunun dört değerlik elektronu, dört komşu Si atomuyla dört kovalent bağ oluşturur. Kalan fosfor atomunun 5.değerlik elektronu kovalent bağların oluşumunda yer almaz. Bu nedenle ana atoma bağlı değildir ve serbest haldedir. Bu, her fosfor atomunun bir serbest elektron verdiğini göstermektedir. Bu nedenle, tüm beş değerli safsızlıklara donör (bağışçı) denir.

Serbest elektronların sayısı, silisyuma eklenen katkı miktarına (fosfor) bağlıdır. Küçük bir katkı ilavesi (fosfor) milyonlarca serbest elektron üretir.

n -tipi yarıiletkenlere voltaj uygulandığında; serbest elektronlar uygulanan voltajın pozitif terminaline doğru hareket eder. Benzer şekilde holler uygulanan voltajın negatif terminaline doğru hareket eder. Aşağıdaki şekilde gösterilmiştir.



Şekil 2.4. a) Fosfor P (n doping) katkılı bir Silikon kristalinde elektronik bağların şematik gösterimi b) n -tipi yarıiletkene gerilim uygulamasının şematik gösterimi

Bir n -tipi yarıiletken malzemede holler azınlık taşıyıcıları iken serbest elektronlar ise çoğunluk taşıyıcıları olarak adlandırılır. Bu nedenle, n -tipi bir yarıiletkende iletkenlik, temel olarak serbest elektronların hareketinden kaynaklanır. Donör yoğunluğu arttığında, Fermi seviyesi iletim bandının kenarına yaklaşır. n -tipi yarıiletken N_D donör yoğunluğu şu şekilde ifade edilir.

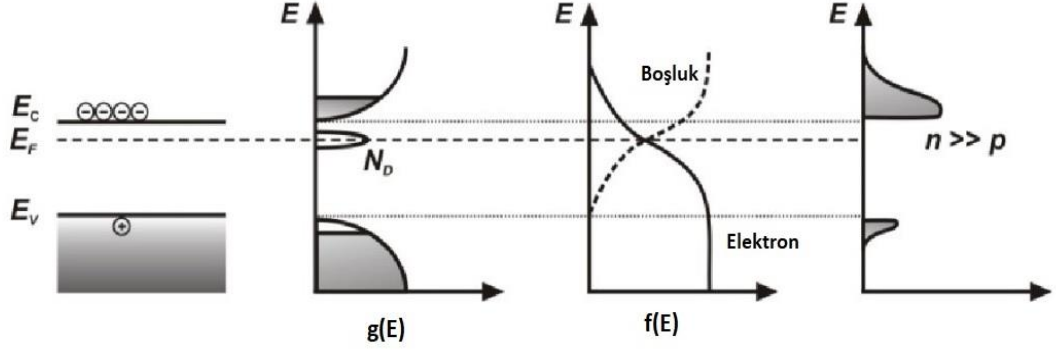
$$n = N_D \quad (2.32)$$

$$p = \frac{n_i^2}{N_D} \quad (2.33)$$

n -tipi yarıiletkende Fermi Seviyesi ise şöyledir;

$$E_{Fn} = E_c - kT \ln \frac{N_c}{N_D} \quad (2.34)$$

n -tipi yarıiletken için enerji band diyagramı aşağıda gösterilmiştir.



Şekil 2.5. n -tipi yarıiletkenler için enerji bandı diyagramı, durumların yoğunluğu $g(E)$, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonları $f(E)$ ve ısı dengede yük taşıyıcı yoğunluğu

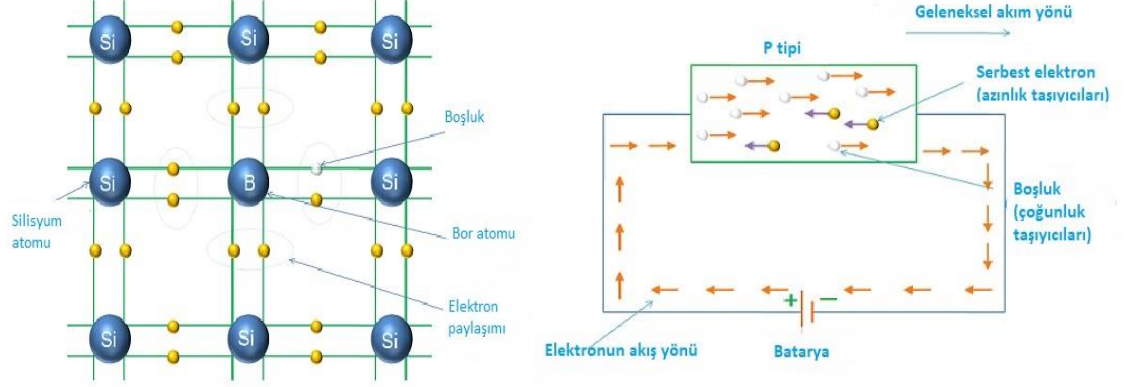
2.1.2.2. p-tipi Yarıiletkenler

p -tipi katkılama da dört değerlikli Silisyum (Si) yarıiletkeni üzerine üç değerlikli olan Bor (B), Galyum (G), İndiyum (In), Alüminyum (Al) gibi elementlerden biri eklenerek katkılama işlemi yapılır.

Dört değerlikli Si yarıiletkenini üç değerlikli B elementi ile katkıladığımızda her B atomunun üç değerlik elektronu, üç komşu Si atomuyla üç kovalent bağ oluşturur. Dördüncü kovalent bağda, yalnızca silisyum atomu bir değerlik elektrona katkıda bulunurken, bor atomunun katkıda bulunacak değerlik elektronu yoktur. Dolayısıyla, dördüncü kovalent bağ bir elektron eksiktir. Bu eksik elektrona hol(delik) denir. Bu, her bor atomunun deliği doldurmak için bir elektron kabul ettiğini gösterir. Bu nedenle, tüm üç değerlikli atomlara akseptör (alıcı) denir.

p -tipi yarıiletkenlere voltaj uygulandığında; değerlik bandındaki holler uygulanan voltajın negatif terminaline doğru hareket eder. Benzer şekilde serbest elektronlar uygulanan voltajın pozitif terminaline doğru hareket eder. Yukarıdaki şekilde gösterilmiştir.

Bir p -tipi yarıiletkende holler çoğunluk taşıyıcıları ve serbest elektronlar ise azınlık taşıyıcıları olarak adlandırılır. Dolayısıyla, akım iletimi esas olarak değerlik bandındaki hollerden kaynaklanmaktadır.



Şekil 2.6. a) Bor B (p doping) katkılı bir silisyum kristalinde elektronik bağların şematik gösterimi b) p -tipi yarıiletken gerilim uygulamasının şematik gösterimi

İletim bandındaki serbest elektronlar çok az akım oluşturur. Alıcı yoğunluğu arttırıldığında, Fermi seviyesi değerlik bandının kenarına yaklaşır. p -tipi yarıiletken N_A alıcı yoğunluğu şu şekilde ifade edilir.

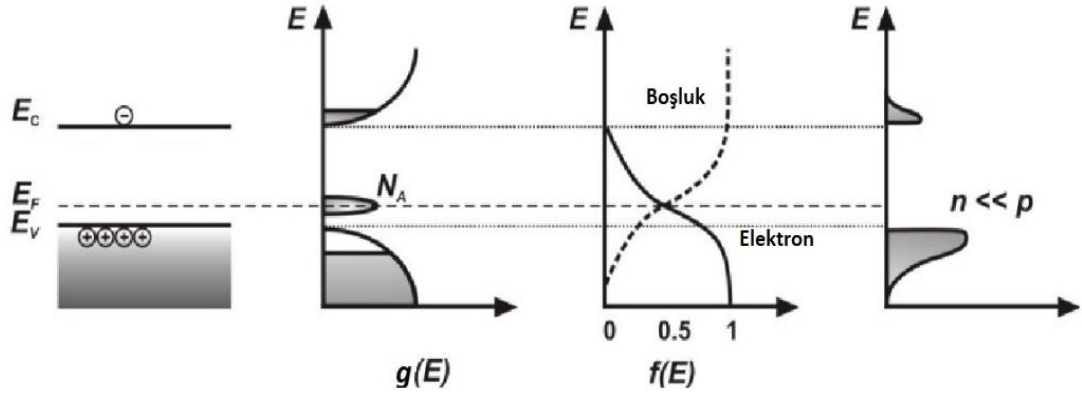
$$n = \frac{n_i^2}{N_A} \quad (2.35)$$

$$p = N_A \quad (2.36)$$

p -tipi yarıiletkende Fermi Seviyesi ise şöyledir;

$$E_{Fp} = E_v + kT \ln \frac{N_v}{N_A} \quad (2.37)$$

Aşağıda p -tipi yarıiletken için enerji band diyagramı gösterilmiştir.



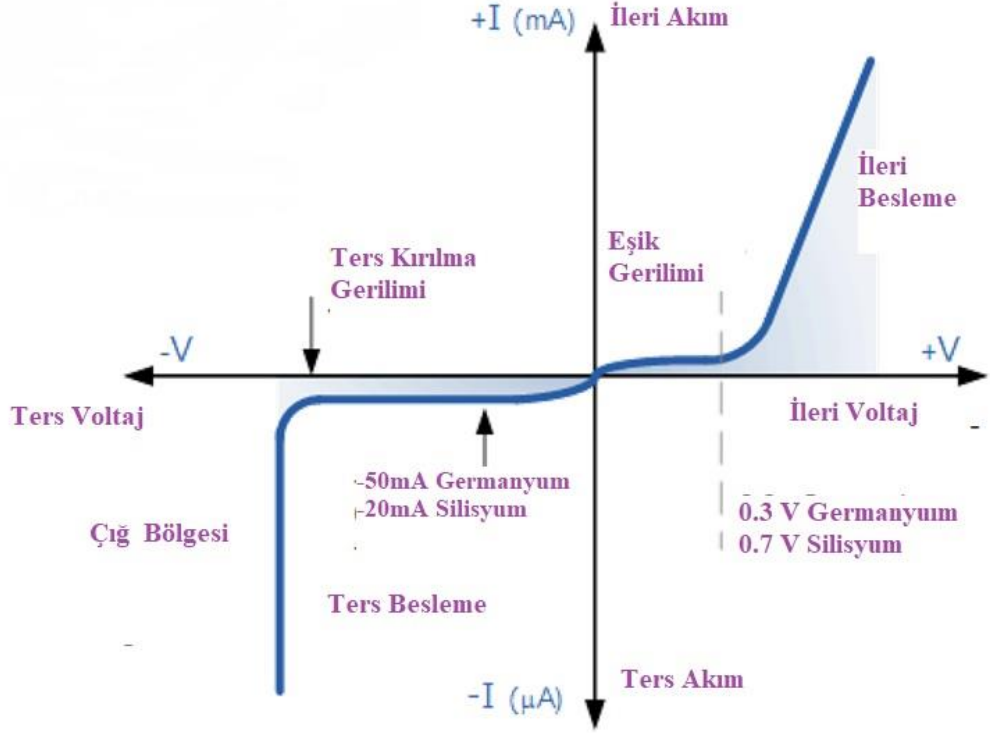
Şekil 2.7. p -tipi yarıiletkenler için enerji bandı diyagramı, durumların yoğunluğu $g(E)$, Fermi-Dirac dağılım fonksiyonları $f(E)$ ve ısı dengede yük taşıyıcı yoğunluğu

2.2. $p - n$ Eklemler

$p-n$ kavşak diyotu 1950'li yıllarda ortaya çıkmıştır. Elektronik cihazların en temel yapı taşıdır. $p-n$ kavşağı, bir tarafı p -tipi ile diğer tarafı n -tipi malzeme ile katkılıandığında oluşturulan iki terminalli bir cihazdır. $p-n$ kavşağı yarıiletken diyotların köküdür. Çeşitli elektronik parçalar BJT (*Bipolar Junction Transistor*), JFET (*Field Effect Transistor*, Alan Etkili Transistör) gibi MOSFET (*Metal oksit -Yarıiletken Alan Etkili Transistör*), LED (*Light Emitting Diode*, Işık Yayan Diyot) ve analog ya da dijital ICs (*Integrated Circuit- Entegre Devre*) hepsi yarıiletken teknolojisini destekler.

Bir $p-n$ bağlantı diyodu en basit yarıiletken cihazlardan biridir ve sadece bir yönde akım geçirme özelliğine sahiptir. Bununla birlikte, bir rezistörden farklı olarak, bir diyot uygulanan bir voltajla doğrusal olarak davranmaz, çünkü diyotlar bir üstel akım-voltaj ilişkisi ($I-V$) ilişkisine sahiptir.

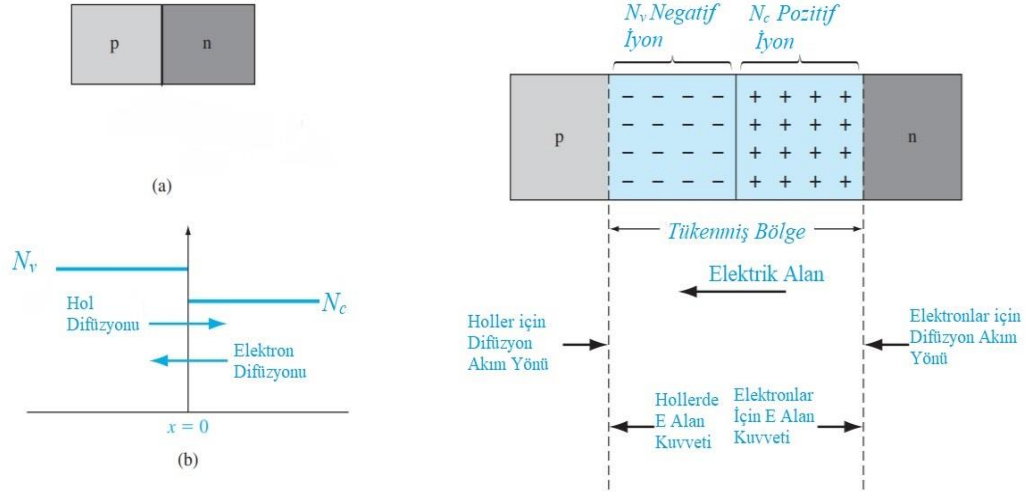
Aşağıdaki voltaj ekseninde, “Ters Besleme”, potansiyel engelini arttıran bir harici voltaj potansiyelini ifade ederken “İleri Besleme” doğrultusundaki potansiyel engeli azaltan bir harici voltaj potansiyelidir.



Şekil 2.8. Bir diyodun akım-gerilim I - V karakteristiği

n -tipi ve p -tipi iki malzeme bir yapı içinde bir araya getirildiklerinde p - n eklemi oluşması anında elektronların bir kısmı birleşme bölgesine difüzyon akımı ile yol alır. Difüzyon akımı, elektron yoğunluğunun fazla olduğu yerden az olduğu yere doğru geçişini ifade eder. p tarafına gelen elektronlar buradaki holler ile bir araya gelir. Bu sınırda gerçekleşen birleşmedir. Bu sınır bölgesine tükenme bölgesi denir ve bu bölge n -tipi ile p -tipini birbirinden ayırır. n bölgesi elektronlarını kaybetmiş (+) yüklü iyonlar ve p bölgesi ise elektron olarak hollerini kaybeden (-) yüklü iyonlar ile doludur.

Şekilde p - n eklem birleşme anında difüzyon hareketi ve buna bağlı oluşan tükenmiş bölgenin gösterimi yer almaktadır.



Şekil 2.9. a) p - n eklem birleşme anında gerçekleşen elektron ve hol hareketi b) p - n eklem birleştikten sonra meydana gelen tükenmiş bölge ve akım yönlerinin gösterimi

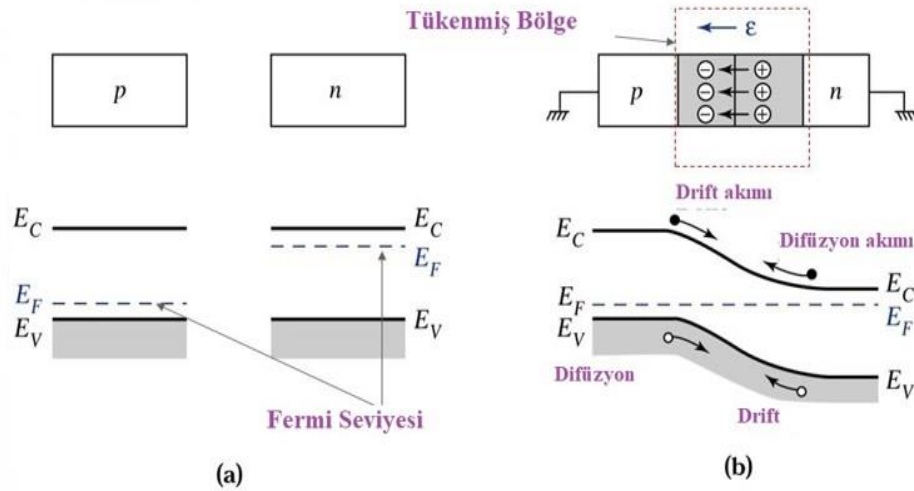
Aslında, p - n eklem sınırlarında biriken tükenme bölgesi yükleri (n bölgesindeki pozitif yükler, p bölgesindeki negatif yükler), n 'den p 'ye doğru hareket eden elektronların ve hollerin difüzyonunu ve yeniden rekombinasyonunu önleyen bir elektrik alanı oluşturur.

p - n eklem bağlantısının p tarafındaki net negatif yüklü iyonlar, n tarafından p tarafına geçmeye çalışan serbest elektronların daha fazla akışını önler. Çünkü p - n bağlantısının p tarafında mevcut olan negatif yük, serbest elektronları itmektedir. Benzer şekilde, p - n bağlantısının n tarafındaki pozitif yüklü iyonlar, p tarafından n tarafına daha fazla hol akışını önler. Tükenme bölgesi, p - n kavşağının yakınında, yük taşıyıcı akışının (serbest elektronlar ve holler) belirli bir süre boyunca azaldığı ve son olarak sıfır yük taşıyıcı ile sonuçlandığı yani bir engel gibi davranan bir bölgedir. Tükenme bölgesinde oluşan elektron-hol çiftleri difüzyon akımının tersi yönünde hareket eder ve buna drift akımı denir. Bu bölgenin genişliği, yarıiletken eklenen katkılama miktarına bağlıdır.

Bir yarıiletkenin (kimyasal) potansiyeli V_d , Fermi enerjisine eşit, yerleşik potansiyel veya difüzyon potansiyeli, iki bağlı yarıiletkenin Fermi enerjilerinin farkı ile orantılıdır.

$$V_d = \frac{1}{q} (E_{Fp} - E_{Fn}) = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right] \quad (2.38)$$

p - n eklem kavşağı termal dengeye ulaştığında, Fermi enerjisi tüm cihaz boyunca sabit bir değere sahiptir. İletim ve değerlik bandlarının enerjileri bu nedenle yukarı veya aşağı kaydırılır ve tükenme bölgesi boyunca yumuşak bir değişiklik gösterir. Sonuç olarak, qV_d 'ye eşit p ve n bölgesi arasında ortaya çıkan bir elektrostatik potansiyel enerji farkı vardır.

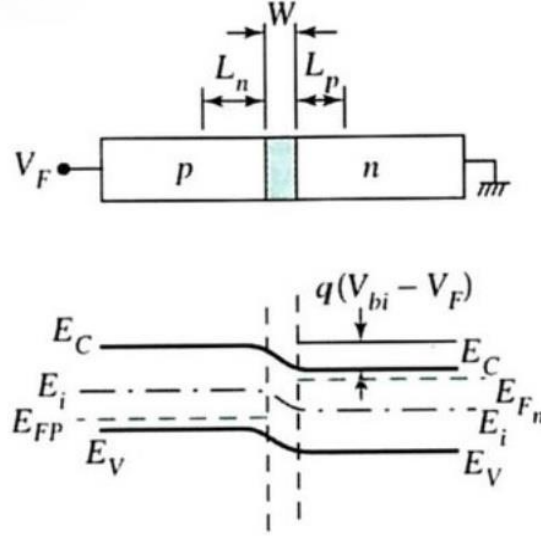


Şekil 2.10. a) p - n kavşak oluşmadan önce eşit olarak katkılı p tipi ve n tipi yarıiletkenler b) tükenme bölgesindeki elektrik alan ve termal dengede bir p - n bağlantısının enerji bandı diyagramı

Eğer bir yarıiletkende p -tipi bölgesine gerilim kaynağının pozitif kısmını bağlarsak bu ileri besleme devresi olarak adlandırılır. Bu harici voltaj değeri potansiyel bariyerin değerinden büyük olur ise, yaklaşık germanyum yarıiletkeni için 0,3 volt ve silisyum yarıiletkeni için 0,7 volt, var olan potansiyel engelleri aşılmış olacak ve devrede akım akışı başlayacaktır.

