**T.C.**
**SELÇUK ÜNİVERSİTESİ**
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

# METAL/n-GaAs SCHOTTKY DİYOT ÜRETİMİ VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN I-V, C-V-f, G/ω-V-f ÖLÇÜMLERİNDEN İNCELENMESİ

**Hasan ATÇEKEN**

**YÜKSEK LİSANS**
**FİZİK ANABİLİMDALI**

**EKİM-2018**
**KONYA**
**Her Hakkı Saklıdır**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

# METAL/n-GaAs SCHOTTKY DİYOT ÜRETİMİ VE ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN I-V, C-V-f, G/ω-V-f ÖLÇÜMLERİNDEN İNCELENMESİ

**Hasan ATÇEKEN**

**Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**
**Fizik Anabilim Dalı**

**Danışman: Doç.Dr. Üyesi Haziret DURMUŞ**

**2018, 83 Sayfa**

**Jüri**
**Doç.Dr. Haziret DURMUŞ**
Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL
Doç. Dr. Ömer Faruk YÜKSEL

Yüksek ergime sıcaklığına sahip Renyum metali, Pulsed Laser Deposition (PLD) yöntemi ile n tipi GaAs yarıiletken üzerine biriktirilerek Schottky diyotlar oluşturuldu. Diyot karakteristik parametreleri oda sıcaklığında, akım-voltaj (I-V), kapasitans-voltaj-frekans (C-V-f) ve kondüktans-voltaj-frekans (G/ω-V-f) ölçümleri kullanılarak incelendi. Diyotun doyma akımı ($I_O$), idealite faktörü (n), seri direnç ($R_S$) ve sıfır beslem engel yüksekliği ($\Phi_{Bo}$) karakteristik parametreleri sırası ile 5,79 $10^{-6}$ Amper, 2.27, 3,125 Ω ve 0.56 eV olarak bulundu. Enerjiye bağlı arayüzey durumları ($N_{SS}$), engel yüksekliği ile idealite faktörünün voltaja bağlı değerleri n(V) ve tüketim tabakası kalınlığı ($W_D$) kullanılarak ($E_c$ - 0,23) eV ile ($E_c$ - 0,50) eV aralığında elde edilmiştir. Diyotun oda sıcaklığında Kapasitans-voltaj (C-V) ve kondüktans-voltaj (G/ω-V) karakteristikleri, 10 kHz - 3 MHz frekans aralığında incelendi. Difüzyon potansiyeli ($V_D$) 500 kHz frekans ölçümünde ki $C^{-2}$-V değişiminden ve seri direnç ($R_S$) değeri Niccolian-Brews metodu kullanılarak belirlendi. C-V ve G/ω-V ölçümlerinden elde edilen $R_S$ değerleri Norde, Cheung-Cheung ve Ohm metodları kullanılarak elde edilen değerler uyumlu olduğu görülmüştür.

**Anahtar Kelimeler:** GaAs, Karakteristik parametreler, Laser Pulsed Deposition (PLD), Renyum, Schottky diyot.

**MS THESIS**

# PRODUCTION OF METAL/n-GaAs SCHOTTKY DIODES AND THE INVESTIGATON THEIR ELECTRICAL CHARACTERISTICS USSING I-V, C-V-f, G/ω-V-f MEASUREMENTS

**Hasan ATÇEKEN**

**THE GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCE OF SELÇUK UNIVERSITY**
**THE DEGREE OF MASTER OF**
**IN PHYSİCS**

**Advisor: Doç.Dr. Haziret DURMUŞ**

**2018, 83 Pages**

**Jury**
**Doç.Dr. Haziret DURMUŞ**
Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL
Doç. Dr. Ömer Faruk YÜKSEL

Schottky diodes are produced by depositing metallic Rhenyum, which has a high melting temperature, onto n-type GaAs semiconductor by Pulsed laser Deposition (PLD) method. Characteristic parameters of the diode are analysed by using data obtained from current-voltage (I-V), capacitance-voltage-frequency (C-V-f) and conductance-voltage-frequency (G/w-V-f) measurements at room temperature. Determined values of the characteristic diode parameters such as saturation current ($I_O$), ideality factor (n) series resistance ($R_S$) and zero bias-barrier height ($\Phi_{Bo}$) are 5,79 $10^{-6}$ Amper, 2.27, 3,125 Ω are 0.56 eV respectively. Energy dependent interface states ($N_{SS}$) obtained in the range from ($E_c$ - 0,23) eV to ($E_c$ - 0,50) eV from the voltage dependent values ofbarrier heighta nd ideality factor n(V), and the thickness of the depletion layer ($W_D$). Capacitance-voltage (C-V) and conductance-voltage (G/ω-V) measurements of the diode at room temperature are analyzed in the frequency range 10kHz-3 MHz. Diffusion potential ($V_D$) is determined from the dependence of $C^{-2}$ on V and series resistance ($R_S$) is determined by using Niccolian-Brews method. The series resistance ($R_S$) values obtained from the C-V and G/ω-V measurements and those obtained from Norde, Cheung-Cheung and Ohm methods were observed to be in agreement.

**Key Words:** GaAs, Characteristic parameters, Pulsed Laser Deposition (PLD), Rhenyum, Schottky diode

# ÖNSÖZ

Aktif elektronik devre elemanı olarak metal-yarıiletken kontak yapılar, sahip oldukları üstün özelliklerinden dolayı bu alan üzerine yapılan araştırmalar günümüzde de devam etmektedir. Hemen hemen her elektronik cihaz da kullanılan bu yapının, değişen fiziksel ortam ve şartlar altındaki elektriksel davranışlarının önceden bilinmesi, amaçlara uygun olarak devre dizaynı ve bu elektriksel davranışların modifiye açısından büyük önem arz etmektedir. Dolayısıyla bu çalışma, bu alana bir katkı sağlamayı amaçlamaktadır.

Bu çalışmada Laser Labaratuvar imkânlarını esirgemeyen Prof. Dr. Hamdi Şükür KILIÇ' teşekürlerimi sunuyorum.

Bu çalışmada, verilerin değerlendirilmesinde tecrübeleri ile rehberlik eden Gazi Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik bölümü Öğretim Üyesi Sayın Hocam Prof.Dr. Şemsettin ALTINDAL ' a şükranlarımı sunuyorum.

Bu çalışmada her türlü konuda desteklerini gördüğüm Danışmanım Doç. Dr. Haziret DURMUŞ hocama sonsuz teşekürlerimi sunarım.

Bu çalışma süresince özverili desteklerini gördüğüm eşime, kızıma, anne ve babama minnetlerimi sunarım.

Hasan ATÇEKEN
KONYA-2018

## İÇİNDEKİLER

**ÖZET** ..... **iv**

**ABSTRACT** ..... **v**

**ÖNSÖZ** ..... **vi**

**İÇİNDEKİLER** ..... **vii**

**SİMGELER VE KISALTMALAR** ..... **ix**

**1. GİRİŞ** ..... **1**

**1. KAYNAK ARAŞTIRMASI** ..... **4**

**3. MATERYAL VE YÖNTEM** ..... **9**

3.1. Teorik Temeller ..... 9
3.1.1. Metal-yarıiletken kontaklar ..... 9
3.1.2. İş fonksiyonu ve elektron ilgisi ..... 9
3.1.3. Schottky Engel Yapısının Oluşumu ..... 10
3.1.3.1. Schottky-Mott Teorisi ..... 11
3.1.3.2. Yüzey veya Arayüzey durumlarının Etkisi ve Bardeen Modeli ..... 15
3.1.4. Metal-Yarıiletken Kontaklarda Başlıca Akım İletim Mekanizmaları ..... 17
3.1.4.1. Termiyonik emisyon (TE) teorisi ..... 18
3.1.4.2. Difüzyon teorisi ..... 22
3.1.4.3.Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi ..... 23
3.1.4.4. Engel boyunca tünelleme ..... 24
3.1.4.5. To etkili akım iletimi ..... 27
3.1.5. İleri Beslem I-V Karakteristikleri ile Norde ve Cheung-Cheung Fonksiyonları ..... 28
3.1.5.1. Norde Fonksiyonu ..... 28
3.1.5.2. Cheung-Cheung Fonksiyonu ..... 30

**4.DENEYSEL YÖNTEM** ..... **32**

4.1. GaAs Yarıiletken Kristalinin Temel Özellikleri ..... 32
4.2. GaAs Kristalini Temizleme ..... 36
4.3. Termal buharlaştırma Yöntemi ..... 37
4.4. Doğrultucu Kontak Oluşturulması ..... 38
4.5. I-V, C-V-f ve G/ω-V-fÖlçümleri ..... 41

**5. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA** ..... **43**

5.1. Giriş ..... 43
5.2. Oda Sıcaklığında akım-voltaj (I-V) Karakteristikleri ..... 43
5.3. Frekansa bağlı Kapasitans-Voltaj (C-V) ve İletkenlik-Voltaj (G/ω-V) Karakteristikler ..... 53

**6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER ..... 62**

**KAYNAKLAR ..... 64**

**ÖZGEÇMİŞ ..... 71**

## SİMGELER VE KISALTMALAR

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

### Simgeler

| | | |
|---|---|---|
| $\mathbf{A}$ | : | Alan |
| **Å** | : | Angstrom |
| $\mathbf{A^*}$ | : | Etkin Richardson sabiti |
| **C** | : | Kapasitans |
| $\mathbf{C_o}$ | : | Yalıtkan tabakanın sığası |
| $\mathbf{C_{ox}}$ | : | Yalıtkan tabakanın kapasitansı |
| $\mathbf{E_v}$ | : | Değerlik (valans) bant kenarı enerjisi |
| $\mathbf{E_c}$ | : | İletkenlik bant kenarı enerjisi |
| $\mathbf{E_F}$ | : | Fermi enerjisi |
| $\mathbf{E_g}$ | : | Yarıiletken yasak enerji aralığı |
| $\mathbf{E_i}$ | : | Saf durumdaki enerji seviyesi |
| $\mathbf{E_o}$ | : | Tünelleme etkin katsayısı |
| $\mathbf{E_{oo}}$ | : | Tünelleme olasılığını temsil eden karakteristik enerji |
| **eV** | : | Elektron volt |
| $\boldsymbol{\varepsilon_o}$ | : | Boşluğun elektrik geçirgenliği |
| $\boldsymbol{\varepsilon_i}$ | : | Arayüzey tabakanın dielektrik sabiti |
| $\boldsymbol{\varepsilon_s}$ | : | Yarıiletkenin dielektrik sabiti |
| **K** | : | Kelvin cinsinden sıcaklık |
| **k** | : | Boltzmann sabiti |
| $\mathbf{m_e^*}$ | : | Elektronun etkin kütlesi |
| $\mathbf{m_o}$ | : | Serbest elektron kütlesi |
| $\mathbf{N_D}$ | : | Donor katkı atomlarının yoğunluğu |
| $\mathbf{N_A}$ | : | Alıcı katkı atomlarının yoğunluğu |
| $\mathbf{N_c}$ | : | İletkenlik bandındaki durumların yoğunluğu |
| $\mathbf{N_v}$ | : | Değerlik bandındaki durumların yoğunluğu |
| $\mathbf{N_{ss}}$ | : | Arayüzey durum yoğunluğu |

| | | |
|---|---|---|
| $\mathbf{Q_{sc}}$ | : | Uzay yükü |
| $\mathbf{q}$ | : | Elektrik yükü |
| $\mathbf{R_i}$ | : | Direnç |
| $\mathbf{R_s}$ | : | Seri direnç |
| $\mathbf{R_{sh}}$ | : | Kısa devre direnci |
| $\mathbf{T}$ | : | Mutlak sıcaklık |
| $\mathbf{V}$ | : | Gerilim |
| $\mathbf{V_D}$ | : | Difüzyon potansiyeli |
| $\mathbf{V_F}$ | : | Doğru ön-gerilim |
| $\mathbf{V_R}$ | : | Ters ön-gerilim |
| $\mathbf{V_G}$ | : | Metal plakaya uygulanan gerilim |
| $\mathbf{W_D}$ | : | Tüketim tabakasının genişliği |
| $\mathbf{\Phi_B}$ | : | Potansiyel engel yüksekliği |
| $\mathbf{\Phi_{Bo}}$ | : | Sıfır beslem potansiyel engel yüksekliği |
| $\mathbf{\Phi_s}$ | : | Yarıiletkenin iş fonksiyonu |
| $\mathbf{\Phi_m}$ | : | Metalin iş fonksiyonu |
| $\mathbf{\Phi_e}$ | : | Etkin engel yüksekliği |
| $\mathbf{\Phi_n}$ | : | n- tipi bir yarıiletkenin iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı |
| $\mathbf{\Phi_{ap}}$ | : | Görünen engel yüksekliği |
| $\chi_s$ | : | Yarıiletkenin elektron yatkınlığı |
| $\mathbf{n}$ | : | İdealite faktörü |
| $\delta$ | : | Arayüzey tabaka kalınlığı |
| $\mathbf{I_o}$ | : | Doyum akımı |
| $\mathbf{J}$ | : | Akım yoğunluğu |
| $\mathbf{J_{sm}}$ | : | Yarıiletkenden metale doğru akım yoğunluğu |
| $\mathbf{J_{ms}}$ | : | Metalden yarıiletkene doğru akım yoğunluğu |

**Kısaltmalar**

| | | |
|---|---|---|
| **SCTC** | **:** | Serbest tuzak yük akım mekanizması |
| **SCLC** | **:** | Sınırlı uzay yük akımı |
| **SD** | **:** | Schottky diyot |
| **SBD** | **:** | Schottky engel diyot |
| **LEC** | **:** | Czochralski sıvı kapsülleme tekniği |
| **VPE** | **:** | Vapour phase epitaxy |
| **I-V** | **:** | Akım-voltaj |
| **C-V** | **:** | Kapasitans- voltaj |
| **CVD** | **:** | Kimyasal buharlaştırma ile biriktirme |
| **PLD** | **:** | Laser pulsları ile biriktirme |
| **G/w-V** | **:** | İletkenlik- voltaj |
| **MY** | **:** | Metal-Yarıiletken |
| **MYY** | **:** | Metal-Yalıtkan-Yarıiletken |
| **MESFET** | : | Metal-Yarıiletken alan etkili transistör |
| **MOY** | **:** | Metal-Oksit-Yarıiletken |
| **MOCVD** | **:** | Metal-Organik kimyasal buharlaştırma ile biriktirme |
| **MBE** | **:** | Moleküler ışın epitaksi |
| **SEY** | **:** | Schottky Engel Yüksekliği |
| **GD** | **:** | Gaussian dağılımı |
| **TE** | **:** | Termiyonik emisyon |
| **TED** | **:** | Termiyonik emisyon difüzyon |
| **UNAM** | **:** | BİLKENT Ulusal Nanoteknolaji ve Araştırma Merkezi |
| **TAE** | **:** | Termiyonik Alan Emisyonu |
| **AE** | **:** | Alan emisyonu |
| **AC** | **:** | Alternatif akım |
| **DC** | **:** | Doğru akım |
| $\phi_m$ | : | Metalin iş fonksiyonu |
| $\phi_S$ | : | Yarıiletkenin iş fonksiyonu |
| $\phi_B$ | : | Potansiyel engel yüksekliği |
| $\phi_n$ | **:** | n-tipi bir yarıiletkenin iletkenlik bandı ile Fermi seviyesi arasındaki enerji farkı |
| $\chi_S$ | **:** | Yarıiletkenin elektron yakınlığı |

| | | |
|---|---|---|
| $E_V$ | : | Valans (değerlik) bandı enerji seviyesi |
| $E_C$ | : | İletkenlik bandı enerji seviyesi |
| $E_F$ | : | Fermi enerji seviyesi |
| $W_D$ | : | Tüketim tabakasının kalınlığı |

# 1. GİRİŞ

Genel anlamıyla kontak iki farklı malzeme yüzeyinin temas durumunu tanımlar. Ayrı ayrı iken farklı fiziksel özelliklere sahip malzemeler kontak oluşturmak üzere bir araya getirilirse ayrı durumundan çok farklı, kontrol edilebilen ve arzu edilir yeni fiziksel özelliklere sahip olurlar. İki malzeme kontak durumuna getirildiğinde aralarında yeni bir yük dağılımı olur. Böyle bir sistemde, ısıl dengenin bir sonucu olarak her iki malzemenin Fermi enerji seviyeleri aynı düzeye gelir. Kontağı oluşturan malzemelerden biri metal(M) diğeri yarıiletken(S) ise oluşacak MS kontak omik ya da doğrultucu ( Schottky) kontak olabilir. Oluşan kontak türünün doğrultucu veya omik olduğunu, seçilen metal veya yarı iletkenin iş fonksiyonları belirler.

Metal-yarıiletken(MS) Schottky kontaklar, düşük seri dirence, düşük gürültü karakteristiğine, çok kısa tepki zamanına, düşük anahtarlama hızına ve yüksek güç kapasitesine sahip olmalarından dolayı, değişik teknolojik uygulamalarında geniş uygulama alanı bulmaktadır. Güneş pilleri, metal-yarıiletken alan etkili transistörler (Metal Semiconductor Field Effect Transistor, MEFSET, yarıiletken detektörler, radyo dedektörleri, radar dedektörleri, bipolar entegre devrelerin anahtarlama hızını artırma, OP-AMP (operational Amplifier) gibi aktif devre elemanları gibi daha bir çok alan sayılabilir. Ayrıca bu yapılar DLTS( Deep Level Transient Spektroscopy), PICTS (photo-Induced Current Transient Spectroscopy) ve TSC( Thermally Stimulated Current) gibi yarıiletken karakterizasyon tekniklerinde de kullanılmaktadır. Bu yüzden araştırmacılar MS doğrultucu kontak oluşturmak için farklı malzeme kombinasyonlarını denemeyi sürdürmektedirler (Lin ve Wu, 1999; Zhou ve ark., 1999; Janardhanam ve ark., 2009; Jyothi ve ark., 2010; Reddy ve ark., 2011a; Duman ve ark., 2012; Korucu ve ark., 2013).

Son zamanlardaki bilimsel araştırmaların bazıları, kontak oluşturmak için yeni ve alternatif üretim teknikleri üzerinedir(Kim, 2003; Yang ve ark., 2005; Li ve ark., 2010; Muller ve ark., 2012). Özellikle de yüksek ergime sıcaklığına sahip metaller doğrultucu kontak oluşturmak üzere bir yarıiletkenin üzerine biriktirilmek (depozit) istendiğinde, Chemical Vapor Deposition (CVD), Molecular Beam Epitaxy (MBE), Sputtering ve Pulsed Laser Deposition (PLD) gibi sınırlı sayıda üretim tekniği kullanılabilmektedir(Kim ve ark., 1992b; Lundberg ve ark., 1996a; Gumus ve ark., 2002; Oh ve ark., 2006). Bunlar arasında PLD tekniği, sahip olduğu çok sayıda kontrol edilebilen üretim parametresi avantajı ile gelecek vaad etmektedir (Kim ve ark., 1991;

Gyoergy ve ark., 2007; Pandis ve ark., 2007a; Gupta ve ark., 2009a; Gupta ve ark., 2009c; Lin ve ark., 2009; Gupta ve ark., 2010b; Stamataki ve ark., 2013).

Son zamanlarda Renyum-yarıiletken kontakların oluşturduğu termoelektrik uygulama potansiyellerine ek olarak oluşan yüksek arayüzey dirençleri ve büyük engel yükseklikleri Renyumu araştırmalar için daha da çekici hale getirmektedir (Giaddui ve ark., 1996; Thomas ve ark., 1997; Petrovich ve ark., 2002b; Schrebler ve ark., 2005a).

Bir Schottky diyodun davranışı, $R_S$ Seri direnç, $\phi_B$ engel yüksekliği ve n idealite faktörü gibi karakteristik parametreleri ile belirlenir. Bu parametrelerin önceden bilinmesi, Schottky diyotun endüstriyel aygıtlarda dizaynı ve üretimi için son derecede önemlidir (Durmus ve Atav, 2011). Doğrultucu kontakların karakteristik parametrelerini belirlemek için, (I-V) akım-voltaj, (C-V) kapasitans-voltaj ve (G-V) iletkenlik-voltaj gibi deneysel ölçümler üzerine temellenmiş yöntemler vardır (Aubry ve Meyer, 1994; Lyakas ve ark., 1995; Mikhelashvili ve Eisenstein, 1999). Her bir yöntem, yöntemin kabullerine bağlı olarak kendi avantaj ve dezavantajlarına sahiptir. Bu yöntemler, çoğunlukla deneysel (I-V) verilerinin ln(I)-V değişimindeki lineer bölgenin eğimini kullanan standart yaklaşımı içerirler.

Bu çalışmada Karbon ve Tungten den sonra en yüksek üçüncü ergime sıcaklığına sahip Renyum metali PLD tekniği kullanılarak n tipi GaAs yarıiletken üzerine doğrultucu kontak oluşturmak üzere depozit edilmiştir. Oluşturulan Re/n-GaAs Schottky diyotun (I-V) ve (C-V) ölçümleri oda sıcaklığında gerçekleştirilmiştir. Deneysel (I-V) ölçümlerinden Re/n-GaAs diyotun karakteristik parametreleri, literatürdeki mevcut Standart, Cheung-Cheung ve Norde metotlarına göre elde edilmiştir. Herbir yönteme göre hesaplanan parametreler kendi içinde ve literatürdeki değerlerle karşılaştırılmıştır. Deneysel (C-V) ölçümlerinden oluşturulan yapının donor katkı atomlarının $N_D$ yoğunluğu, difüzyon potansiyeli $V_D$, Fermi enerji seviyesi $E_F$, tüketim tabakasının $W_D$ genişliği, metal ile yarıiletken arasında oluşan potansiyel engel yüksekliği ($\Phi_B$(C-V)), yapının seri direnci ($R_S$) ve arayüzey durumlarının ($N_{SS}$) yoğunluğu elde edilmiştir. Elde edilen bu deneysel sonuçlar literatür ile karşılaştırıldı.

Bu çalışma altı bölümden oluşmaktadır. Birinci bölümde, bir metal ile yarıiletkenin biraraya gelmesi ile oluşan kontağın tanımı, doğrultucu (Schottky) kontakların önemi, kullanım alanları, farklı kontak metalleri ve kontak oluşturma teknikleri ve diyot parametrelerini belirleme yöntemleri hakkında bilgi verilmiştir. İkinci bölümde, Schottky kontakların bir yüzyıldan daha fazla olan tarihsel gelişimi

anlatılmıştır. Üçüncü bölümde Schottky engel yüksekliğinin oluşumuyla ilgili genel teoriler, metal-yarıiletken Schottky diyotlarda akım iletimi teorileri anlatılmıştır. Dördüncü bölümde GaAs ve Renyum metalinin bazı temel özellikleri, doğrultucu kontak oluşumu ile I-V ve C-V ölçümünün ayrıntıları anlatılmıştır. Beşinci bölümde deneysel I-V ve C-V verilerinden diyodun karakteristik parametreleri(n, $R_s$, $I_o$, $\Phi_{BO}$ ) literatürde mevcut yöntemlere göre hesaplanmış ve birbiri ile karşılaştırılmıştır. Altıncı ve son bölümde bu çalışmada Re/n-GaAs Schottky diyot yapısı hakkında elde edilen verilerin bir değerlendirilmesi yapılarak, çalışmanın var olan eksik taraflarının giderilmesi için öneriler verilmiştir.

## 2. KAYNAK ARAŞTIRMASI

Metal-yarıiletken doğrultucu kontak yapılar hakkındaki bilgilerimizin başlangıcı bir yüzyıldan daha uzun süre öncesine dayanır. Keşfedildikleri yüzyıl içinde bu yapılar, endüstriyel ve teknolojk açıdan üç önemli gelişime sebep olmuştur. Bunlar yirminci yüzyılın başlarında radyo dedektörü, ikinci dünya savaşında radar dedektörü ve entegre devrelerin anahtarlama hızlarını artırmada ve günümüzde mikrodalga diyot ve transistörler de kapı olarak kullanılmalarıdır.

İlk olarak demir, bakır ve kurşun sülfat kristalleri üzerindeki oluşan metalik kontakların doğrultucu özelliği 1874 yılında Braun tarafından gözlemlenmiştir (Braun, 1874; Schottky ve ark., 1931b; Schottky, 1938b). Braun, Marconi'nin daha önceki çalışmalarından da faydalanarak metal-yarıiletken kontak yapıları detektör olarak kullanmış ve daha sonra Richardson 1921 yılında metal-vakum sistemlerinde termiyonik emisyon (TE) olayını açıklamıştır.

SCHOTTKY ve BETHE 1940 yılında, metal-vakum sistemlerindeki iletkenlik mekanizması ile metal-yarıiletken kontak yapılar arasındaki benzerlikleri tespit etmiş, iki yıl sonra Richardson un yaklaşımının metal-yarıiletken kontaklara da uygulanabileceği BETHE tarafından gösterilmiştir (Bethe, 1942). Metal ile yarı-iletken ara yüzeyinde yalıtkan bir tabakanın var olması durumunda(MIS), Metal ile yarı-iletken yüzeylerindeki dipol tabakasının Fermi seviyesinin konumuna olan katkısının yalıtkan tabaka tarafından ortadan kaldırıldığı 1947 yılında Bardeen tarafından ileri sürülmüştür(Bardeen ve Brattain, 1948).