V_0 'den düşük bir DC potansiyeli V ile önyargılı olması durumunda, kavşaktaki karakteristik potansiyel engeli ($V_0 - V$) değerine düşer. Bu, çoğunluk yük taşıyıcılarını

kavşağa doğru hareket etmeye zorlar. Böylece ele geçen yüklerin genişliği ve potansiyel engelin yüksekliğinin genişliği aşağıda Şekil 2.11 de gösterilmiştir.



Şekil 2.11. Bir p - n eklemeye uygulanan ileri besleme geriliminin geçiş bölgesi genişliği ve elektrik alanı üzerindeki etkisi ve enerji diyagramı

Bu aynı zamanda difüzyon ve sürüklenme akımları arasındaki dengeyi de bozar. Azalan potansiyel gerilim sebebiyle p tarafında bulunan holler yeterli termal enerjileri ile n tarafına geçerler. Benzer şekilde, enerji kazanmış elektronlar n tarafından p tarafına yayılır. Çoğunluk taşıyıcılarının bu şekilde hareket etmesi, ek bir difüzyon akımı oluşturur.

n bölgesine yayılan holler azınlık taşıyıcıları gibi davranır ve n bölgesinin elektronlarıyla hollerin rekombinasyonu nedeniyle bağlantıdan uzaklaştıkça üssel olarak azalan enjekte edilmiş bir azınlık hol akımı oluşturur. Benzer şekilde, p bölgesine yayılan elektronlar enjekte edilen azınlık elektron akımını oluşturur ve bu da mesafe ile üssel olarak azalır. Kavşaktan herhangi bir mesafede ortaya çıkan akım, elektron akımına ve hol akımına eşittir ve sabit kalır.

Kavşak diyodu üzerine ileri eğimli voltaj uygulanması, boşaltma katmanının çok ince ve dar olmasına yol açar, böylece yüksek akımların akmasına izin verir.

Akımdaki bu ani artışın gerçekleştiği pozisyon yukarıdaki durağan I - V karakteristik eğrisinde “diz” noktası olarak gösterilir. Bu durum, p - n eklemi boyunca düşük dirençli yolu temsil etmekte ve çok büyük akımların diyottan akmasına izin vermektedir. Difüzyon akımı ile drift akım ilişkisi şöyledir.

$$I = I_0 \left(\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.39)$$

ile gösterilir (Sze 1981).

Bununla birlikte, azınlık taşıyıcılarının hareketinin neden olduğu sapma akımı, potansiyel bariyerin yüksekliğindeki değişiklikten çok fazla etkilenmemektedir. Bunun sebebi, sürüklenme akımının, iki bölgede bulunan azınlık taşıyıcı sayısı ile sınırlı kalmasıdır.

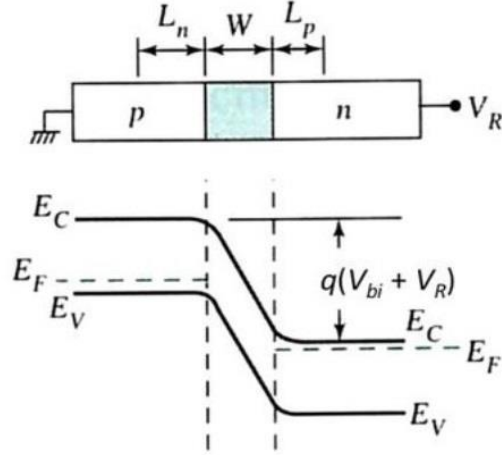
Diğer bir şekli ile p - n eklemin p tarafına negatif gerilim uygulanırsa bu ters besleme devresi olarak isimlendirilir. n -tipi malzemeye uygulanan pozitif voltaj, elektronları pozitif elektroda doğru ve birleşme noktasından uzağa çekerken, p -tipi uçtaki holler de birleşme noktasından negatif elektrota doğru çekilir. Bu durumda, uygulanan voltaj, içsel elektrostatik potansiyel bariyeriyle aynı yöndedir ve dolayısıyla bariyer potansiyelinin yüksekliğini artırır. Bu, çoğu taşıyıcıyı bağlantı noktasından daha uzağa gitmeye zorlayan yerleşik alanı artırır, böylece tükenme bölgesini genişletir.

Diyotun üzerine uygulanan ters eğilim voltajı V_r , yeterince yüksek bir değere yükseltirse, diyotun p - n birleşiminin aşırı ısınmasına ve birleşme çevresindeki çığ etkisi nedeniyle bozulmasına neden olur. Bu, diyotun kısa devre yapmasına sebep olup ayrıca, aşağıdaki ters durağan özellikler eğrisinde aşağı doğru bir eğim olarak gösterilir.

Bu tür önyargıda, p - n kavşak diyodundan geçen akım sıfırdır. Difüzyon ve sürüklenme akımları arasındaki denge ters besleme ile bozulur. Difüzyon akımı sert bir şekilde düşer ve çoğunluğun taşıyıcılarının büyük potansiyel engeli aşması nedeniyle neredeyse ihmal edilebilir hale gelir.

Böylece, drift akımı difüzyon akımı üzerinde baskındır ve uygulanan ters yönde μA (mikroamper) düzeyinde bir akım akar.

Görünüşe göre, bu akım, tükenme bölgesinin içinde ve yakınında meydana gelen azınlık taşıyıcılarının, termal etkiler nedeniyle hareket etmesinden kaynaklanmaktadır. Bu akım ters doyguluk akımı olarak bilinir. Uygulanan ters voltajdan neredeyse bağımsızdır, ancak azınlık taşıyıcı konsantrasyonundaki artıştan dolayı sıcaklıkla artar (Anonim 2014).



Şekil 2.12. Bir p - n eklemeye uygulanan ters besleme geriliminin geçiş bölgesi genişliği ve elektrik alanı üzerindeki etkisi ve enerji diyagramı

Bu akım çeşitli parametrelere bağlı olup şu şekilde ifade edilir.

$$I_0 = eA \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right) \quad (2.40)$$

İdeal bir p - n eklem bağlantısına ileri besleme uyguladığımızda akım potansiyel gerilim ile üstel olarak artış gösterirken ters besleme uygulandığında I_0 ifadesinde en üst seviyeye çıkar (Sze 2002).

Fakirleşmiş bölge genişliği ise;

$$W_D = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{e} (V_0 - V) \cdot \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{1/2} \quad (2.41)$$

olarak ifade edilir. ε_r , dielektrik sabiti olup V potansiyeli ileri beslemede pozitif ters beslemede negatif değer alır.

2.3. Metal-Yarıiletken (MS) Kontaklar

Metal-yarıiletken birleşme noktasının doğru doğrultma yönünü öngören ilk teori, 1939'da Nevill Mott tarafından verildi. Yarıiletkende tükenmiş bölgeden geçen taşıyıcıların çoğunun difüzyon ve sapma akımları için çözümü buldu ve 1948'den beri Mott bariyeri olarak bilinmektedir.

Walter H. Schottky ve Spence, yoğunluğu yarıiletken yüzey katmanını boyunca uzamsal olarak sabit olan bir donör iyon ekleyerek Mott'un teorisini genişletti. Bu, Mott tarafından varsayılan sabit elektrik alanını doğrusal olarak azalan bir elektrik alanına dönüştürdü; metalin altındaki bu yarıiletken alan-yük katmanını Schottky bariyeri olarak bilinir. Böyle Schottky-Mott teorisi açığa çıktı.

Schottky diyot birleşimi, çok saf bir metalin, tipik olarak p-tipi veya n-tipi katkı atomları ile katkılanmış bir tabaka üzerine buharlaştırılması veya püskürtülmesiyle kaplanmasıyla oluşturulur (Anonim 2009b).

Schottky diyotların karakteristik özelliklerinin anlaşılması için öncelikle metal-yarıiletken kontak yapıları incelememiz gerekir. Bu noktada en önemlisi kontağı meydana getiren iki maddenin minimum idealde ve sıfır dirençle birleştirilmesidir. İdeal kontak oluşumu, birleştirilen yüzeylerin temiz ve pürüzsüz yapıda olmasına bağlıdır (Card ve Rhoderick 1971, Rhoderick ve Williams 1988, Hovarth, Adam, Ducs, ve Van Tuyen 1998).

Bu malzemeler temas ettikten ve termal denge kurulduktan sonra, Fermi seviyeleri eşit olur. Schottky-Mott modelinde var olan potansiyel engel, birleşen iki malzemenin iş fonksiyonları arasındaki farkın sonucudur.

Metal-yarıiletken kontaklar, bir araya gelen her iki maddenin iş fonksiyonuna bağlıdır. Bu şekilde omik kontak ve doğrultucu kontak olarak ikiye ayrılır (Ziel 1968).

- n -tipi MS için, $\Phi_m < \Phi_s$ olduğunda omik kontak, $\Phi_s < \Phi_m$ durumunda ise doğrultucu kontak oluşur.
- p -tipi MS için, $\Phi_s < \Phi_m$ olduğunda omik kontak, $\Phi_m < \Phi_s$ durumunda ise doğrultucu kontak oluşur (Sze 1981).

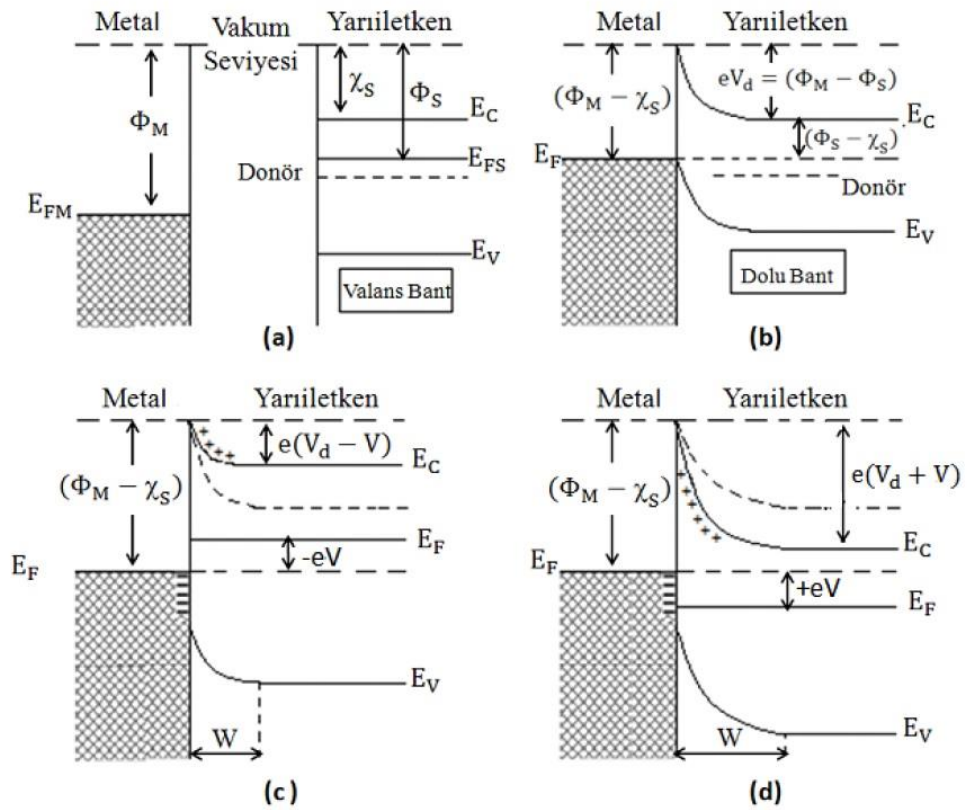
2.3.1. Metal / n -tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontak ($\Phi_s < \Phi_M$)

Kontak yapan metal ile yarıiletken, yarıiletkenden gelen elektronların metal içine akması sebebiyle enerji seviyelerini düşürür. Böylece yük ara yüzeyde birikir ve yarıiletkendeki enerji band yapısını bozar. Bu, Schottky bariyer yüksekliğinden daha yüksek enerjiyi yükseltmek için doğru polariteye sahip harici bir enerji kaynağından yardım almadan n -tipi materyalden metal içine daha fazla elektronun girmesini önleyen Schottky bariyeri olarak bilinen bir enerji bariyeri yaratır.

MS kontağın omik ya da doğrultucu olduğunu için iş fonksiyonlarına bakarak anlarız. Φ_M , metalin iş fonksiyonunun ifade eder ve bir elektronu Fermi seviyesinden vakum seviyesine çekmek için yeterli olan enerji olarak ifade edilir. Φ_s ise yarıiletkenin iş fonksiyonu olup, yarıiletkenlerdeki Fermi seviyesi katkılama miktarına göre değiştiğinden buna bağlı olarak değişen bir niceliktir. İş fonksiyonu yarıiletken ve metal malzemeler için farklı değerler alır. Bir metalin iş fonksiyonu, yarıiletkeninkinden daha büyüktür. Bu sebeple, n -tipi yarıiletkendeki çoğunluk taşıyıcısı elektronlar, metalde bulunan elektronlardan daha yüksek değerde potansiyel enerjiye sahiptir.

İletkenlik bandının taban seviyesinden (E_c) bir elektronu vakum seviyesine çıkartmak için gereken enerji miktarı χ_s , olarak gösterilip yarıiletkenin elektron ilgisi olarak ifade edilir. Metalin hemen dışında olan sıfır kinetik enerji seviyeli bir elektronun enerjisi vakum seviyesi olarak tanımlanır. Ayrıca metal ve yarıiletkenlerin enerji seviyeleri de farklıdır. Bu bağlamda n -tipi yarıiletken tarafındaki Fermi seviyesi metal tarafın üzerinde yer alır.

Kontakt oluşumundan sonra, kavşaktaki enerji seviyeleri dengelenmeli ve bir denge seviyesine ulaşmalıdır (buna Fermi seviye pinlemesi denir), yani iki bölgenin E_F değeri eşitlenmelidir. Kontakt oluştuğunda, difüzyon yarıiletken metale göre pozitif olana kadar, elektronun artık metallere giremeyeceği şekilde devam eder. Net elektron kaybı metalde negatif bir yük ve yarıiletken pozitif bir yük oluşturur; bu da yarıiletken yüzeyde bir tükenme bölgesi ve büyüyen bir bariyer oluşturur. Metal ve yarıiletken arasındaki dahili voltaj farkına temas potansiyeli denir ve tipik Schottky diyotlar için genellikle 0,3-0,8 V aralığındadır.



Şekil 2.13. a) *n*-tipi yarıiletken ile kontakt yapılmadan önceki hali b) Kontakt yapıldıktan sonra denge hali c) Kontakt ileri beslendiğinde d) Kontakt ters beslendiğinde (Ziel 1968).

Bu işlem devam ederken, elektronların metale daha fazla akışını durduran bir elektrik alanı oluşur. Bu elektrik alanı ayrıca metal yüzey ve *n*-tipi yarıiletkeninin iletken bandı arasında bir potansiyele neden olur.

Bu potansiyel veya bariyer, Şekil 2.13 (b) 'deki gibi birleşme noktasına yakın “bant bükülmesi” olarak adlandırılan bir olguya neden olmaktadır. Bantlar elektrik alanı yönünde bükülür (alan pozitif yükten negatif yüke, potansiyel yönün tersine gider) (Saeed 2016)

Elektronların Shottky bariyer boyunca kuantum iletimi iki miktarla belirlenir: bariyer yüksekliği ve daha da önemlisi bant bükülmesinin bozulma uzunluğu. Bu miktarlar metal yarıiletken ara yüzü boyunca sıcak taşıyıcıların iletim olasılığını ve enerji dağılımını belirler. Schottky kavşağında, V_0 'de yerleşik bir potansiyel vardır ve bu, iş fonksiyonlarındaki farktan kaynaklanmaktadır (Sze 1981, Rhoderick ve Williams 1988).

$$q \cdot V_0 = (\Phi_M - \Phi_S) \quad (2.42)$$

Burada qV_0 , yarıiletkenden metale doğru hareket eden bir elektronun aşmak zorunda olduğu potansiyel engel ifadesidir. Bununla birlikte, metal ve yarıiletken bariyer yükseklikleri birbirinden farklıdır. Schottky ve Mott teorisine dayanarak, bariyer yüksekliği Φ_B , metalin Fermi enerjisi ile çoğunlukta taşıyıcıların bulunduğu bant kenarı arasındaki potansiyel fark olarak tanımlanır. Bu Schottky yaklaşımı olarak bilinir ve

$$\Phi_B = (\Phi_m - \chi_S) \quad (2.43)$$

ile verilir.

$$\Phi_S = (\chi_S + \Phi_n) \quad (2.44)$$

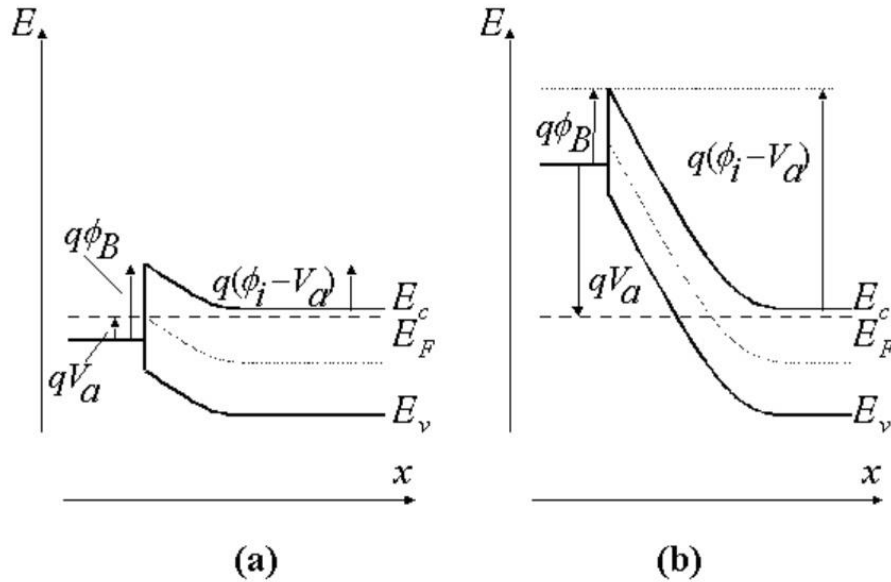
$$\Phi_M = (qV_i + Q_S) \quad (2.45)$$

ise

$$\Phi_B = (qV_i + \Phi_n) \quad (2.46)$$

ifadesi ile verilir. Denklem a $\Phi_n = (E_c - E_F) q$ elektron yükünü ve Fermi seviyesinin yasak bandın ne denli içerisinde bulunduğunu ifade etmektedir (Sharma 1984).

İleri besleme altında ($V_A > 0$), metalin Fermi enerjisi, yarıiletken E_F 'deki Fermi enerjisinden daha düşük hale gelir ve bu, yarıiletken boyunca potansiyel bariyer Φ_B 'nin azalmasına neden olur. Sonuç olarak, elektronların bariyeri geçmesi çok daha kolay olacaktır; bu da elektronların yarıiletkenden metale yayılmasını çok daha kolaylaştırır. Bu nedenle, V_A arttıkça, akım hızla artacaktır, çünkü daha fazla elektron geri dönmeden yüzey bariyerinin üstesinden gelebilecektir ve bu geri dönüş akımının ters yönüne karşılık gelir. Yarıiletkenden metale doğru yarıiletken olan elektronlardan daha fazla elektron yayılır, yarıiletkene sürüklenen elektronlardan daha fazla olur, metal-yarıiletken kavşağında pozitif bir akım oluşur. Unutulmaması gereken önemli bir husus, metalden yarıiletkene hiçbir azınlık taşıyıcı akışı olmaması ve dolayısıyla nötr hol ve elektron plazması oluşmamasıdır.