İkinci Dünya savası sırasında, radarların gelişmesiyle nokta kontak yapılar tekrar önem kazanmıştır. Bu yapılar daha çok frekans dönüştürücü ve mikrodalga dedektör diyotu olarak kullanılmıştır(Torrey ve Whitmer, 1948). Aynı yıllarda kullanılan dedektör sistemlerinde alternatif akım (a.c) yükseltmelerinin düşük olması nedeniyle, vakum tüpleri yerlerini metal-yarıiletken doğrultuculara bırakmışlar ve uzun süre sadece mikrodalga ölçümlerinde kullanılmıştır (Bardeen ve Brattain, 1948). 1950 yılında germanyum yarıiletken üzerine nokta kontak ile p-n eklemli transistör üretmek için yeni teknikler geliştirilmiştir.

Bir metal-yarıiletken (MS) yapılarda potansiyel engel yüksekliğinin oluşması ile ilgili bilimsel ilk model W. Schottky tarafından önerilmiştir(Schottky ve ark., 1931a; Schottky, 1938a). Bundan dolayı bu tür yapılar Schottky engel diyotları olarak da isimlendirilir. Schottky diyotlar Katıhal elektroniğin de kullanılan en eski ve en sade

devre elemanlarıdır. Bu yapılarda, eklem bölgesinde oluşan enerji engelinin uygulanan gerilimle artması veya azalması ile akım taşıyıcılarının bir yönden diğerine geçişi kontrol edilebilir (Brophy ve ark., 1963).

BAIRD 1964 yılında, Schottky engelini silisyum transistörle birlestirerek, Schottky engel kapılı metal-yarıiletken alan etkili transistörü (MESFET) geliştirmiştir(Rideout, 1978). MS doğrultucu kontakların teorik açıklaması, pratikteki uygulamalarından yıllar sonra anlaşılabilmiş, gelişmelerin birçoğu metal-vakum sistemleriyle çalışan araştırmacılar çalışmaları ile gerçekleşmiştir. Sze ve arkadaşları, elli yıl sonra, 1964 yılında, metal-yarıiletken doğrultucu kontakların teorik açıklamasını yapmışlar ve metal-yarıiletken kontaklarda uygulanan elektrik alanın oluşturduğu görüntü (imaj) kuvvetlerinden dolayı engel alçalmasını göstermişlerdir.

CROWELL ve SZE 1966 yılında, Schottky'nin difüzyon ve Bethe'nin termiyonik emisyon teorilerini birleştirerek tek bir teori haline getirmişlerdir. Birleştirilen termiyonik emisyon-difüzyon teorisi ideal Schottky diyotlardaki akım iletim mekanizmasının izahında önemli bir yeri olmuştur. Turner ve Rhoderic 1968 yılında, engel yüksekliğinin yüzeyin hazırlanma şartlarına bağımlılığını araştırmıştır. Oluşturulan Schottky diyotların pratikte ideal davranıştan sapmaya sebep olabilecek bir çok faktör vardır Bunlar içinde, akım-voltaj karakteristigini etkileyen en önemli ikisi, arayüzey tabakasının varlığı ve seri direnç etkisidir(Ziel, 1968; Sze, 1981; Rhoderick ve Williams, 1988a). RHODERICK ve CARD 1971 yılında, ileri beslem I-V verilerinden elde edilen idealite faktörünün sayısal büyüklüğüne bağlı olarak, metal ve yarıiletken ile dengede olan arayüzey durumları hem teorik hem de deneysel olarak göstermişlerdir. VARMA ve ark. 1977 yılında, metal-yarıiletken kontaklar üzerinde arayüzey kirliliklerinin etkisini araştırmışlar ve arayüzey kirliliklerinin metal ile yarıiletken arasındaki birleşme mekanik şiddetini azalttığını bildirmişlerdir.

NORDE 1979 yılında, ideal bir Schottky diyotun seri direncinin hesaplanması için minimum bir noktadan geçen gerilime bağlı bir $F(V)$ fonksiyonu tanımlanmış, fonksiyonun minimum noktası yardımıyla seri direnç ve engel yüksekliğinin bulunmasını sağlayan bir metot geliştirmiştir(Norde, 1979).

LIEN ve ark. 1984 yılında, ideal olmayan diyotlar için, sabit bir $a$ değerlerine bağlı olarak farklı minimum noktalardan geçen NORDE benzeri $F_a(V)$ fonksiyonu tanımlamışlardır. Sonuç olarak keyfi $a$ değerleri için bulunan minimum noktalar

yardımıyla çizilen I(a)-a/β değişimlerinden seri direnç ve idealite faktörü hesaplanabilmektedir(Lien ve ark., 1984).

SATO ve YASHUMURA 1985 yılında, ideal ve ideal olmayan durumlar için Norde benzeri bir *F*(*V*) fonksiyonu tanımlamıştır. Bu modelde engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direncin belirlenebilmesi için iki farklı sıcaklıkta akım-gerilim ölçümünün alınması gerekmektedir(Sato ve Yasamura, 1985).

CIBILS ve BUITRAGO 1985 yılında, idealite faktörü ve seri direnç değerini hesaplamak için, $F(V) = V-V_a\ln(I)$ seklinde yardımcı bir fonksiyon kullandılar ve $V_a$ yardımcı geriliminin farklı değerleri için F(V) nin sahip olduğu minimum noktaların bulunmasına dayanan yeni bir yaklaşım geliştirdiler(Cibils ve Buıtrago, 1985).

BOHLIN 1986 yılında, keyfi γ sabitleri için farklı minimum değerlerden geçen LIEN benzer bir F(V,γ) fonksiyonu tanımlamış, engel yüksekliği ve seri direnç değerlerini iki farklı γ sabitinin değerlerine bağlı olarak bulunan F(V,γ) yardımcı fonksiyonlarını kullanarak hesaplamıştır(Bohlin, 1986b).

CHEUNG ve CHEUNG 1986 yılında, akım yoğunluğunun lineer değişimleri yardımıyla ideal ve ideal olmayan durumlar için diyot parametrelerinin hesaplanabilmesini sağlayan farklı bir metot ileri sürdüler(Cheung ve Cheung, 1986).

LEE ve ark.1992 yılında $V_a$ yardımcı gerilimine bağlı olarak Cibils ve Buitrago tarafından önerilen F(V) fonksiyonunu kullandılar. Farklı olarak kullanılan yardımcı fonksiyonda bağımsız değişkeni V değil I(V) alarak akıma bağlı bir F(I(V)) fonksiyonu elde ettiler. Lineer hale getirilen F(I(V)) fonksiyonundaki katsayıları tespit ederek, seri direnç, idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerini buldular(Lee ve ark., 1992).

III-V grubu yarıiletkeni olan GaAs, yarıiletken temelli elektronik eleman üretim teknolojisinde önemli bir malzeme olarak göze çarpmaktadır (Wang ve ark., 2004). GaAs, yüksek hızlı ve düşük güç tüketimli yarıiletken aygıtlar üretilmek istenildiğinde önemi daha da arttığından farklı GaAs MS yapılar üzerinde yoğun çalışmalar yapılmaktadır (Ambrico ve ark., 2005). GaAs yarıiletkeninde elektron mobilitesi, boşluk mobilitesinden büyük olması nedeniyle de *n*-tipi GaAs *p*-tipine göre daha yaygın kullanılmaktadır (Tung, 2001).

LEVINE 1971 yılında, Au/n-GaAs Schottky diyotların arayüzey durumu için enerji dağılımları ve engel yüksekliginin uygulanan gerilimle kontrol edilebileceğini ileri sürmüşlerdir(Levine, 1971).

BORREGO ve ark. 1977 yılında, Au/n-GaAs Schottky diyotlarda derin donor seviye hesapları için hem I-V hem de C-V verilerini kullananan bir yöntem geliştirmişlerdir(Borrego ve ark., 1977a).

NEWMAN ve ARK. 1986 yılında, farklı oranlardaki katkılamalara bağlı olarak metal/n-GaAs diyotların idealite faktörü ve engel yüksekliğini hesapladılar(Newman ve ark., 1986).

MİRET ve ark. 1988 yılında, kimyasal olarak temizlenmiş GaAs yüzeylerin atmosfer ortamında üzerine (Ag, Al, Au, Pd, Cr) metalleri ile oluşturulan Schottky diyotların elektriksel yaşlanma etkilerini çalıştılar(Miret ve ark., 1988).

HİROTA 1993 yılında, n-GaAs (001) yüzeylere uyguladığı yöntemle arayüzey durum yoğunluğunda 1/4-1/7 oranlarında bir azalma olduğu gözlemlemiştir(Hirota, 1993).

VAN SCHİLFGAARDE ve ark. 1994 yılında, ***n***-tipi Pt/GaAs Schottky engel diyotlarının basınca baglı deneysel karakterizasyonu ile teorik modelleri kıyaslamişlardır. PHATAK ve ark. 1995 yılında, Al ve Au/***n***-tipi GaAs Schottky diyotların basınca baglı inceleyerek farklı sıcaklıklarda tavlanmıs diyotların engel yüksekliklerinin basınca göre degisimini elde etmisler(Van Schılfgaarde ve ark., 1994).

K. PRASAD 1995 yılında, n-tipi ve p-tipi GaAs yüzeylere Titanium Schottky kontaklar yaparak elektriksel parametrelerin uzun yaşlanma sürelerine bağımlılıklarını incelediler(Prasad, 1995).

Hem SAĞLAM ve ark. hemde AYYILDIZ ve ark. 1996 yılında ayrı ayrı çalışmalarda, Au/n-GaAs Schottky diyotlarda arayüzey oksit tabakalı ve oksit tabakasız Schottky diyotların seri direncini tespit etmişlerdir(Sağlam ve ark., 1996).

GWOREK ve ark. 2001 yılında, Ag ve Cu metallerinin GaAs yüzeyine geleneksel buharlaştırma yöntemi ve Fe tek kristal tabakasının MBE teknigi ile GaAs üzerine büyütülmesi durumunda engel yüksekliklerinin değişimini incelemişlerdir(Gworek ve ark., 2001).

BİBER 2003 yılında, Cu/n-GaAs MIS diyotlarının sıcaklık ile I-V karakteristiklerini incelemiş ve Richardson sabitinin deneysel değerinin 5.033 $A/cm^2K^2$ olarak bulmustur(Biber, 2003).

KARATAŞ ve ark. 2005 yılında, Au/n-GaAs diyotların elektriksel karakteristikleri üzerine $Co^{-60}$ ısınım etkilerini incelemişlerdir(Karataş ve ark., 2005).

KARATAŞ ve ALTINDAL 2005a yılında, Au/**n**-GaAs diyotların sıcaklıkla engel yüksekliklerinin ilişkisini inceleyerek negatif sıcaklık katsayısı için bir değer hesaplamaışlardır. Yine KARATAŞ ve TÜRÜT 2006 yılında, Au/n tipi GaAs Schottky engel diyotlarının arayüzey yapısındaki yogunluk değişimlerini araştırmışlardır(Karataş ve Altındal, 2005b; Karataş ve Türüt, 2006).

SALAHİ ve ark. 2006 yılında, hidrojen algılama uygulaması için Pd/gözenekli-GaAs Schottky kontagı $I-V$ karakteristiği kullanılarak incelenmiş ve Pd/gözenekli-GaAs Schottky diyot sensörün hidrojen gazına karşı yüksek hassasiyet gösterdiği görülmüştür(Salehi ve ark., 2006).

# 3. MATERYAL VE YÖNTEM

## 3.1. Teorik Temeller

Bu bölümde Schottky diyodun engel yüksekliğinin oluşumuyla ilgili temel teoriler ile metal-yarıiletken Schottky diyotlarda akım iletimi teorileri anlatılacaktır.

### 3.1.1. Metal-yarıiletken kontaklar

Metal, yarıiletken ve yalıtkan maddelerin elektriksel iletkenlik özelliklerinin incelenmesi, bu malzemelere uygun kontakların yapılması ile mümkündür (Büget ve Wright, 1967). Kontak, genel anlamda iki maddenin en az dirençle (idealde sıfır) birbirine temas etmesi şeklinde düşünülür. Temas eden yüzeylerin temiz, pürüzsüz ve parlak olması ile ideal bir kontak elde edilir (Card ve Rhoderick, 1971; Horvath, 1988; Rhoderick ve Williams, 1988b; Chattopadhyay, 1996) .

İki madde kontak durumuna getirildiğinde aralarında yeni bir yük dağılımı olur. Böyle bir sistemde, ısıl dengenin bir sonucu olarak her iki maddenin Fermi enerji seviyeleri aynı seviyeye gelir. Bu durum iki metal arasında olduğu gibi, metal ile n-tipi veya metal ile p-tipi yarıiletken arasında da geçerlidir.

Bir metal ile bir yarıiletken aralarında başka bir madde olmaksızın kontak durumuna getirildiklerinde, meydana gelen yeni sistem metal-yarıiletken yapı olarak adlandırılır. Metal-yarıiletken kontaklar, her iki maddenin iş fonksiyonlarına bağlı olarak taşıyıcı hareketinin bir yönde diğer yöne göre çok daha büyük olduğu doğrultucu kontak ile taşıyıcıların her iki yönde de kolayca geçebildiği omik kontak olmak üzere ikiye ayrılır.

### 3.1.2. İş fonksiyonu ve elektron ilgisi

Bir metalin iş fonksiyonu ($\Phi_m$) , bir elektronun Fermi seviyesinden metalin yüzeyi dışındaki (vakum seviyesi) durgun bir hale uyarılması için gerekli olan enerji miktarıdır. İş fonksiyonu kuantum mekaniği kullanılarak hesaplanırsa, iki parçadan oluştuğu bulunur: i) kristalin periyodik potansiyeli ve elektronun diğer elektronlarla etkileşiminden doğan ve bir elektronun enerjisini temsil eden hacim katkısı ve ii) yüzeydeki dipol tabakasının varlığından kaynaklanan yüzey katkısı. Genelde metal yüzeyindeki atomların çevresinde elektron yük dağılımı çekirdeğe nazaran simetrik olarak yerleşmez. Bu yüzden pozitif ve negatif yükün merkezleri çakışık değildir ve bir dipol tabakası oluşturur.

Benzer şekilde bir yüzeyle bağlantılı durulma ya da yeniden oluşma da bir dipol tabakasına sebep olabilir. Eğer oluşan dipol tabakası birim alan başına bir $\rho'$ elektrik dipol yer değiştirmesine sahipse, vakum ile metalin iç kısmı arasında $\rho' / \varepsilon_o$ büyüklüğünde bir elektrostatik potansiyel farkı olacaktır. Elektrostatik potansiyeldeki bu değişmeden dolayı, bir elektronun $q\rho' / \varepsilon_o$ enerjisindeki değişim iş fonksiyonun bir parçasını oluşturur. Elektron yük dağılımındaki herhangi bir düzenleme (örneğin; temiz bir metal yüzeyin üzerine gaz atomlarının tutunması) yüzey dipol tabakasında ve böylece metalin iş fonksiyonunda bir değişime sebep olacaktır. Aynı kristalin farklı kristalografik yüzleri de farklı büyüklüklerde yüzey dipollerinden dolayı farklı $\Phi_m$ değerlerine sahip olabilirler. Bir yarıiletkenin iş fonksiyonu ($\Phi_s$) Fermi seviyesi ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkıdır ve aynı zamanda gövde ve yüzey katkılarından oluşur. Genellikle, yarıiletkende Fermi seviyesinde izinli enerji durumları yoktur, ancak iş fonksiyonu bir elektronu valans ve iletkenlik bandından uyarmak için gerekli enerjilerin ağırlıklı ortalamasını temsil eden istatistiksel bir kavramdır. Bir yarıiletken için diğer önemli bir yüzey parametresi elektron ilgisi ($\chi$)'dir ve yüzeyin dışında, durgun haldeki bir elektronun enerjisi ile yüzeyin hemen içinde iletkenlik bandı tabanındaki bir elektronun enerjisi arasındaki fark olarak bilinir. Elektron ilgisi iş fonksiyonuna benzer şekilde yüzey dipollerine karşı hassastır. Eğer bandlar düz ise yani yarıiletken içinde hiç elektrik alanı yoksa, iş fonksiyonu ve elektron ilgisi birbirine

$$\Phi s = \chi_s + \xi \tag{3.1}$$

ifadesi ile bağlıdır, burada $\xi$ Fermi enerjisi ile iletkenlik bandı tabanı arasındaki enerji farkı, $\chi_s$ ise yarıiletkenin elektron ilgisidir. Sonuç olarak bir elektronu valans bandından uzaklaştırmak için ihtiyaç duyulan minimum iyonlaşma enerjisi I

$$I = \chi_s + E_g \tag{3.2}$$

bağıntısı ile verilir (Rhoderick ve Williams, 1988b).

### 3.1.3. Schottky engel yapısının oluşumu

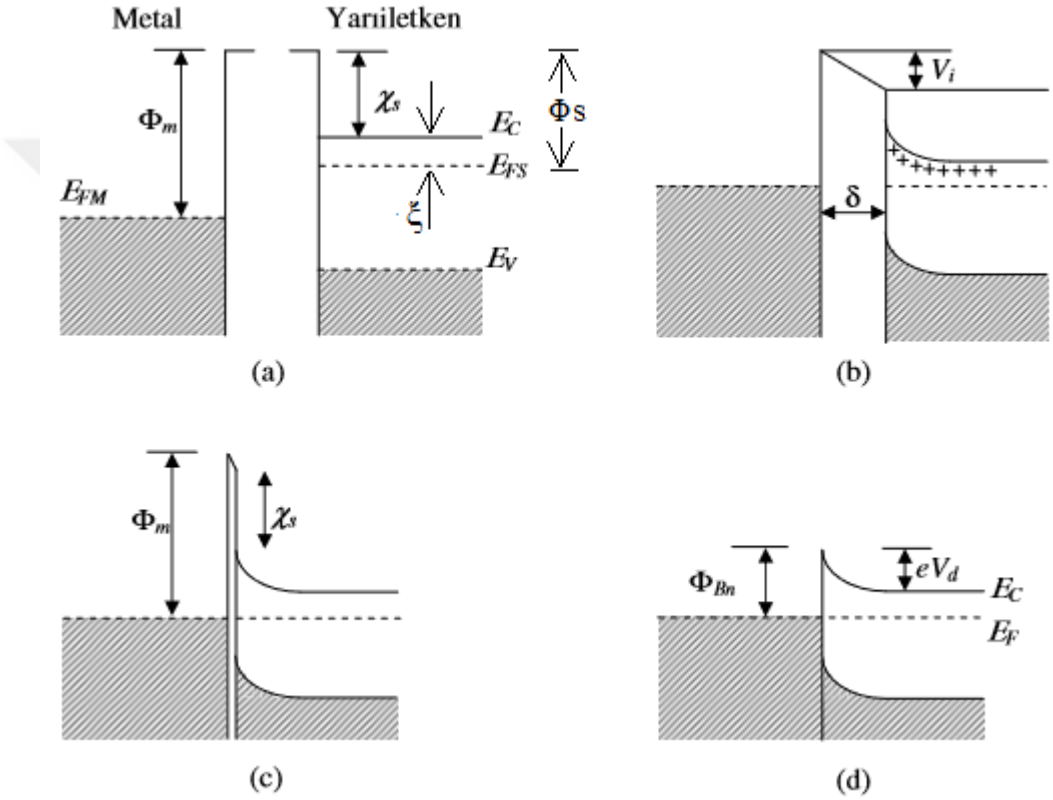
Bir metalle bir yarıiletken kontak haline getirildiklerinde, oluşan yapı iki durum ile sonuçlanır.

i) metalin yarıiletkenle aralarında hiçbir engel olmadan temasta olduğu ideal durum (Schottky-Mott teorisi)

ii) metal ile yarıiletken arasında ince bir yalıtkan tabakanın olduğu gerçek durum (Bardeen teorisi).

### 3.1.3.1. Schottky-Mott teorisi

Schottky engelinin oluşumunu anlamak için metal ile yarıiletkenin başlangıçta elektriksel olarak nötr ve birbirinden ayrı olduğunu kabul edelim. Şekil 3.1(a)'da metalinkinden daha küçük bir iş fonksiyonuna sahip n-tipi bir yarıiletkenin band diyagramı verilmektedir.




**Şekil 3.1.** n-tipi metal-yarıiletkenin enerji-band diyagramı: a) elektriksel olarak nötral, b) elektriksel olarak birbiriyle temas halinde, c) gerçek bir kontak durumu ve d) ideal bir kontak durumu (Rhoderick ve Williams, 1988b).

Eğer metal ile yarıiletken bir tel ile elektriksel olarak birbirine bağlanırsa, elektronlar yarıiletkenden metale geçer ve Fermi seviyeleri Şekil 3.1(b)'de gösterildiği gibi uyum sağlamaya zorlanır. İki malzemenin (Metal ve yarıiletken) yüzeylerinin dışında durgun haldeki elektronların enerjileri artık aynı değildir ve iki malzeme arasında sağdan sola doğru yönelmiş olan bir elektrik alan mevcuttur. Metalin yüzeyinde yarıiletkendeki pozitif yük tarafından dengelenen bir negatif yük vardır ve bu yüzey yükü basitçe

Thomas-Fermi perdeleme uzaklığı (yaklaşık 0.5 Å) içerisinde bulunan ekstra iletkenlik elektronlarından ibarettir.

*Fermi Enerjisi*: İletkenlerde mutlak sıfır sıcaklığında (T=0 K), elektronlar tarafından taban durumundan itibaren işgal edilen en yüksekteki dolu seviyenin enerjisine denir. Yarıiletkenlerde ise iletkenlik ve valans bandındaki taşıyıcı sayısına ve sıcaklığa bağlı olarak, yasak enerji bölgesinde yer alan izafi seviye *Fermi enerjisi* olarak tanımlanır. n tipi yarıiletkenlerde Fermi enerjisi iletim bandından itibaren ölçülürken p tipinde ise valans bandından itibaren ölçülür.

*Vakum seviyesi*: Bir metalin tam dışındaki sıfır kinetik enerjili bir elektronun enerji seviyesi veya bir elektronu yüzeyden koparıp serbest hale gelmesi için ihtiyaç duyulan minimum enerji miktarıdır.

*Metalin iş fonksiyonu ($\phi_m$)*: Bir elektronu Fermi enerji seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak veya serbest hale getirmek için ihtiyaç duyulan minimum enerji miktarıdır.

*Yarıiletkenin iş fonksiyonu($\phi_s$):* Yarıiletkenin Fermi enerji seviyesi ile vakum seviyesi arasındaki enerji farkıdır. Fermi enerjisi katkılanan atomlarının yoğunluğu ile değiştiğinden dolayı $\phi_s$ de değişen bir niceliktir.

*Elektron yakınlığı ($\chi$):* Vakum seviyesi ile iletkenlik bandı kenarı arasındaki bir elektronun enerji farkı olarak tanımlanır.

n-tipi yarıiletken için, pozitif yük, yüzeyden uzaklaşarak elektronlardan arınmış bir bölgede kompanse olmamış pozitif donor iyonlarını geride bırakan, iletkenlik elektronları tarafından sağlanacaktır. Donor konsantrasyonu metaldeki elektronların konsantrasyonundan mertebece çok daha düşük olduğundan kompanse edilmemiş donorlar d kalınlıklı bir tabakayı işgal ederler. Bu tabakanın genişliği bir p-n eklemindeki tüketim bölgesinin genişliği ile kıyaslanabilir düzeydedir ve bu durumda yarıiletkendeki bantlar Şekil 3.1(b)'de gösterildiği gibi yukarı doğru bükülür. Metal ve yarıiletkenin dış yüzeylerindeki elektrostatik potansiyeller arasındaki $V_i$ farkı $V_i = \delta E_i$ ile verilir, burada $\delta$ metal ile yarıiletken arasındaki ayrım ve $E_i$ aradaki elektrik alandır. Eğer metal ile yarıiletken birbirine yaklaşır ve $E_i$ sonlu bir değer alırsa, $V_i$ sıfıra gider ve sonunda metal

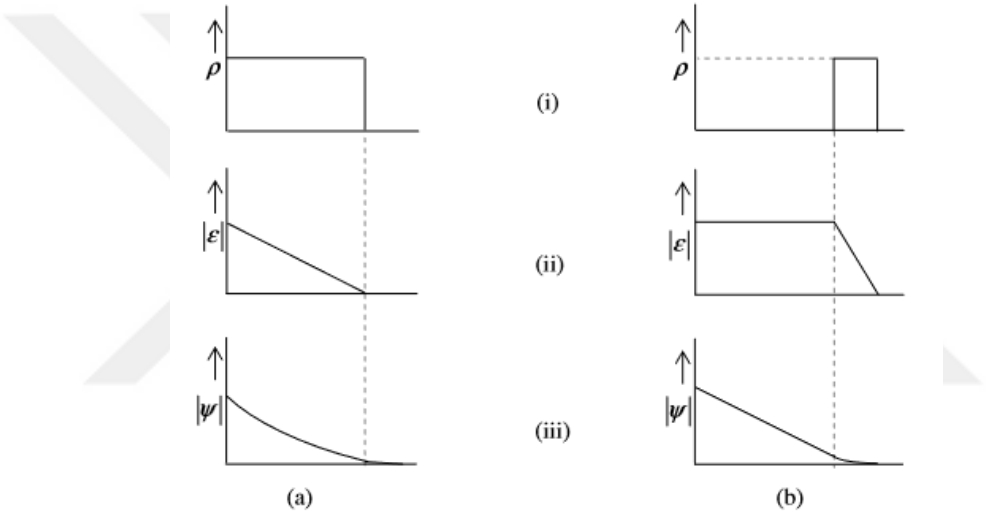
ile yarıiletken birbirine temas ettiğinde, aradaki vakum tabakası kalktığı ve ideal bir metal yarıiletken kontak elde edilir. Bu durumda $V_i$ sıfıra gideceğinden, Fermi seviyesine göre ölçülen engel yüksekliği

$$\Phi_{Bn}=\Phi_m-\chi_s \tag{3.3}$$

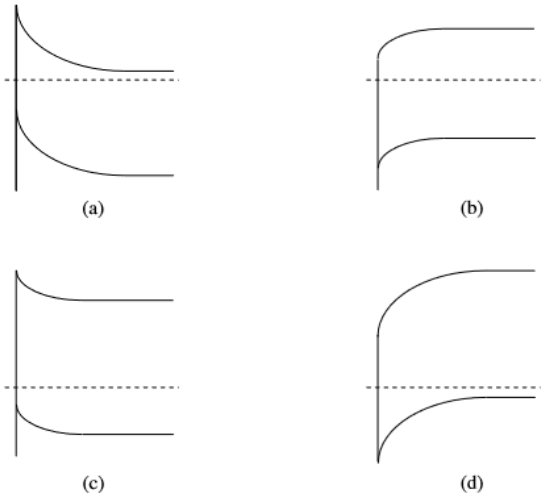
ile verilir. Pek çok metal-yarıiletken kontak uygulamasında, genellikle yarıiletkenin yüzeyinde 20Å kalınlığında ince bir yalıtkan oksit tabaka mevcut olduğundan Şekil 3.1(d)'de gösterilen ideal duruma asla ulaşılamaz. Böyle bir yalıtkan film, sık sık arayüzey tabakası olarak adlandırılır. Gerçek bir kontak bu yüzden daha ziyade Şekil 3.1(c)'de verildiği gibidir. Ancak, oksit tabakası ince olduğu için elektronlar kolayca tünelleme yapabilirler ve yalnızca iletkenlik elektronları dikkate alınırsa, Şekil 3.1(c) ile Şekil 3.1(d) birbirinden ayırt edilemezdir. Ayrıca oksit tabakasındaki $V_i$ potansiyel düşmesi küçük olduğu için, bu tabakanın varlığına rağmen, (3.1) denklemi hala geçerlidir.

Genellikle Schottky'e atfedilmesine rağmen, denklem (3.1) ilk olarak 1938 yılında MOTT tarafından kapalı olarak ifade edilmiştir ve bu bağıntı Schottky-Mott sınırı olarak göz önüne alınır(Mott, 1938). Bu ifade aşağıdaki üç kabul altında elde edilmiştir: i. Metal ile yarıiletken kontak haline getirildiğinde $\Phi_m$ ve $\chi_s$ 'ye yüzey dipol katkıları değişmez (ya da en azından aralarındaki fark değişmez), ii. Yarıiletkenin yüzeyinde lokalize durumlar yoktur, iii. Metal ile yarıiletken arasında mükemmel bir kontak vardır. Metal ile yarıiletken arasındaki potansiyel engelinin şekli tüketim bölgesindeki yük dağılımına bağlıdır. Eğer iletkenlik bandı tabanı gövdedeki ilk pozisyondan 3kT/q kadar yükselirse elektron yoğunluğu bir mertebe düşer ve bu düzlem ile metalyarıiletken arayüzeyi arasındaki uzay yükü tamamıyla kompanse edilmemiş donorlardan kaynaklanır. Elektron yoğunluğunun donor konsantrasyonundan bir mertebeden daha az olmadığı (deplasyon yaklaşımı) geçiş bölgesinde bantların bükülmesini ihmâl edersek, engelin şekli tümüyle donorların uzaysal dağılımı ile belirlenecektir. SCHOTTKY (1938) tarafından ilk olarak ileri sürülen, SCHOTTKY ve SPENKE (1939) tarafından detaylandırılan model de, yarıiletken metal sınırına kadar tam olarak homojen kabul edilir. Böylece, kompanse edilmemiş donorlar tüketim bölgesinde düzgün bir uzay yüküne sahip olurlar ve elektrik alan şiddeti Gauss teoremine uygun olarak tüketim bölgesi sınırından uzaklıkla doğrusal olarak artarken, elektrostatik potansiyel Şekil 3.2(a)'da görüldüğü gibi karesel artar. Bu şekilde görülen parabolik engel Schottky engeli olarak bilinir. MOTT (1938), yarıiletkenin metale hemen komşu olan kısmında

donorlardan yoksun ince bir tabakaya sahip olduğunu farz eden farklı bir model ileri sürdü (Mott, 1938). Böyle bir tabaka boyunca elektrik alan şiddeti sabit olup Şekil 3.2 (b)'de görüldüğü gibi önce karesel sonra doğrusal olarak artan bir elektrostatik potansiyele sebep olacaktır. Uygulamada nadiren rastlanılan böyle bir engel Mott engeli olarak bilinir. İş fonksiyonu ($\Phi_s$) metalin iş fonksiyonundan ($\Phi_m$) küçük olan n-tipi bir yarıiletken için anlatılan bu model doğrultucu bir kontak gibi davranır. Aynı model metalden ($\Phi_m$) daha büyük iş fonksiyonlu ($\Phi_s$) yarıiletkene uygulandığında Şekil 3.3(b)'de verilen band diyagramı elde edilir. Böyle bir kontak, elektronlar yarıiletkenden metale geçecek şekilde beslenirse, elektronlar hiçbir engelle karşılaşmayacaklardır.




**Şekil 3.2.** (a) Schottky ve (b) Mott engel yüksekliği: (i) yük yoğunluğu, (ii) elektrik alan kuvveti, (iii) elektrostatik potansiyel(Rhoderick ve Williams, 1988a).




**Şekil 3.3.** Farklı tip yarıiletkenler için Schottky engelleri: n-tipi; (a) $\Phi_s < \Phi_m$ (doğrultucu) ve (b) $\Phi_s > \Phi_m$ (omik), p-tipi; (c) $\Phi_s < \Phi_m$ (omik) ve (d) $\Phi_s > \Phi_m$ (doğrultucu) (RHODERICK ve WILLIAMS, 1988).

Kontak, elektronların ters doğrultuda akacağı şekilde beslenirse, yarıiletken bandlarının aşağı büküldüğü bölgede oldukça yüksek konsantrasyona sahip olan elektronlar, bol miktarda elektron sağlayabilen bir katot gibi davranırlar. Bu durumda, akım yarıiletkenin gövde direnci tarafından tanımlanır ve böyle bir kontak omik kontak olarak adlandırılır.

$\Phi_s < \Phi_m$ olduğu p-tipi bir yarıiletken için Şekil 3.3(c)'görülen band diyagramı elde edilir ki; bir omik kontağı temsil ederken $\Phi_s > \Phi_m$ olduğu Şekil 3.3(d) p-tipi bir yarıiletken için doğrultucu kontağa karşı gelmektedir.

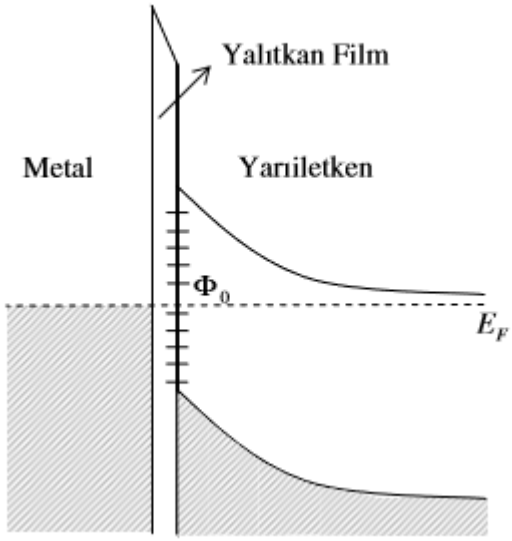
### 3.1.3.2. Yüzey veya arayüzey durumlarının etkisi ve bardeen modeli

n-tipi bir yarıiletken bir metalle kontak haline getirildiğinde, denklem (3.3) 'de verilen Schottky-Mott teorisinin geçerli olduğu durumda, engel yüksekliği ($\Phi_{Bn}$) metalin iş fonksiyonuna ($\Phi_m$ ) bağlıdır. Ancak, deneysel olarak engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna bağımlılığı denklem (3.3)'ün ifade ettiğinden daha az hassas, belirli şartlar altında ise metalin seçiminden tümüyle bağımsız olabildiği bulunmuştur. Engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonuna zayıf bağımlılığı BARDEEN (1947) tarafından açıklanarak, uyuşmazlığın yüzey durumlarından kaynaklanabileceği ileri sürülmüştür(Bardeen, 1947). Metal ve yarıiletkenin, Şekil 3.4'de görüldüğü gibi, ince bir yalıtkan tabakayla birbirinden ayrıldığını ve $\Phi_0$ nötral seviyesi ile karakterize edilen, yarıiletken ile yalıtkan arasındaki arayüzeyde mevcut, yüzey durumlarının sürekli bir dağılıma sahip olduklarını kabul edelim.

Yüzey durumları yarıiletkenin serbest yüzeyindeki durumlardan farklı olarak arayüzey durumları olarak adlandırılır. Yüzey durumlarının yokluğunda metalin yüzeyindeki negatif yük ($Q_m$ ) eklemin tümü elektriksel olarak nötr olduğu için, kompanse edilmemiş donorlardan kaynaklanan $Q_d$ pozitif yüküne eşit olmalıdır. Yüzey durumlarının varlığında, $Q_{ss}$ yüzey durumların yükünü göstermek üzere, nötrallik şartı

$$Q_m + Q_d + Q_{ss} = 0 \qquad (3.4)$$

olur. Yüzey durumlarının işgaliyeti Fermi seviyesi ile belirlenir. Fermi seviyesi, beslem olmadığında, engel bölgesi boyunca sabittir ve pek çok durumda Fermi seviyesinin




**Şekil 3.4.** Metal-yarıiletken kontakta yüzey durumları.

altındaki durumların dolu, üstündeki durumların boş olduğunun kabul edildiği "mutlak sıfır" yaklaşımı kullanılır. Şekil 3.4'de gösterildiği gibi $\Phi_0$ nötral seviyesi, Fermi seviyesinin üzerinde olursa, yüzey durumları net bir pozitif yük ihtiva eder ve bu yüzden $Q_d$ yüzey durumlarının yok olduğu durumdakinden daha küçük olmalıdır. Bu durum, tüketim bölgesi genişliğinin (d) ve buna bağlı olarak bant bükülme miktarının azalacağı anlamına gelir. Engel yüksekliği ($\Phi_{Bn}$), difüzyon potansiyeline veya band bükülmesi $V_o$ ile elektrokimyasal potansiyelin ($\xi$) toplamına eşittir. Bu yüzden, $\Phi_{Bn}$ azalacaktır ve bu azalma $\Phi_0$ nötral seviyesini $E_F$ 'ye doğru itme etkisine sahiptir. Diğer taraftan, eğer $\Phi_0$ nötral seviyesi $E_F$ 'nin aşağısında ise, $Q_{ss}$ negatiftir ve $Q_d$ yüzey durumlarının yok olduğu durumdaki değerinden daha büyüktür. Bu durum, tüketim bölgesi genişliği ve engel yüksekliğinin her ikisinin de hem artmış olacağını hem de $\Phi_0$ 'ın $E_F$ 'ye doğru itilmiş olacağını ifade eder. Yüzey durumları, bu nedenle, bir negatif geri besleme döngüsü gibi davranır, bunun hata sinyali $\Phi_0$ 'ın $E_F$ 'den sapmasıdır. Bu geri beslem döngüsünde kazanç, $\Phi_0$ 'ın $E_F$ 'den belirli miktar uzaklaşması için $Q_{ss}$'yi tanımlayan parametre olduğu için, birim enerji başına yüzey durumlarının yoğunluğu ile orantılıdır. Yüzey durumlarının yoğunluğu çok büyük olursa, hata sinyali çok küçük olur ($\Phi_0 \approx E_F$). Literatürde $\Phi_0$ 'ı valans bandının tepesinden itibaren ölçmek gelenekseldir, bu durumda engel yüksekliği

$$\Phi_{Bn} \approx E_g - \Phi_0 \tag{3.5}$$

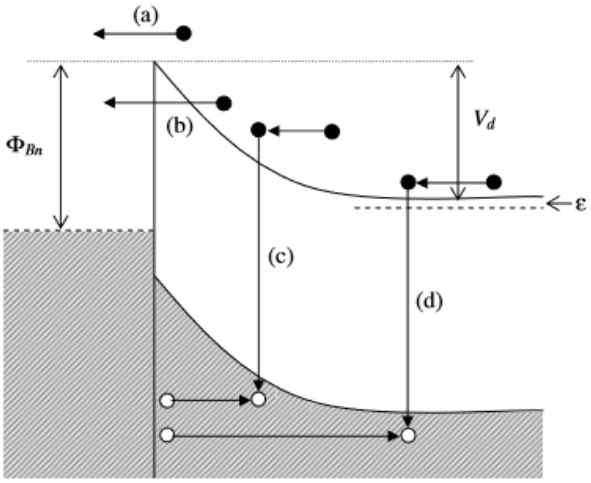
ifadesi ile verilir. Bu ifade Bardeen sınırı olarak adlandırılır ve engel yüksekliğinin yüksek yoğunluklu yüzey durumları tarafından sabitlenmiş olduğu söylenir.

Yüzey durumlarının etkisini incelemenin başka bir yolu, onları yarıiletken için yalıtkan tabakadaki elektrik alandan bir perdeleme olarak göz önüne almaktır. Böylece, tüketim bölgesindeki yük miktarı (ve aynı zamanda engel yüksekliği) metalin iş fonksiyonundan bağımsız olur.

Bardeen modelinde, metal ile yarıiletkenin ince bir yalıtkan tabakayla birbirinden ayrılmış ve yalıtkan ile yarıiletken arasındaki arayüzeyde bölgesel durumların var olduğu kabul edilir. Böylece, bu model, ince bir oksit tabakayla kaplanmış yarıiletken durumuna karşı gelir. Bu yaklaşım, metal ve yarıiletken aralarında yalıtkan bir tabaka ile kontak haline geldiğinde, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına yüzey dipol tabakası katkılarının herhangi bir mümkün değişimini ihmâl ettiği için, çok basitleştirilmiş bir model olarak düşünülür. Ayrıca model, arayüzey durumlarının gerçekte 5~10 Å'luk bir uzaklığa yayılmış olmalarına rağmen, nokta yüklerle temsil edilebileceğini kabul eder. Bununla birlikte model, deneysel Schottky engeli çalışmalarını yorumlamak için yaygınca kullanılmıştır. Dahası, arayüzey durumlarının Bardeen teorisindeki engel yüksekliğini etkileme mekanizması temelde diğer modellerdekilerle aynı, ancak daha detaylıdır. Bu yüzden Bardeen modeli arayüzey durum davranışının genel özelliklerini kavramak için daha iyi bir bakış açısı sunar.

### 3.1.4. Metal-yarıiletken kontaklarda başlıca akım iletim mekanizmaları

Bu bölümde Schottky engellerin iletim özelliklerini tanımlayan iletim mekanizmaları incelenecektir. n-tipi bir yarıiletken için, düz ve ters beslem altında metal-yarıiletken eklem boyunca elektronların taşınabileceği çeşitli yollar Şekil 3.5'de gösterilmiştir.




**Şekil 3.5**. İleri beslem altında metal/n-tipi yarıiletken Schottky engelinde akım iletim mekanizmaları.

a) Elektronların yarıiletkendeki engeli aşarak metalin içine geçmeleri

b) Elektronların yarıiletkendeki engelin içinden metale kuantum mekaniksel tünelleme ile geçmeleri

c) Elektron ve boşluğun uzay yükü bölgesinde yeniden birleşmesi

d) Elektron ve boşluğun nötr bölgede yeniden birleşmesi

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

### 3.1.4.1. Termiyonik emisyon (TE) teorisi

Termiyonik emisyon, sıcak bir yüzeyden elektron veya boşluk salınması olarak bilinir (Bethe, 1942). Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda termiyonik emisyon teorisi, taşıyıcıların (elektron ve boşluklar) ısısal enerjileri nedeniyle, potansiyel engelini aşarak metalden yarıiletkene veya yarıiletkenden metale geçmeleri esasına dayanır. Bu olay, metal/n-tipi yarıiletken yapılarda elektronlar, metal/p-tipi yarıiletken yapılarda ise boşluklar tarafından, yani her iki yapıda da çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır (Ziel, 1968; Rhoderick ve Williams, 1988a). Termiyonik emisyon teorisi doğrultucu kontağın potansiyel engelinin kT ısısal enerjisinden büyük olduğunu ve Schottky bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğunu kabul eder.

Bu teoriye göre, eğer elektronların salınacağı yüzey katod olarak kullanılır ve bütün yayılan elektronlar bir araya toplanırsa, katodun verdiği akıma doyma akımı, yayılan elektronların akım yoğunluğuna da doyma akım yoğunluğu denir. Yarıiletkenden metale doğru termiyonik emisyon akım yoğunluğu ($J_{s\to m}$)olsun. Kontak yüzeyini x-eksenine dik kabul ettiğimizde, taşıyıcı hızları $v_x$ ile $v_x+dv_x$ arasında olan birim yüzey başına elektron yoğunluğu,

$$dn = N_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \exp\left(-\frac{m_n^*\ v_x^2}{2kT}\right) dv_x \tag{3.6}$$

ile verilir. Burada $N_d$ donor yoğunluğu, $m_n^*$ elektronun etkin kütlesi, k Boltzman sabiti ve T mutlak sıcaklıktır. Akım yoğunluğu için,

$$J_{s\to m} = e \int v_x\, dn \tag{3.7}$$

ifadesi yazılabilir. Bu denklem (3.6)'da verilen dn ifadesi yerine yazılırsa,

$$J_{s\to m} = eN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \int v_x \exp\left(-\frac{m_n^*\ v_x^2}{2kT}\right) dv_x = eN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \exp\left(-\frac{m_n^*\ v_x^2}{2kT}\right) \tag{3.8}$$

şeklini alır. Enerji korunumundan,

$$\frac{1}{2} m_n^*\ v_x^2 \geq eV_d \tag{3.9}$$

olacağı göz önüne alınırsa, yarıiletkenden metale akım yoğunluğu

$$J_{s\to m} = eN_d \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \exp\left(-\frac{eV_d}{kT}\right) \tag{3.10}$$

şekline dönüşür. Burada denklem (3.9) 'da yazılan

$$v_{0x} = \left(\frac{eV_d}{m_n^*}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.11}$$

ifadesi elektronun $eV_d$ engelini aşması için gerekli limit hızdır. İletkenlik bandı tabanı sıfır enerji seviyesi olarak alınırsa, donor yoğunluğu

$$N_d = N_c \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) = 2\left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_F}{kT}\right) \tag{3.12}$$

eşitliği ile verilir (Chattopadhyay ve Daw, 1986; Raychaudhuri, 1993). Bu ifade denklem (3.10)'da yerine yazılırsa, akım yoğunluğu

$$J_{s\to m} = \frac{4\pi q m_n^* \ k^2 \ T^2}{h^3} \quad \exp\left(-\frac{q\,V_d \ + E_f}{kT}\right) \tag{3.13}$$

şeklinde elde edilir. Metal tarafındaki potansiyel engelinin yüksekliği de

$$e\phi_{Bn} = eV_d + E_F \tag{3.14}$$

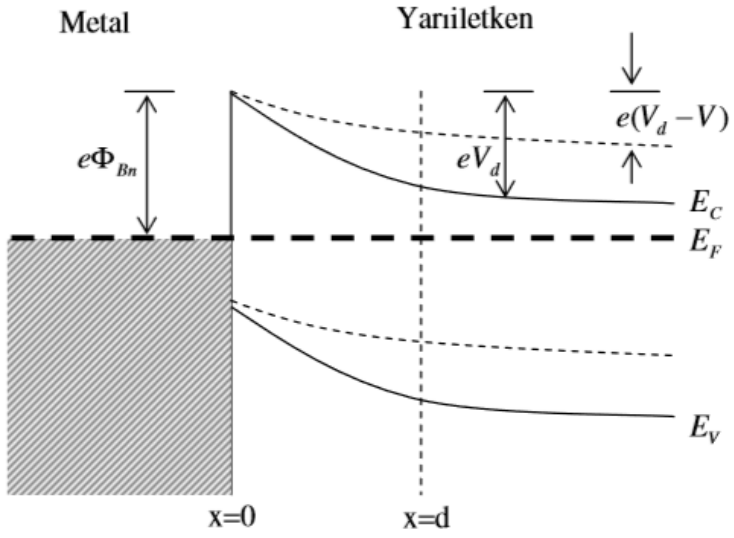
kadar olacağı Şekil 3.6'da görülmektedir. Bu ifade denklem (3.13) eşitliğinde yerine yazılırsa, akım yoğunluğu

$$J_{s\to m} = \left(\frac{4\pi m^* k^2 T^2}{h^3}\right) \exp\left[-\frac{e\phi_B}{k_B T}\right] \tag{3.15}$$

olarak bulunur. Burada

$$R_n^* = \frac{4\pi m_n^* k^2}{h^3} \tag{3.16}$$

eşitliği etkin Richardson sabiti olarak bilinir.




**Şekil 3.6.** Metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji bant diyagramı: (—) beslem olmayan ( V=0) ve (---) beslem uygulanmış (V= −V) durumlardaki bantları göstermektedir.

Denklem (3.16), denklem (3.15)' de yerine konursa, akım yoğunluğu için

$$J_{s\to m} = R_n^* T^2 \exp\left[-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right] \tag{3.17}$$

ifadesi yazılabilir. Metal/n-tipi yarıiletken Schottky diyotu, doğru beslendiğinde (yani omik tarafa –V gerilimi uygulandığında) engel yüksekliği azalacaktır. Dolayısıyla akım yoğunluğu uygulanan gerilime bağlı olarak exp(eV/kT) çarpanı kadar artacaktır. Bu durumda akım yoğunluğu denklemi

$$J_{s\to m} = R_n^* T^2 \exp\left[-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right] \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \tag{3.18}$$

olarak yazılabilir. Metalden yarıiletkene doğru olan doyma akım yoğunluğu ($J_0$), yarıiletkenden metale doğru olan sıfır beslem doyma akım yoğunluğuna eşittir. Sonuç olarak, toplam net akım yoğunluğu $J_n$ için

$$J_n = R_n^* T^2 \exp\left[-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right]\left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right] \tag{3.19}$$

denklemi elde edilir. Köşeli parantez dışındaki ifadeler $J_0$ ile gösterilip, doyma akım yoğunluğu olarak adlandırılırsa,

$$J_0 = R_n^* T^2 \exp\left[-\frac{e\phi_{Bn}}{kT}\right] \tag{3.20}$$

toplam akım yoğunluğu da

$$J_n = J_0\left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1\right] \tag{3.21}$$

şeklini alır. Denklem (3.20) ile verilen doyma akım yoğunluğu, potansiyele bağlı olmadığı halde, uygulamada Schottky etkisinden dolayı uygulanan gerilimle orantılı olarak bir miktar değişiklik gösterir. Metal-yarıiletken yapılarda elektrostatik etkileşme ve uygulanan gerilimden doğan imaj-kuvvet etkisiyle potansiyel engelinde $e\Delta\Phi_{Bn}$ kadarlık azalma olur (Ziel, 1968). Bu değer,

$$e(\Delta\Phi_{Bn}) = \alpha_0(V_d + V)^{\frac{1}{4}} \tag{3.22}$$

bağıntısı ile verilir. Böylece akım yoğunluğunu veren denklem (3.20)' de $e\Phi_{Bn}$ yerine $e(\Phi_{Bn,0}-\Delta\Phi_{Bn})$ yazılırsa,

$$J_0 = R_n^* T^2 \exp\left[-\frac{e\phi_{Bn,0}}{kT}\right] \exp\left[\alpha_0 (V_d + V)^{\frac{1}{4}}\right] \quad (3.23)$$

denklemi elde edilir. Burada, $\Phi_{Bn,0}$ sıfır beslemde imaj-kuvvet (Schottky) etkisi olmaksızın engel yüksekliğidir. $\varepsilon_0$ boşluğun ve $\varepsilon_s$ yarıiletkenin dielektrik sabitini göstermek üzere, $\alpha_0$ sabiti,

$$\alpha_0 = \left\{\frac{q^7 N_d}{8(\varepsilon_s \varepsilon_o)^3 \pi^2 (kT)^7}\right\} \quad (3.23)$$

ile verilir.