Şekil 2.14 a) MS kontak ileri besleme altında b) MS kontak ters besleme altında (Anonim 2009a)

Ters besleme altında ($V_A < 0$), metalin Fermi enerjisi yarıiletkendeki Fermi enerjisine göre artar. Yarıiletken üzerindeki bariyer potansiyeli artık artmakta, böylece arayüzde daha büyük bir tükenme bölgesi ve daha büyük bir elektrik alanı ortaya çıkmaktadır. Elektronları metale sınırlayan bariyer, uygulanan voltajdan bağımsız olarak elektron akışını sınırlayacak şekilde değişmez. İleri besleme altında büyük bir akım varken, ters önyargı altında neredeyse hiç akım yoktur (Pierret 1996).

2.3.2. Metal/*p*-tipi Yarıiletken Doğrultucu Kontak ($\Phi_S > \Phi_M$)

Uzay yük bölgesinde bulunan hollerin yoğunluğu, alıcı konsantrasyonu ile kıyaslama yapıldığında ihmal edilebilecek kadar azdır. Böylelikle kontağın yarıiletken tarafında, uzay yük bölgesi, iyonize alıcı atomların konsantrasyonuna bağlı olarak W_0 genişliğinde bir tüketim tabakası içerir.

p-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonu metalin iş fonksiyonu büyük ise doğrultucu kontak oluşur. Kontakta önce, yarıiletken malzemenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden ($\Phi_S - \Phi_M$) değeri kadar düşüktür (Rhoderick ve Williams 1988). Yarıiletken ve metal arasındaki kontak oluşumunun sonrasında her iki malzemenin de Fermi seviyeleri aynı seviyeye gelinceye dek metal uçtan yarıiletken uca bir elektron akışı olur.

Elektronlar *p*-tipi bir yarıiletkende azınlık yük taşıyıcıları olarak karşımıza çıkar. Elektronlar yarıiletken tarafına geçtiklerinde holler ile tekrar birleşir ve tükenme bölgesinde iyonlaşmış akseptörleri oluşturmuş olurlar ve d kalınlıklı bir bölgeye yayılmışlardır. Böylece yarıiletkenin Fermi seviyesi ($\Phi_S - \Phi_M$) kadar yükselmiş olur. Böylece, yarıiletken tarafındaki holler için olması gereken yüzey engeli;

$$\Phi'_B = \chi_s + E_g - \Phi_M \quad (2.47)$$

Burada E_g yarıiletkenin yasak bandını ifade eder. Denklem 2.46 ve Denklem 2.47 birleştirildiğinde;

$$\Phi_B + \Phi'_B = E_g \quad (2.48)$$

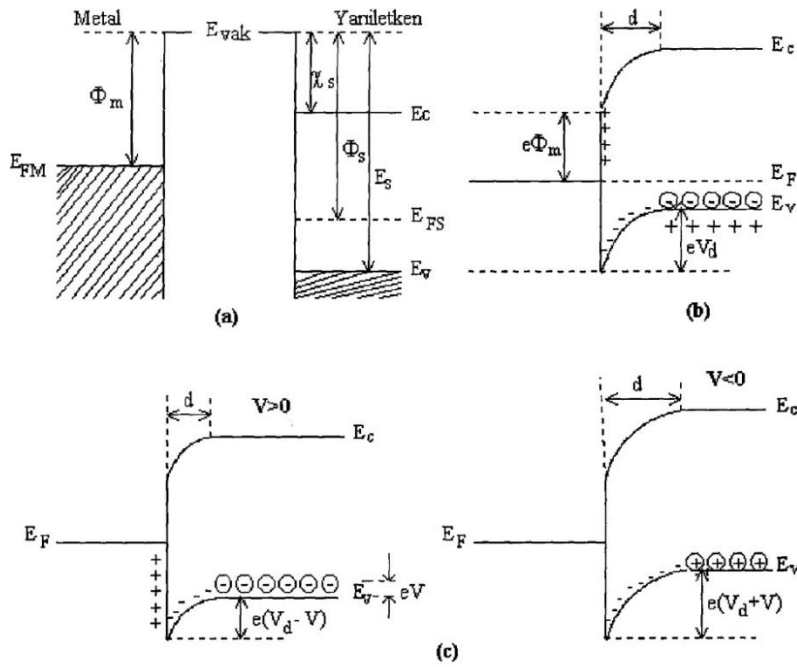
Termal uyarılmadan kaynaklı olarak, yarıiletkendeki bazı holler potansiyel engelini aşması için gerekli olan enerjiyi kazanıp metalin içine geçebilir. Ayrıca, metalde termal olarak oluşan bazı holler de potansiyel engeli aşacak kadar enerji kazanıp, yarıiletken içine geçebilir. Böylece kontakta engelden geçebilen zıt ve eşit yüklü iki tane I_0 akımı oluşmuş olur.

Yarıiletkene bir V gerilimi uygulanması halinde, sol taraftan sağa doğru akan hollerin akımı değişmez iken sağ taraftan sola doğru akan hollerin akımı ise $\exp(eV/kT)$ çarpanı

kadar değişir. Bu değişimin sonucunda yarıiletkendeki enerji seviyelerinin hepsi eV kadar düşer ve bu duruma bağlı olarak p-tipi yarıiletkenden metale doğru geçen holler için engel yüksekliği de aynı oranda (eV) kadar azalmış olur. Bunun sonucunda yarıiletkenden metale doğru akan hollerin yönü pozitif şekilde kabul edildiğinde karakteristik akım;

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{eV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (2.49)$$

Olarak tanımlanır ve bu bir doğrultucu kontak olarak karşımıza çıkar. Burada k Boltzman sabiti, I_0 doyma akım yoğunluğu, V uygulanan potansiyel ve T sıcaklıktır.



şekil 2.15. a) p-tipi yarıiletken ile kontak yapılmadan önceki hali b) Kontak yapıldıktan sonraki denge hali c) Kontak ileri ve ters beslendiğinde (Sze 1981)

2.4. Metal/Yarıiletken Eklemlerde Akım -İletim Mekanizmaları

Schottky kavşağındaki akım temel olarak çoğunlukta taşıyıcılardan kaynaklanmaktadır. Bir Schottky bariyeri oluştuğunda, potansiyel bariyerin üstesinden gelmek için bir elektronun dört ana taşıma mekanizması vardır. MS kontakta ara yüzey durumlarının, seri direncin, gerilim yönünün, sıcaklığın ve yarıiletkenin tipinin Schottky diyotlarda gösterdiği etki dikkate alınarak, hangi durumlar altında, hangi iletim mekanizmasının

varoluşunu belirlemek, oluşan sonuçların doğru yansıtılması açısından önem taşımaktadır. N-tipi MS yapıları kontaktlarda bir elektronun Schottky engelini aşması için nakil mekanizmalarını göstermektedir (Henisch 1984, Ambrico ve ark. 2005).

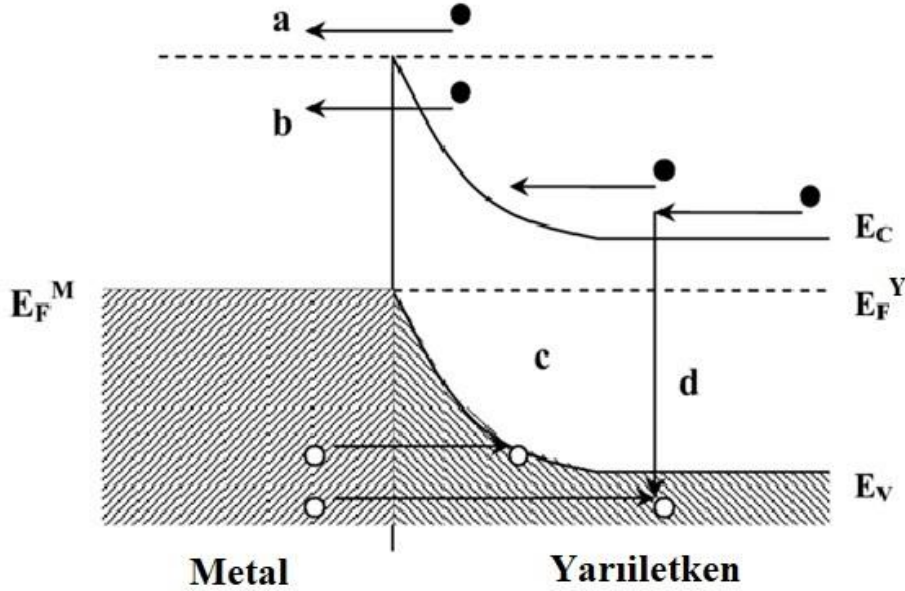
Bu mekanizmalar

- a) Elektronların Yarıiletken Bariyeri Üstünden Metale Emisyonu (TE)
- b) Difüzyon Teorisi
- c) Termiyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi (TED)
- d) Kuantum Mekaniksel Tünelleme (Termiyonik Alan Emisyonu (TAE), Alan Emisyonu (AE) ve Çok katlı tünelleme)
- e) Uzay yükü bölgesindeki elektron deliği rekombinasyonu.
- f) Yarıiletkenin nötr bölgesinde elektron deliği rekombinasyonu.

Bu iletim mekanizmalarından ilk önce verilmiş olan ve Termiyonik Emisyon teorisi olarak ifade edilen durumun diğer teorilere göre daha üstün olacak şekilde kendini gösterdiği Schottky engel diyotlarını yapmak mümkün. Bu tarz diyotlar neredeyse ideal olarak görülür iken, diğer durumların üstün olduğu diyotlar ise ideal durumdan uzaklaşılmasına sebep olurlar (Rhoderick ve Williams 1988).

Akım-iletim mekanizması; yüzey durumları ile uygulanan gerilim ve kontak bölgesinde oluşan elektrik alan tarafından belirlenmektedir. Yüksek mobilitesi olan Si ve GaAs gibi yarıiletkenlerde akım-iletim mekanizmasını açıklamak için termiyonik emisyon teorisi yeterli olabilir. Ama düşük mobilitesi olan yarıiletkenler için difüzyon teorisi ve bu iki teorisinin sentezi olan termiyonik- emisyon difüzyon teorisini de ele almak gerekir.

n -tipi bir yarıiletken için, ileri besleme koşulunda metal-yarıiletken kavşak boyunca elektronların taşınabileceği güzergahlar Şekil 2.16’da gösterilmiştir.



Şekil 2.16. Metal/ n -tipi yarıiletkente doğru besleme altında 4 temel akım iletim mekanizması: (1) Termioyonik emisyon (2) Tünelleme (3) Tekrar birleşme, (4) Elektronların difüzyonu (Sze ve Kwok 2007).

2.4.1. Termioyonik-Emisyon Teorisi (TE)

Termioyonik emisyon teorisi, akımın bariyer üzerindeki elektronların emisyonu ile sınırlı olduğunu göstermektedir. Yarıiletkenden metale yayılan elektronlar metaldeki elektronlarla ısıl dengede değildir, ancak metalin Fermi enerjisinin toplamını ve bariyer yüksekliğini eşitleyen bir enerjiye sahiptir. Bunlar “sıcak elektronlar” olarak adlandırılır. Kısaca termioyonik emisyon ifadesi, ısısı yüksek bir yüzeyden hol ya da elektron salınması olarak bilinir (Bethe 1942).

Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda bu olay, taşıyıcıların (holler ve elektron) ısıl enerjileri sebebiyle, potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale ya da metalden yarıiletkene geçmeleri şeklinde gerçekleşir.

Bu, metal/p-tipi yarıiletken için holler, metal/n-tipi yarıiletkenler için ise elektronlar tarafından, yani her iki sistem için de çoğunluk taşıyıcıları aracılığıyla sağlanmaktadır (Ziel 1968, Rhoderick ve Williams 1988).

Metal tarafın dışardan uygulanan voltajdan bağımsız olmasından dolayı termal enerjileri sebebiyle metal tarafında bulunan elektronların engeli aşarak oluşturduğu akım yoğunluğu, J_0 , termiyonik akım yoğunluğu ifadesidir. Beethe, MS kontaklarında oluşan akımın, çoğunluk taşıyıcıları vasıtasıyla iletildiğini öne sürerek hazırladığı Termiyonik Emisyon Teorisi'nin önermeleri şöyledir (Sharma 1984, Sze 1981, Schroder 2006).

Potansiyel bariyer engelin yüksekliği, kT/q enerji değerinden çok büyüktür.

- Termal denge kurulmuştur ve net akımın akması kurulan dengeye etki etmez.
- Schottky diyot bölgesinde taşıyıcılar çarpışmazlar. Yani taşıyıcıların ortalama serbest yolları Schottky bölgesinin kalınlığından daha fazladır.
- Görüntü kuvvetlerinin etkisi ihmal edilebilir
- Engel eğiliminin biçimi önemsiz olur ve akım sadece engelin yüksekliğine bağlı kalır.

Schottky bariyeri, $qQ_b \gg kT$ termal enerjisinden önemli ölçüde yüksekse, termiyonik emisyon teorisi, Schottky bağlantısının akım yoğunluğu-gerilim özelliğini şöyle açıklar:

$$J_{S \rightarrow M} = \int_{E_F + q\Phi_b}^{\infty} qV_x d_n \quad (2.50)$$

$J_{S \rightarrow M}$ yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğunu, $E_F + q\Phi_b$ TE teorisi için olan en düşük enerjii, d_n artan elektron konsantrasyonunu, V_x x-yönünde olup ayrıca engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların taşıma hızını ifade eden bir fonksiyondur. Yarıiletken kontakta hızları V_x ve $V_x + \Delta V_x$ değer aralığında olan elektronların yoğunluğunu,

$$dn_x = N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_n^* V^2}{2\pi kT} \right)^{1/2} dV_x \quad (2.51)$$

şeklinde ifade ederiz. Burada T ise Kelvin cinsinden sıcaklık, m_n^* elektronun etkin kütlesi, k Boltzman sabiti ve N_d verici atomların yoğunluğudur. Eğer yarıiletken malzemeye bir

gerilim uygulanırsa elektronların yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu, hızları $\frac{1}{2} m_n^* V_x^2 > qV_d$ şartını elde etmiş elektronların birim zamanda birim yüzeyden geçen miktarının e ile çarpımı;

$$\begin{aligned}
 J_{S \rightarrow M} &= \int_{V_{0x}}^{\infty} qV_x dn_x = \int_{V_{0x}}^{\infty} qN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT} \right)^{1/2} V_x \exp\left(-\frac{m_n^* V_x^2}{2kT}\right) dV_x \\
 &= qN_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{m_n^* V_x^2}{2kT}\right) = qN_d \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{qV_d}{2kT}\right)
 \end{aligned} \tag{2.52}$$

olarak ifade edilir. Burada V_x , x yönündeki taşıyıcının qV_d yüksekliğinde bulunan potansiyel engeli aşması için sahip olması gereken minimum düzeyde hız olup $\left(\frac{2qV_d}{m_n^*}\right)^{1/2}$ şeklinde ifade edilir.

Eğer iletkenlik bandının alt kenarını sıfır enerji seviyesi olarak tanımlayıp referans alırsak, verici katkı atomlarının birim hacimdeki yoğunluğunu;

$$N_c = \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right) \tag{2.53}$$

$$N_d = \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{E_f}{kT}\right) \tag{2.54}$$

Eşitliği ile verilir (Shuer 1990). Bu ifade için gerekli düzenlemeler yapılırsa (Shuer 1990),

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi q m_n^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(-\frac{qV_d + E_f}{kT}\right) \right) \tag{2.55}$$

İfadesi elde edilmiş olur. Metal tarafından yarıiletkenin iletkenlik bandının kenarına göre görülmekte olan potansiyel engel yüksekliğini;

$$q\Phi_b = qV_d + E_f \quad (2.56)$$

$$A^* = \frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.57)$$

Bu ifade elektronlar için etkin Richardson sabiti olmakla birlikte, yarıiletken malzemeden metale doğru olan akım yoğunluğu ifadesinde yerine koyduğumuzda,

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \quad (2.58)$$

Eşitliği elde edilmiş olur. Metal/*n*-tipi yarıiletken Schottky bariyer kontağı doğru beslemedeyken engel yüksekliği azaldığından, akım yoğunluğunun değeri de $\exp(eV/kT)$ çarpanıyla doğru orantılı olacak şekilde artacaktır. Böylelikle yarıiletkenden metale doğru akım yoğunluğunun ifadesi,

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.59)$$

Şeklinde ifade edilir. Isısal denge halinde, metalden yarıiletkene ve yarıiletkenden metale doğru doğru akan akım yoğunlukları eşitlenir. Böylece toplam, net akım yoğunluğunun ifadesi;

$$J_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.60)$$

şeklindedir. Bu denklemde sızıntı akımı olarak adlandırdığımız akım yoğunluğu ifadesi ise,

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \quad (2.61)$$

şeklindedir. Doyma akım yoğunluğunun ifadesini, uygulanan gerilimden bağımsız olmasını beklerken, hayali-kuvvet etkisinden kaynaklı olarak uygulanan gerilim neticesinde kısmen değişim göstermektedir.

2.4.2. Difüzyon Teorisi

İki bölge arasında yoğunluk farkı varsa, yoğunluğu çok olan bölgeden az olan bölgeye doğru gerçekleşen yük geçişleri olayına difüzyon denir. Düşük mobiliteye sahip yarıiletkenler için akım iletim mekanizmasını difüzyon teorisi ile açıklayabiliriz. Schottky tarafından tanımlanan ve difüzyon teorisine dayandırılan önermeler aşağıda açıklanmıştır (Sze ve Kwok 2007).

- Potansiyel engel yüksekliği ifadesi kT 'den çok büyüktür.
- Tükenmiş bölgedeki elektronların çarpışma etkisi göz ardı edilemez.
- Yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu bozulmamıştır (dejenere değildir).
- $x = W_D$ ve $x = 0$ 'daki (tükenmiş bölge) taşıyıcı konsantrasyonları akımdan etkilenmemiş olup termal denge değerine sahiptirler.

Bu önermelere dayanarak tükenmiş bölgedeki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için akım yoğunluğu denklemi şu şekildedir. Denklem 2.62

$$J_x = J_n = q \left[n(x) \mu_e E(x) + D_e \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.62)$$

ile verilir. Bu denklemde $n(x)$ elektron yoğunluğunu, μ_e elektron mobilitelerini, $E(x)$ Schottky bölgesindeki elektrik alanı ve D_e elektron difüzyon sabitini ifade eder. Mobilitayı difüzyon katsayısına bağlayan yani Einstein bağıntısının ifadesi;

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{kT}{q} \quad (2.63)$$

Olarak ifade edilir. Akım yoğunluğu ifadesinde yer alan $E(x)$:

$$E(x) = -\frac{\partial V(x)}{\partial x} \quad (2.64)$$

şeklinde yazılır. Denklem 2.64 ve 2.65'yi 2.63'de yerine yazarsak;

$$J_x = q \cdot D_e \left[\left(-\frac{qn(x)}{kT} \right) \left(\frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) + \frac{\partial n}{\partial x} \right] \quad (2.65)$$

şeklini alır. Bu denklemi çözdüğümüzde difüzyon akımı ifadesi:

$$J_x = J_D \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.66)$$

olur. Burada J_D doyum akım yoğunluğudur.

$$J_D = \left(\frac{q^2 N_c D_e}{kT} \right) \left[\frac{2q N_D (\Psi_{bi} - V)}{\epsilon_s} \right]^{1/2} \exp\left(\frac{-q\Phi_b}{kT}\right) \quad (2.67)$$

Ve şeklinde gösterilir. Burada N_c iletkenlik bandındaki etkin taşıyıcı yoğunluğunu, N_D donör yoğunluğunu, Ψ_{bi} difüzyon potansiyelini, ϵ_s ise yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğini ifade eder.

Anlatmaya çalışılan termioyonik emisyon ve difüzyon teorisinden elde edilmiş olan akım yoğunluğu ifadeleri birbirine çok benzemektedir. Ayrıca difüzyon teorisindeki doyum akım yoğunluğu J_D , uygulanan gerilime bağlı olmakla beraber sıcaklık hassasiyeti TE'deki doyum akım yoğunluğu ifadesine göre daha azdır (Sze ve Kwok 2007).

2.4.3. Termioyonik-Emisyon-Difüzyon Teorisi

Termioyonik Emisyon Teorisi ve Difüzyon Teorisi Crowell ve Sze tarafından yeniden yorumlanarak Termioyonik Emisyon-Difüzyon Teorisi olarak geliştirilmiştir (Sze ve Kwok 2007). Bu teori metal-yarıiletken ara yüzey kenarında tanımlanan V_T rekombinasyon hızını tanımlayan bir teoridir.