### 3.1.4.2. Difüzyon teorisi

Aralarında yoğunluk farkı bulunan iki bölge arasında, yoğunluğun fazla olduğu bölgeden az olan bölgeye doğru gerçekleşen yük geçişlerine difüzyon veya difüzyon akımı denir. Schottky tarafından tanımlanan difüzyon teorisinin dayandığı varsayımlar; potansiyel engelin yüksekliği $k_B T/q$ enerjisinden büyüktür, elektronların çarpışma etkisi ihmal edilir, x=0 ve x=w'daki taşıyıcı konsantrasyonları termal dengedeki değerine sahiptir, yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir. Bu varsayımlara göre, tüketim bölgesinin akımı, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğu için akım yoğunluğu eşitliği kullanılır ve bu eşitlik ifadesi n-tipi kontaklar için aşağıdaki gibidir.

$$J_x = J_n = q\left[n(x)\mu E(x) + D_n \frac{\partial n}{\partial x}\right] = qD_n\left[\left(\frac{-qn(x)}{k_B T}\right)\left(\frac{\partial V(x)}{\partial x}\right) + \frac{\partial n}{\partial x}\right] \quad (3.11)$$

Burada, $D_n$ elektron difüzyon sabiti, $n(x)$ elektron yogunlugu, $\mu$ elektron hareketliliği (mobilitesi) ve $E(x)$ konuma bağlı elektrik alandır. Böylece difüzyon teorisine göre akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_x = J_{SD}\left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1\right] \quad (3.12)$$

le verilir. Burada, $J_{SD}$ doyum akım yoğunluğu ifadesi olup,

$$J_{SD} = \left(\frac{q^2 N_c D_n}{k_B T}\right)\left[\frac{2q(V_d - V)N_D}{\varepsilon_s}\right]^{\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{-q\phi_B}{k_B T}\right) \quad (3.13)$$

şeklinde verilir. Burada, $N_c$ iletkenlik bandındaki birim hacım başına ($cm^{-3}$ veya $m^{-3}$) izinli enerji durumlarının yoğunluğu, $V_d$ difüzyon potansiyeli, $N_D$ donor katkı atomlarının yogunlugu, $\varepsilon_s$ yarıiletkenin dielektrik geçirgenliğidir. Hem TE teorisi hemde difüzyon teorisinden elde edilen ifadeler birbirine çok benzerdir.

### 3.1.4.3.Termiyonik emisyon-difüzyon teorisi

Crowell ve Sze, Termoiyonik Emisyon ve difüzyon teorisini birleştirip Termiyonik emisyon difüzyon teorisini geliştirdiler(Crowell ve Sze, 1966). Bu teori Metal-Yarıiletken arayüzey kenarında tanımlı olan $V_r$ rekombinasyon hızı üzerine gerçekleştirilmiştir. Metal ile yarıiletken yapı arasına uygulanan gerilim, metale doğru bir elektron akışına sebep olur. Taşıyıcıların bir kısmı optik fonon geri saçılmalarına bir kısmı da kuantum mekaniksel yansımalara uğradığından akım değeri azalır. Sze bunun nedenini rekombinasyon hızındaki azalmaya bağlamıştır. Termiyonik emisyon difüzyon teorisine göre elektronlar Metal-Yarıiletken arayüzeyinde optik fononlarla etkileşmeksizin potansiyel engel üzerinden salınma olasılığı ve ortalama iletim katsayısı değeri göz önüne alınarak A* Richardson sabiti A** olarak değişir. Buna göre en genel akım-gerilim (I-V) ifadesi,

$$J = J_o\left(\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right) - 1\right) \quad (3.14)$$

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

$$j_o = A^{**}\, T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{kT}\right) \quad (3.15)$$

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

$$A^{**} = A^{*}\exp\left(-\frac{\beta}{kT}\right) \quad (3.16)$$

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

$$A_{etk} = A^{**}\left[\exp\left(-\frac{-4\pi\delta}{h(2m^{*}\chi)^{1/2}}\right)\right]^{1/2} \quad (3.17)$$

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

$$J = J_o\exp\left(-\frac{qV}{nkT}\right) \quad (3.18)$$

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

$$n(V) = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i}\left[\frac{\delta}{W_D} - qN_{ss}(V)\right] \quad (3.19)$$

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

### 3.1.4.4. Engel boyunca tünelleme

MS ve MIS tipi Schottky engel diyotlarda TE teorisi dışında, engeli aşacak kadar yeteri enerjiye sahip olmayan taşıyıcılar kuantum mekaniksel tünelleme yoluyla engelin içinden karşıya bazı şartlarda geçebilirler. Bu durum, aşırı veya yeterince yüksek katkılanmış ($N_c > 10^{18}cm^{-3}$) yarıiletkenlerde ve çok düşük sıcaklıklarda tünelleme olayı ileri beslemede olurken, düşük katkılı yarıiletkenlerde ve sıcaklıklarda ise tünelleme işlemi ters beslemede gerçekleşir(Padovani ve Stratton, 1966; Padovani, 1971). Aşırı katkılanma nedeniyle yarıiletkenin tüketim tabakası iyice incelir ve bir miktar termal

enerji kazanan taşıyıcılar engelin bu ince kısmından tünellenebilirler. Yani Fermi enerji seviyesine çok yakın elektronlar, düşük sıcaklıklarda yarıiletkenden metale doğru tünelleme yapabilirler. Bu durum, ileri beslem yönündeki akımda artmaya yol açar ve bu alan emisyonu (FE) olarak adlandırılır. Sıcaklık artmasıyla elektronların büyük bir kısmı Fermi seviyesinin üstüne çıkarlar. Yani elektronlar daha yüksek enerji seviyesine uyarılmış olurlar. Bu seviyede elektronların daha küçük/ince bir engelle karşılaşıyor olmaları tünelleme olasılığını daha da artırır ve böylece ileri beslem akımı daha da artar. Bu durum termoiyonik alan emisyonu (TFE) diye adlandırılır. Bu mekanizmalar Şekil 3.8'de verilmiştir. Eğer sıcaklık daha da artırılmaya devam edilirse o zaman taşıyıcılar zaten engeli aşabilecek kadar enerji kazanırlar ve böylece tünelleme olmadan engel üzerinden karşı tarafa geçerler. Bu durum termoiyonik emisyon (TE) olarak bilinir. Termoiyonik alan emisyonuna (TAE) göre, çok küçük bir ileri beslem voltajında, I-V ilişkisi,

$$I = I_o \exp\left(\frac{qV}{E_o}\right)\left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{k_B T}\right)\right] \tag{3.20}$$

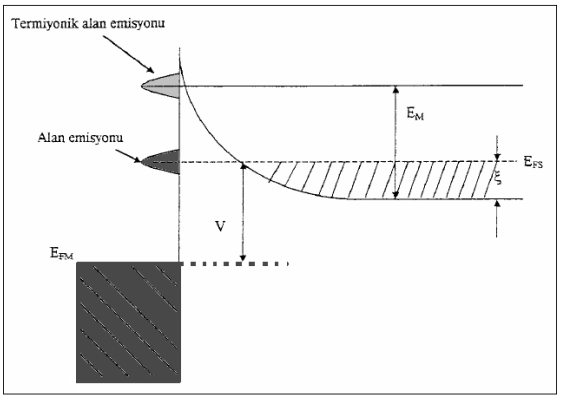
şeklinde verilir. Bu eşitlikteki $E_o$ ve $E_{oo}$ ifadeleri sırasıyla

$$E_o = E_{oo}\coth\left(\frac{E_{oo}}{k_B T}\right) \quad E_{oo} = \frac{qh}{4\pi}\left(\frac{N_D}{m^* \varepsilon_s}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{3.21}$$

eşitlikleri ile verilir (Padovani, 1971; Werner ve Guttler, 1991; Karatas ve Altindal, 2005; Güllü ve ark., 2008; Arslan ve ark., 2009). Burada, $E_{oo}$ karakteristik tünelleme enerjisi olarak tanımlanır ve tünellemede oldukça önemli bir parametredir/göstergedir ve $(k_B T/q)/E_{oo}$ oranı, TE, TFE ve FE mekanizmaları için önemli bir ölçüdür. Düşük sıcaklıklarda yüksek katkılamalardan dolayı $E_{oo}$, $k_B T/q$ ile kıyaslanabilir duruma gelir ve $E_o \approx E_{oo}$ olur. Böylece, $\ln I - V$ grafiğinin eğimi hemen hemen sabit olup sıcaklıktan bağımsız olur. Böyle durumlarda FE etkin olmaya başlar. Yüksek sıcaklıklarda ise $E_{oo} \ll k_B T/q$ olur ve bu durumda $E_o = k_B T/q$ dür. Yani $\ln I - V$ grafiğinin eğimi $q/k_B T$ 'ye eşittir. Bu durumda artık TE teorisi baskındır. Orta sıcaklıklarda ise $\ln I - V$ grafiğinin eğimi, $q/nk_B T$ şeklinde yazılabilir. Burada, tünelleme idealite faktörü n veya $n_{tün}$,

$$n = \frac{E_{oo}}{k_B T}\coth\left(\frac{E_{oo}}{k_B T}\right) \tag{3.22}$$

ile verilir(Werner ve Guttler, 1991; Karatas ve Altindal, 2005; Güllü ve ark., 2008; Arslan ve ark., 2009) . $E_{oo} \approx k_B T/q$ olması durumunda, TFE akımına katkısı mümkündür ve TFE teorisinin akıma katkısı maksimum oldugu zaman $E_m$ enerjisi,




**Şekil 3.7.** İleri beslemde termoiyonik alan emisyonu ve alan emisyonu bant diyagramı (ζ nın negatif oldugu aşırı katkılı yarıiletken için)

$$E_m = \frac{qV_d}{\left(\coth\left(\frac{E_{oo}}{k_B T}\right)\right)^2} \tag{3.23}$$

eşitliği ile verilir. Burada, $E_m$ boşaltılmış bölge kıyısında iletkenlik bandının tabanından itibaren ölçülür ve $V_d$ ise toplam band bükülme gerilimi olarak tanımlanır.TFE teorisi, oda sıcaklığı için (300 K) ancak N> $10^{17} cm^{-3}$ olduğu zaman etkin olmaya başlar. Daha düşük katkılanma yoğunluklarında TFE tamamen ihmal edilebilir. Geniş bir sıcaklık aralığında gerçekleştirilen ve orta gerilim bölgesi için Ln(I)-V grafiklerinin eğiminden hesaplanan n kT/q-kT/q grafiğinden (Şekil 3.8) yararlanarak TE, TFE ve FE teorilerinden hangisinin veya hangilerinin hangi sıcaklık ve gerilim bölgesinde baskın olduğu rahatlıkla söylenebilir. Yani sade oda sıcaklığı veya dar bir sıcaklık aralığındaki ileri beslem I-V ölçümlerinden hangi akım iletim mekanizmasının etkin olduğunu söylemek çok zordur. Ancak Şekil 3.8'den de görüldüğü gibi bu ölçümler geniş bir sıcaklık aralığında gerçekleştirilirse o zaman hem akım-iletim mekanizmaları hem de M/S aryüzeyinde oluşan engelin biçimi için daha net, detaylı ve kesin bilgiler elde edilebilir. Padovani ve Stratton yukarıdaki sonuçlara baz alınan analizleri görüntü kuvvet engel alçalmasını ve engelin tepesindeki elektronların kuantum mekaniksel yansımalarını ihmal etmiştir(Padovani ve Sumner, 1965; Padovani, 1966; Rhoderick ve Williams, 1988a). Dahası, her iki çalışmada da elektron dağılımın Boltzman istatistiği tarafından tanımlandığı kabul edilmiştir. İleriki bir çalışmada Rideout ve Crowell imaj-

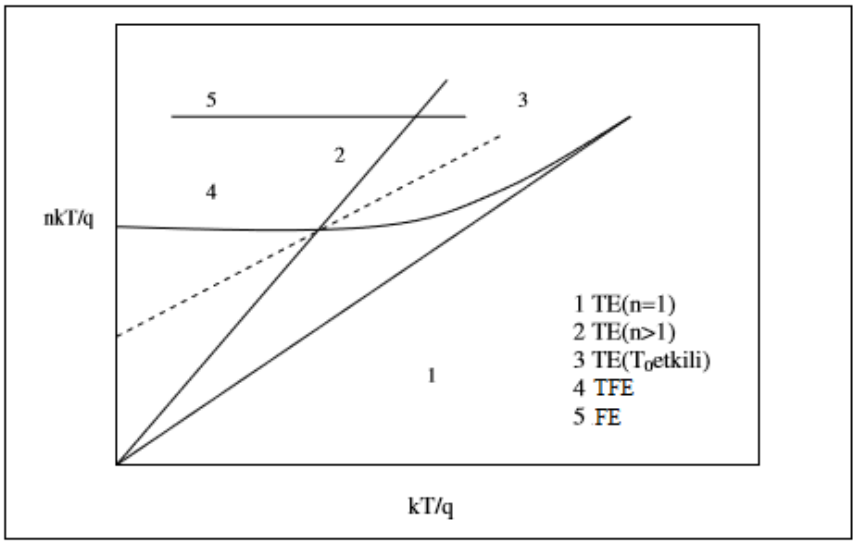
kuvvet alçalması ve kuantum mekaniksel yansımaları dejenere olmayan istatistikleri kullanarak göz önüne almışlardır. Bu etkilerin dahil edilmesinin akım yoğunluğunda ciddi değişikliğe neden olurken n değerinde yalnızca ufak bir değişikliğe neden olduğunu gözlemlemişlerdir. Chang ve Sze analizlerinde dejenere Fermi istatistiğini kullanmışlardır ve hem imaj-kuvvet alçalmasını hem de kuantum mekaniksel yansımaları göz önüne almışlardır. Ancak, Fermi Enerji bölgesi için farklılıklar olsa da Rideout ve Crowell'in çalışmalarında elde ettikleri sonuçlar TFE bölesinde elde ettiği sonuçlara benzerlik göstermektedir. Sonuç olarak, Padovani ve Stratton'un ile Crowell ve Rideout'un analizlerinin FE ve TFE üzerine olan deneysel verilerini açıklamada kabul edilebilir yeterlilikte olduğu görülmektedir.

### 3.1.4.5. $T_0$ etkili akım iletimi

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

$$J = A^{**}T^2 \exp\left(\frac{q\phi_B}{k(T+T_o)}\right)\left\{\exp\left(\frac{qV}{k(T+T_o)}\right) - 1\right\} \qquad (3.24)$$

şeklinde ifade edilir(Borrego ve ark., 1977b). Burada $T_0$ geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklık ve voltajdan bağımsız olan sabit bir parametredir. n'in sıcaklığa bağlılığı deneysel olarak $n = 1+T_0/T$ olarak ifade edilir. Voltajın fonksiyonu olarak değişik akım-iletim mekanizmaları Şekil 3.8'da görüldüğü gibi olabilir. 1, 2, 3 eğrileri, TE teorisinin baskın olduğu mekanizmaları belirtir. Bunlar $n = 1$, $n>1$ ve $T_0$ etkili durumlarına karşılık gelir. I-V eğrisi TFE ve V eğrisi FE iletim mekanizmalarının etkin olduğu durumları gösterir.




**Şekil 3.8.** Farklı akım iletim mekanizmalarını gösteren nkT/q-kT/q grafiği

### 3.1.5. İleri beslem I-V karakteristikleri ile Norde ve Cheung-Cheung fonksiyonları

#### 3.1.5.1. Norde fonksiyonu

Metal-yarıiletken schottky diyotların ileri beslem I-V verilerini kullanarak diyotun seri direncini hesaplamak için ileri sürülen yöntemlerden ilki Norde metodudur. Bu yöntem $R_s$ ve $\Phi_B$'nin sıcaklıkla değişmediği durumlarda uygulandığı için sadece bir sıcaklıkta I-V eğrisine ihtiyaç vardır (Norde, 1979).

Sato ve Yasamura, Norde tarafından sunulan yöntemi geliştirerek idealite faktörünün 1'den büyük olduğu durumlarda da ($1<n<2$ ) n, $R_s$ ve $\Phi_B$ değerinin hesaplanabileceğini göstermişlerdir. Bu yöntem $R_s$ ve $\Phi_B$ 'nin sıcaklığı değiştiği durumlarda da uygulanabileceğinden en az iki farklı sıcaklıktaki I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Benzer yöntem Mc Lean tarafından da belirtilmiştir (Sato ve Yasamura, 1985). Bu metoda göre; İlk olarak Norde tarafından sunulan fonksiyon aşağıdadır.

$$F(V) = \frac{V}{2} - \beta^{-1}\ln\left(\frac{I(V)}{AA^{*}T^{2}}\right) \qquad (3.18)$$

fonksiyonu kullanılarak Schottky diyotların akım-gerilim karakteristikleri gösterildi (McLeon, 1986). Bu F(V) fonksiyonu yardımıyla n=1 için, $R_s$ , $\Phi_B$'nin hesaplanmasına çalışılmıştır. Bu yöntemle $R_s$ , $\Phi_B$ 'nin sıcaklıkla değişmediği durumlarda geçerli

olduğundan tek bir I-V eğrisine ihtiyaç vardır. Bu fonksiyon yardımıyla çoğu Schottky diyotun seri direnç değerlerinden engel yüksekliklerini tahmin etmek mümkündür.

Schottky diyotların ölçülen I-V değerlerinden SBH ($\Phi_B$) değerlerinin hesaplanmasını mümkün hale getirmek için standart bir yaklaşım Rhoderick (1978) tarafından geliştirildi(Rhoderick ve Wıllıams, 1978).

$$I = I_s e^{\frac{\beta V}{n}} \tag{3.19}$$

Burada $\beta=q/kT$, $V>3/\beta$ voltaj aralığında lnI-V eğrisinden bulunur. Denklem (3.19) potansiyel engeli boyunca elektronların yayınlanmasından hareketle elde edilen ideal diyot eşitliğinin düzenlenmiş bir formudur.

Schottky engelin büyüklüğü, eğrinin extrapole edilmesi suretiyle akım eksenini kestiği noktadan hesaplanabilir. Buna ek olarak lnI-V eğrisinin doğrusal bölgesi yoksa ve seri direnci çok yüksekse, standart yaklaşımı uygulamak çok zordur. F(V) eğrisinin kullanılmasıyla bu zorluk ortadan kalkmıştır.

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{1}{\beta}\ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \tag{3.20}$$

Burada A diyotun alanı, $A^*$ modifiye edilmiş Richardson sabitidir. K.E Bohlin ise Schottky engel diyodunun I-V ölçümünden elde edilen $R_s$ , $\Phi_B$ ve n değerlerinin belirlenmesini mümkün kılan iki farklı fonksiyon tanımlamıştır (Bohlin, 1986). Norde fonksiyonun ilk terimi olan $\frac{V}{2}$ yerine $\frac{V}{\gamma}$ terimi kullanılmıştır. Buradaki $\gamma$ idealite faktöründen büyük olmak kaydıyla ($n> \gamma$) keyfi bir sabittir. Bu durumda Norde fonksiyonu,

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

şeklinde yazılır. Her iki durumda da $V_0$ voltaj değerinde bir minimum vardır. Norde Bu extremum noktalarını kullanarak diyodun engel yüksekliği $\phi_{B0}$, ve seri direnci $R_s$ için ifadeler ileri sürmüştür (Norde, 1979)

$$\Phi_{Bo} = F(V_{min}) + \frac{V_{min}}{\gamma} - \beta \tag{3.21}$$

Seri direnç değeri,

$$R_s = \beta \frac{(\gamma - n)}{I_{min}} \qquad (3.22)$$

Burada $I_0$, $V_0$ ileri beslem değerindeki akım değeridir.

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

Norde'un metodu, seri direnç çok büyük olduğunda arayüzey düzensizliklerinden bağımsız olarak ideal diyotlar için $\Phi_{SB}$'nin tespit edilebilmesi için standart metotta yapılan bir ilerlemedir. Buna ek olarak $\Phi_{SB}$'nin voltaj bağımlılığı ya da iletim mekanizması termoiyonik emisyondaki gibi hesaba katılmaz. ($N_d < 10^{17}\ cm^{-3}$)hafifçe dop edilmiş diyotlarda termoiyonik alan emisyon eğrisinin ihmal edilmesine sık sık rastlanır. Bunun nedeni büyük ölçüde geniş engellerin tünelleme ihtimalini oda sıcaklığında tünelleme mekanizmasının güvenli bir şekilde ihmal edilebileceği bir seviyeye düşürmesidir. Fakat bazı durumlarda tüketim bölgesinde lokalize olmuş durumlarda taşıyıcıların tuzaklanmasının ve rekombinasyon etkilerinin ihmali doğru olmaz.

### 3. 1.5.2. Cheung-Cheung fonksiyonu

Seri direnç, engel yüksekliği ve idealite faktörü gibi diyot parametrelerinin bulunabilmesi için birkaç yöntemden biride Cheung tarafından türetilen Cheung fonksiyonlarıdır. Cheung fonksiyonları, metal-yarıiletken (MS) diyotlarda ileri beslem akım-gerilim karakteristikleri yardımı ile Schottky engel diyotu parametrelerinin bulunması görüşünü ileri sürerek konuya yeni bir yaklaşım getirdi (Cheung ve Cheung, 1986). Termoiyonik emisyon teorisinden bulunan akım yoğunluğu ifadesi diyotun A etkin alanıyla çarpılırsa, diyottan geçen toplam akım boyutsuz bir sabit olan idealite faktörünün dikkate alınması durumunda akım;

$$I = A\,A^{*}T^{2}\exp\left(-\frac{q\phi_{Bo}}{kT}\right)\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right)\left[1-\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \qquad (3.23)$$

denklemi ile verilir.

Burada qV>>3kT olduğundan denklem (3.23)' deki exponansiyel ifade 1 yanında çok küçük olacağından ihmal edilirse;

$$I = A\,A^{*}T^{2}\exp\left(-\frac{q\phi_{Bo}}{kT}\right)\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (3.24)$$

şekline dönüşür. Burada V diyot eklem bölgesine düşen voltajdır. Bu voltajın, uygulanan voltaj ve seri dirençten dolayı düşen voltajların farklı olduğu göz önünde alınırsa $V=V-IR_S$ şeklinde yazılabilir. Dolayısıyla akım denklemi;

$$I = A\,A^{*}T^{2}\exp\left(-\frac{q\phi_{Bo}}{kT}\right)\exp\left(\frac{q(V-IR_S)}{nkT}\right) \quad (3.25)$$

şekline dönüşür. Bu son eşitliğin logoritması alınıp V çekilir ve lnI'ya göre diferansiyeli alınırsa;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{q} - IR_s \quad (3.26)$$

eşitliği elde edilir. Bu ifadeye birinci Cheung fonksiyonu denir. Bu son ifade de, $\frac{dV}{d(\ln I)}$ ' nın I' ya göre grafiği çizilirse bir doğru elde edilir. . Bu doğrunun eğimi ve düşey eksenini kestiği noktasından sırasıyla $R_S$ seri direnç ve n idealite faktörü değerleri bulunur (Cheung ve Cheung, 1986). Ayrıca engeli yüksekliği $\phi_B$'yi bulmak için aşağıdaki şekilde bir H(I) fonksiyonu olarak tanımlanmıştır.

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q}\right)\ln\left(\frac{I}{A\,A^{*}T^{2}}\right) \quad (3.27)$$

ifadesi manipüle edildiğinde ;

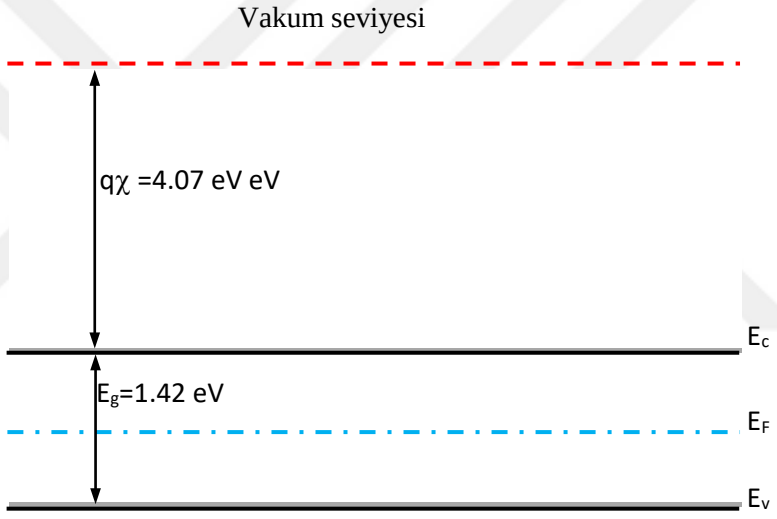
$$H(I) = n\phi_{Bo} - IR_s \quad (3.28)$$

Bu tanımlanan ifadeye ise ikinci Cheung fonksiyonu denir. H(I) 'ya karşı I grafiği çizilirse yine bir doğru verecektir. Bu doğrunun eğimi ve H(I)'nin ekseninin kesim noktasından sırasıyla seri direnç $R_S$ ve $\phi_B$ engel yüksekliği bulunur.

# 4. DENEYSEL YÖNTEM

## 4.1. GaAs Yarıiletken Kristalinin Temel Özellikleri

GaAs, III. grupta bulunan Galyum (Ga) ve V. grupta bulunan Arsenik (As) elementlerinden oluşan III-V bileşik yarıiletkenidir. GaAs ilk olarak 1920' li yıllarda Goldschmidt tarafından üretilmiştir. Şekil 4.1' de GaAs için enerji-bant diyagramını göstermektedir. Bu şekilde $E_c$ iletkenlik bandının tabanın enerji seviyesi, $E_F$ Fermi enerji seviyesi, $E_v$ valans bandının tavanının enerji seviyesi, $q\chi$ yarıiletkenin elektron ilgisidir (GaAs için $q\chi$ =4,07 eV), ve $E_g$ yarıiletkenin yasak enerji aralığıdır (GaAs için $E_g$=1,42 eV). Yasak enerji aralığı; sıcaklığa, yarıiletken malzemenin cinsine, saflığına ve katkılama yapısına bağlıdır.




**Şekil. 4.1.** GaAs için enerji-bant diyagramı

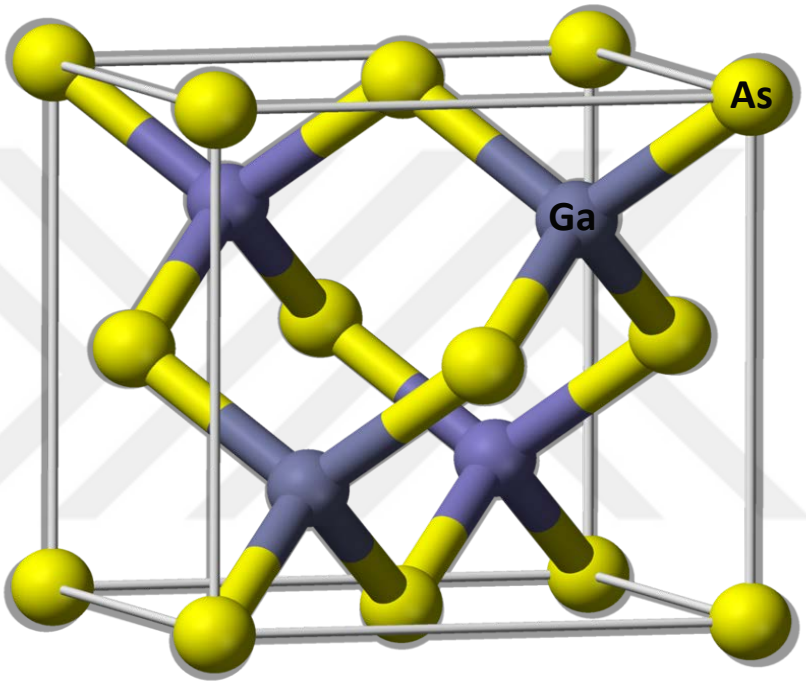
GaAs, değişik tekniklerle kristal yapıda büyütülebilir. Bunlardan birincisi, Bridgman-Stockbarger tekniği olup bu teknikte GaAs, Ga ve As buharı bir ucu soğutucuya bağlı bir tohum kristal üzerinde reaksiyona girecek şekilde bir yatay fırın kullanılarak büyütülür. İkinci teknik LEC (liquid encapsulated Czochralski) tekniğidir. Burada GaAs, As basıncı altında bir pota içindeki Ga eriyiğinin bir tohum kristal üzerinde büyütülmesiyle elde edilir. Diğer bir teknik de VPE (Vapour phase epitaxy) olup bu teknikte gaz fazındaki galyum metali ile arsenik triklorid'in aşağıda yazılan reaksiyonu ile GaAs filmler elde edilir.

$$2Ga + 2AsCl_3 \longrightarrow 2GaAs + 3Cl_2 \qquad (4.1)$$

En son olarak MOCVD (Metal-organic chemical vapour deposition) kullanılarak GaAs kristali, trimetilgalyum and arsin'in aşağıda yazılan reaksiyonu sonucunda elde edilir.

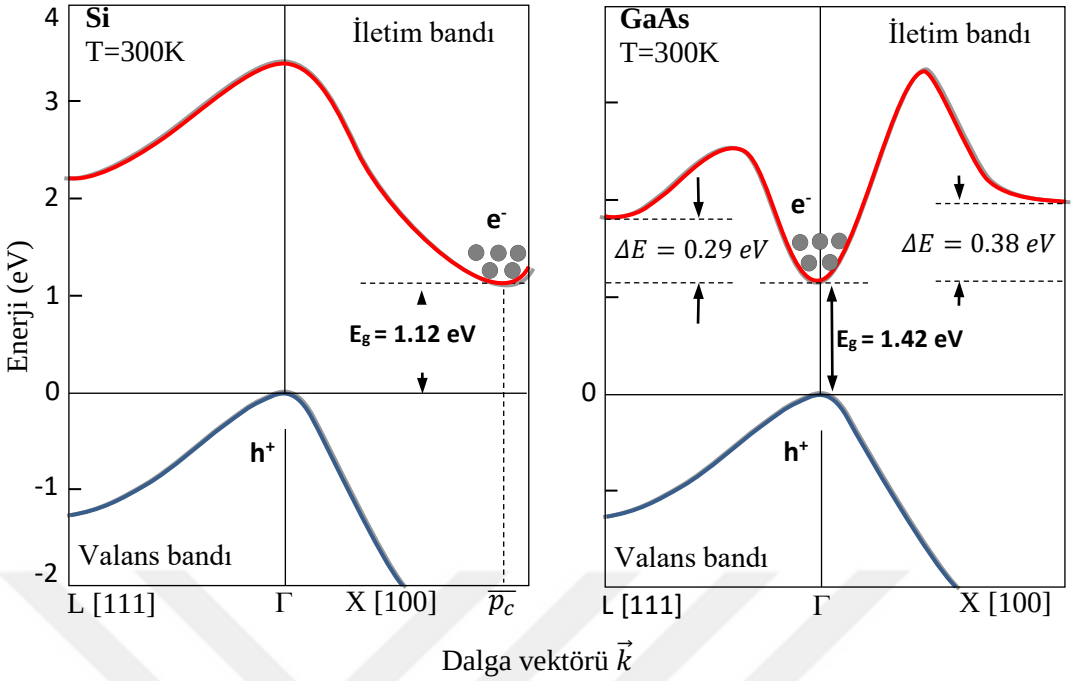
$$Ga(CH_3)_3 + AsH_3 \longrightarrow GaAs + CH_4 \qquad (4.2)$$

Şekil 4.2' de GaAs kristal yapısını göstermektedir. Burada arsenik ve galyum atomlarının elmas kristal örgüdeki yerleşimi açık bir şekilde görülmektedir.




**Şekil 4.2.** Elmas yapıdaki GaAs'in kristal yapısı.

Şekil 4.3' te GaAs için iletkenlik bandının tabanıyla, valans bandının tepesinin aynı *k* dalga vektörü değerinde olduğunu göstermektedir. Bu, GaAs için valans bandından iletkenlik bandına geçen bir elektron için momentum değişimi olmayacağını gösterir. Bu özelliğinden dolayı GaAs, doğrudan bant aralıklı yarıiletken olarak adlandırılır ve optoelektronik devrelerde kullanılabilir. Oysa aynı şekilde, Si için valans bandının tepesi ile iletkenlik bandının tabanının aynı *k* değerinde olmadığı açıkça görülmektedir. Bu durumda valans bandından iletkenlik bandına doğru olan elektron geçişi esnasında momentum değişimi söz konusu olacaktır. Si bu özelliğinden dolayı doğrudan olmayan bant aralıklı yarıiletken sınıfına girer ve bundan dolayı optik uygulamalarda kullanılamaz.

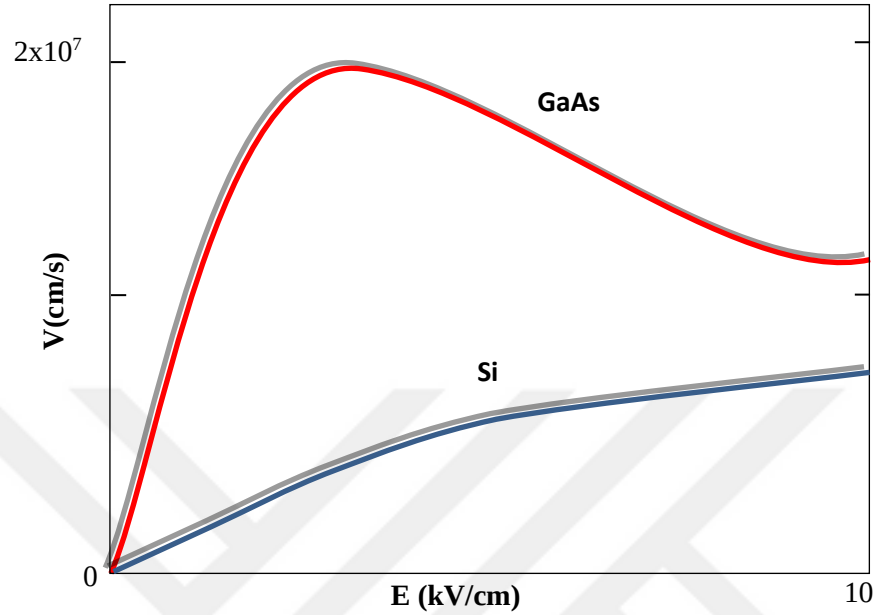



**Şekil 4.3.** Si ve GaAs için enerji-bant yapıları.

Silisyumun, doğada bol miktarda bulunması, kolay işlenmesi ve fiziğinin iyi anlaşılmış olmasından dolayı yarıiletken teknolojisinde son kırk yıldan fazla süredir genişçe kullanılan bir malzeme olduğu aşikârdır. Silisyumun bu baskın özelliklerinden dolayı, GaAs bu zaman diliminde askeri ve ticari alanlar dâhil önemsenmeyecek derecede az ilgi uyandırmıştır. Ancak, mikrodalga frekanslarında çalışan yarıiletken devre elemanları için artan taleple birlikte GaAs' ı işlemenin ortaya çıkması, GaAs' ı yarıiletken pazarında silisyum teknolojisiyle yarışır hale getirdi.

GaAs' ın silisyuma karşı avantajlarından birincisi yüksek elektron mobilitesine sahip olmasıdır. Bu özellik GaAs' ın mikrodalga frekanslarda çalışmasını sağlayan en önemli nedendir. Çünkü mobilite, taşıyıcı hareketliliğiyle ilgili bir parametre olup yük taşıyıcısının (elektron veya boşluk) uygulanan elektrik alandan ne kadar çok etkilendiğini gösteren bir niceliktir. Bundan dolayı taşıyıcı hızının elektrik alana karşı grafiği bize taşıyıcı mobilitesi hakkında bilgi verir. Şekil 4.4' te Si ve GaAs için uygulanan elektrik alanın fonksiyonu olarak taşıyıcı hızlarının değişimini göstermektedir. Şekilden de görüldüğü gibi GaAs için maksimum nokta ele alındığında GaAs' ın elektron mobilitesinin silisyum' unkinden yaklaşık 6 kattan daha yüksek olduğu açıkça görülebilir.

Yapılan çalışmalar GaAs dijital devre elemanlarının Silisyumdan yapılanlara göre 2 ile 5 kat arasında daha hızlı çalıştığını ve daha düşük güç kaybı gösterdiğini bildirmektedir.




**Şekil 4.4.** Elektrik alanın fonksiyonu olarak Si ve GaAs için taşıyıcı hızlarının değişimi.

GaAs sadece hız avantajı değil aynı zamanda yarıyalıtkan taban malzeme olarak üretilme özelliğinden dolayı yarıiletken endüstrisinde yaygın bir kullanıma sahip oldu. Yarıyalıtkan özelliği devre elemanları arasında yalıtım görevi göreceğinden, düşük elektronik gürültüye ve eksiksiz bir tümleşik devre üretimine yol açar. Bunlara ilave olarak GaAs, Silisyuma göre daha büyük bir yasak enerji aralığına sahip olduğu için özdirenci daha büyüktür. Bu durum, kısa azınlık taşıyıcı hayat süresine sahip olması ile de birleştirilirse GaAs' ın radyasyona karşı dayanıklı bir malzeme olmasını sağlar.

GaAs elektronik özelliklerinden dolayı birçok uygulamada diğer yarıiletkenlere göre daha fazla avantajlara sahiptir. Tümleşik devre elemanları ile düşük ve yüksek frekans devre elemanlarının yapımında GaAs yaygın olarak kullanılmaktadır. GaAs yüksek elektron mobilitesine sahip olması sebebiyle, dijital devre elemanlarının yapılarında kullanılabilir. Hızlı çalıştığı ve daha düşük güç kaybı gösterdiğini bildirmektedir. GaAs için iletkenlik bandının tabanıyla, valans bandının tepesinin aynı $k$ dalga vektörü değerinde olduğundan GaAs için valans bandından iletkenlik bandına geçen bir elektron için momentum değişimi olmayacaktır. Yani GaAs, doğrudan bant

aralıklı yarıiletken olduğundan optoelektronik devrelerde kullanılabilir. Çizelge 4.1' de GaAs' ın özellikleri görülmektedir (Yücedağ ve ark., 2014).

Çizelge4.1. Oda sıcaklığında GaAs yarıiletkenine ait özellikler.

| ÖZELLİK | SEMBOL | GaAs | BİRİM |
|---|---|---|---|
| Kristal yapısı | - | Hekzagonal | - |
| Direk/İndirek bant aralığı | - | Direk | - |
| Örgü sabiti | a | 5,6533 | Å |
| Yasak enerji aralığı | $E_g$ | 1,42 | eV |
| Özgün taşıyıcı yoğunluğu | $n_i$ | $2,0x10^6$ | $cm^{-3}$ |
| İletim bandındaki etkin durumların yoğunluğu | $N_C$ | $4,4x10^{17}$ | $cm^{-3}$ |
| Valans bandındaki etkin durumların yoğunluğu | $N_V$ | $7,7x10^{18}$ | $cm^{-3}$ |
| Elektron mobilitesi | $\mu$ | 8500 | $cm^2/V.s$ |
| Hol mobilitesi | $\mu_p$ | 400 | $cm^2/V.s$ |
| Elektron difüzyon katsayısı | $D_n$ | 220 | $cm^2/s$ |
| Hol düfüzyon katsayısısı | $D_n$ | 10 | $cm^2/s$ |
| Elektron Afinitesi | $\chi$ | 4,07 | V |
| Azınlık taşıyıcı ömrü | $\tau$ | $10^{-8}$ | s |
| Etkin elektron Kütlesi | $m_e^*$ | 0,067 $m_e$ | - |
| Etkin hol kütlesi | $m_h^*$ | 0,45 $m_e$ | - |
| Dielektrik Sabiti | $\varepsilon_r$ | 13,1 | - |
| Yakın Eg yansıtma katsayısı | n | 3,4 | - |
| Yakın Eg yansıtma katsayısı | $\alpha$ | $10^4$ | $cm^{-1}$ |

## 4.2. GaAs Kristalini Temizleme

Bu çalışmada, iki yüzü parlatılmış, [100] doğrultusunda büyütülmüş, 625 µm kalınlığında ve donor konsantrasyonu (2,2-3,1) $10^{18}$ $cm^{-3}$ olan Si katkılı n tipi GaAs yarıiletken kullanılmıştır. Metal - yarıiletken Shottky diyot oluşturmak için 2.5 inç

çapında ticari olarak temin edilen n-GaAs waferdan yaklaşık 10 mm x 10 mm büyüklüğünde parçalara ayrılmıştır. n-GaAs(Si) yarıiletken yüzeyinin, organik ve mekanik kirlerden arındırılması, alınan ölçülerin ve elde edilecek sonuçların güvenilirliği açısından çok önemlidir. Numune yüzeyi, fabrikasyon olarak parlatıldığından mekanik temizlemeye gerek duyulmamıştır. Ohmik ve doğrultucu kontak yapılacak yüzeylerin kimyasal temizleme işlem sırası,

1. Trikloretilende ultrasonik olarak 5 dk. yıkama,
2. Asetonda ultrasonik olarak 5 dk. yıkama,
3. Metanolda ultrasonik olarak 5 dk. yıkama,
4. Deiyonize su (18MΩ) ile iyice yıkama,
5. $H_2SO_4$ : $H_2O_2$ : $H_2O$ (5:1:1) ile 1 dk. iyice yıkama,
6. Deiyonize su ile iyice yıkama,
7. Azot gazı ($N_2$) ile kurutma

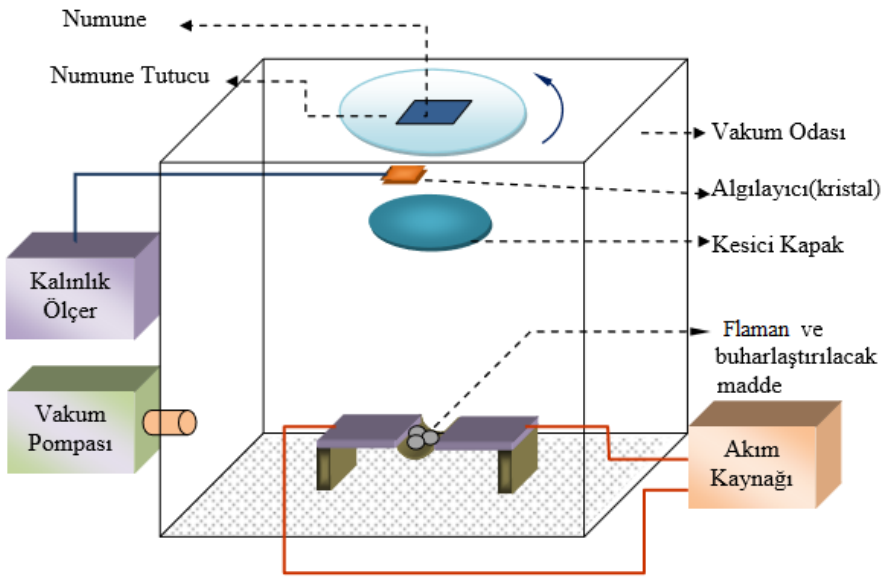
şeklinde uygulanmıştır. Yarıiletkenin arka yüzeyine ohmik kontak için kullanılacak Au metali, metanolda ultrasonik olarak ve $H_2O$ + HCl (10:1) içerisinde beş dakika süre ile temizlenmiştir.

### 4.3. Termal buharlaştırma Yöntemi

Bu yöntem, yarıiletken yüzeyine metal kaplama için kullanılan en yaygın yöntemlerden birisidir. Yöntemde, buharlaştırılacak metal küçük boyutlu parçacıklar haline getirilip, özel olarak imal edilmiş buharlaştırma potasına konulur. Kontrollü bir akım uygulanarak potadaki metal buharlaştırılır ve yarıiletken yüzeyine metalin birikmesi sağlanır. Örnek tutucuya yerleştirilmiş yarıiletken (n-GaAs) yakınında bullunan quartz osilatör kristal kaplanan metalin (Au) kalınlığını ölçer. Ohmik kontak için bu kalınlık yaklaşık 1500Å-2000Å mertebesindedir. Kalınlık hedeflenen düzeye geldiğinde shutter buharlaşmanın önünü kapatarak kaplamayı durdurur. Kaplama işlemi yabancı atomlardan kaynaklanan kirlenmeyi önlemek için $10^{-5}$-$10^{-8}$ Torr gibi düşük basınç altında gerçekleştilir.

n tipi GaAs yarıiletkeni üzerine ohmik kontak meteryali olarak saf Altın Au (~% 99.999) kullanılmıştır. Ohmik kontak buharlaştırma işlemi BİLKENT Ulusal Nanoteknolaji ve Araştırma Merkezinde (UNAM) da buluna Vaksis MİDAS Termal buharlaştırma 3T sistemi kullanılmıştır. Böyle bir Termal Buharlaştırma Sistemi'nin

yaklaşık şematik bir sistemi Şekil 4.5 'de gösterilmiştir.




**Şekil.4.5.** Ohmic kontak oluşturulurken kullanılan Termal Buharlaştırma Sistemini diyagramı.

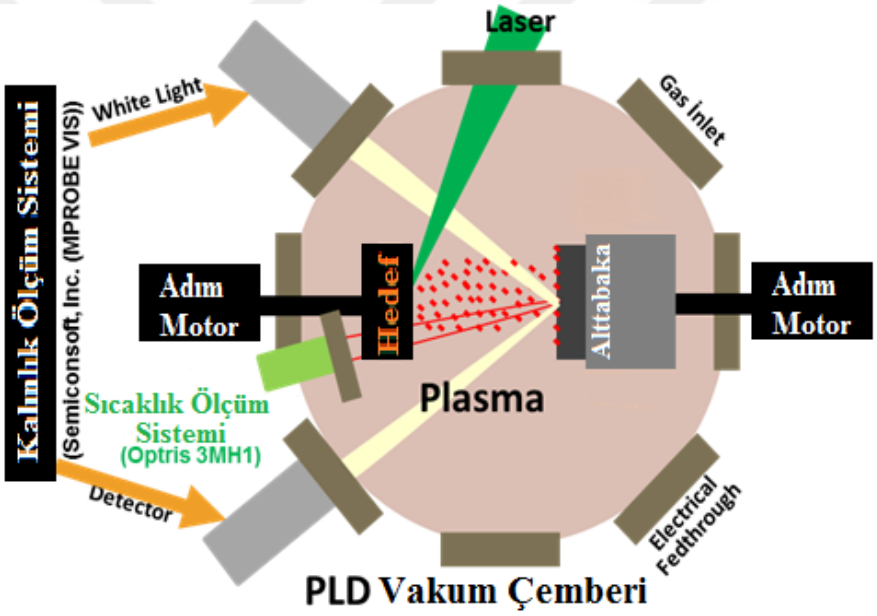
### 4.4. Doğrultucu Kontak Oluşturulması

Yüksek ergime sıcaklığına sahip metaller ile doğrultucu kaplama (biriktirme) yapılmak istenildiğinde Chemical Vapor Deposition (CVD), Moleküler Beam Epitaxy (MBE) ve Pulsed Laser Deposition (PLD) gibi sınırlı sayıda yöntem kullanılır (Kim ve ark., 1992a; Lundberg ve ark., 1996b; Gümüş ve ark., 2002; Oh ve ark., 2005). Bahsedilen bu yöntemler arasında PLD yöntemi çok sayıda kontrol edilebilir fonksiyonel özelliklere sahip olduğundan genellikle tercih edilir(Görgy ve ark., 2007; Pandis ve ark., 2007b; Gupta ve ark., 2009b; Tsai ve ark., 2009; Gupta ve ark., 2010a; Stamataki ve ark., 2013).

Bu çalışmada doğrultucu kontak olarak arayüzey direnci, engel yüksekliği ve korozyon direnci yüksek olan Renyum metali n-GaAs yarıiletkenin ön yüzeyine PLD tekniği ile kaplanmıştır(T. Giaddui ve ark., 1996; Thomas ve ark., 1997; Petrovich ve ark., 2002a; Schrebler ve ark., 2005b).

Hedef materyal Renyum % 99,99 saflıkda olup ticari Goodfellow firmasından temin edilmiştir. Kaplamaya başlamadan önce vakum pompasının yaklaşık $1.10^{-7}$ Torr basınca inmesi sağlanmıştır. Bu işlem için, DUO 20M Rotary Pompa ile Pfeiffer HiPace 700 turbo moleküler pompası kullanılmıştır. PLD sisteminde kullanılan laser Continuum

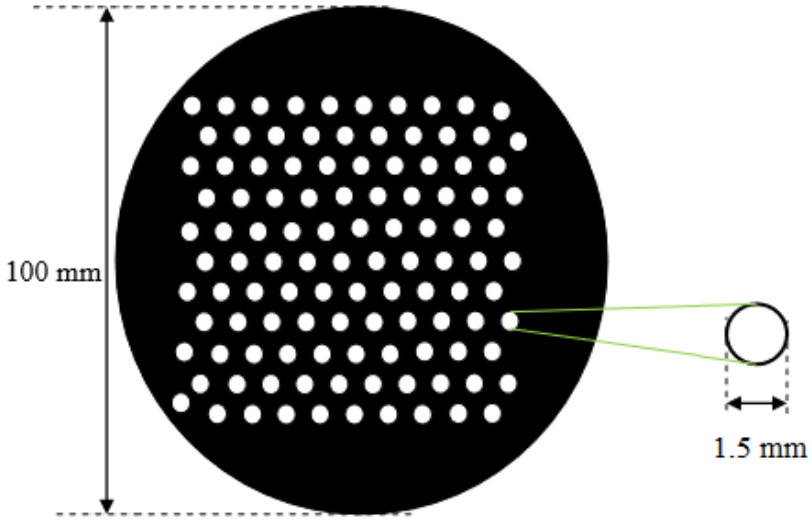
firması tarafından üretilmiş Surelitte 3 ve Minilite 2 Nd: YAG nanosaniye puls laserdir. Renyum kaplama işlemi için 532 nm dalga boyu seçilmiştir. Şekil 4.6' de görülen hedef ile numune tutucu(alttabaka) arasındaki mesafe 40 mm dir. Plasma başladığında vakum $1.10^{-6}$ Torra çıkmıştır. 1.5 mm çaplı doğrultucu kontaklar üretmek için Şekil 4.8' de görülen metal maskeler kullanılmıştır. Selçuk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Laser Laboratuvarında bulunan ve resmi Şekil 4.7' de görülen PLD sisteminde Renyum, doğrultucu kontak olarak GaAs yarıiletken alttabaka üzerine 2 saat süre ile kaplamıştır. Kaplama homojenliğini sağlamak amacı ile hem Renyum hedefi hemde yarıiletken n-GaAs tutucu 10-15 devir/dk. açısal hızla döndürülmüştür. Sonuç olarak Şekil 4.9' da şematik şekli görülen n-GaAs üzerine dairesel Renyum kontaklar yaklaşık 2000Å – 2500Å kalınlığında kaplanmıştır. Ölçüme hazır hale getirilen Re/n-GaAs diyotun resmi Şekil 4.10' da gösterilmiştir.