Metal yarıiletken kontaklara uygulanan gerilim yarıiletkenden metale doğru bir elektron akışına sebep olur. Taşıyıcıların, bir bölümü optik fonon geri saçılmalarına uğrarken diğer bir bölümü kuantum mekaniksel yansımalarla uğradığından akımın değeri azalmaktadır. (Sze 1981), bu durumun sebebini rekombinasyon hızında olan azalma ile bağdaştırmıştır. Bu teoride elektronlar bulunduğu metal yarıiletken ara yüzeyinde optik fononlar ile etkileşmeden potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değerini hesaba katarak Richardson sabiti A^* , A^{**} etkin Richardson sabiti olarak değişir. Bunlardan yola çıkarak ($I-V$) ifadesi,

$$J = J_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad (2.68)$$

şeklinde olup T sıcaklık, J_0 doyma akım yoğunluğudur. Buradan,

$$J_0 = A^{**} T^2 \exp\left[-\frac{q\Phi_b}{kT}\right] \quad (2.69)$$

şeklinde ifade edilir. β bariyer yüksekliğinin sıcaklık ile değişim katsayısı olmaz üzere,

$$A^{**} = A^* \exp\left(\frac{\beta}{kT}\right) \quad (2.70)$$

TE' ye göre ideal bir diyotun sapmalarının hesaplanması için bir idealite faktörüne (n) ihtiyaç vardır. Bu ideal faktörü bir Schottky diyotta $n = 1$ ' dir. Bu durumda akım yoğunluğu ifadesi ise:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (2.71)$$

şeklini almaktadır. Burada n idealite faktörü ideal değeri 1'den uzaklaştıkça engel yüksekliğinin voltaja olan bağılılığı artmaktadır. İdealite faktörü yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumları (N_{ss}) ve metal yarıiletken arasında bulunan yalıtkan oksit tabakasının kalınlığı (δ) cinsinden,

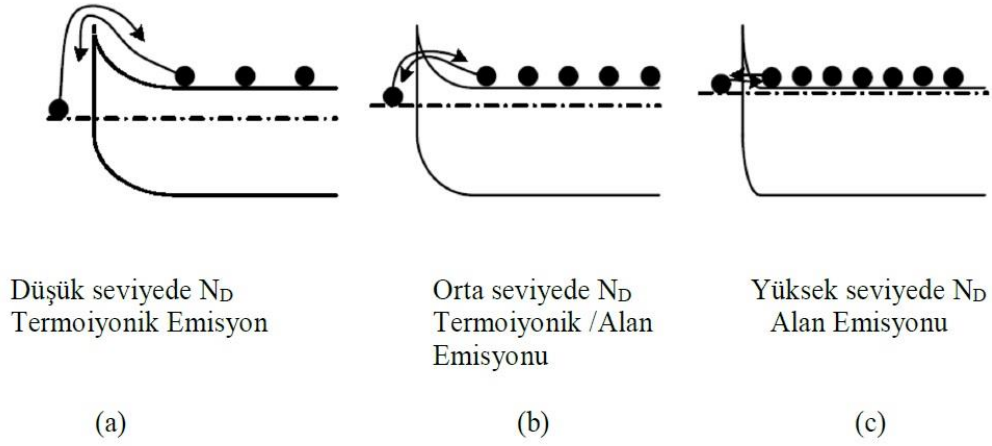
$$n = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i} \left[\frac{\varepsilon_s}{W_D} + qN_{ss} \right] \quad (2.72)$$

olarak ifade edilir. İdealite faktörü, hem ara yüzey durumlarının artmasıyla hem de yalıtkan tabakanın kalınlığının artması ile doğru orantılı bir şekilde artmaktadır. Engel yüksekliğinin azalmasına ve A^{**} etkin Richardson sabitinin alana bağımlı olması sebebiyle ideal Schottky ideal diyotlarında n idealite faktörü $1 < n < 1,2$ arasında değerler almaktadır.

2.4.4. Schottky Bariyer Boyunca Tünelleme

Bariyer boyunca taşıyıcıların kuantum mekanik tünellemesi bir diğer önemli akım iletim mekanizmasıdır ve engeli aşamayacak kadar düşük enerjideki taşıyıcılar için geçerlidir. Düşük sıcaklıklarda ve ağır katkılamada (10^{19}cm^{-3}) önemli bir etkiye sahiptir. Çünkü tükenmiş bölgenin genişliği donör yoğunluğuna $N_D^{-1/2}$ şeklinde bağlıdır. Bu arada, düşük sıcaklık ve yüksek katkılamalı yarıiletkenlerde tünelleme durumu ileri besleme şeklinde olurken az katkılanmış ve düşük sıcaklıktaki yarıiletkenlerde kendisini ters besleme şeklinde gösterir (Padovani ve Stratton 1966, Padovani 1971).

Az katkılı yarıiletkenlerde ($N_D \leq 10^{17} \text{cm}^{-3}$) termoyonik emisyon (TE) hakim olup termal olarak uyarıldıkları takdirde elektronlar engeli aşarlar. Orta derecede katkılamada ($10^{17} < N_D < 10^{19} \text{cm}^{-3}$), bariyer biraz daha geniştir. Bu nedenle, yeterli termal enerjiye sahip olan elektronlar, bariyerlerin üst kısmına yakın bir yerde tünelenerek kayda değer bir akım üretebilir. Çok yüksek katkılamada ($N_D > 10^{19} \text{cm}^{-3}$) bariyer, bariyerin alt kısmında kayda değer bir alan emisyonuna izin verecek kadar ince olabilir. Engelin genişliği iletkenlik bandının tabanında bulunan elektronların metale tünelleme yapması için yeterince sığdır (Schroder 1990).



Şekil 2.17 Metal/n-tipi yarıiletken kontakta akım iletim mekanizmalarının katkılama Konsantrasyonuna bağlılığı. Elektron akımı yönü oklarla belirtilmiştir (Schroder 2006).

Katkılama arttıkça tükenmiş bölgenin genişliği azalır ve bariyer yoluyla elektronların kuantum mekanik tünelleme olasılığı artar. Böylece Fermi enerjisi seviyesinin çok yakınında bulunan elektronlar, yarıiletken malzemeden metale doğru düşük sıcaklıklarda tünelleme yapabilmektedirler. Böylece, doğru besleme yönündeki akımda bir miktar artış gözükür. Bu da alan emisyonu (FE) olarak isimlendirilir. Sıcaklığın artması ile elektronların büyük bir bölümü Fermi seviyesinin üstüne çıkmış olur. Böylece elektronlar buldukları durumdan daha yüksekte bir enerji seviyesine uyarılmışlardır. Burada elektronların daha ince veya dar bir engelle karşılaşıyor olma durumları tünelleme olasılığını artırdığından ileri besleme akımı daha da artmış olur. Bu durumu termioyonik alan emisyonu (TFE) olarak isimlendiririz. Eğer sıcaklık daha da artırılırdığında taşıyıcılar zaten engeli aşabilecek kadar enerjiye sahip olduklarından tünelleme olmadan da engel üzerinden diğer tarafa kolayca geçebilirler. Bu durum ise, termioyonik emisyon (TE) olarak isimlendirilir. Termioyonik alan emisyonu sıcaklığa bağlı iken, lan emisyonu sıcaklıktan bağımsızdır. TAE'na göre ufak bir ileri besleme voltajında, I - V ilişkisi;

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad (2.73)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlikte yer alan E_0 terimi is3,

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (2.74)$$

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \left(\frac{N_D}{m^* \epsilon_s}\right)^{1/2} \quad (2.75)$$

eşitlikleriyle gösterilir (Padovani 1971, Karatas ve Altındal 2005, Güllü ve Ark. 2008, Arslan ve Ark. 2009).

Burada E_{00} tünellemede önemli bir parametre olup tünellemenin karakteristik enerjisini ifade eder.

2.4.5. T_0 etkili Akım İletimi

İdealite faktörünü değerinin 1'den büyük olması durumunda hayali kuvvet veya ara yüzey durumlarından ortaya çıkmakta ise n sıcaklıktan bağımsız olmalıdır. Ancak idealite faktörü n 'in 1'den büyük olması durumu termoionik alan emisyonundan yahut tükenmiş bölgedeki rekombinasyon akımlarından kaynaklanmaktaysa, idealite faktörü n , sıcaklığa bağlı olmaktadır. T_0 etkili J-V karakteristiği,

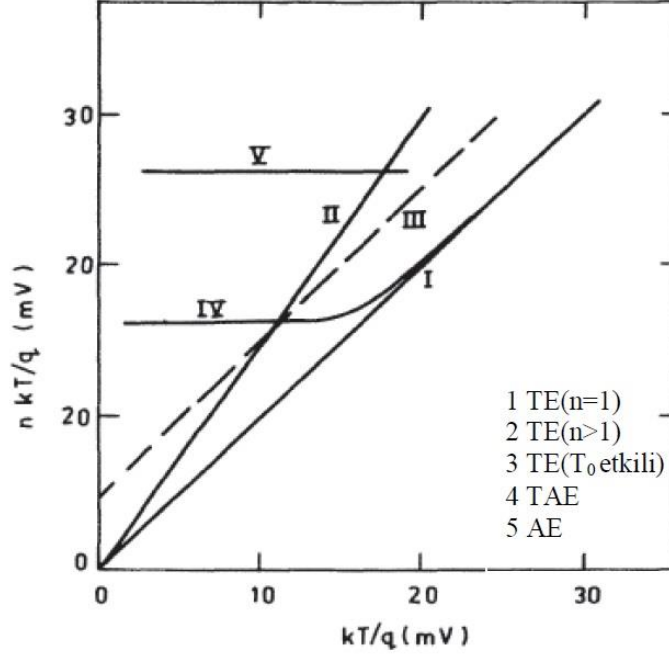
$$J = A^{**} T^2 \exp\left[-\frac{q\Phi_b}{k(T + T_0)}\right] \left\{ \exp\left[\frac{qV}{k(T + T_0)}\right] - 1 \right\} \quad (2.76)$$

ile ifade edilir (Sharma 1984, Rhoderick ve Williams 1988).

Burada T_0 geniş bir sıcaklık aralığında voltajdan ve sıcaklıktan bağımsız olan sabit bir niceliktir. n 'in sıcaklığa bağlı oluşu deneysel ifade ile $n = 1 + T_0/T$ şeklinde gösterilir.

Voltajın bir fonksiyonu olarak farklı akım-iletim düzenekleri Şekil 2.c'de gözüktüğü gibidir.

1, 2 ve 3 eğrileri, TE teorisinin üstün olduğu düzenekleri belirtmektedir. Bunlar $n = 1$, $n > 1$ ve T_0 etkili durumlarına karşılık gelmektedir. 4 numaralı eğride TAE (termoionik alan emisyonu) iletim mekanizmalarının etkin olduğu, 5 numaralı eğri de ise AE (alan emisyonu) iletim mekanizmalarının etkili olduğu durumları gösterir (Sharma 1984).



Şekil 2.18 Değişik türde akım iletim düzeneklerini belirtmek için $nkT/q-kT/q$ grafiği

2.5. Metal/Yarıiletken Schottky Diyotların Engel Kapasitesi

Metal yarıiletken kontaklarda yük taşıyıcılarının ara yüzeydeki dağılımı sonucunda bir tükenmiş bölge oluşur. Tükenmiş bölgenin genişliği (W_D) dışarıdan uygulanan gerilimle değişir. Bu birleşme bölgesinde oluşan Fermi seviyesinin eşitlenmesinden kaynaklı olarak bir yük geçişi meydana gelir. Bu yük geçişinde metal tarafın yüzeyinde yüzey yükleri, yarıiletken tarafın yüzeyinde ise uzay yükleri oluşmaktadır. Bu yüklere ve yük açısından arınmış olan tükenmiş bölge kondansatör gibi davranır ve bu bölgede bir kapasitans oluşur.

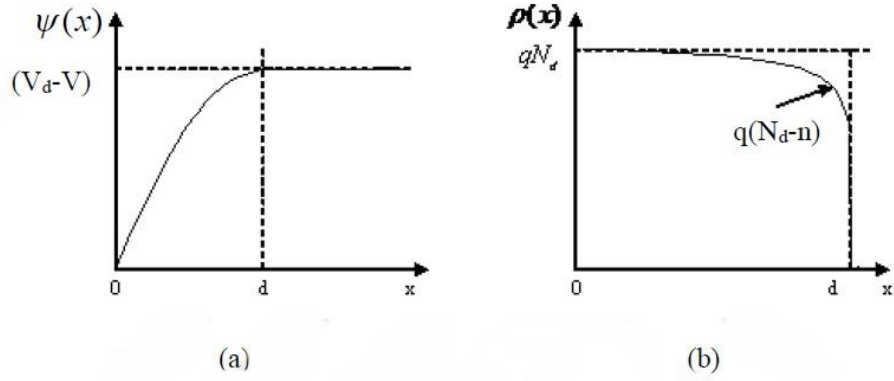
Bir kondansatörün sığası incelendiğinde tükenmiş bölgenin genişliği ve iki taraftaki yüklerin büyüklüklerinin etkili olduğu göze çarpar. Bu kalınlık kontak bölgesine uygulanan dış gerilimin türü ile değişeceğinden sığanın da değeri değişecektir. Bu sebeple Schottky bariyer diyotları, gerilim kontrollü olarak değişen kapasitörler olarak

kullanılmaktadır. Bu ara bölgedeki potansiyel dağılım Poisson denkleminin çözümlenmesi ile bulunur (Ziel 1968).

Metal ve n -tipi yarıiletkenler kontaklar için potansiyel denklemi,

$$\Psi(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{2}x^2 - xd \right) \quad (2.77)$$

olur.



Şekil 2.19 Engel genişliği d olan metal/ n -tipi yarıiletken kontakta (a) $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonunun x 'e göre değişimi, (b) $\rho(x)$ uzay yük yoğunluğu fonksiyonunun x 'e göre değişimi

Şekil 2.19'a göre sınır şartlarını yazarsak;

$$\begin{aligned} x=0 \text{ da} \quad & \Psi(0) = 0 \\ x=d \text{ de} \quad & \Psi(d) = (V_d - V) \\ x>d \text{ için} \quad & \frac{\partial \Psi(x)}{\partial x} = 0 \end{aligned}$$

olur. $x=d$ $\Psi(x) = (V_d - V)$ ifadesini bir üst denklemde yerine yazarsak;

$$V_d - V = \frac{qN_D}{\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{1}{2}d^2 - d^2 \right) \quad (2.78)$$

$$V_d - V = \frac{qN_D d^2}{2\epsilon\epsilon_0} + \frac{qN_D d^2}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.79)$$

$$V_d - V = \frac{qN_D d^2}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.80)$$

$$d = W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{qN_D} (V_d - V)} \quad (2.81)$$

şeklinde ifade ederiz. V_d , difüzyon potansiyeli olup Schottky bariyer genişliği ifadesi $(N_D)^{-1/2}$ ile doğru orantılıdır.

Tükenmiş bölgedeki uzay yükü,

$$Q = q N_D W_D \quad (2.82)$$

olarak ifade edilir. Yukarıdaki ifade bu denkleme konulduğunda,

$$Q = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 q N_D (V_d - V)} \quad (2.83)$$

Kapasitans değeri,

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad (2.84)$$

olduğuna göre;

$$C = \frac{\epsilon_s}{W_D} = \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_D}{2(V_d - V)}} \quad (2.85)$$

elde edilir.

2.6. Schottky Bariyer Diyotlarda İleri Beslemedeki I - V Karakteristikleri

GaAs ve Si gibi yüksek mobiliteye sahip olan yarıiletkenler üzerinde yapılan Schottky bariyer diyotlarında akım, bariyer üzerindeki elektronların termiyonik emisyonuna

bağlıdır ve uygulanan ileri önyargı V 'nin bir fonksiyonu olarak akım ile ilişkisi (Sze 1981);

$$I = I_0 \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nKT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) \right] \quad (2.86)$$

burada I_0 , sıfır eğilimde $\ln I$ 'nin düz çizgi kesişiminden türetilen ters doygunluk akımıdır ve

$$I_0 = A A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_{B0}}{kT}\right) \quad (2.87)$$

Genellikle, ileri sapma akım voltajı (I - V) karakteristikleri yarı voltajlarda düşük voltajlarda doğrusaldır, ancak uygulanan voltaj yeterince büyük olduğunda R_s ve N_{ss} gibi parametrelerin etkisi nedeniyle doğrusallıktan önemli ölçüde sapma gözlemlenir.

Seri direnç R_s , idealite faktörü n , ve sıfır önyargı bariyer yüksekliği Φ_{B0} , Cheung tarafından geliştirilen başka bir yöntem kullanılarak ifade edilmiştir (Cheung ve Cheung 1986).

Cheung'un işlevleri şöyle gösterilir.

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = IR_s + n\left(\frac{kT}{q}\right) \quad (2.88)$$

$$H(I) = V - n\left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (2.89)$$

Ayrıca $H(I)$ ifadesinin son hali,

$$H(I) = IR_s + n\Phi_{B0} \quad (2.90)$$

şeklindedir. Burada Φ_{B0} , ileri sapma I - V karakteristiklerindeki aşağı eğrilik bölgesi verilerinden elde edilen bariyer yüksekliğidir. IR_s ifadesi diyotun seri direncindeki voltaj düşüşünü gösterir.

Denk. 2.88 öne eğimli I - V karakteristiklerindeki aşağı doğru eğrilik bölgesinin verileri için düz bir çizgi vermelidir. Böylece, I 'ye karşı $dV/d(\ln I)$ grafiği eğim olarak R_s ve y eksenini ile kesişimi bize nkT/q verecektir.

Seri direnç, Schottky diyotunun çok önemli bir parametresidir. Schottky kontağının direnci, bariyer bölgesinin akım akışı yönünde seri direncinin ve paralel direncinin toplam direnç değeridir. Seri yüksek direnç nedeniyle, hem standart $\ln I$ hem de V yönteminden doğru bariyer yüksekliğini belirlemek zordur. Norde, yüksek seri dirençte bile Schottky diyotunun bariyer yüksekliği değerlerini belirlemek için alternatif bir yöntem önerdi (Norde 1979, Aydın ve Ark. 2011).

Bu yöntemde Norde fonksiyonu $F(V)$,

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{1}{AA^*T^2} \right) \quad (2.91)$$

formüldeki γ , idealite faktöründen büyük boyutsuz bir tamsayı olarak tanımlanır. Bu fonksiyon görüldüğü gibi I - V değerlerine bağlı olan bir denklemdir. Bu veriler doğrultusunda çizilen $F(V)$ - V grafiğinde, $F(V)$ 'nin minimum noktasına karşılık gelen değeri bize Φ_B 'yi verir.

$$\Phi_b = F(V)_{min} + \frac{V_{min}}{2} - \frac{kT}{q} \quad (2.92)$$

Burada $F(V)_{min}$, $F(V)$ 'nin minimum değeri olup V_{min} de buna karşılık gelen voltaj değeridir. I_0 değeri de V_{min} 'a karşılık gelen akım değeridir. Buna göre seri direnç ifadesi;

$$R_s = \frac{kT (\gamma - n)}{qI_0} \quad (2.93)$$

Şeklinde gösterilir.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. n-GaAs Schottky Bariyer Diyotların Hazırlanması

Kimyasal olarak temizlenen kristal yüzeyinde oksit birikmesinin engellenmesi için, n-GaAs kristali kimyasal temizlik biter bitmez kaplamanın gerçekleşeceği çözelti içine yerleştirildi.

Kaplama, elektrodepozisyon yöntemi kullanılarak Uludağ Üniversitesi Katihal Fizik Araştırma Laboratuvarları'nda hazırlanmıştır.

3.2. Elektrokimyanın Temelleri

Elektrokimyasal depozisyon (elektrodepozisyon), nanokristalin metalleri, alaşımları ve kompozit malzemeleri büyütmek için nispeten düşük maliyetli bir üretim yoludur. Diğer bir adı elektrokaplama olup bu kaplama işlemi hücre adı verilen sistem içinde gerçekleşir. Elektrodepozisyon, iyonik türler (tuzlar) içeren bir çözeltilerden iletken bir yüzeye materyal biriktirme işlemidir. Pozitif yükler taşıyan metal iyonları, negatif yönde eğilimli alt tabakaya çekilir ve nötr atomlara indirgenmesini sağlar. Bunlar oksidasyon (yükseltgenme) ve redüksiyon (indirgenme) reaksiyonu olarak adlandırılır. Elektrokimyasal hücrelerde yükseltgenmenin gerçekleştiği elektrot anot indirgenmenin gerçekleştiği elektrot ise katot olarak adlandırılır.