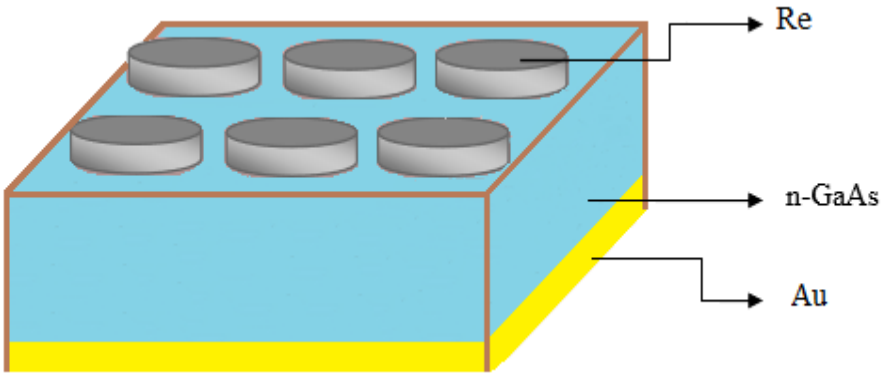

**Şekil 4.6.** PLD sisteminin şematik gösterimi.



**Şekil 4.7.** S.Ü Fen Fakültesi Fizik Bölümü Laser Laboratuvarında kullanılan PLD sistemi.




**Şekil 4.8.** Doğrultucu kontak maskesi




**Şekil 4.9.** Re/n-GaAs diyodun şematik gösterimi.



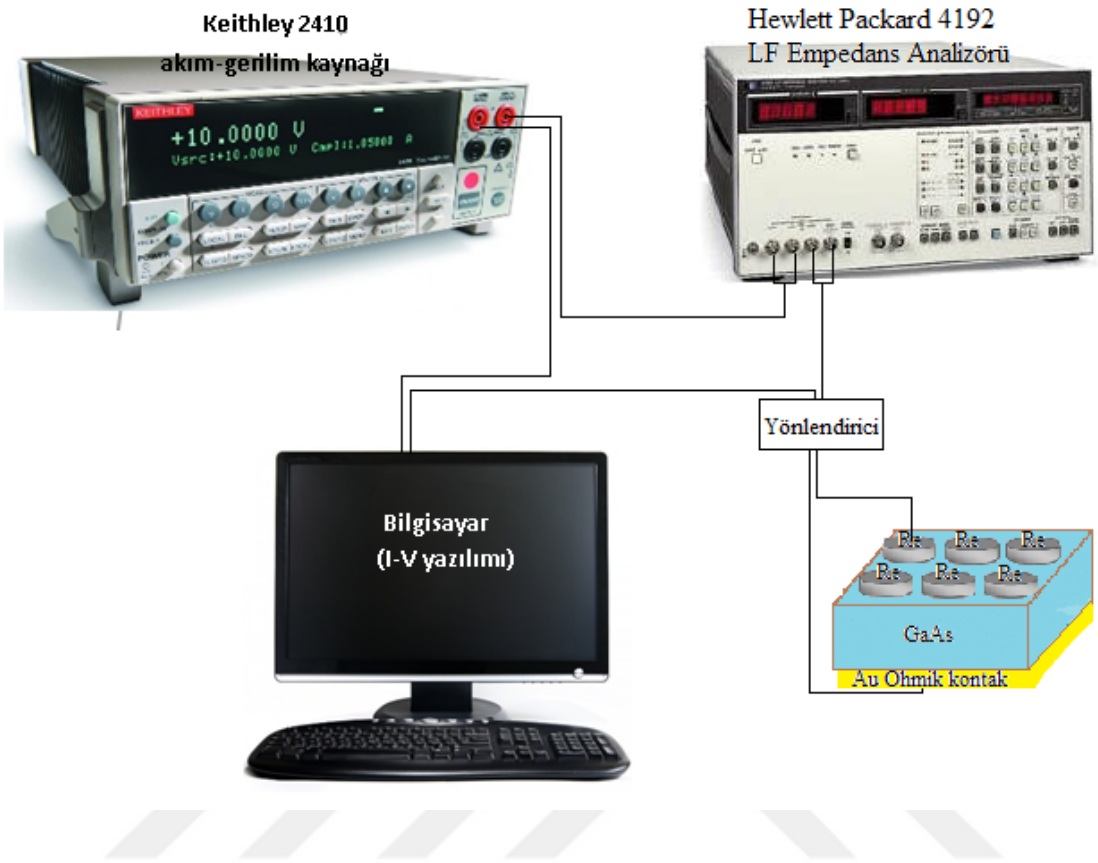
**Şekil 4.10.** PLD yöntemi ile üretilen Re/n-GaAs diyot.

### 4.5. I-V, C-V-f ve G/ω-V-f Ölçümleri

Re/n-GaAs Shottky diyotun I-V ve C-V-f ölçümleri, Selçuk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü İnce Film Karakterizasyon Araştırma Laboratuvarında Şekil 4.11' de şematik olarak gösterilen sistem ile oda sıcaklığında yapılmıştır. Akım-gerilim (I-V) ölçümleri Keithley 2410 programlanabilir sabit akım kaynağı ile -3.0 V dan +3.0 V a 10 mV adımlarla gerçekleştirilmiştir. Ölçüm verileri Labview 8.0 veri iletişim proğramı kullanılarak bilgisayar ortamına aktarılmıştır.

Diyotun kapasite-gerilim (C-V-f ve G/ω-V-f ) ölçümlerinde ise Hewlett Packard 4192 LF Empedans Analizörü kullanılarak 10 kHz den 3 MHz e kadar seçtiğimiz frekanslarda 30 mV OSC seviyesi ile -4.0 V dan +7.0 V a 50 mV adımlarla gerçekleştirilmiştir. Düşük frekans ( <10 kHz ) C-V-f ölçümleri dataların büyük

salınımından dolayı alınmamıştır.




**Şekil 4.11.** I-V ve C-V-f ölçümleri için kullanılan sistemin şematik görünümü.

# 5. ARAŞTIRMA SONUÇLARI VE TARTIŞMA

## 5.1. Giriş

Oluşturulan Re/n-GaAs Shottky diyotun karakteristik parametreleri, akım - voltaj (I-V), kapasitans - voltaj (C-V-f) ve kondüktans - voltaj (G/ω-V-f) ölçümleri kullanılarak hesaplandı. I-V ölçümleri oda sıcaklığında 10 mV adımlarla, -5 V ile +5 V arasında, C-V-f ve G/ω-V-f ölçümleri 30mV OSC seviyesinde 10 kHz - 3 MHz geniş frekans aralığında 50 mV adımlarla gerçekleştirilmiştir. Üretilen diyotun eklem bölgesinden geçen akımın Termoiyonik Emisyon Teorisine göre verildiği kabul edilmiştir.

Oda sıcaklığında ileri beslem I-V ölçümlerinden diyotun doyma akımı (Io), idealite faktörü (n), potansiyel engel yüksekliği ($\Phi_B$(I-V)) ve seri direnç (Rs) değerleri literatürde ki mevcut geleneksel, Norde ve Cheung- Cheung yöntemlerine göre elde edilmiştir. Bununla birlikte arayüzey durumlarının (Nss) dağılım profilinin enerji yoğunluğuna göre değişimi I - V verilerinden elde edilmiştir.

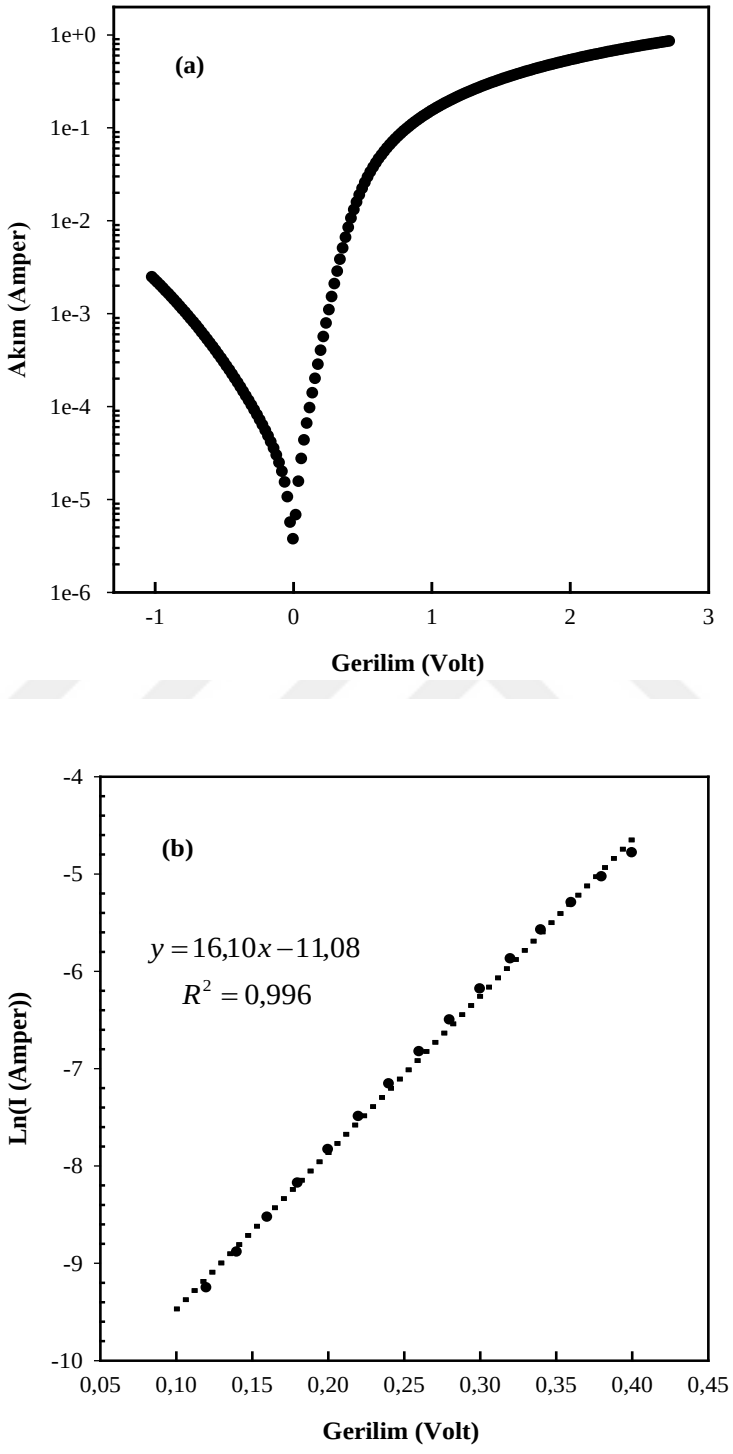
Kapasitans ve iletkenliğin gerilime göre değişimlerinden yapının donor katkı atomlarının ($N_D$) yoğunluğu, difüzyon potansiyeli ($V_D$), Fermi enerji seviyesi ($E_F$), tüketim tabakasının ($W_D$) genişliği, metal ile yarıiletken arasında oluşan potansiyel engel yüksekliği ($\Phi_B$(I-V)), yapının seri direnci ($R_s$) ve arayüzey durumlarının ($N_{ss}$) yoğunluğu elde edildi. Elde edilen bu değerler literatürde ki değerler ile karşılaştırıldı.

## 5.2. Oda sıcaklığında akım-voltaj (I-V) karakteristikleri

Re/n-GaAs Shottky diyotun oda sıcaklığında ki ters ve ileri beslem yarılogaritmik I-V grafiği Şekil 5.1. de verilmiştir. Oluşturulan diyot yapısının karakteristiği iyi bir doğrultma davranışı göstermektedir. İdeal bir doğrultucu kontak için ters beslem akımı, uygulanan beslem voltajına bağlı değildir. Pratikde kontak üzerinde ki sızıntı akımının varlığından dolayı ters beslem akımı, artan beslem akımı ile artar. Bu bölgede beslem bağımlılığını tayin eden baskın süreç engel yüksekliliğinin azalmasıdır. Şekil 5.1. gözönüne alındığında, ileri beslemde I akımının V voltajı ile exponansiyel olarak artarken, ters beslem de I akımının voltaja bağımlılığı zayıf olduğu görülmektedir.

Bununla birlikte ileri beslemin 0,05 V - 0,6 V olduğu orta gerilim bölgesi dikkate alındığında lnI -V değişimi oldukça lineer olduğu görülür. Ancak yeterince artan voltajlarda $V \geq 0,6\,V$ ilişki lineerlikten sapar. Bunun sebebi Schottky kontaklarda

arayüzey durumlarının varlığı ve yarıiletkenin gösterdiği seri direnç etkisidir. Bu yapılara uygulanan voltajı, aygıtın seri direnci, tüketim bölgesi ve varsa yalıtkan tabaka paylaşır.




**Şekil 5.1.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky diyotun (a) I-V , (b) lnI-V karekteristikleri

Schottky diyot aygıtların gerçek direnci ileri beslem bölgesinden hesaplanan değer olarak kabul edilir. Yapının seri direnci bu bölgede hesaplanabilir.

Reel bir durumda idealite faktörü 1' den büyük ve seri direnç ($R_s$) nin etkisi gözönüne alınmalıdır. İdeal bir Schottky diyotun eklem bölgesinden geçen ileri beslem akımı I-V karakteristiği termiyonik emisyon (TE) teorisine göre,

$$I = I_o \exp\left(\frac{q(V-IR_s)}{nkT}\right)\left[1-\exp\left(-\frac{q(V-IR_s)}{kT}\right)\right] \quad (5.1)$$

şeklinde verilir(Kaya ve ark., 2014; Yücedağ ve ark., 2014). Burada V diyot üzerine uygulanan gerilim, n idealite faktörü, k Boltzmann sabiti, T Kelvin cinsinden sıcaklık ve $IR_s$ terimi ise diyotun seri direnci üzerine düşen voltajdır. Ancak yeterince büyük beslem $V \geq \frac{3kT}{q} = 3\beta$ bölgesinde ($IR_s$) terimi diyota uygulanan voltaj yanında ihmal edilecek kadar küçük kalır. Dolayısıyla denklem 5.1' deki köşeli parantez içindeki ikinci terim ihmal edilerek

$$I = I_o \exp\left(\frac{q(V-IR_s)}{nkT}\right) \quad (5.2)$$

şeklinde yeniden yazılabilir. Burada $I_o$,

$$I_o = A\,A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bo}}{kT}\right) \quad (5.3)$$

ise ters doyum akımıdır. $\Phi_{Bo}$ metal ile yarıiletken arasında oluşan sıfır-beslem potansiyel engel yüksekliği, A diyotun doğrultucu kontak alanı olup değeri A=1,77.$10^{-6}$ $m^2$ ve $A^*$ etkin Richardson sabiti olup değeri n-tipi GaAs için 8.16 A/$cm^2K^2$ dir (Yücedağ ve ark., 2014).

Io doyma akımı hesaplandığında sıfır beslem engel yüksekliği

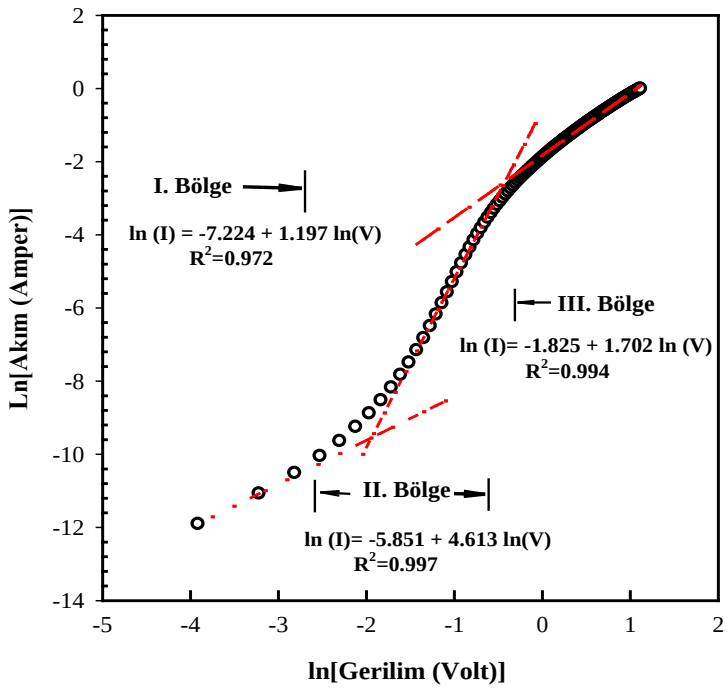
$$\phi_{Bo} = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{A\,A^*T^2}{I_o}\right) \quad (5.4)$$

eşitliği ile hesaplanır. İdealite faktörünün 1 den büyük ve lineer bölgenin küçük olduğu Şekil 5.1 deneysel ln(I)-V eğrisi, ideal termoiyonik emisyon teorisinden sapmanın olduğunu göstermektedir. Termoiyonikemisyon teorisine göre idealite faktörü, ln(I)-V eğrisinde lineer bölgenin eğiminden

$$n = \frac{q}{kT}\frac{dV}{d(\ln(I))} \qquad (5.5)$$

hesaplanır.

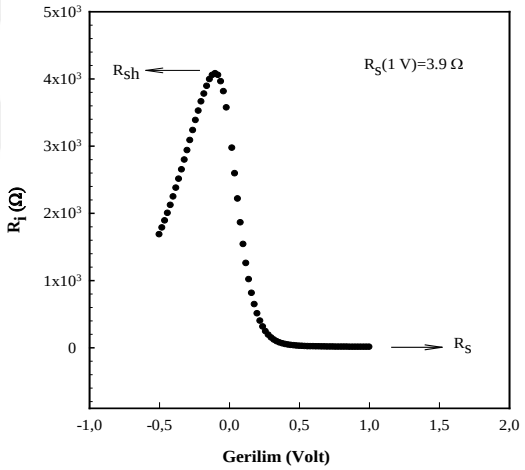
İdealite faktörü, Re/n-GaAs yapıda engel yüksekliğinin alçalması ve metal-yarıiletken arasında ki arayüzey durumlarına bağlıdır. Schottky diyot yapılarında var olan engel yüksekliği homojensizliği deneysel sonuçlarda görülen çoğu anormal durumu açıklamayı sağlar. Yüksek idealite faktörü değerleri, lokalize olmuş ($N_{ss}$) arayüzey durumları, görüntü-kuvvet etkisi ve rekombinasyon süreçleri ile açıklanmaktadır. Re/n-GaAs yapısı için Io=5,786.$10^{-6}$ Amper, n=2,2672, $\phi_{Bo}$=0,5571 eV bulundu.




**Şekil.5.2.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schotty engel diyotun ln(I)-ln(V) karakteristiği.

Üretilen Re/n-GaAs Schotty diyot yapısında ki akım - iletim mekanizması ileri beslem bölgesinde çizilen ln(I)-ln(V) değişiminin incelenmesi ile anlaşılabilir. Bu amaçla Şekil 5.2 de görüldüğü gibi üç farklı lineer bölge seçilmiştir. Akım-iletim mekanizması hem denge durumunda ki taşıyıcıların hemde ısısal olarak üretilmiş serbest taşıyıcıların anlık yoğunluğuyla ilgilidir. Burada Re/n-GaAs Schotty diyot yapı için voltaja bağlı olarak($I \sim V^m$) seçilen üç farklı bölge için üç farklı eğim elde edildi. Eğimler

sıra ile 1.197, 4.613 ve 1.702 olarak bulundu. Akım-iletim mekanizması, düşük önbeslem bölgesi olan birinci bölge için omik bir davranışı temsil eder. Bu davranış, enjekte olmuş taşıyıcı akımının yarıiletkenin kendisinde üretilen akımın toplamından daha büyük olması ile açıklanabilir. Orta beslem bölgesi olan ikinci bölgedeki akım-iletim mekanizması davranışı, sınırlı uzay-yük-akım (SCLC) teorisine göre tuzak yoğunluk dağılımlarının eksponansiyel bir değişim göstermesi ile açıklanabilir. Katkılama dolayısı ile enjekte edilmiş elektronların sayısının artması sonucu tuzaklar büyük oranda dolar ve dolayısı ile uzay yük yoğunluğu artar. Yüksek beslem bölgesi olan üçüncü bölge de akım iletim mekanizma davranışı, tuzaklardan kaçan elektronların sayısı ve tuzak seviyesi ile ilgilidir ve serbest-tuzak-yük-akım mekanizması (SCTC) olarak adlandırılır. SCLC süreci denge yük yoğunluğu ile katkı yük yoğunluğu karşılaştırıldığında ihmal edilebilir ve katkı elektronlarının sayısı uzay-yük bölgesinde ki değer ile aynı seviyededir(Wagle ve Shirodkar, 2000; Vural ve ark., 2007; Ocak ve ark., 2009).

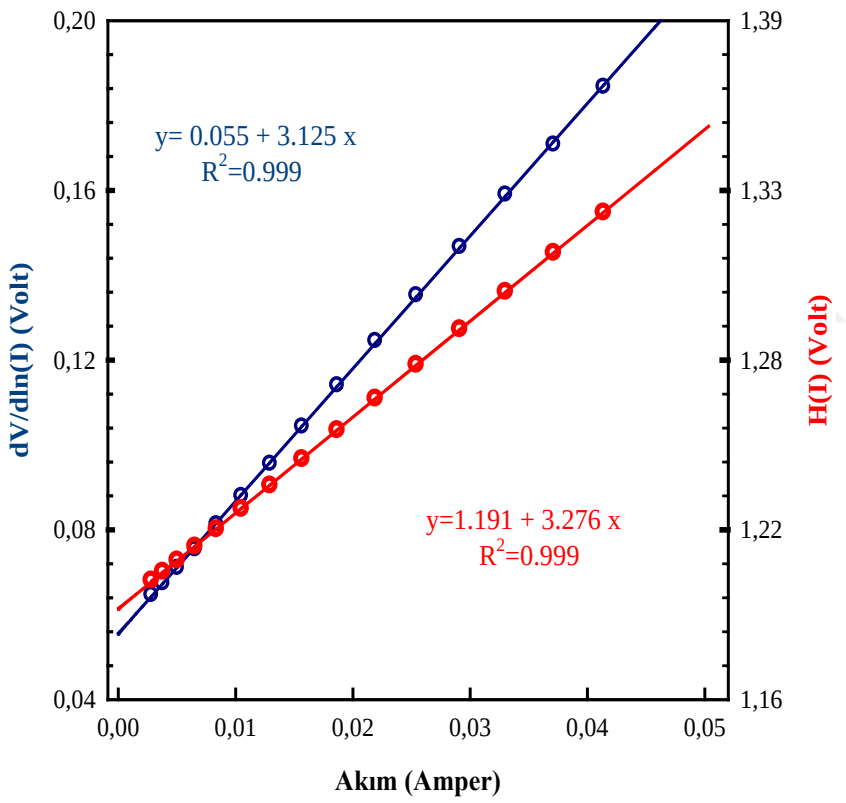



**Şekil 5.3.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schotty Diyotun $R_i$-V eğrisi.

Diyotun seri direnci ($R_s$) ve şönt direnci ($R_{sh}$) diyotun performansı ve kalitesinin anlaşılması için iki önemli parametredir(Norde, 1979; Cheung ve Cheung, 1986; Gupta ve ark., 1991; Altındal ve ark., 2008). İdeal durumda seri direncin değeri sıfır iken şönt direncinin değeri $10^9\ \Omega$ gibi çok büyük değerler olarak bilinir. Ancak gerçek bir diyot için bu değerler yukarıda ki değerlerden oldukça farklıdır. Re/n-GaAs arayüzey tabakasının $R_s$ ve $R_{sh}$ üzerindeki etkisi, (V) voltaja karşılık çizilen diyotun ohm yasasına göre hesaplanan $R_i$ direnci Şekil 5.3 de verilmiştir. $R_i$ direnci

$$R_i = \frac{dV}{dI} \tag{5.6}$$

hesaplanır. Ters beslem bölgesinde direncin en yüksek değeri şönt direncidir bu değer 4.15 kΩ olarak bulundu. Ters beslem bölgesinde ki bu değer kaçak akımdan meydana gelir. Seri direncin değeri yeterince yüksek önbeslemlerde hesaplanmış ve 1 V için değeri 3.9 Ω bulunmuştur. Daha yüksek gerilimlerde akım-gerilim karakteristiği diyotun tüketim bakasının değişmesi nedeni ile lineer olmayan bir davranış gösterir. Bu değişiklik eklem bölgesinde ki seri dirençten kaynaklanır. Şekil 5.3 den de görüldüğü gibi Re/n-GaAs Schottky engel yapısının karakteristiği, hem seri direncin hem de şönt direncinin gerilime eksponansiyel bir şekilde bağlıdır.




**Şekil 5.4.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schotty Diyotun dV/dln(I)-I ve H(I)-I karakteristikleri.

Şekil 5.1 a' da ki yarı logaritmik I-V karakteristiği küçük önbeslem de lineer bir bölgeye sahip iken artan gerilimle $R_s$' nin etkisi nede ile lineerlikden sapmaktadır. n, $R_s$ ve $\phi_b$' nin değerleri Cheung ve Cheung tarafından ileri beslem karakteristiğinin lineer davranış sergilemeyen bölge için başarılı bir şekilde geliştirilmiş ve eşitlik 5.7 ve 5.8 ile ifade

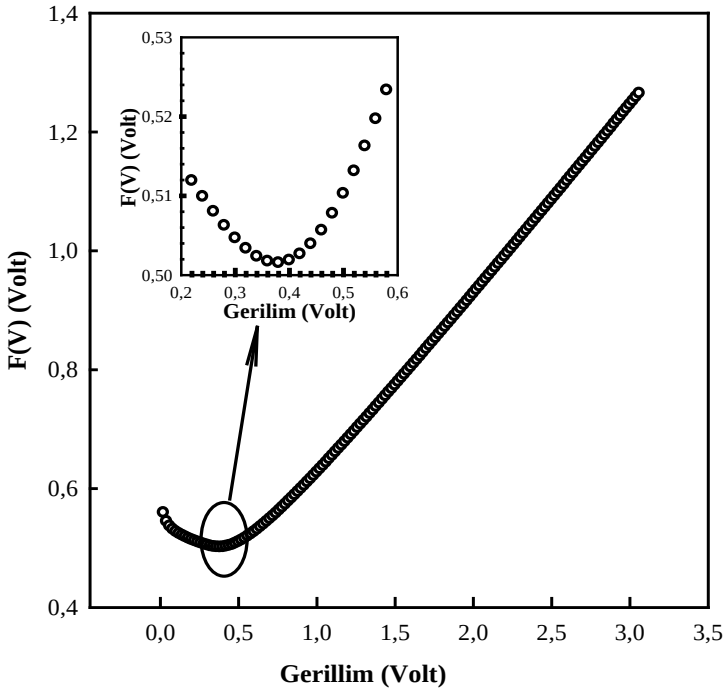
edilmiştir(Nicollian ve Brews, 1982; Altındal ve ark., 2008; Parlaktürk ve ark., 2008).

$$\frac{dV}{dln(I)} = n(\frac{kT}{q}) + IR_s \quad (5.7)$$

$$H(I) = V - n\frac{kT}{q}\ln\left(\frac{I}{A\,A^{*}T^{2}}\right) = n\phi_B + IR_s \quad (5.8)$$

Re/n-GaAs Schottky engel diyotunun oda sıcaklığında alınan deneysel I-V verilerinden oluşturulan dV/dln(I)-I ve H(I)-I karakteristik değişimleri Şekil 5.4 de gösterilmiştir. Bu doğruların eğimlerinden seri direnç değerleri, Cheung-Cheung metoduna göre, eşitlik 5.7 ve 5.8 'e göre, 3.125 Ω ve 3.276 Ω olarak hesaplanmıştır.

Bu değerleri, Ohm Yasasına göre hesapladığımız seri direnç değerleri ile karşılaştırıldığında oldukça yakın değerler olduğu görülmektedir. Çok küçük olan seri direnç farkı metal Re ile yarıiletken n-GaAs arasında doğal arayüzey oksit tabakasının varlığı ile açıklanabilir.




**Şekil 5.5.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schotty Diyotun F(V)-V karakteristikleri.

$R_s$ seri direnç ve $\phi_B$ engel yüksekliği hesaplamaları için diğer bir alternatif metod Norde tarafından önerilmiştir. Norde nin parametereleri hesaplamak için minumum noktalarını kullandığı, kendi adıyla bilinen F(V) fonksiyonu

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{I(V)}{A\,A^{*}T^{2}}\right) \tag{5.9}$$

ile verilir (Norde, 1979). Burada sabit $\gamma$ niceliği, geleneksel I-V yöntemine göre hesaplanan n idealite faktörü değerinin bir üst tam sayı değeridir. Bu çalışmada n idealite faktörü değeri 2,27 olarak hesaplandığından en yakın üst tam sayı değeri 3 olarak alınmıştır. Eşitlik 5.9' un uygun manipulasyonu ile seri direnç ve engel yüksekliği için

$$R_S = \beta\frac{(\gamma - n)}{I_{min}} \tag{5.10}$$

$$\phi_B = F(V_{min}) + \frac{V_{min}}{\gamma} - \beta \tag{5.11}$$

eşitlikleri elde edilir.

Burada $F(V_{min})$, F(V)' nin minumun değeridir. $V_{min}$ ve $I_{min}$, sıra ile minimum noktada ki gerilim ve akım değerleridir.

Re/n-GaAs Schottky diyot yapısı için $\phi_B$ ve $R_S'$nin değeri sırası ile 0,602 eV, 2,898 Ω olarak bulunmuştur. Çizelge 5.1' de Re/n-GaAs Schottky diyotun oda sıcaklığında ileri beslem I-V verileri kullanılarak farklı yöntemlerle hesaplanan karakteristik parametre değerleri verilmiştir.

**Çizelge 5.1.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky diyot için ileri beslem I-V ölçümlerinden farklı yöntemlerle hesaplanan karakteristik parametre değerleri.

| **I-V** | | | **dV/dln(I) - I** | | **H(I) - I** | | **F(V) - V** | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| **$I_o$ ($10^{-6}$) Amper** | **$\phi_{B0}$ (eV)** | **n** | **n** | **$R_s$ (Ω)** | **$\phi_B$ (eV)** | **$R_s$ (Ω)** | **$\phi_B$ (eV)** | **$R_s$ (Ω)** |
| 5,786 | 0,557 | 2,267 | 2,220 | 3,125 | 0,536 | 3,276 | 0,602 | 2,898 |

Norde ve Cheung-Cheung değerleri karşılaştırıldığında değerlerin birbirinden farklı olduğu görülmektedir. Bu farklılığın nedeni Norde metodunun n=1 ideal Scottky diyot yapıları için ileri sürülmüş olmasıdır. Bu farklılığın diğer bir nedeni ise parametre hesaplamaları için, Norde metodu tüm I-V spektrum bölgesini kullanırken, Cheung-Cheung metodu I-V spekturumunun daha sınırlı bir bölgesini kullanmasıdır.

Re metali ile dengede olan n-GaAs yarıiletkeni için arayüzey durumlarının dağılım profilinin enerji yoğunluğu ile değişimi, ileri beslemdeki I-V karakteristiklerinden belirlenebilir. Gerilime bağlı etkin engel yüksekliği $\phi_e$ ve idealite faktörüne n(V),

$$n(V) = \frac{q}{kT}\left[\frac{V}{\ln(\frac{I(V)}{I_o})}\right] \tag{5.12}$$

$$\phi_e = \phi_{Bo} + \beta V = \phi_{Bo} + \left(\frac{n(V)-1}{n(V)}\right) V \tag{5.13}$$

ile verilir.

Card ve Rhoderich tarafından Schottky engel diyotları için n idealite faktörünün 1' den büyük olması durumunda türetilmiş n(V)

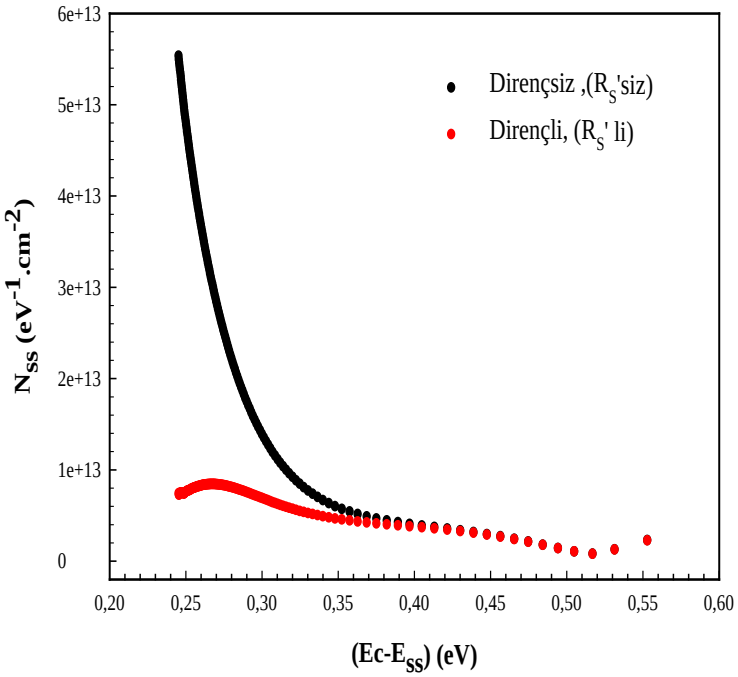
$$n(V) = 1 + \frac{\delta}{\varepsilon_i}\left[\frac{\varepsilon_s}{W_D} + qN_{ss}(V)\right] \tag{5.14}$$

ve

$$N_{ss}(V) = \frac{1}{q}\left[\frac{\varepsilon_i}{\delta}(n(V)-1) - \frac{\varepsilon_s}{W_D}\right] \tag{5.15}$$

ile verilir.

Burada δ arayüzey tabaka kalınlığı, $W_D$ tüketim tabakasının kalınlığı, $\varepsilon_s$ ve $\varepsilon_i$ ise sıra ile yarıiletkenin ve arayüzey tabakanın dielektrik sabitleridir. n-GaAs için $\varepsilon_s = 13{,}1\varepsilon_o$, $\varepsilon_i = 50\,\varepsilon_o$ olarak alınmış ve boşluğun dielektrik sabiti $\varepsilon_o = 8.85\text{x}10^{-14}$ F/cm' dir. Metal ile yarıiletken arasında ki doğal yalıtkan arayüzey tabakasının kalınlığı ~30 Å' dan küçük ise arayüzey durumları metal ile dengede olurlar. ~30 Å' dan büyük ise arayüzey durumları yarıiletken ile dengede olurlar. Metal ile yarıiletken arasında ki doğal yalıtkanın kalınlığı C-V ölçümlerinden yararlanılarak $C_{ox} = C_i = \varepsilon_i\,\varepsilon_o\,\frac{A}{\delta}$ eşitliğinden elde edildi.




**Şekil 5.6.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs yapısının $N_{ss}$-($E_c$-$E_{ss}$) karakteristiği.

Bir yarıiletkenin yüzeyindeki arayüzey durumlarının iletim bandının tabanına göre enerjisi

$$E_c - E_{ss} = q(\phi_e - V) \tag{5.16}$$

ile verilir. Burada V tüketim tabakası boyunca gerilim düşmesi, $\phi_e$ etkin engel yüksekliğidir.

M-S arasındaki arayüzey tabakasının varlığı yarıiletkenin yasak enerji aralığında lokalize olmuş arayüzey durumu $N_{ss}$ ile açıklanır. Re/n-GaAs yapısı için enerji dağılım profili hem $R_s$ seri direnç değeri dikkate alınarak hemde $R_s$ seri direnç değeri dikkate alınmaksızın ileri beslem I-V karakteristiklerinden hesaplanarak Şekil 5.6' da gösterilmiştir. Şekil 5.6 ' da görüldüğü gibi $N_{ss}$' nin yoğunluk dağılımının enerji aralığı $E_c$-0,24 eV ile $E_c$-0,51 eV aralığındadır.

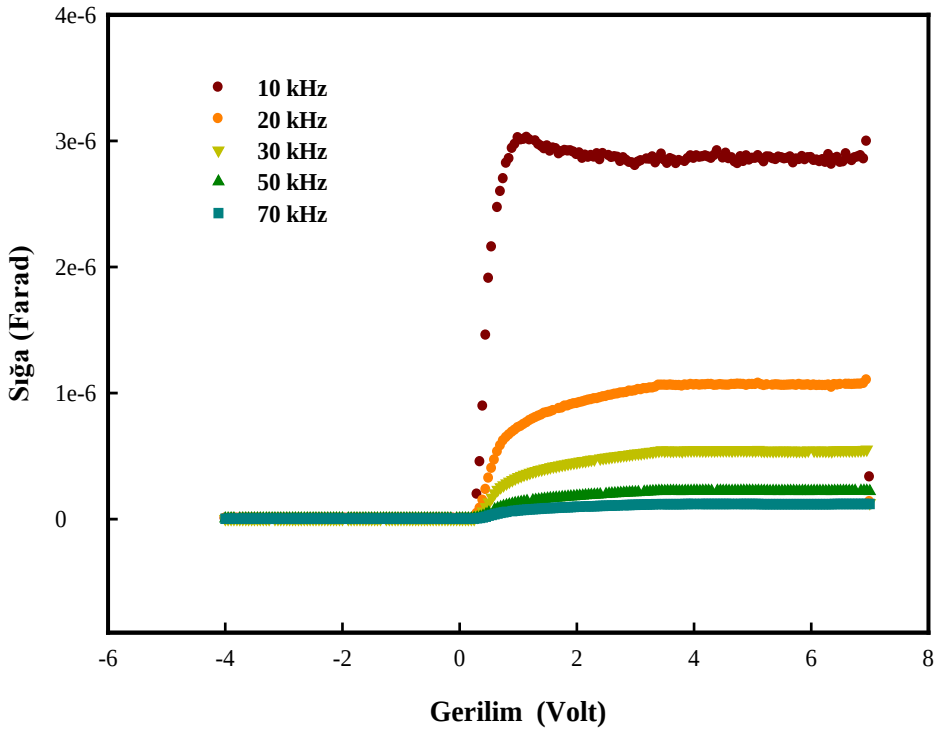
Şekil 5.6’ da görüldüğü gibi $R_s$' siz $N_{ss}$ değeri iletim bandının alt kenarından yasak enerji aralığının ortasına doğru herhangi bir pik olmaksızın üstel olarak azalmaktadır. Diğer taraftan $R_s$' li $N_{ss}$ değerleri, iletim bandı alt babanı yakınlarında bir pik yaparak artan öngerilim ile azalmaktadır. Seri direnç değeri dikkate alınarak elde edilen arayüzey durumlarının yoğunluğu ile alınmadığı durumda özellikle iletkenlik

bandına yakın bölgelerde yaklaşık bir mertebe azalmaktadır. Sonuç olarak, arayüzey durumlarının daha hassas hesaplanması gerektiği durumlarda, seri dirençten kaynaklanan (IR) gerilim düşmesinin ihmal edilemeyeceğini göstermektedir.

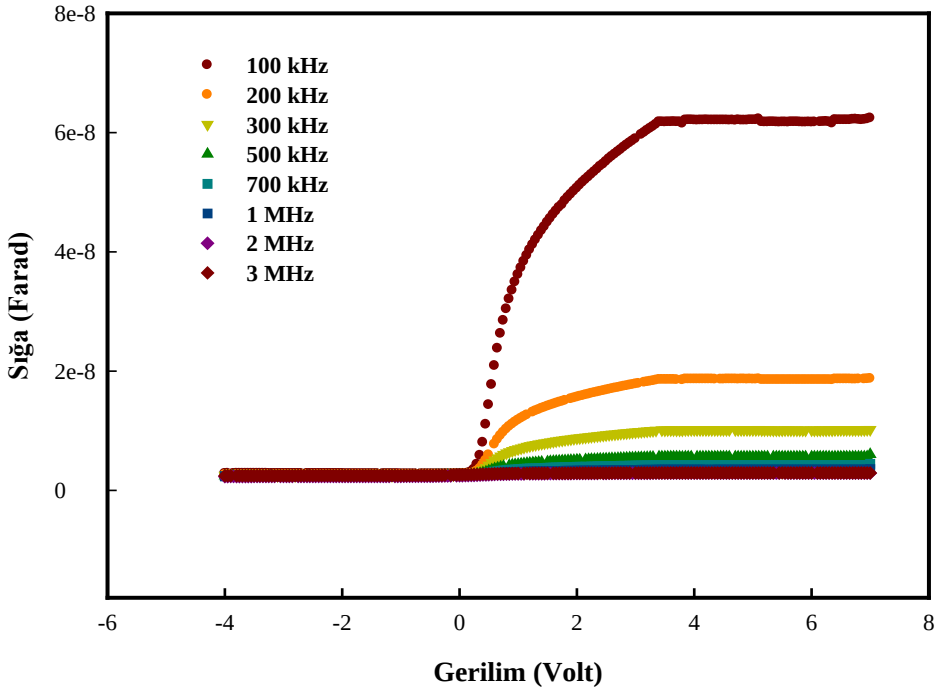
## 5.3. Frekansa Bağlı Kapasitans-Voltaj (C-V) ve İletkenlik-Voltaj (G/ω-V) Karakteristikleri

Re/n-GaAs Schottky diyotun C-V ve G/ω-V karakteristikleri oda sıcaklığında geniş bir frekans (10 kHz-3 MHz) aralığında ölçülmüştür. Frekansa karşı ölçülen tepkilerin mertebe farklılığından dolayı 10 kHz ile 70 kHz aralığındaki karakteristikler Şekil 5.7' de, 100 kHz ile 3 MHz aralığıdaki karakteristikler Şekil 5.8' de ayrı ayrı verilmiştir.

Uygulanan voltaja bağlı kapasitans - voltaj tekniği metal-yarıiletken arayüzeyin oluşumu hakkında önemli bilgiler sağlar. Ters beslem gerilimine bağlı olarak kapasitenin ölçülmesi doğrultucu kontağa ait engel yüksekliği ve yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonunun hesaplanmasını sağlar. Şekil 5.7 ve Şekil 5.8' den görüleceği üzere kapasitans, özellikle tüketim bölgesinde azalan frekansla sıfır beslem civarında keskin bir artış sergilemektedir.

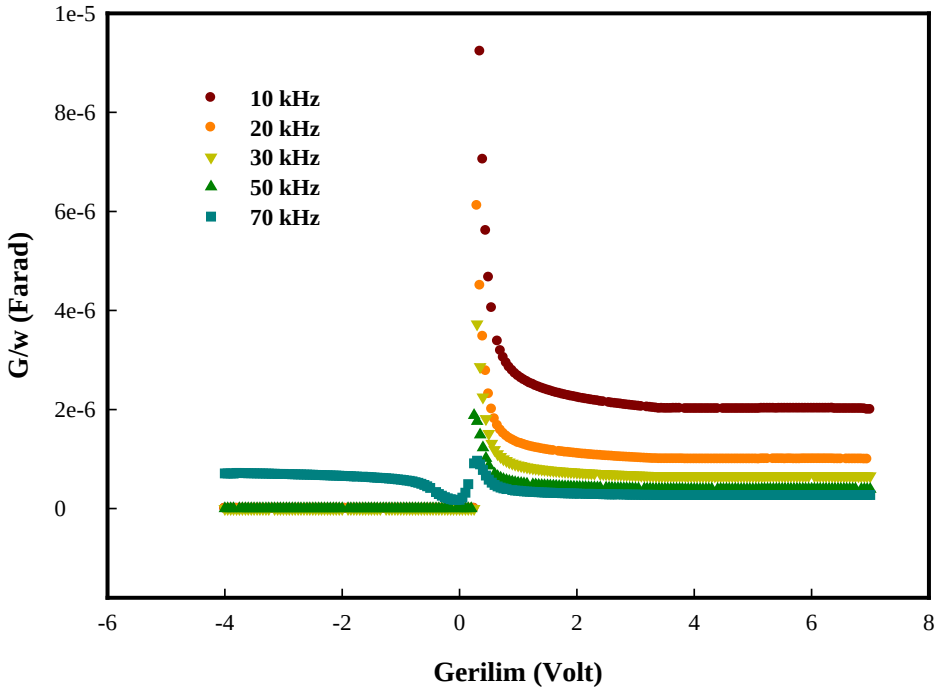



**Şekil 5.7.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky diyotun 10kHz-70kHz frekans aralığında C-V karakteristiği.

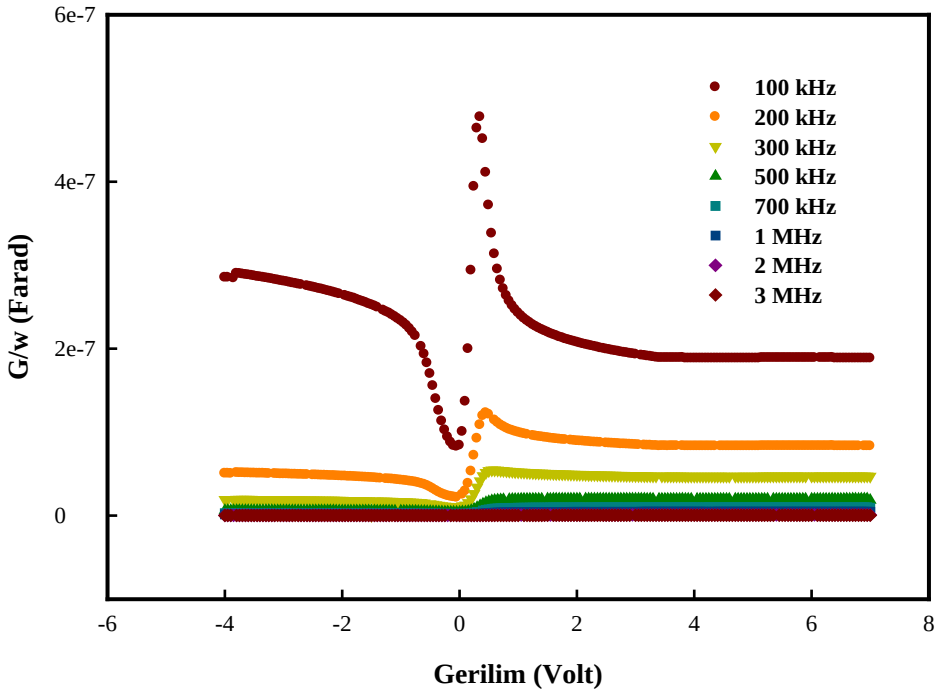



**Şekil 5.8.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky diyotun 100 kHz-3 MHz frekans aralığında C-V karakteristiği.

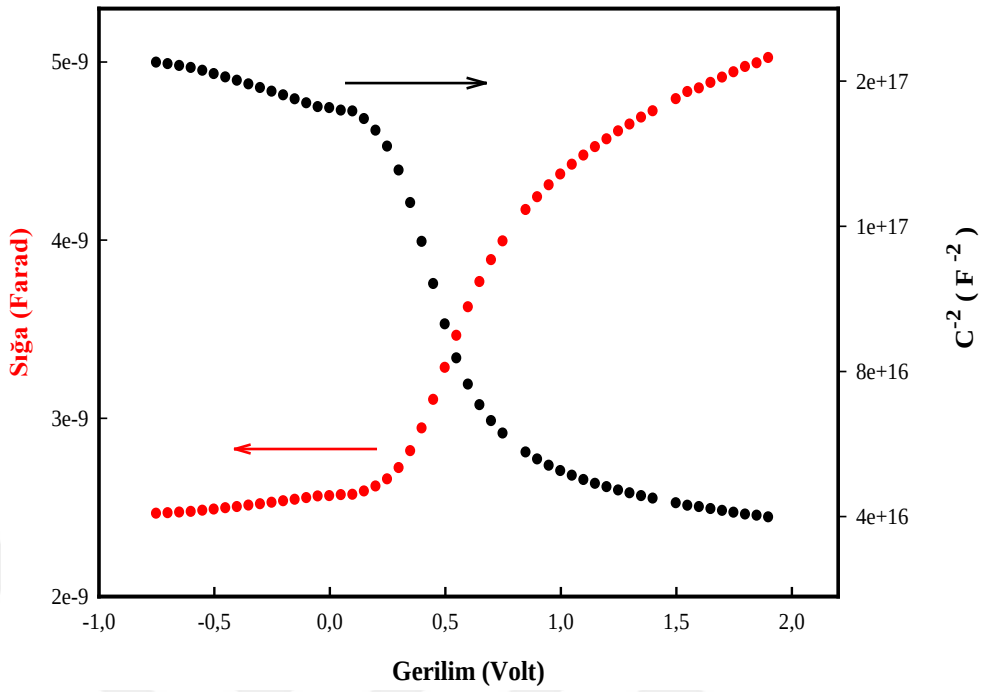
Bu durum hem yasak enerji aralığın da arayüzey durumlarının varlığına hemde diyotun doğal arayüzey tabakasının varlığına işaret eder. Kuvvetli yığılma bölgesinde kapasitansın aşağı doğru bükülerek azalması bir seri direncin varlığını gösterir. Arayüzey durumlaarında bulunan yükler küçük frekans sinyallerini senkronize takip edebilirler dolayısıyla diyotun kapasitansı tüketim bölgesinde baskın olur. Ayrıca düşük frekanslarda yüzey kutuplanma etkisi görülebilmektedir. Diğer taraftan yüksek frekanslarda arayüzey durumda ki yükler, sinyali senkronize takip edemez dolayısıyla düşük frekanslarda olduğu gibi hem kapasitansa hemde G/ω değerine bir katkı sağlayamaz. Toplam kapasitans hem tüketim kapasitansı tarafından hemde bulk direnci tarafından etkilenir(Şahingöz ve ark., 2008; Gupta ve ark., 2009d). Bununla birlikte yeterince küçük gerilimler, dikkate alındığında C-V eğrisi üzerinde kayda değer değişiklikler meydana getirmez. Re/n-GaAs Schottky diyot yapısının kondüktans -voltaj (G/ω-V) karakteristikleri Şekil 5.9' da verilmiştir. G/ω-V değerleri ileri beslem bölgesinde artan frekans ile azalmıştır. Herhangi bir frekanstaki G/ω-V değerleri sıfır beslem bölgesi hariç beslem ile belirgin bir değişim göstermemektedir. Sıfır beslem civarında ise artan beslem ile G/ω değerleri, minumum bir değerden maksimum bir değere keskin bir artış göstermektedir.