Bir elektrolit çözeltisi, genellikle elektronları kaybeden veya kazanmış iyonları, atomları veya molekülleri içeren ve elektriksel olarak iletken olan bir çözeltilerdir. Elektrolitler içerdikleri maddenin iyonlarına ayrışmasına göre kuvvetli ya da zayıf diye adlandırılırlar. Buna göre, kuvvetli elektrolitler tamamen iyonlarına ayrışabilirken zayıf elektrolitler için daha az iyonlarına ayrışma söz konusudur.

Elektrokimyasal hücreler iki gruba ayrılır. Bunlardan biri galvanik (voltaik) hücredir. Galvanik hücre, depolanan kimyasal enerjiyi elektrik enerjisine dönüştüren kendiliğinden bir kimyasal reaksiyon olup iki elektrot arasındaki potansiyel fark kendiliğinden meydana gelir ve bir elektrik akımı oluşur.

Bir diğerk hücre ise elektrolitik hücredir. Bu hücrede kimyasal bir reaksiyon oluşması için dışarıdan elektrik enerjisine ihtiyaç vardır ve uygulanan potansiyel fark meydana gelebilecek potansiyelden daha büyük ve zıt yönde olmalıdır.

Galvanik hücrede katot potansiyeli anoda göre pozitif, elektrolitik hücrede katot potansiyeli anoda göre negatiftir (Kılıç ve Köseoğlu 1996, Bard ve Faulker 1980).

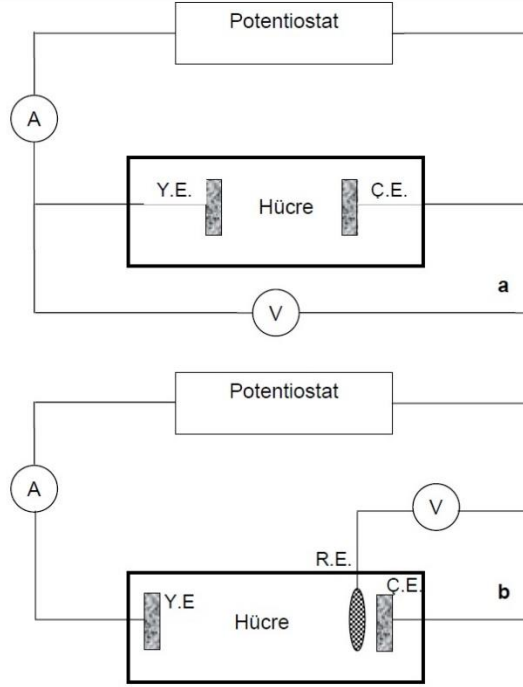
Güç kaynağı sabit akım sağlıyorsa, bu tür kaplamaya galvanostatik elektrodepozisyon (akım kontrollü), sabit voltajda ise potansiyostatik elektrodepozisyon (potansiyel kontrollü) denir. Bir referans elektrodu, katot yüzeyinin yakınındaki katmanlar arasındaki voltajı sabit tutmak için bazen bir geri besleme olarak kullanılır. Çoğu araştırmacı, termodinamik teorisiyle daha basit ilişkisi nedeniyle potansiyostatik elektrodepozisyon kullanma eğilimindedir (Palomar-Pardove ve Ark. 1998, Marin ve Ark. 1999).

Metal depozisyonunda sadece anot ve katottan oluşan iki elektrotlu bir sistem (Şekil 3.3.a) kullanılacağı gibi üç elektrotlu bir sistemin (Şekil 3.3.b) kullanılması daha çok tercih edilen olarak kendini gösterir. Üç elektrotlu sistem için ekipmanlar; anot (yardımcı elektrot, Y.E.), katot (çalışma elektrotu, Ç.E.) ve referans elektrotudur (R.E.).

Referans elektrot, R_s çözelti direncini azaltması için çalışma elektrotuna mümkün olduğunca yakın tutularak konumlandırılır. Referans elektrotundan çok küçük bir akım geçmesinden ötürü diğerk elektrotlardan geçen akımın değeri değışse dahi bu elektrot deney boyunca değışmeyen durağan bir potansiyel sağlar.

Bu yöntemde akım, çalışma elektrotuyla yardımcı elektrot arasından geçmektedir. Potentiostat çalışma ve yardımcı elektrotlar arasındaki potansiyeli değıştirerek referans ve çalışma elektrotları arasındaki potansiyeli kontrol etmek için kullanılır (Greef ve Ark. 1990).

Aşağıdaki şekilde potansiyel kontrollü bir sistemde iki ve üç elektrotlu sisteme örnek verilmiştir.



Şekil 3.1. Elektrokimyasal hücre örneği a) İki elektrotlu b) Üç elektrotlu

Elektrodepozisyon işlemi karmaşık olmasına rağmen, katot yüzeyindeki toplam indirgeme işlemi denklem ile açıklanabilir. Bu bir metalin elektrodepozisyon ifadesidir ve metal iyonları katottan iyonları alarak metale indirgenirler. Bu tepkime;



şeklindedir. Burada M^{z+} metal iyonu, M biriktirilecek metal element, e^{-} elektron yükü ve z metal iyonlarının oksidasyon sayısıdır. Bütün metallerin çözelti içindeki iyon konsantrasyonuna bağlı olan bir indirgenme potansiyeli mevcuttur. Eğer elektrotta oluşan indirgenme işleminin değeri 1 molar ise potansiyel referans elektrotu göre ölçülür. Buna standart elektrot potansiyeli denir ve kısaca SEP şeklinde ifade edilir. Genel haliyle referans elektrodu, standart elektrot potansiyelini sıfır olarak kabul ettiğimiz Normal Hidrojen Elektrotu (NHE) ya da Standart Hidrojen Elektrotu (SHE)'dir (Atkins 1994, Moore 1966).

İdeal bir referans elektrodu, tam olarak bilinen ve çözelti içinde bulunan bileşenlerden etkilenmeyecek potansiyele sahip bir elektrot olması gerekir. SHE’de elektrot yüzeyini hazırlama işlemi ve tepkimeye girecek malzemelerin aktivitelerinin kontrolünde yaşanan zorluklar sonucu bu elektrotun pratik olmadığını göstermiştir. Böylece hazırlanması ve kullanımı pratik olan elektrotlar tercih edilmiştir. Bunlar gümüş/gümüş klorür elektrotları ile doymuş kalomel elektrot (saturated calomel electrode, SCE)’dir.

Doymuş kalomel elektrodu (SCE), kalomel (Hg_2Cl_2) ve cıvadan (Hg) oluşan karışım ile metalik cıva (Hg) ve potasyum-klorür (KCl) çözeltisinden yapılmaktadır. SCE’un potansiyeli, oda sıcaklığında ($25^\circ C$) NHE’na göre 0.242 V’tur. Gümüş/gümüş klorür elektrot ise SCE’ye benzer bir yapıda gözükmektedir. Gümüş elektrot, hem potasyum klorür hem de gümüş klorür yönünden doymuş olan bir tür çözeltiye daldırılır. Daldırılan elektrotun elektrot potansiyeli ise $25^\circ C$ ’de 0.199 V olarak ölçülmüştür. Tablo 3.1.’de SCE ve NHE’ye göre bazı metallerin standart elektrot potansiyelleri verilmiştir (Kılıç ve Köseoğlu 1996).

İncelenen metalin denge elektrot potansiyeli, çözeltide olan iyonların konsantrasyonuna bağlı olarak değişebilir. Elektrot potansiyeli ile çözelti konsantrasyonu arasındaki bu bağ Nernst denklemiyle verilir.

$$E = E_0 + \frac{RT}{zF} \ln C f_a \text{ (volts)} \quad (3.2)$$

Burada E bir referans elektroda göre elektrot potansiyeli, örneğin hidrojen elektrodu, E_0 standart potansiyel, R gaz sabiti, T mutlak sıcaklık, z iyonların değeri, F Faraday sabiti ve f_a metal iyonun aktivite katsayısı olup C ise metal iyonlarının molar konsantrasyonunu ifade eder.

İyonlar gibi çözünen maddelerin kimyasal aktiviteleri, molar konsantrasyonları C ’ye eşit olarak alınır, özellikle iyonlar arasındaki etkileşimlerin ihmal edilebilir olduğu seyreltik çözeltiler için geçerlidir.

Dengede, katot ve anot arasındaki toplam potansiyel, iki elektrot için Nernst denklemleri tarafından verilen potansiyellerin farkıdır. Nernst denklemi makroskopik parametreler arasında basit bir ilişki kurar: elektrot potansiyeli, elektrot çevresindeki iyonik türlerin sıcaklığı ve konsantrasyonu. Bir metal seçiminin standart elektrot potansiyelleri;

Çizelge 3.1. 25°C’ de sulu çözelti içindeki bazı metaller için Volt (V) olarak NHE ve SCE’ ye göre standart elektrot potansiyelleri (SEP) (Bard ve Faulkner 1980)

Reaksiyon	NHE’ye göre SEP (V)	SCE’ye göre SEP (V)
$\text{Ag}^+ + e = \text{Ag}$	0,7996	0,5581
$\text{Cu}^{2+} + 2e = \text{Cu}$	0,3402	0,0987
$\text{Ni}^{2+} + 2e = \text{Ni}$	-0,23	-0,4715
$\text{Co}^{2+} + 2e = \text{Co}$	-0,28	-0,5215
$\text{Fe}^{2+} + 2e = \text{Fe}$	-0,409	-0,6505
$\text{Zn}^{2+} + 2e = \text{Zn}$	-0,7628	-1,00431
$\text{Au}^+ + e = \text{Au}$	1,68	1,4385
$\text{Pt}^+ + e = \text{Pt}$	1,2	0,9585
$2\text{H}^+ + 2e = \text{H}_2$	0,0000	-0,2415
$\text{Hg}_2\text{Cl}_2 + 2e = 2\text{Hg} + \text{Cl}^-$ (SCE)	0,2415	0,0000

Elektrotlar bir DC güç kaynağına bağlandığında elektrot-elektrolit dengesi bozulur. Elektrotların potansiyellerini veya elektrotlardan akan akımı kontrol ederek, elektrokimyasal reaksiyonu yükseltgenme veya indirgenme kısmına getirmek mümkün olabilir. Nernst denklemi, elektrotlardan akan net akımın sıfır olduğu dengede elektrot potansiyellerini verir. Elektrodepozisyon için her zaman devrede akım vardır ve elektrot potansiyelleri dengede sapabilir çünkü elektrot potansiyeli, elektrotlardan akan akım miktarıyla değişir.

Dengede oluşan bu potansiyel farka aşırı potansiyel denir. Elektrottaki bu duruma polarizasyon denir. Polarizasyon her elektrotta meydana gelir ve çeşitli kinetik süreçlerin yer değiştirmesi, difüzyonu ve yoğunlaşmasından kaynaklanır (Raub ve Muller 1967, Glasstone 1942).

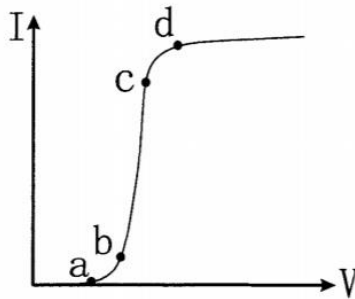
İki tip polarizasyon vardır: aktivasyon ve konsantrasyon. Tüm elektrokimyasal reaksiyonlar, elektrot ve elektrolit arasındaki ara yüzde bir dizi adımda meydana gelir. Aktivasyon polarizasyonu, reaksiyon hızının en yavaş adım ile belirlendiği durumu ifade eder. "Aktivasyon" terimi, bir aktivasyon enerji bariyerini bu en yavaş, hız sınırlayıcı adımla ilişkilendirildiği için kullanılır. İkinci tip, konsantrasyon polarizasyonu, reaksiyon oranı çözültideki difüzyonla sınırlandırıldığında meydana gelir (geleneksel pillerde elektrolit bir çözültidir).

Sisteme uygulanan elektrot potansiyeli, ya denge potansiyelinden negatiftir katodik akım geçer ve böylece elektrodepozisyon olayı gerçekleşir ya da pozitifdir ve anodik akım geçer. Hücre voltajı ifadesi (E_{uyg}):

$$E_{uyg} = E_{denge} + \eta + iR_s \quad (3.3)$$

Burada η aşırı potansiyeli, iR_s çözültideki potansiyel düşmesi (ohmik polarizasyon)'ni ifade eder. Elektrokimyasal hücreler de metalik iletkenler gibi yük akışına karşı direnç gösterirler. Burada R_s elektrotlar arasındaki çözülti direncidir. Aşırı potansiyel, elektrot potansiyelinin denge değerinden sapmasını ve elektrotun polarizasyon derecesini tanımlar.

Potansiyel eğriye karşı şematik bir elektrot akımı Şekil 3.2'de gösterilmiştir.



Şekil 3.2 Bir tip metal iyonu içeren bir elektrolitin potansiyel eğrisine karşı şematik elektrot akımı.

Kinetik süreçler tüm elektrodpozisyon sistemlerinde gerçekleşir. En yavaş kinetik süreç, akımın potansiyel eğriye karşı şeklini belirler.

Burada elektrolitin, hidrojen referans elektrodundan daha yüksek bir indirgeme potansiyeline sahip sadece bir metal tuzu içerdiği varsayılmaktadır. DC güç kaynağı tarafından a noktasında olduğu gibi az miktarda akım sağlanırsa, elektrodpozisyon gerçekleşir. Akım b noktasından c noktasına arttıkça metal daha hızlı çöker. Gerilim d noktasına daha da yükseltirse, akım artan gerilim ile şimdi sadece görünür bir şekilde artar. Bu akım, güç yayılımı tarafından uygulanan voltajın difüzyon katmanı boyunca düştüğü iyon yayılımı tarafından belirlenen sınırlama akımı olarak adlandırılır (Mohler 1969).

Elektrodpozisyon sırasında depozit edilen maddenin miktarı Faraday yasası kullanılarak bulunabilir. Elektrotlardan ayrılan madde miktarı ise devreden geçen akım miktarıyla doğru orantılıdır. Bu oran;

$$q = NnF \quad (3.4)$$

Burada q devreden geçen yük miktarını, N depozit edilen maddenin (metal) mol sayısını, n ise metalin değerliğini ve F Faraday sabitini gösterir. Depozit edilen metalin mol sayısını, kütle (m) ve bağıl atomik kütle (M_a) ile ifade edilerek film kalınlığından yararlanarak bulabiliriz. Buna göre kalınlık (t) ifadesi:

$$t = \frac{qM_a}{A\rho Fn} \quad (3.5)$$

Burada A filmin yüzey alanını, ρ ise depozit edilen metalin yoğunluğunu ifade eder. Elektrodpozisyon ile üretilen malzemelerin özellikleri pek çok parametreden etkilenebilir. Kullanılan alt tabaka, çözelti içindeki katkı maddeleri, çözeltinin pH ve sıcaklık değerleri, depozisyonun akım veya potansiyel kontrollü yapılması, depozisyon için kullanılan akım veya potansiyel değerleri, üretilen malzemenin kalınlığı, bu parametreler arasında en sık kullanılanlarıdır. Kaplama hızı, kaplanan malzemeye bağlı olabilir.

Bununla birlikte, kaplama işleminin süresi arttırılarak daha yüksek kalınlık elde edilebilir. Filmlerin üretilmesi sırasında parametrelerden birkaç tanesi değiştirilip optimum şartlar elde edilmeye çalışılmalıdır.

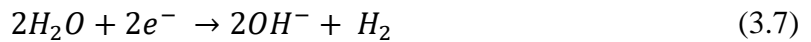
3.2.1. Elektrodepozisyonu Etkileyen Faktörler

Metal biriktirme işlemi akımın yoğunluğu, sıcaklık, çözeltinin pH'ı, metalin doğası ve çözelti içinde bulunan safsızlıklardan etkilenebilir (Brenner 1964).

pH kontrolü oluşan üründen en iyi verimi alabilmek adına bir kaplama işleminde hayati parametredir. Çözeltinin pH değeri hidrojen voltajını, metalin biriktiği kompleksin veya hidratin ayrışmasını ve katkı maddelerinin adsorpsiyon derecesini etkiler. Karmaşık bir çözelti banyosunda pH, çeşitli atomik bağlanma işlemleri arasındaki dengeyi etkileyebilir. Anot çözünmez olduğunda, anotta oksijen gelişimi gerçekleşir;



Öte yandan, katottaki düşük pH ve yüksek potansiyelde oluşan hidrojen gelişimine hidroksit iyonunun üretimi eşlik eder:



Nötr bir çözelti banyosunda, anotta akım verimliliği katottan daha büyükse, çözelti daha alkali hale gelir. Elektrot verimleri benzerse, çözeltinin pH'ı değişmeden kalır.

Bu nedenle bir kaplama için kullanılan çözelti banyosunun pH'ındaki değişiklik, elektrot verimliliğinin iyi bir göstergesidir.

Bir diğer parametre olan akım yoğunluğundaki artış, kristal boyutunu azaltır. Akım yoğunluğundaki artışla çekirdek oluşumu oranı artacak ve kristal boyutu küçülecektir. Mevcut yoğunluktaki artış, genellikle hidroksitler veya bazik tuzlar içeren süngerimsi veya yanmış tortular üretir. Difüzyon tabakasındaki metalin (ve metal iyonlarının) konsantrasyonu azalır ve mevcut yoğunluğu arttırırken polarizasyon artar.

Belirli bir çözeltideki sınırlayıcı olan akım yoğunluğu, difüzyon tabakasının bileşimini ve kalınlığını hesaplamak için kullanılmıştır.

Ayrıca, çözelti sıcaklığındaki bir artış da kristal boyutunda bir artışa neden olur. Bu sıcaklık artışı çözünürlüğü ve dolayısıyla taşıma sayısını artırır, bu da çözeltinin iletkenliğini artırır. Aynı zamanda çözeltinin viskozitesini azaltır, böylece çift tabakayı nispeten daha hızlı yeniler. Yüksek çözelti sıcaklığı depozitteki hidrojen emilimini azaltmakla beraber böylece stresi ve çatlamaya karşı eğilimi azaltır.

Depozit edilen metalin yapısını 3 grupta inceleyebiliriz. Bunları polarizasyon büyüklükleri göz önüne alarak ayırırız.

Grup I, Ag, Pb, Cd, Sn vb. gibi birkaç mili voltluk bir aşırı potansiyelde biriken ve 10^{-3} cm'den daha büyük tane büyüklüğünde kaba tortular elde edilen metallere oluşur. Grup III, büyük bir elektrokimyasal polarizasyon ile ilişkili olan ve tane büyüklüğü yaklaşık 10^{-5} cm olan yoğun tortular halinde biriken Ni, Co, Fe vb. Gibi metallere oluşur. II. grubu oluşturan Cu, Bi ve Zn, depozitin aşırı potansiyeline ve tane boyutuna göre ara metallere dir.

Substratların biriken metal ile etkileşimi farklıdır ve bu çekirdekleşmenin kinetiğini ve dolayısıyla birim alandaki tane sayısını etkiler.

3. 3. GaAs Yarıiletken Kristalinin Özellikleri

GaAs (Galyum Arsenat), III. grup elementi Ga ile V.grup elementi As 'ın birleşmesi ile sonucu ortaya çıkan birleşik yarıiletkendir. GaAs, önemli bir yarıiletken olup mikrodalga frekanslı entegre devreler, monolitik mikrodalga entegre devreler, kızılötesi ışık yayan diyotlar, lazer diyotlar, güneş pilleri ve fotovoltaik hücreler gibi cihazların üretiminde kullanılır.

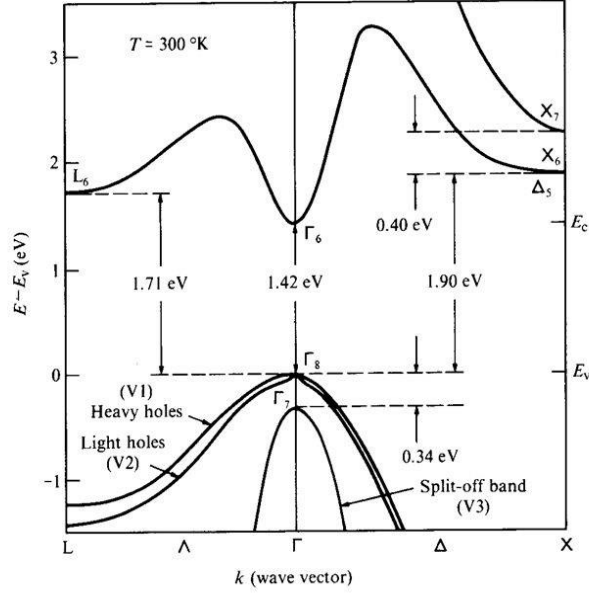
Galyum arsenatın (GaAs) ana özellikleri aşağıda verilmiştir:

Molar kütlesi 144.64 g / mol'dür.

Erime noktası 1238 ° C'dir.

Yoğunluğu 5.32 g / cm³tür.

Aşağıdaki Şekil 3.4'te GaAs'ın enerji band yapısı gösterilmiştir. GaAs yarıiletkeni için Yasak enerji band aralığı oda sıcaklığında $E_g = 1.42$ eV'tur. Bu değer, katkılanma oranına, sıcaklığa ve yarıiletkenin saflığına göre değişir.



Şekil 3.3. GaAs Enerji Band Diyagramı

GaAs doğrudan band geçişlidir. Küçük etkin kütleye sahip olması sebebi ile elektronlara yüksek mobilite sağlamaktadır. Elektron mobilitesi $8500 \text{ cm}^2/\text{V-s}$ olup silisyum elektron mobilitesinden beş kat daha fazladır (Singh, 1995). GaAs'a ait bazı özellikler aşağıdaki tabloda yer almaktadır.

Çizelge 3.2. GaAs'a Ait Bazı Özellikler

ÖZELLİK	GaAs	
Asal taşıyıcı konsantrasyonu (cm ⁻³)	2,1x10 ⁶	
Yasak band aralığı (eV)	1,43	
Örgü sabiti (Å)	5,6533	
Molekül yoğunluğu (cm ⁻³)	4,42x10 ²²	
Dielektrik sabiti	13,1	
İletkenlik bandı etkin durum yoğunluğu (cm ⁻³)	4,7x10 ¹⁷	
Valans bandı etkin durum yoğunluğu (cm ⁻³)	7,0x10 ¹⁸	
Elektron etkin kütlesi (m_e/m_0)	0,067	
Boşluk etkin kütlesi (m_h/m_0)	Ağır m_{hh}	0,074
	Hafif m_{lh}	0,50
Elektron yakınlığı χ (eV)	4,07	
Erime noktası (K)	1238	
Elektron mobilitesi (cm ² / V-s)	8500	
Boşluk mobilitesi (cm ² / V-s)	400	
Molekül kütlesi (g/mol)	44,63	
Band geçişi	Direkt	
Termal genişleme katsayısı (°C ⁻¹)	6,86x10 ⁻⁶	
Termal iletkenlik katsayısı (W / cm – °C)	0,46	
Kırılma indisi	3,3	
Özısıması (J/g-°C)	0,35	
Yoğunluk (g/cm ³)	5,32	

3.3.1. *n*-GaAs Numunesini Temizleme Prosedürü

Bu çalışmada kullanılan sübstratlar, (100) oryantasyonlu, 400 µm kalınlık ve 508 mm çapındaki *n*-tipi GaAs tek kristalleridir. Bu parçaların kimyasal olarak temizlenmesi diyot yapımında iyi sonuçların alınabilmesi için önemli olduğundan aşağıdaki maddeler sırasıyla takip edilmiştir.

Kullanılan kimyasallar şu şekildedir:

1. Sülfürik Asit (H₂SO₄ 96 %)
2. Hidrojen Peroksit (H₂O₂ 30%)

3. Hidroklorik Asit (HCl)

4. Deiyonize Su (H₂O)

Kullanılan kimyasalların yüksek asit yüzdeleri düşünülerek malzemenin katkılanan yapısında bozulma olmaması için kimyasallarla temizleme işlemine başlamadan önce numune yüzeyinde herhangi bir mekanik hasara rastlanmadığından aseton ile silinip 2,5 mm çaplı daire açıkta kalacak şekilde bakır tabaka ile kontak yapılarak özel yalıtkan bir bant ile maskelenmiştir.

Ardından kimyasal temizleme yöntemi dikkatle izlenmiştir.

1. İlk olarak 1:8:500 96% H₂SO₄: 30% H₂O₂:H₂O oranlarında bir beher içerisinde karıştırılarak oluşturulan seyreltik çözeltiliye “ Piranha” ismi verilir ve numune bu çözeltilide 30 saniye bekletildi.

2. Ardından bu çözeltiliden arındırmak için saf su içerisinde 5 dakika bekletildi.

3. Sonrasında 1:1 HCl ve H₂O aynı oranlarda karıştırılarak seyreltik hidroklorik asit çözeltilisi elde edilir ve numune bu çözeltilide 2 dakika bekletildi.

4. Çözeltiliden arındırmak için tekrardan 5 dakika saf su yıkandı.

5. Azot gazı ile kurutularak kaplanmaya hazır hale getirildi.

Ayrıca temizlemede ve kaplamada kullanılan bütün malzemeler steril edilerek kullanılmıştır.

3.3.2. Omik Kontakın Oluşturulması

Bu çalışmada kullanılan substratlar, (100) oryantasyonu, 400 um kalınlığı ve 508 mm çapı olan n-tipi GaAs tek kristalleridir. Ohmik temas sağlamak için indiyum levhanın cilasız tarafı termal bir buharlaştırma sisteminde (Vaksis PVD Hand2S-TM) termal olarak buharlaştırıldı. Buharlaşma odasından önce 1×10^{-5} Torr basınç altında vakumlandı.

3.3.3. Çözeltinin Hazırlanması ve Depozit Tabakanın Oluşturulması

Çözelti, 0.125 M NiSO₄ + 0.25 M H₃BO₃ + 0.25 M Na₂SO₄ (pH = 4.4) içerir. Üç elektrotlu bir sistemde, *n* tipi GaAs, çalışma elektrotu (katot) olarak kullanıldı, sırasıyla bir Pt levhası ve doymuş bir kalomel elektrot (SCE), yardımcı elektrot (anot) ve referans elektrodu olarak kullanıldı. Ni katmanı, SCE'ye karşı -1.5 bırakıldı.

3.4. Deneysel Ölçüm Yöntemleri

3.4.1. Akım-Voltaj (I-V) Ölçüm Düzeneği

Akım-voltaj (I-V) ölçümleri, 77K-380K sıcaklık aralığında ölçüm yapmamızı sağlayan sıcaklık kontrollü bir Janis CCS-150 kriyostat kullanılarak KEITHLEY 6487 pikoser / voltaj kaynağı kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Ölçümler için LabVIEW programı kullanılarak bilgisayar ile kontrolü sağlanmış ve veriler çok kısa bir süre içinde alınmıştır. Elektrometre ve bilgisayarın bağlantısı IEEE 488 GPIB kablosu ile yapılmıştır. Farklı sıcaklıklarda elde ettiğimiz *I-V* değerleri Excel programına aktararak grafikler incelenmiştir.

3.4.2. Optik Ölçüm Deney Düzeneği

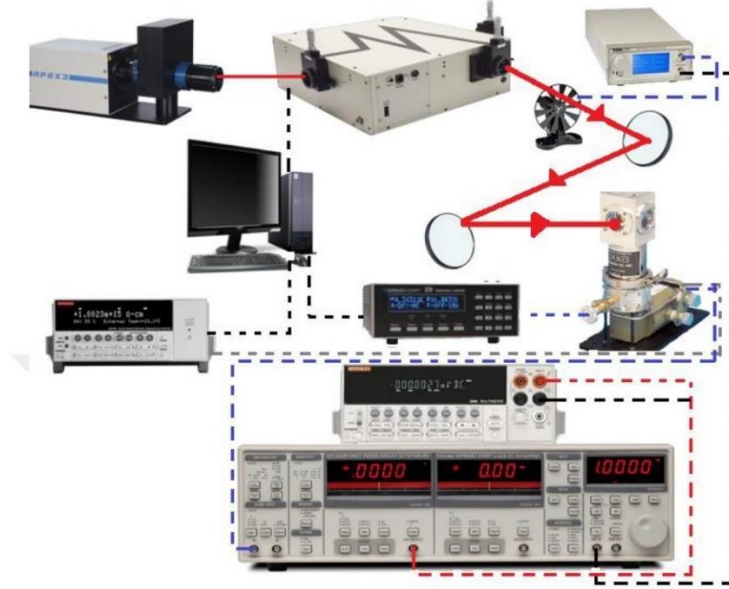
Optik ölçümlerde kullanılan ölçüm düzeneği Şekil 3.9' da gösterilmiştir. Ölçümlerin yüksek sıcaklıkta ölçülebilmesi için Janis Kreostat kullanılmıştır. Bu sayede numune dış etkenlerden korunmuştur. Ayrıca bu kontrol sistemi sayesinde numunenin sıcaklığının sabit kalması sağlanmıştır.

Numunenin optik karakteristiğinin incelenmesi için kullanılan sistem; Keithley elektrometre, Oriel Cornerstone 260 VIS-NIR Monokromatör, Apex 2 Quartz Tungsten Halojen (QTH) Işık Kaynağı, 250 W Quartz Halojen Tungsten Işık Kaynağı kullanılmıştır.

Işık-akım-voltaj ölçümleri 633 nm ile He-Ne Lazer kullanılarak gerçekleştirilmiştir.

Bir gelen ışığın yoğunluğu, S401 Termal güç sensörü kafalı THORLABS P100D-Kompakt Güç ve Enerji Ölçer Konsolu kullanılarak ölçüldü. Ölçümlerin sonuçları bir IEEE-488 ara yüzü vasıtasıyla depolama ve işleme için bir bilgisayara aktarılmıştır.

Ayrıca sistemde farklı optik kesicilere sahip Thorlabs MC2000B Optik Kesici, farklı dalga boyu aralıklarına sahip Thorlabs Optik Filtreler, Thorlabs PM100D Dijital Optik Güç ve Enerji Ölçer, Thorlabs Düzlem ve Parabolik Aynalar, Stanford SR830 DSP Lock-in Amplifier ve Keithley 2000 Voltmetre gibi cihazlar kullanılmıştır.

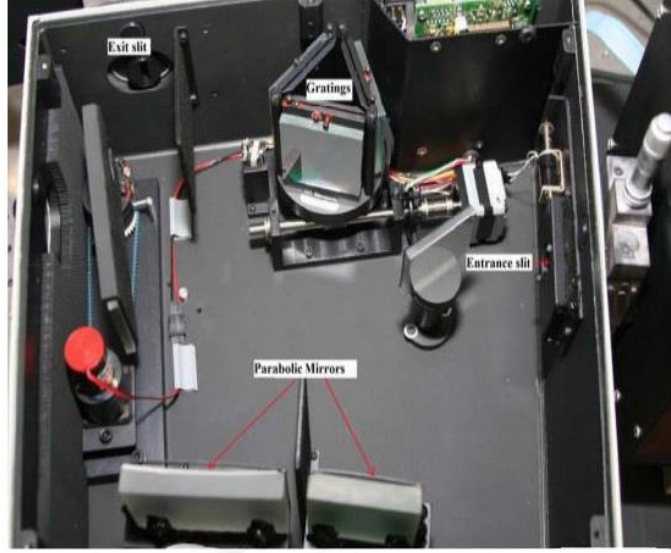


Şekil 3.4. Optik ölçümler için kurulan sistemin şeması

Işık kaynağından gelen ışık demeti, filtre seçme düğmesi yardımıyla uygun optik filtre seçilir. Uygun filtre seçildikten sonra kolimatörden geçerek monokromatörün girişine gönderilir.

Filtre, istenen dalga boyunun daha yüksek mertebeli harmoniklerinin monokromatöre ulaşmasına engel olur. Işık, monokromatörün giriş yarığına geldikten sonra Monokromatör hareketli plaka üzerine sabitlenmiş farklı dalga boyu aralıklarında çalışan üç farklı ızgara (grating) içermektedir.

Birinci parabolik ayna ışığın istenen ızgaraya doğru toplanarak iletilmesini sağlar. Izzaralar gelen ışığı sahip oldukları dalga boyu aralıklarına göre ayırırlar. Daha sonra ayrılan dalga boyları ikinci parabolik ayna yardımıyla toplanarak çıkış yarığına doğru iletilirler (Şekil 3.6).



Şekil.3.5. Üç ızgaralı monokromatörün iç görüntüsü.

Bilgisayar kontrollü monokromatörün çıkışındaki ışık demetinin yönlendirilmesi için düzlem ve parabolik aynalar kullanılmaktadır. Numune, parabolik aynanın odağına yerleştirilmiştir.

Işık demeti optik kesici yardımıyla kare dalga şeklinde modüle edilmektedir. Modülasyon frekansı alternatif akım frekansının hiçbir harmoniğine eşit olmayacak şekilde seçilmiştir. Optik deney düzeneğinin çalışır haldeki görünümü Şekil 3.7' de verilmektedir.



Şekil.3.6. Optik deney düzeneği

4. BULGULAR ve TARTIŞMA

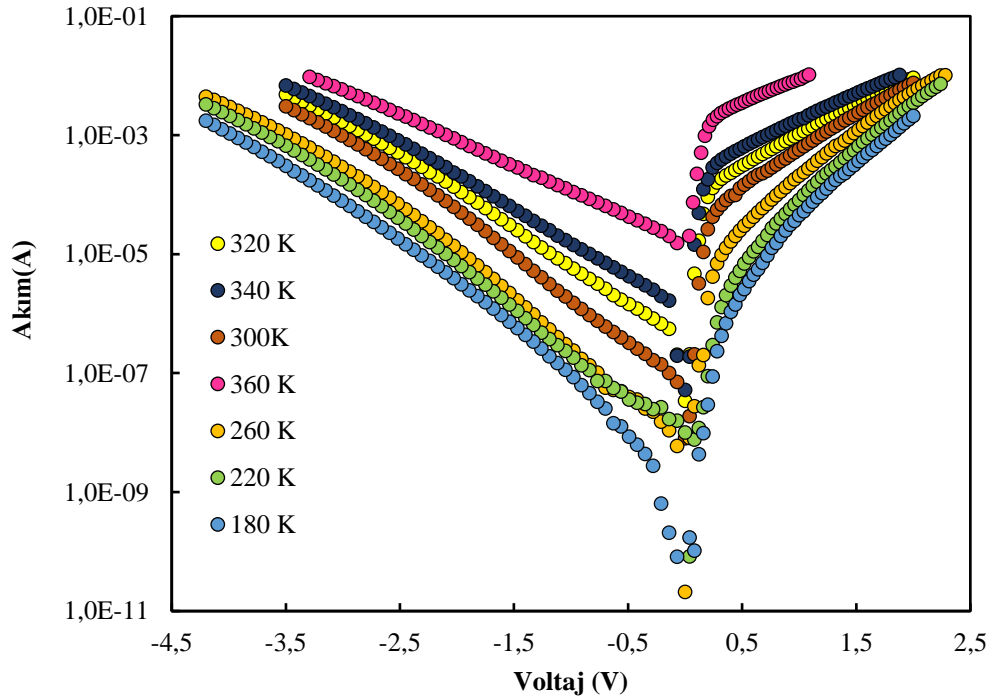
4.1. Ni/n-GaAs Schottky Diyodunun Elektrik ve Optik Özelliklerinin İncelenmesi

Bu bölümde elektrodepozisyon yöntemiyle oluşturulan Ni/n-GaAs fotodiyodunun elektriksel ve optik özellikleri incelendi.

4.1.1. Ni/n-GaAs Schottky Diyodunun Elektriksel Özellikleri

Ni/n-GaAs Schottky diyodun I - V karakteristiklerinin incelenmesi için 3.4’de gösterilen deney düzeneği kullanılmıştır (Sze 1981, Rhoderick ve Williams 1988).

Şekil 4.1’de Ni/n-GaAs Schottky diyodun, 180 – 320 K sıcaklık aralığında ölçülen ileri ve ters beslemedeki akım-voltaj karakteristiği gösterilmiştir.



Şekil 4.1. Ni/n-GaAs Schottky diyodunun 180-320 K sıcaklık aralığında ölçülen ileri ve ters beslemedeki I - V karakteristikleri

Termiyonik emisyon teorisine dayanan, bir Schottky bariyer diyotunun akım-voltaj (I - V) ilişkisi aşağıda verilmiştir (Sze 1981, Schroder 1990).

$$I = \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) \quad (4.1)$$

Burada I akım, I_0 ($V=0$ 'da $\ln I$ 'in düz çizgi kesişiminden türetilen) doyma akımıdır, q elektron yükü V uygulanan voltaj, T sıcaklık ve k Boltzmann sabitidir. I_0 aşağıdaki ifadeyle verilir:

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

q elektron yükü, k Boltzmann sabiti, T mutlak sıcaklıktır, A diyot alanı, A^* etkili Richardson sabitidir ve n -tipi GaAs için $8.39 \times 10^5 \text{ Am}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak hesaplanmıştır (Güllü 2007).

Φ_b bariyer yüksekliği ve n idealite faktörüdür. İdealite faktörü ve bariyer yüksekliği I - V grafiğinin öne eğimli doğrusal bölgesinin eğiminden hesaplanır ve Denk. 1'den şöyle yazılabilir:

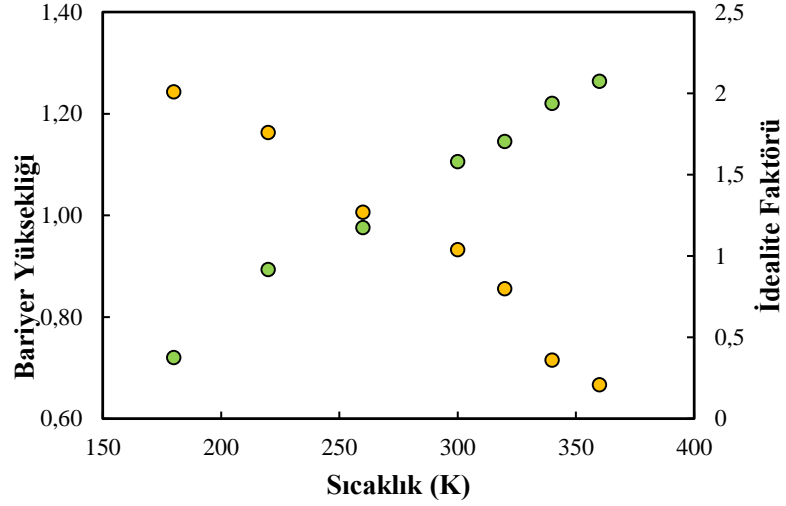
$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d \ln I} \right) \quad (4.3)$$

$$\Phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_0}\right) \quad (4.4)$$

Schottky diyotlar için ideal faktörünün 1'e eşit olduğu düşünülerek ideal durumda olduğu varsayılır. Bu durumda akım difüzyon akımı ile sınırlıdır diyebiliriz.

Fakat, diğer durumdaki diyotlar için yani idealite faktörünün 1'den büyük olması durumunda kusurlardan söz edebiliriz. Bu durumda ise üstün olan akım rekombinasyon akımıdır. Eğer idealite faktörü 2'den büyük değerler almış ise devrede olan tünelleme akımıdır (Sze ve Kwok 2007).

Bu deneyde Φ_b ve n 300 K’de sırası ile 1,11 eV ve 1.04 değerlerini almıştır. Ni/*n*-GaAs Schottky diyotunun sıcaklığa bağlı idealite faktörü ve bariyer yüksekliği değerleri Şekil 4.2’ de verilmiştir.



Şekil 4.2. Ni/*n*-GaAs Schottky diyotunun idealite faktörünün ve bariyer yüksekliğinin sıcaklığa göre değişimi.

Şekilde gözüktüğü gibi, sıcaklık arttıkça (300 K’den 360 K’e) bariyer yüksekliği 1,11’den 1,15’e yükselmiştir. İdealite faktörü de, sıcaklıkla orantılı olarak 1,04’den 0,8’e inmiştir. Farklı sıcaklıklar için bariyer yüksekliği ve idealite değerleri Tablo 4.1’de gösterilmiştir.

Çizelge 4.1. Farklı Sıcaklıklar için Bariyer Yüksekliği ve İdealite Değerleri

T (K)	I_0 (A)	n	Φ_b (eV)
360	$9,60 \times 10^{-8}$	0,21	1,26
340	$5,19 \times 10^{-8}$	0,36	1,22
320	$3,42 \times 10^{-8}$	0,8	1,15
300	$8,06 \times 10^{-9}$	1,04	1,11
260	$3,00 \times 10^{-9}$	1,27	0,98
220	$6,00 \times 10^{-11}$	1,76	0,89
180	$8,10 \times 10^{-11}$	2,01	0,72

Şekil 4.1 ve Şekil 4.2 ‘de yer alan ölçüm verilerini yukarıdaki genel ifade üzerinden sıcaklık değişimlerine göre daha net açıklayabiliriz. İletim yönü üzerinden 180K – 360K sıcaklık aralığında yapılan ölçümlerde idealite faktörü değerinin yaklaşık olarak 1 olması, oda sıcaklığına yakın sıcaklıklarda difüzyon akımının baskın olduğunu gösterir. 180K sıcaklığı civarında elde edilen idealite faktörünün 2 olması ise, bu sıcaklık bölgesinde rekombinasyon akımının baskın olduğu göstermektedir. 180 K’den daha düşük sıcaklıklarda ölçüm yapılması halinde değerlerin sıcaklıkla ters orantılı olduğu göz önüne alındığında akıma en büyük katkının, yük taşıyıcıların tünelleme mekanizmasından geldiğini söylememiz mümkün olabilir.

Diyotların ileri besleme altındaki $I-V$ karakteristiklerini incelediğimizde artan voltaj değerleri ve beraberinde ideal doğrultucu kontak özelliğinden önemli bir şekilde sapma gözlenmektedir. İdeal durumdan saptmaya seri direnç ve ara yüzey durum yoğunlukları sebep olmaktadır. Seri direnç etkisi yarıiletken ile metal arasında yer alan ara yüzey katmanının varoluşundan kaynaklanmaktadır. Ayrıca bu katman lineer olmayan bir davranışa sebep olmaktadır (Soylu ve Ark. 2013, Türüt ve Ark. 1995).

$I-V$ için seri direnç etkisi aşağıdaki gibi hesaplanır,

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right) \right] \quad (4.5)$$

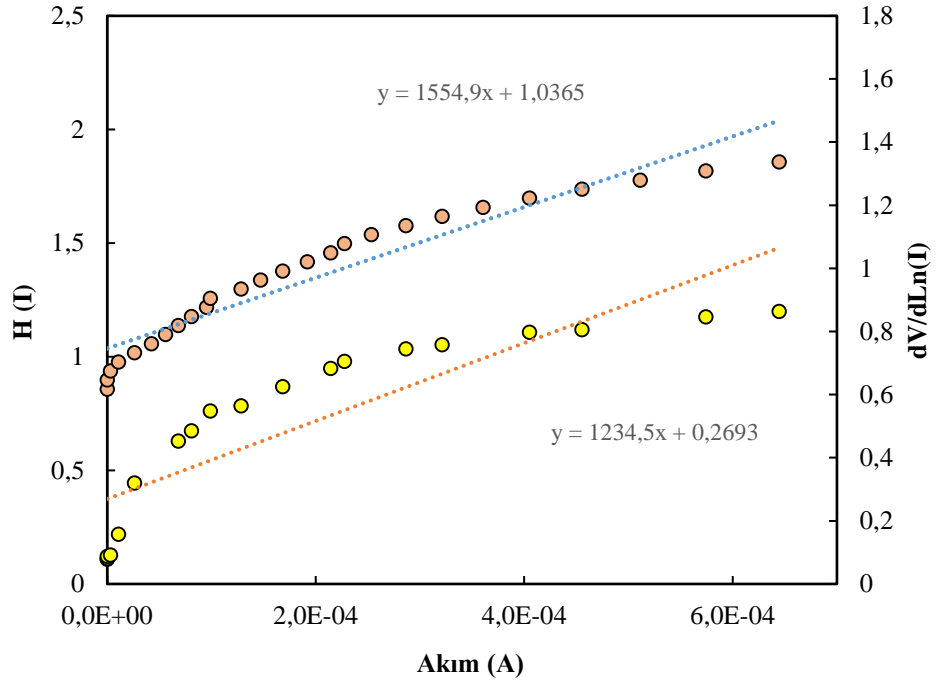
Bu ifade de R_s seri direnç olup, Denklem (4.5)’ den değerini hesapladığımızda $R_s = 1677,15 \Omega$ olarak bulunur (Tan ve Ark. 2017).

Seri direnç ifadesi Schottky bariyer diyotların elektriksel özellikleri hususunda önemli bir parametredir. Cheung ve Cheung tarafından geliştirilen metodla, bariyer yüksekliği, seri direnç ve idealite faktörü gibi nicelikler ölçülebilir (Cheung ve Cheung 1986).

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = IR_s + n \left(\frac{kT}{q} \right) \quad (4.6)$$

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

$$H(I) = IR_s + n\Phi_b \quad (4.8)$$



Şekil 4.3. Ni/n-GaAs Schottky diyotunun oda sıcaklığındaki $dV/d\ln(I)-I$ ve $H(I)-I$ grafiği.

Şekil 4.3’de $H(I) - I$ ve $dV / d\ln(I)-I$ grafiği gösterilmektedir. $dV / d\ln(I) - I$ grafiğini incelediğimizde Y eksenini kestiği nokta idealite faktörünü verirken, doğrusal bölümün eğimi seri direnci verir. $H(I)-I$, grafiğinde ise Y eksenini kestiği nokta bariyer yüksekliğini verirken, doğrusal bölümün eğimi seri direnci verir (Şekil 4.3). $H(I) - I$ eğrisinden elde edilen seri direnç değeri $dV / d\ln(I)-I$ grafiğindeki değere yakın olduğu görülmüştür.

Bu noktada $H(I)-I$ ve $dV/d\ln I-I$ grafiklerinden bulunan R_s değerlerinden her birinin yakın çıkması bu yöntemler ile hesaplanan sonuçların mantıklı olduğunu gösterir. $H(I)-I$ ve $dV/d\ln I-I$ yöntemleri ile elde edilen idealite faktörü, akım-gerilim grafiğinden hesaplanan n değerinden daha büyüktür. Bu farklı değerler kontakın seri direnç etkisine ve ara yüzey tabaka üzerinde voltaj düşüşüne bağlanabilir (Gullu ve Ark. 2010b, Ocak ve Ark. 2009).

Akım-gerilim eğrisi ve Cheung fonksiyonları ile hesaplanan bariyer yükseklikleri arasındaki farkların olmasını da organik tabakanın kalınlığı, yöntem farklılığı, kontak üretimi boyunca kaçamadığımız oksit tabakaların varlığına ve ara yüzey durumlarının etkisine bağlanabilir (Gullu ve Ark. 2010b, Ocak ve Ark. 2009).

Ayrıca bariyer yüksekliğini ve seri direnç değerini elde etmemizi sağlayan farklı bir yöntem ise Norde metodudur. Norde fonksiyonları şu şekildedir (Norde 1979).

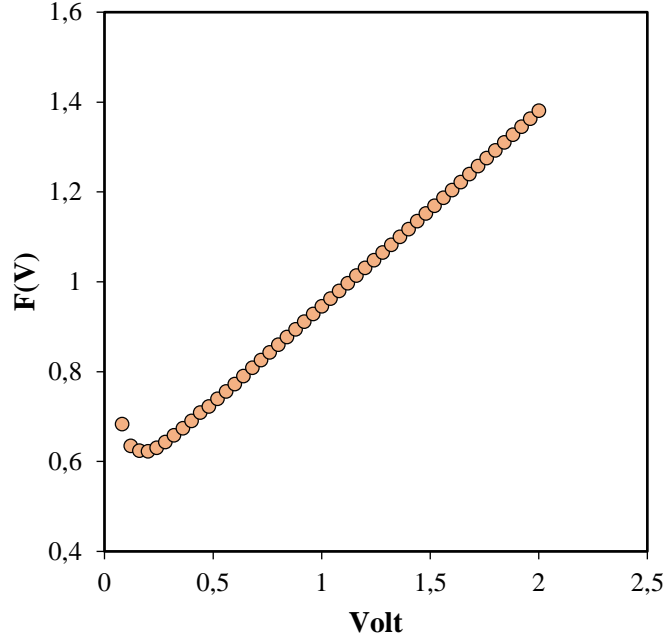
$$F(V) = \frac{v}{\gamma} - \left(\frac{kT}{q}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (4.9)$$

γ ifadesi idealite faktöründen büyük bir tam sayıdır. V' ye karşı $F(V)$ grafiğinin minimum değerinden Denklem 4.10 yardımı ile bariyer yüksekliğini hesaplayabiliriz.

$$\Phi_B = F(V_0) + \frac{V_0}{\gamma} - \frac{kT}{q} \quad (4.10)$$

$F(V_0)$ Şekil 4.4' deki $F(V)-V$ grafiğinden elde edilmekte olup, V_0 voltajı $F(V)$ 'nin minimum değerine karşılık gelmektedir.

V_0 'a karşı gelen akım değeri, aşağıdaki Şekil 4.4'de gösterilen I_0 değeridir.



Şekil 4.4. Ni/n-GaAs Schottky diyotunun V 'ye karşı $F(V)$ grafiği.

Aşağıda yer alan formülle seri direnç hesaplanır (Tan ve Ark. 2017).

$$R_s = \frac{kT(\gamma - n)}{qI_0} \quad (4.11)$$

Şekil 4.4' den elde ettiğimiz değerler, $V_0 = 0,3 \text{ V}$, $F(V_0) = 0,68 \text{ V}$. Bu değeri denklem (4.10) ve (4.11) uyguladığımızda $\Phi_B = 0,805 \text{ eV}$ olarak bulundu.

I - V , Norde metodu ve Cheung fonksiyonlarından elde etmiş olduğumuz bariyer yüksekliği değerleri arasında farklılıklar gözükmektedir. Bu farklılara kenar kaçak akımları, ara yüzey yalıtkan tabaka ve derin kirlilik düzeylerinin neden olabileceği düşünülmektedir (Sze 1981). Numunenin ara yüzey durum yoğunluğu N_{ss} , oksit tabaka kalınlığı (δ) ve idealite faktörüne bağlı olarak değişmekteyse bu durumu şu denklemle ifade edebiliriz (Schroder 1990, Sze 1981).

$$N_{ss}(V) = \frac{1}{q} \left\{ \frac{\epsilon_i}{\delta} [n(V) - 1] - \frac{\epsilon_s}{W_D} \right\} \quad (4.12)$$

ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti iken ϵ_i yalıtkan tabakanın dielektrik sabitini ifade eder. n -tipi GaAs'larda bu değerler sırası ile 12,9 ve 3'tür. $\epsilon_0=8,85 \times 10^{-12}$ F/m'dir. δ oda sıcaklığındaki değeri 11 Å olup yalıtım katman kalınlığıdır. W_D tükenmiş bölgenin genişliği ifade eder ve şu şekilde hesaplanır.

$$W_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0 V_d}{qN_d}} \quad (4.13)$$

Denklem (4.12) de yer alan idealite faktörünün voltaja bağlı değişimi şöyledir:

$$n(V) = \frac{q}{kT} \frac{V}{\ln(I/I_0)} \quad (4.14)$$

Ara yüzey durumlarının enerjisi (E_{ss}), n -tipi yarıiletkende iletim bandının tabanına göre,

$$E_c - E_{ss} = q(\Phi_e - V) \quad (4.15)$$

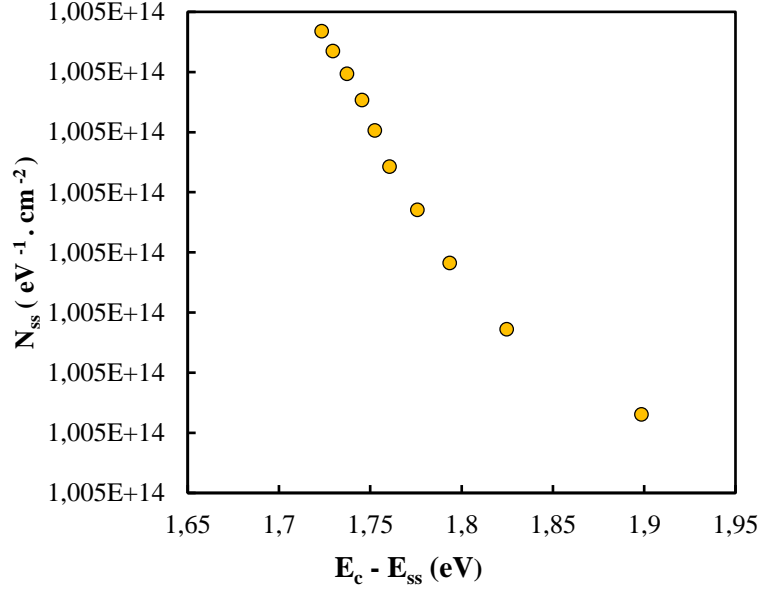
Φ_e etkin bariyer yüksekliğini ifade ettiği gibi ara yüzey durumları sebebi ile Φ_e 'nin voltaj ile ilişkili olduğu varsayılmıştır. Bu durumda Φ_e ;

$$\Phi_e = \Phi_B + \left(1 - \frac{1}{n(V)}\right)V \quad (4.16)$$

İle ifade edilir.

Ni/ n -GaAs Schottky diyodunun oda sıcaklığında hesaplanmış ileri belsime I - V karakteristiklerini göz önüne alarak Şekil 4.5' de, Denklem (4.12) ifadesinden elde ettiğimiz ara yüzey durumlarının enerji dağılımı gözükmemektedir.

Schottky bariyer kontakların ara yüzey/yüzey durumları, yarıiletken malzemenin verimliliğini doğrudan etkilemektedir.



Şekil 4.5. Ni/n-GaAs Schottky diyotunun oda sıcaklığında ileri besleme $I-V$ karakteristiklerinden elde edilen ara yüzey durumlarının enerji dağılım grafiği

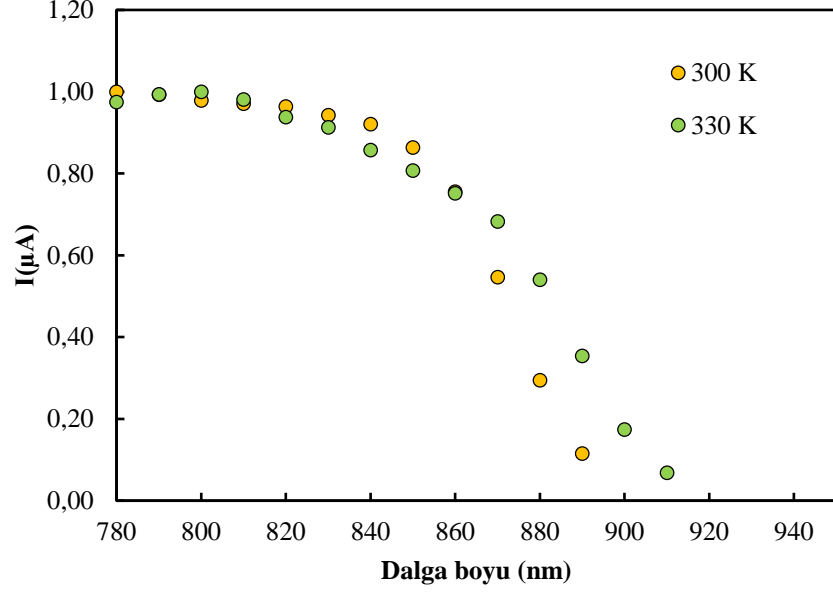
Enerji durum yoğunlukları, iletkenlik bandından başlayarak yasak band aralığının orta noktasına doğru azalma gösterir. Bu, uygulanmış olan her besleme voltajı ile bağlantılı olarak enerji durum yoğunluklarının değiştiğini ve her voltajın band boşluğunda farklı bir noktaya karşılık geldiğini doğrular.

4.1.2. Ni/n-GaAs Schottky Diyodunun Optik Özellikleri

4.1.2.1. n-GaAs temelli Schottky Diyodun Spektral Karakteristiği

Şekil 3.9’ da göstermiş olduğumuz düzeneği Ni/n-GaAs Schottky diyodunun optik özelliklerini incelemede kullandık. Ni/n-GaAs yapısının fotoetki spektrumları 860-1160 nm aralığında Oriol Apex2 100 W kuvars tungsten halojen ışık kaynağı, Cornerstone 260 monokromatör ve SR830 DSP Kilit Amplifikatörü kullanılarak iki sıcaklıkta ölçüldü. Işık akımı-voltaj ölçümleri 633 nm ile He-Ne Lazer kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bir gelen ışığın şiddeti, S401 Termal güç sensörü kafalı THORLABS P100D - Kompakt Güç ve Enerji Ölçer Concole kullanılarak ölçüldü. Ölçümlerin sonuçları bir IEEE-488 arayüzü vasıtasıyla depolama ve işleme için bir bilgisayara aktarılmıştır.

Aşağıda Ni/n-GaAs Schottky diyot için 300 K ve 330 K sıcaklıklarında elde ettiğimiz spektral dağılım karakteristiği gösterilmiştir.



Şekil 4.6. Ni/n-GaAs Schottky diyotun ayrı iki sıcaklıkta olan spektral dağılımı.

Şekilden de anlaşıldığı gibi, spektrumun uzun dalga boyu kenarının kaymasından, GaAs yarıiletkeninin yasak bant aralığı belirlenmektedir. Teorik olarak;

$$E_g = 1,519 - \left[\frac{(5,405 \times 10^{-4}) T^2}{(T + 204)} \right] \quad (4.17)$$

Denklem (4.17)' den elde ettiğimiz teorik değerler, 300 K için $E_g=1,42 \text{ eV}$, 330 K için ise $E_g=1,408 \text{ eV}$ ' dur (Levinshtein ve Ark. 1996).

$$E_g = \frac{1240}{\lambda(\text{nm})} \text{ eV} \quad (4.18)$$

Denklem (4.18)'deki formül ile 300 K ve 330 K sıcaklıkları için dalga boyları sırası ile 873 nm ve 880 nm olarak hesaplanmıştır.

$$\sigma(T) = \frac{E_g(300K) - E_g(330K)}{\Delta T} \quad (4.19)$$

GaAs yarıiletkeninin yasak band aralığının sıcaklık katsayısının $\sigma(T) = 4.34 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ olduğu bulunmuştur. Bu değer, GaAs'ın enerji boşluğunun sıcaklık bağımlılığından elde edilen sıcaklık katsayısına çok yakındır.

Spektral duyarlılıkta sıcaklığa bağlı dalga boyunun kayma miktarı (Kasap 2001).

$$\frac{d\lambda}{dT} \approx \frac{hc}{Eg^2} \left(\frac{dEg}{dT} \right) \quad (4.20)$$

Denklemlerle gösterilir. Elde edilen teorik verilerden faydalanarak $d\lambda/dT=0,233 \text{ nm/K}$ olarak belirlenmiştir.

Şekil 4.6' dan faydalanarak Ni/n-GaAs Schottky diyotunun spektral duyarlılıklarının uzun dalga boyu sınırının maksimum değerlerinin yarısı göz önüne alınmıştır. Bu değerler 300 K ve 330 K için sırasıyla 873 nm ve 880 nm olarak ele alınmıştır. Denklem (4.18) ifadesini kullanarak 300 K ve 330 K sıcaklığındaki yasak band aralığı sırasıyla 1,4 eV ve 1,38 eV olarak hesaplandı.

Spektral duyarlılıktaki sıcaklığa bağlı dalga boyunun kayma miktarı, deneysel veriler kullanılarak denklem (4.20)' den $d\lambda/dT=0,412 \text{ nm/K}$ olarak elde edilmiştir.

n-GaAs' ın yasak band aralığı, Şekil 4.6' de verilmiş olan spektrumun uzun dalga boyu sınırındaki yarı yarıya azalma noktasından dalga boyu eksenine doğru geçirilen doğrunun kesişme noktasından belirlenmiştir.

Fotosensitivitenin kısa dalga boyu kesilmesi, Ni metal katmanındaki kısa dalga boyu radyasyonun güçlü emiliminden kaynaklanmaktadır. Ek olarak, GaAs'ın band boşluğunun tipi, kesimin yakınındaki Şekil 4.7'nin deneysel sonuçlarından belirlenebilir.

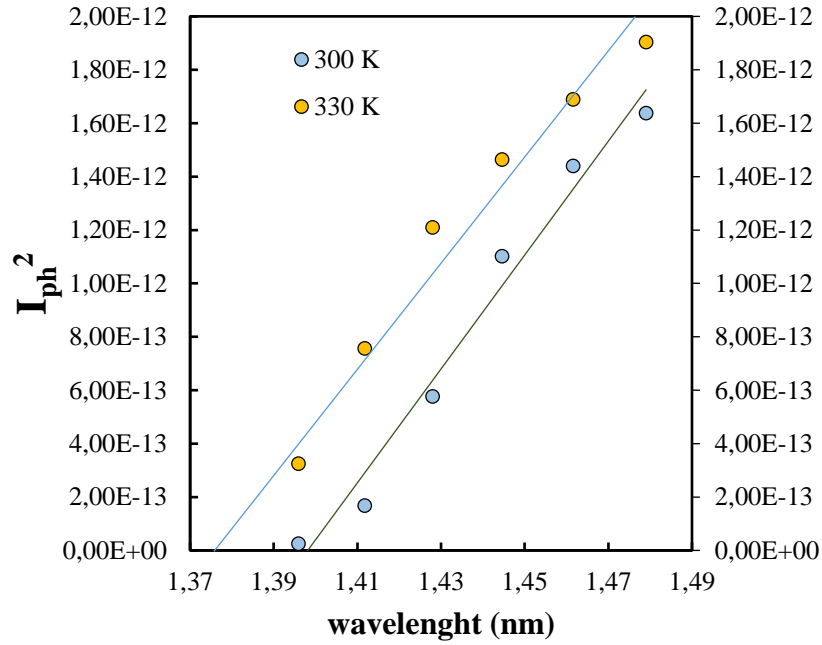
Bir fotonun emilmesi sırasında üretilen foto-akım miktarı, foton enerjisi $h\nu$ ve yasak band aralığı enerjisi Eg arasındaki farktan üretilen fazla enerjiye bağlıdır. Yarıiletkenin band aralığı kenarının yakınında, foto-akımın gelen foton enerjisine göre doğru orantılılığı, aşağıdaki denklemlerde gösterildiği gibi band aralığının türünü belirler.

Direkt band aralığı:

$$I \propto (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (4.21)$$

$$I^2 \propto (h\nu - E_g) \quad (4.22)$$

Denklemlerle ilişkili olarak foton enerjisinin bir fonksiyonu olarak 870 nm'lik kesime yakın foto akım değerlerini çizmek, GaAs bant aralığının türünü belirlenmesini mümkün hale getirir. X eksenindeki çizginin kesişmesi GaAs'ların bant aralığını verir ve yaklaşık 300K için 1.42 eV 330K için de 1.408 eV olduğu bulunmuştur.



Şekil 4.7. 300-330 K sıcaklıklığında fotoakım karesinin foton enerjisine göre değişim grafiği.

4.1.2.2. Fotoelektrik Karakteristiği

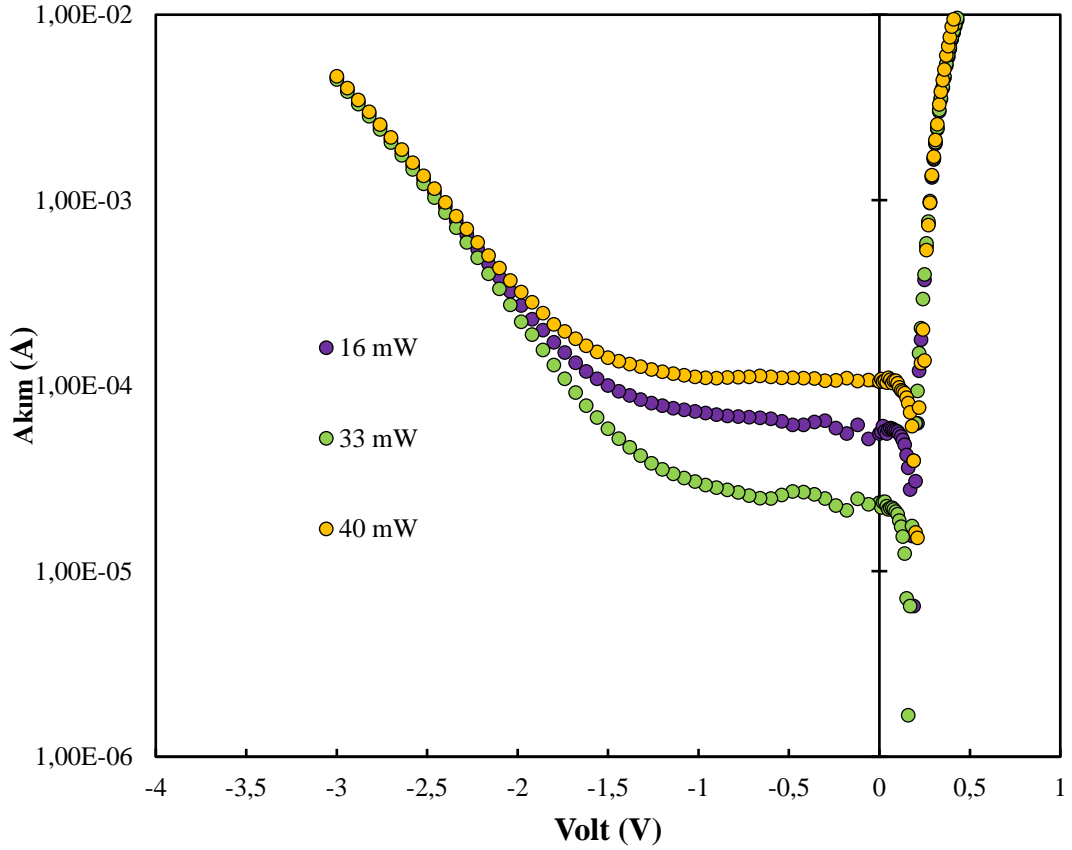
Şekil 4.8’de 633nm dalga boyuna sahip fotonlar tarafından farklı aydınlatma yoğunlukları altında incelenen Schottky diyotun akım-voltaj karakteristiklerini göstermektedir.

Schottky diyodunu optik radyasyon ile aydınlatılması ters yöndeki I - V eğrisini foto-akım I_p miktarına göre kaydırır.

Bu durumda:

$$I = I_0 \left(\frac{eV}{nkT} \right) - I_p \quad (4.23)$$

I_p fotoakımı ifadesidir.



Şekil 4.8. 633 nm dalga boylu fotonları (He-Ne Lazer) ile çeşitli aydınlatma şiddeti altında oda sıcaklığındaki akımı-voltaj karakteristikleri.

Şekil 4.8'de görüldüğü gibi, çeşitli aydınlatma yoğunlukları altında ters $I-V$ karakteristiği üzerindeki ışık, akım eksenini boyunca I yönünde yukarı doğru hareket ettiği gözlemlenmiştir. 20 mW/cm^2 aydınlatma altındaki diyot için maksimum açık devre voltajı V_{oc} değeri 0.24 V olarak bulunmuştur (Ahmetoğlu (Afrailov) 2012).

5.SONUÇ

Bu çalışmada, [100] doğrultulu, 400 µm kalınlığında ve 508 mm çapı olan n-tipi GaAs tek kristalleridir. Bu kristaller Piranha isimli çözeltide temizlenmiştir. Elektrodepozisyon yöntemi ile Ni kaplanmış olup kaplama sonunda eriştiğimiz kalınlık µm'dir. Bunun sonucunda elde ettiğimiz diyotların farklı sıcaklıklarda elektriksel ve optik incelemeleri yapılmıştır. Böylece teorik ve deneysel yollarla, bariyer yüksekliği, idealite faktörü, doyma akımı, ara yüzey durum yoğunluğu, seri direnci, yasak band aralığı gibi parametreler hesaplanmıştır. Sonuç olarak, elde ettiğimiz numunelerin Schottky bariyer diyor özelliğine sahip olduğu gözlemlenmiştir.

Ni/n-GaAs yarıiletken kaplamanın I-V grafiğinden elde edilen idealite faktörü ve bariyer yüksekliği ile seri direnç değerleri sırası ile 1,04, 1,11 ve 1677,15'dir.

Ni/n-GaAs yarıiletken kaplamanın yasak band aralığı deneysel değerleri 300 K ve 330 K için sırasıyla 1,45 eV ve 1,402 eV olarak bulunmuştur. Yasak band aralığının sıcaklıkla değişim katsayısı $\sigma(T) = 4,34 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$ olarak elde edilmiştir. Ni/n-GaAs fotodiyotunun 20 mW/cm² aydınlatma altında maksimum açık devre gerilimi $V_{oc}=0,24 \text{ V}$ olarak bulunmuştur.

Kısaca, Schottky bariyer diyotlar optoelektronik ve elektronik alanlarda birçok aygıtın temel ögesidir. Giderek sanayide daha fazla uygulamada yer edinmiştir. Bu da bu tarz malzemeler için yeni araştırma alanları doğurmuştur. Değerlendirilen yapısal, morfolojik, optik ve elektronik özelliklerin sonuçlarına dayanarak, elektrokaplamanın mükemmel cihazlar üretmek için kullanılabilir yüksek kaliteli yarıiletkenler üretme kabiliyetine sahip olduğu açıktır.

Sonuç olarak bu çalışmada, elektrodepozisyon yöntemi ile n-GaAs üzerine ince nikel film kaplanarak, Ni/n-GaAs Schottky diyot yapısı elde edilmiştir. Yapının yüzey koruması sağlanarak fotovoltatik güneş panelleri ve nanoteknolojiye kadar geniş uygulamalara sahip sağlam bir malzeme biriktirme yöntemi olarak tanımlanmaktadır.

KAYNAKLAR

Ahmetoğlu (Afrailov), M. 2012. Photoelectrical Characteristics of GaSb/GaInAsSb/GaAlAsSb Heterojunction Photodiodes Under Illumination by Photons with Wavelength of 0.95-1.0 μm . *Thin Solid Films*, 520: 5014-5017.

Ambrico, M., Losurdo, M., Capezzuto, P., Bruno, G., Ligonzo, T., Schiavulli, L., Augelli, V. 2005. A Study of Remote Plasma Nitrided nGaAs/Au Schottky Barrier. *Solid State Electronics*, 49(3): 413-419.

Anonim. 2009a. The Metal - Semiconductor Junctions. S. Carter, Editör, http://sirius.ucsc.edu/sacarter/courses/supporting_docs/M-S_Junctions09.pdf (Erişim tarihi: 10.10.2019).

Anonim. 2009b. Schottky Diodes. R. Cory, Editör, & Skyworks Solutions, Inc, https://www.skyworksinc.com/downloads/press_room/published_articles/MPD_022009.pdf (Erişim tarihi: 15.11.2019).

Anonim. 2014. Electronics Tutorials. https://www.electronicstutorials.ws/diode/diode_3.html (Erişim tarihi: 11.11.2019).

Arslan, E., Altındal, Ş., Ozelik, S., Ozbay, E. 2009. Dislocation-Governed Current-Transport Mechanism in (Ni/Au)-AlGaIn/AlN/GaN Heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 105(2): 023705-023707.

Atkins, P. 1994. Physical Chemistry. Oxford University, Oxford, 972pp.

Aydın, M., Soylu, M., Yakuphanoglu, F. Farooq, W. 2011. Controlling of Electronic parameters of GaAs Schottky Diode by Poly(3,4 Ethylenedioxythiophene)- Block-Poly(Ethylene Glycol) Organic Interlayer. *Microelectronic Engineering*, 88(6): 867-871.

Bard, A., Faulker, L. 1980. Electrochemical Methods, Fundamentals and Applications. John Wiley & Sons, New York, 839pp.

Bethe, H. 1942. Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers. MIT Radiation Laboratory, Cambridge, Mass. Institute of Technology, 46pp.

Brenner, A. 1964. Effect of Operating Variables on the Composition of Electrodeposited Alloys: Electrodeposition of Alloys, *Academic Press Inc.*, New York, pp: 23-174.

Card, H., Rhoderick, E. 1971. Studies of Tunnel MOS Diodes I. Interface Effects in Silicon Schottky Diodes. *Journal of Physics D. Applied Physics*, 10(4): 1589-1601.

Cheung, S., Cheung, N. 1986. Extraction of Schottky Diode Parameters from Forward Current- Voltage Characteristics. *Appl. Phys. Lett.*, 49: 85-87.

Colinge, J., Colinge, C. 2005. Physics of Semiconductor Devices. Springer Science Business Media Inc., New York, 486 pp.

- Glasstone, S. 1942.** An Introduction to Electrochemistry. D. Van Nostrand Company Inc., New York, 572 pp.
- Greef, R., Peat, R., Peter, L., Pletcher, D., Robinson, J. 1990.** Instrumental Methods and Electrochemistry. Ellis Horwood, London, 442 pp.
- Güllü, O., Biber, M., Duman, S., Türüt, A. 2007.** Electrical Characteristics of The Hydrogen Pre-Annealed Au/n-GaAs Schottky Barrier Diodes As a Function of Temperature. *Appl. Surf. Sci.*, 253(17): 7246-7253.
- Güllü, Ö., Biber, M., Van Meirhaeghe, R., Türüt, A. 2008.** Effects of The Barrier Metal Thickness and Pre-Annealing on The Characteristic Parameters of Au/nGaAs Metal–Semiconductor Schottky Contacts. *Thin Solid Films*, 616: 7851-7856.
- Henisch, H. 1984.** Semiconductor Contacts. Celerondon Press, New York, 377 pp.
- Hovarth, Z., Adam, M., Ducs, C., Van Tuyen, V. 1998.** Electrical Characterization of Al/n-Si/p–Si Schottky Junctions Prepared by Plasma Immersion Implantation. *Solid State Electron*, 42: 221-228.
- Karatas, S., Altindal, S. 2005.** Analysis of I-V Characteristics on Au/n-type GaAs Schottky Structures in Wide Temperature Range. *Materials Science and Engineering B-Solid State Materials for Advanced Technology*, 122(2): 133-139.
- Kasap, O. 2001.** Optoelectronics and Photonics. Prentice – Hall, New Jersey, 314 pp.
- Kılıç, E., Köseoğlu, F. 1996.** Analitik Kimya. Bilim Yayıncılık, 327 s.
- Kwok, K. 1995.** Complete Guide to Semiconductor Devices. McGraw-Hill, Inc., New York, 225 pp.
- Levinshtein, M., Shur, M., Rumyantsev, S. 1996.** Handbook Series on Semiconductor Parameters vol. I. World Scientific, New Jersey, 300 pp.
- Marin, S., Lachenwitzer, A., Magnussen, O., Behm, R. 1999.** Potential-Controlled Step Flow to 3D Step Decoration Transition: Ni Electrodeposition on Ag(111). *Phys.Rev.Lett*, 83(24): 5066-5069.
- Mohler, J. 1969.** Electroplating and Related Processes. Chemical publishing Co. Inc., New York, 311 pp.
- Moore, W.J. 1966.** Physical Chemistry. Longmans Green and Co., 633 pp.
- Neamen, D. 2003.** Semiconductor Physics and Devices Basic Principles. The McGraw – Hill Companies, Inc., New York, 784 pp.

- Norde, H. 1979.** A Modified Forward I-V Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance. *Journal of Applied Physics*, 50: 5052-5053.
- Padovani, F. 1971.** The Voltage-Current Characteristic of Metal Semiconductor Contacts: In Semiconductors and Semimetals, Ed.: Willardson, R.K. Beer, A. C. *Academic Press*, Massachusetts, pp: 75-146.
- Padovani, F., Stratton, R. 1966.** Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers. *Solid State Electronics*, 9(7): 695-707.
- Palomar-Pardove, M., Miranda-Hernandez, M., Gonzalez, I., Batina, N. 1998.** Detailed Characterization of Potentiostatic Current Transients with 2D-2D and 2D-3D Nucleation Transitions. *Surface Science*, 399: 80-95.
- Pierret, R. 1996.** Semiconductor Device Fundamentals. Addison-Wesley Longman, Boston, 792 pp.
- Raub, E., Muller, K. 1967.** Fundamentals of Metal Deposition. Elsevier Publishing Company, New York, 268 pp.
- Rhoderick, E., Williams, R. 1988.** Metal-Semiconductor Contacts. Clarendon Pres., Oxford, 252 pp.
- Saeed, J. 2016.** Analysis of Dynamic Performance and Robustness of Silicon and SiC Power Electronics Devices. *Ph.D. Thesis*, School of Engineering, University of Warwick, Coventry, UK.
- Schroder, D. 1990.** Semiconductor Material and Device Characterization. John Wiley & Sons, Inc., New York, 599 pp.
- Schroder, D. 2006.** Semiconductor Material and Device Characterization (3rd ed.) John Wiley and Sons Inc., New Jersey, 780 pp.
- Sharma, B. 1984.** Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junction and Their Application. Plenum Press, New York, 370 pp.
- Shur, M. 1990.** Physics of Semiconductor Devices. Prentice-Hall Int.Inc., New Jersey, 712 pp.
- Singh, J. 1995.** Semiconductor Optoelectronics Physics and Technology. The McGraw, Hill Inc., New York, 725 pp.
- Soylu, M., Al-Hartomy, O., Al Said, S., Al-Ghamdi, A., Yahia, I., Yakuphanoglu, F. 2013.** Controlling of Conduction Mechanism and Electronic Parameters of Silicon– Metal Junction by Mixed Methylene Blue/2'-7'-Dichlorofluorescein. *Microelectronics Reliability*, 53: 1901-1906.

- Sze, S. 1981.** Physics of Semiconductor Devices. John Wiley & Sons Inc., New York, 868 pp.
- Sze, S. 2002.** Semiconductor Devices Physics and Technology. John Wiley and Sons Inc., New York, 2nd. Edition, 564 pp.
- Sze, S., Kwok, K. 2007.** Physics of Semiconductor Devices (3b.). John Wiley and Sons Inc., New Jersey, 832 pp.
- Tan, S., Tecimer, H., Çiçek, O. 2017.** Comparative Investigation on The Effects of Organic and Inorganic Interlayers in Au/n-GaAs Schottky Diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 64(3): 984-990.
- Taşcıoğlu, I., Tan, S., Yakuphanoglu, F., Altındal, Ş. 2018.** Effectuality of Barrier Height Inhomogeneity on The Current-Voltage-Temperature Characteristics of Metal Semiconductor Structures with CdZnO Interlayer. *J. Electron. Mater.*, 47(10): 6059-6066.
- Tung, R. 2014.** The Physics and Chemistry of The Schottky Barrier Height. *Applied Physics Reviews*, 10.1063/1.4858400.
- Türüt, A., Sağlam, M., Efeoğlu, H., Yalçın, N., Yıldırım, M., Abay, B. 1995.** Interpreting The Nonideal Reverse Bias C-V Characteristics and Importance of The Dependence of Schottky Barrier Height on Applied Voltage. *Physica B*, 205: 41-50.
- Wilson, J., Hawkes, J. 1998.** Optoelectronics an Introduction. Prentice Hall Europe, Great Britain, 559 pp.
- Ziel, A. 1968.** Solid State Physical Electronics. Prentice-Hall, Inc., New Jersey, 528 pp.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Tuğçe BATMAZ
Doğum Yeri ve Tarihi : İstanbul-1988
Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu (Kurum ve Yıl)
Lise : Süleyman Nazif Lisesi
Lisans : Bursa Uludağ Üniversitesi, 2015

İletişim : 0542-575 16 06
E-mail : tugcebatmaz@hotmail.com

Yayımlar

Batmaz, T., Kirezli, B., Hacısmailoğlu, M. C., Ahmetoğlu, M. 2019 (İncelemede). Photoelectrical Properties of Ag/n-GaAs Schottky Diodes (OEMT2018), *JOAM-RC*.

Batmaz, T., Kirezli, B., Hacısmailoğlu, M., Alper, M., Ahmetoğlu, M. 2019 (İncelemede). The Electrical and Optical Characterization of Electrodeposited Ni/n-GaAs Schottky Barriers Diodes (OEMT2018), *Journal of Molecular Structure*.