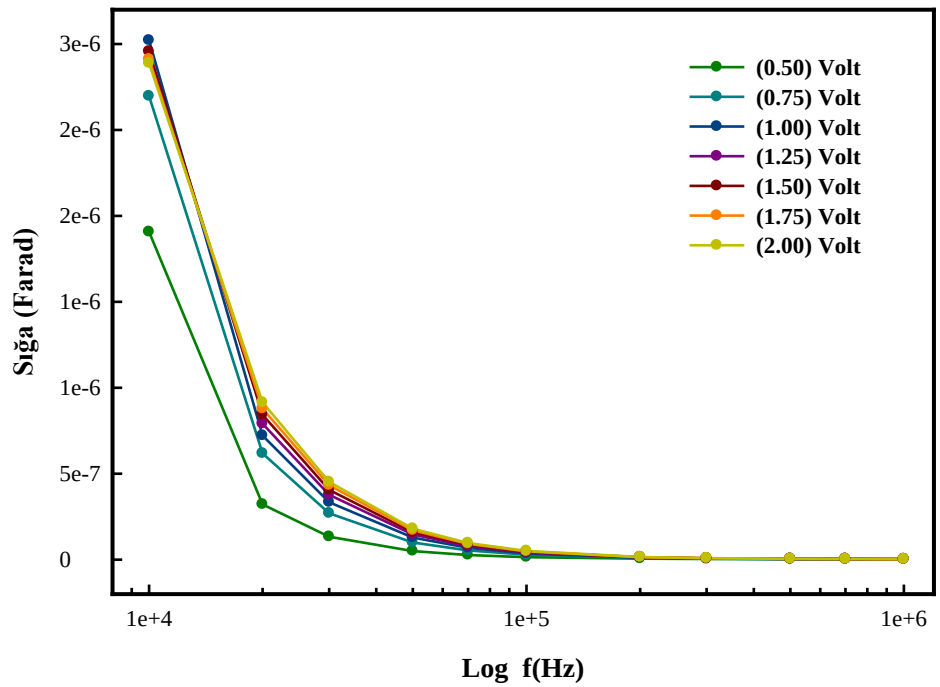

**Şekil.5.9.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky Diyotun 10kHz-70kHz frekans aralığında G/ω-V karakteristiği.



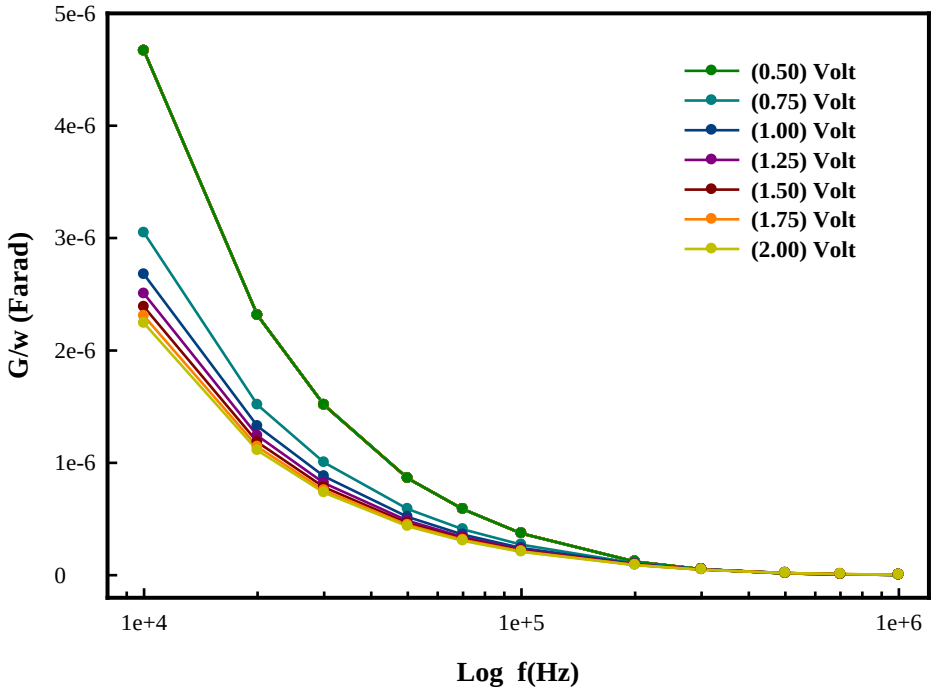

**Şekil.5.10.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky Diyotun 100kHz-3 MHz frekans aralığında G/ω-V karakteristiği.




**Şekil 5.11.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky diyot yapısının C-V ve $C^{-2}$-V eğrilerinin 500 kHz' de ki karaktesitikleri.

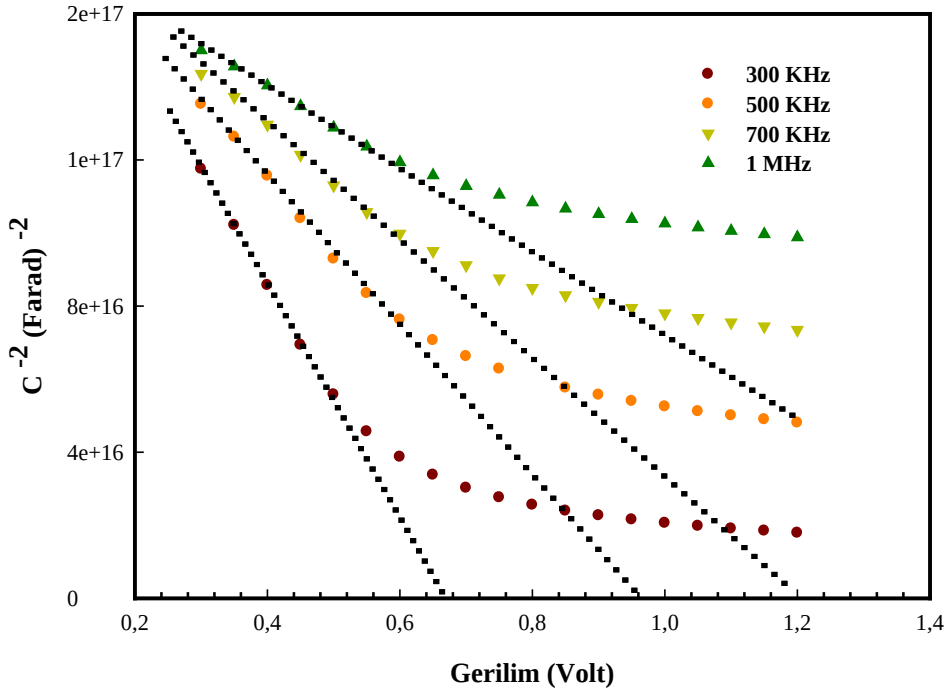



**Şekil.5.12.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky Diyotun farklı gerilimlerde C-logf karakteristiği.




**Şekil.5.13.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky Diyotun farklı gerilimlerde G/ω -logf karakteristiği.

Şekil 5.12 ve Şekil 5.13' de verilen C-logf ve G/ω-logf grafikleri düşük frekanslarda gerilime güçlü bağımlılık var iken yüksek frekanslarda gerilimden bağımsızdır.




**Şekil.5.14.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky Diyotun frekansa bağlı $C^{-2}$-V karakteristiği.

Şekil.5.14' de Re/n-GaAs Schottky diyotun dört farklı frekans için $C^{-2}$-V karakteristiği gösterilmiştir. Bu eğriler yüksek frekanslarda uygulanan öngerilim voltajı ile lineer bir davranış sergilerler. Şekil.5.14' den görüldüğü gibi belirtilen frekanslarda bu bölge Re/n-GaAs Schottky diyot için 0.20 V ile 0.58 V olarak alınabilir. Şekil.5.14' de $V_o$ difüzyon potansiyelini bulmak için lineer bölgenin voltaj eksenini kestiği nokta ekstropole edilmiştir(noktalı doğrular). Belirtilen frekanslarda $C^{-2}$-V karakteristiklerden parametreler

$$C^{-2} = \frac{2}{q\varepsilon_s\varepsilon_o A^2 N_D}(V_o + V_R) \tag{5.17}$$

eşitliğinden hesaplanır(Bohlin, 1986a; Reddy ve ark., 2011b). Buradan $V=V_o$ uygulanan potansiyel, $V_R$ ters beslem voltajı, A diyot alanı, $\varepsilon_s$ yarıiletkenin dielektrik sabiti, $N_D$ donor atomlarının yoğunluğudur. $V_D$ difüzyon potansiyeli, $E_F$ fermi seviyesi, $W_D$ tütetim tabakası genişliği aşağıdaki eşitliklerden hesaplanmıştır.

$$V_o = V_D - \frac{kT}{q} \tag{5.18}$$

$$E_F = \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right) \tag{5.19}$$

$$W_D = \left(\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_o V_D}{N_D}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{5.20}$$

Burada $N_c$, termal dengede iletkenlik bandındaki durum yoğunluğu olup, GaAs için bu değer $N_c$=4,7x$10^{17}$ $cm^{-3}$ alınmıştır(Güllülü, 2008).

C-V ölçümlerinden Re/n-GaAs Schottky diyotun engel yüksekliği, Schottky engel alçalması $\Delta\Phi$ değeri çok küçük olduğundan ihmal edilerek

$$\phi_B(C-V) = V_o + \frac{kT}{q} + E_F \tag{5.21}$$

eşitliğinden hesaplanmıştır(Soylu, 2007). Hesaplanan bu parametre değerleri Çizelge 5.2' de verilmiştir.

**Çizelge 5.2.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky diyot için $C^{-2}$-V karakteristiklerinden elde edilen bazı temel parametre değerleri.

| f (kHz) | $V_o$ (Volt) | $V_D$ (Volt) | $dC^{-2}/dV$ $10^{17}(F^{-2}V^{-1})$ | $N_D$ $10^{17}cm^{-3}$ | $E_F$ meV | $W_D$ nm | $\Phi_B$ (C-V) eV |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 300 | 0,67 | 0,70 | -3,13 | 1,10 | 35,15 | 95,99 | 0,74 |
| 500 | 0,95 | 0,98 | -2,14 | 1,61 | 25,35 | 93,74 | 1,00 |
| 700 | 1,24 | 1,27 | -1,54 | 2,24 | 16,80 | 90,46 | 1,28 |
| 1000 | 1,72 | 1,74 | -1,06 | 3,24 | 7,27 | 88,19 | 1,75 |

Çizelge 5.2' de artan frekansla difüzyon potansiyelinin ve engel yüksekliğinin arttığı görülür. Buna karşı $E_F$ Fermi enerji seviyesi azalmıştır. Bu değişimler, Re/n-GaAs Schottky diyotun ara metal-yarıiletken ara yüzey durumlarına, etkin kontak alanına, tüketim tabakasındaki safsızlık enerji ve yoğunluğuna bağnabilir(Akın, 2015).

Literatürde seri direnç hesaplamalarına yönelik araştırmacıların ileri sürdüğü bir çok yöntem vardır(Nicollian ve Brews, 1982). Bunlardan biri, Nicollian ve Brews tarafından geliştirilen ve admitans ölçümlerine dayanan yöntemdir. Kapasitans ve kondüktansı içeren admitans ölçümlerinin yeterince yüksek frekanslardaki ($f \geq 1$ MHz) özellikle güçlü yığılım bölgelerindeki değerleri, diyodun seri dirençini bulmak için kullanılır. Schottky diyodun gerçek seri direnç değerleri yeterince ileri pozitif gerilimlerinden elde edilen değerdir. Seri direnç değerleri yeterince ileri beslemde gerçekdeğerine yaklaşırken ters beslem gerilimlerinde sonsuza doğru gider(Akın, 2015). Yüksek frekanslarda kuvvetli yığılım altındaki RC eşdeğer devrenin toplam admitans,

$$Y_m = G_m + j\omega C_m \tag{5.22}$$

olur ve seri direnç

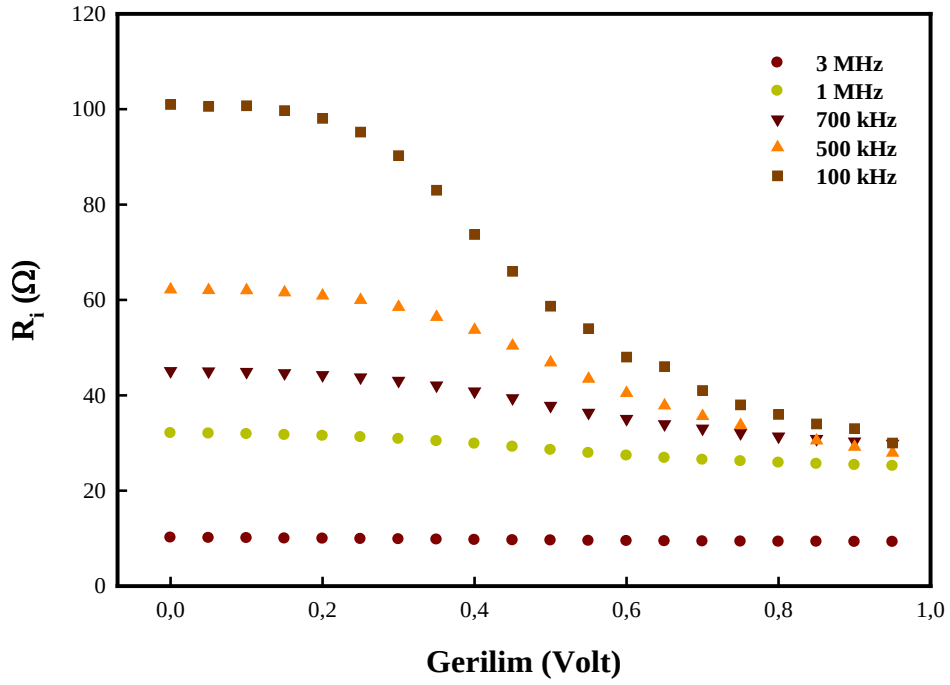
$$R_S = \frac{G_{ma}}{{G_{ma}}^2 + (\omega C_{ma})^2} \tag{5.23}$$

verilir. Burada $G_{ma}$ ve $C_{ma}$ kuvvetli yığılma bölgelerindeki kondüktans ve kapasitans değerleridir. Diğer taraftan kuvvetli yığılım bölgesinde kapasitans, doğal yalıtkan tabakanın kapasitansı ($C_{ox} = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_o A}{\delta_{ox}}$) bağlı olarak

$$C_{ma} = \frac{C_{ox}}{1+\omega^2 R_S^2 {C_{ox}}^2} \quad (5.24)$$

verilir. Burada, $\omega(=2\pi f)$ açısal frekans, $\varepsilon_i = 13{,}1$ ve $\varepsilon_o$=8.85x10$^{-14}$ F/cm, diyot alanı A=17.7x10$^{-3}$ cm$^2$ dir. Şekil 5.11 den kuvvetli yığılma bölgesinde $C_{ox}$=5.2 nF olarak belirlenmiştir.

Ölçülen bazı farklı yüksek frekanslar için Re/n-GaAs diyodun seri direnç değerleri uygulanan gerilime göre Eş.5.24 den hesaplanarak Şekil 5.15 de gösterilmiştir.



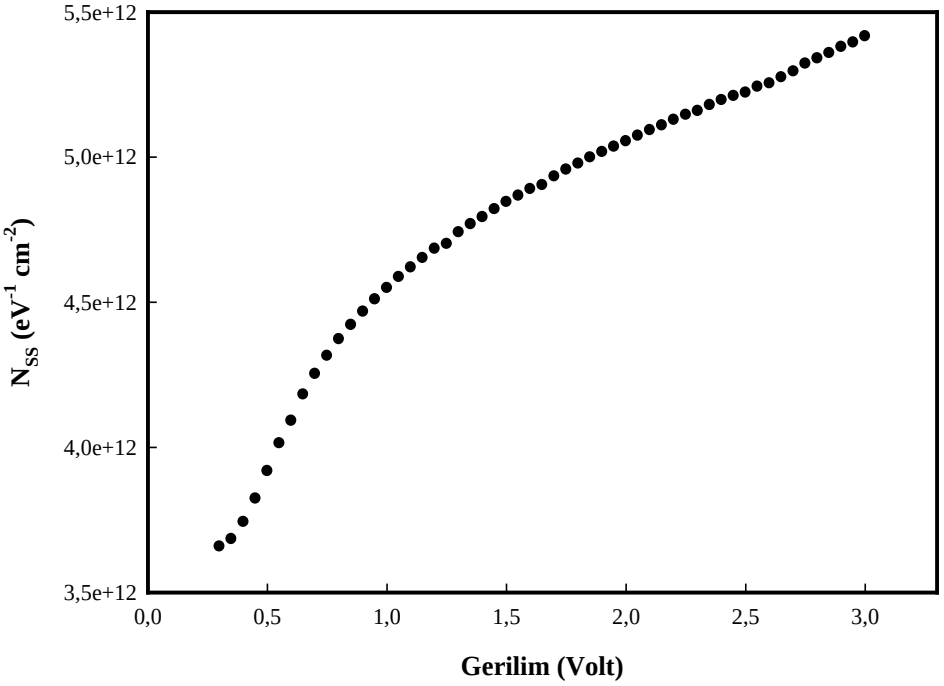

**Şekil.5.15.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky Diyotun farklı frekanslardaki seri direnç değerlerinin ileri besleme göre değişimi.

Şekil 5.15 den seri direncin frekansa ve uygulanan besleme bağlı olduğu görülür. Artan beslem gerilimi ile seri direnç değerleri azalmıştır. Yüksek frekanslar için seri direnç değerlerinin, frekanstan bağımsız olduğu görülebilir. Metal-yarıiletken arayüzey durumlarının dağılımı nedeni ile seri direnç değerleri değişebilir. Ayrıca, tuzaklanmış taşıyıcıların ömrü $(\tau)$ düşük frekanslarda $(1/\omega)$ dan daha düşüktür. Dolayısı ile arayüzey durumlaru uygulanan sinyali takip edebilir mevcut kapasitan ve kondüktansa ilave bir katkı oluşturarak seri direnç değerlerinin büyümesine neden olur. Bu nedenle seri direnç değerlerinin yeterince yüksek frekanslardan elde edilmesi güveninirlik açısından önemlidir.

Uygulanan gerilime bağlı arayüzey durumlarının ($N_{SS}$) dağılımı düşük-Yüksek frekans ($C_{LF}$-$C_{HF}$) kapasitans yöntemi ile elde edilebilir(Deuling ve ark., 1972; Depas ve ark., 1994).

$$N_{SS} = \frac{1}{qA}\left[\left(\frac{1}{C_{LF}} - \frac{1}{C_{ox}}\right)^{-1} - \left(\frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_{ox}}\right)^{-1}\right] \quad (5.25)$$

Burada, düşük frekans kapasitans değeri $C_{LF}$ (=20 kHz), yüksek frekans değeri $C_{HF}$ (=1 MHz), A doğrultucu kontağın alanı ve q elektron yüküdür.




**Şekil.5.16.** Oda sıcaklığında Re/n-GaAs Schottky Diyotun düşük-yüksek frekans yöntemi elde edilen arayüzey dağılımının ileri besleme göre değişimi.

Eşitlik 5.25 den hesaplanan besleme bağlı arayüzey durumlarının değişimi Şekil.5.16 da verilmiştir. Artan beslem gerilimi ile arayüzey durumları, artmaktadır. Düşük frekanslarda tuzaklanmış yüklerin ömrü (~$10^{-4}$ s~$10^{-6}$ s), periyottan daha büyük olduğunda iletkenlik artışına neden olurken yüksek frekanslarda periyot, tuzaklanmış yüklerin ömründen daha küçük olur ve arayüzey durumlarına katkısı azalır. Arayüzey durumları için, (I-V) ölçümlerinden hesaplanan gerilim aralığı ile (C-V) ölçümlerinden hesaplanan aralıklıkları farklılıkdır. Diğer taraftan Şekil 5.16 ve Şekil 5.6' nın örtüşen gerilim bölgeleri göz önüne alındığında arayüzey durumları aynı mertebede olduğu görülebilir.

## 6. SONUÇLAR VE ÖNERİLER

Bir metal ile yarıiletkenin belirli şartlarda bir araya gelmesi sonucu oluşan schottky diyotlar, teknolojik öneminden dolayı araştırmacılar tarafından halen incelenmeye devam edilmektedir. Farklı metal-yarıiletken biraradalıkları ile oluşturulan yapıların, daha gelişmiş farklı elektriksel özellik içermesi amaçlanmaktadır. Yüksek erime sıcaklığına sahip metaller ile doğrultucu kontak oluşturulmak istendiğinde yarıiletken üzerine kontak biriktirme işlemi için sınırlı sayıda yöntem vardır. Bu yöntemlerden biriside Pulsed Laser Deposition (PLD) yöntemdir.

Bu çalışmada, yüksek erime sıcaklığına sahip Renyum metali, PLD yöntemi ile n tipi GaAs yarıiletken üzerine biriktirilerek Schottky diyot yapısı oluşturulmuştur. Üretilen diyotun eklem bölgesinden geçen akımın termoiyonik emisyon teorisine göre verildiği kabul edilmiş ve elektriksel karakteristikleri oda sıcaklığında I-V , C-V ve G/w-V ölçümlerinden hesaplanmıştır.

Oluşturulan Re/n-GaAs diyot yapısının I-V karakteristiği iyi bir doğrultma davranışı göstermektedir. Şekil 5.1' den artan ileri beslem (V>1.5 volt) ile diyot akımı yüksek akım değerlerine çıktığı görülür. Dolayısı ile, oluşturulan Re/n-GaAs diyot yapısının yüksek güç elektroniği için uygun araç bir olacaktır.

Renyum metalinin yüksek korosif direncinden dolayı yapı daha nemli ve daha yüksek sıcaklıklarda çalışan bir aygıt olarak düşünülebilir.

Re/n-GaAs diyot yapısının karakteristik parametreleri, ileri beslem I-V karakteristiğinden literatürdeki mevcut yöntemlere göre hesaplanmıştır. n idealite faktörü 1 den büyük ve $R_S$ seri direnç değerleri 3-4 Ω olarak elde edilmiştir. Bunun sonucu olarak oluşturulan yapı ideal diyot karakteri göstermemektedir.

Bu çalışmada oluşturulan Re/n-GaAs diyot yapısının karakteristiğinin daha iyi belirlenmesi için aşağıdaki noktaların gözönüne alınması yararlı olacaktır..

Önceliklkle yapının ideal durumdan sapmaya neden olan faktörleri, detaylıca araştırılmalıdır.

1. Re/n-GaAs diyot yapısının karakteristik parametreleri, oda sıcaklığından düşük ve yüksek sıcaklıklarda alınanan ölçümlerden hesaplanması gerekmektedir.
2. Şekil 5.1 den ters beslem sızıntı akımının dikkate değer derecede büyük olduğu görülür. Bu sızıntı akımının azaltılması için
   a) yarıiletken yüzey temizle işleminin daha hassas yapılması,

b) Renyum metalini yarıiletken üzerine depozit ederken kontak homojenliğinin daha iyi sağlanması gerekmektedir.

3. Yarıiletken yüzeyindeki doğal oksit tabakasının temizlenmesindeki gösterilecek daha iyi bir özenin hesaplanan n idealite faktörünün 1 e doğru küçülmesini sağlayabilir.

## KAYNAKLAR


Akın, B., 2015, The Investıgation of Frequency and Voltage depence of Main Electrıcal Parameters of Au/ZnO/n-GaAs (MIS) Schottky Barrier Diodes (SBDs), *Gazi Üniversty*.

Altındal, Ş., Kanbur, H., Yücedağ, İ. ve Tataroğlu, A., 2008, On the energy distribution of interface states and their relaxation time and capture cross section profiles in Al/SiO2/p-Si (MIS) Schottky diodes, *Microelectronic Engineering*, 85, 1495-1501.

Ambrico, M., Losurdo, M., Capezzuto, P., Bruno, G., Ligonzo, T., Schiavulli, L., Farella, I. ve Augelli, V., 2005, A study of remote plasma nitrided nGaAs/Au Schottky barrier, *Solid State Electronics*, 49, 413-419.

Arslan, E., Altındal, Ş., Ozcelik, S. ve Ozbay, E., 2009, *Journal of Applied Physics*, 105, 023705.

Aubry, V. ve Meyer, F., 1994, Schottky Diodes with High Series Resistance - Limitations of Forward I-V Methods, *Journal of Applied Physics*, 76 (12), 7973-7984.

Bardeen, J., 1947, Surface States and Rectification at a Metal-Semiconductor Contact, *Physical Review Journals*, 71, 717.

Bardeen, J. ve Brattain, W. H., 1948, The Transistor, A Semi-Conductor Triode, *American Physical Society*, 74, 230.

Bethe, H. A., 1942, Theory of the boundary layer of crystal rectifiers, *MIT Radiation Laboratory*, 43, 12.

Biber, M., 2003, Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes, *Physica B-Condensed Matter*, 325 (1-4), 138-148.

Bohlin, K. E., 1986a, Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor, *Journal of Applied Physics*, 60, 1223.

Bohlin, K. E., 1986b, Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor, *Journal of Applied Physics*, 60, 1223.

Borrego, J. M., Gutmann, R. J. ve Ashok, S., 1977a, Interface State Density in Au/n-GaAs Schottky Diodes, *Solid State Electronics*, 20, 125-132.

Borrego, J. M., Gutmann, R. J. ve Ashok, S., 1977b, Richardson Constant of Al-GaAs and Au-GaAs Schottky-Barrier Diodes, *Applied Physics Letters*, 30, 169.

Braun, F., 1874, Über die Stromleitung durch Schwefelmetalle, *Annual Review of Physical Chemistry*, 153 (Über die Stromleitung durch Schwefelmetalle), 556.

Brophy, J. J., Azaroff, L. V. ve Electronic Processes in Materials ... Publisher:, B. b. A., L V n Brophy, J J., 1963, Electronic Processes in Materials, *McGraw-Hill Book Company*.

Büget, U. ve Wright, G. T., 1967, Space- charge -limited current in silicon, *Solid State Electronics*, 10 (3), 199-207.

Card, H. C. ve Rhoderick, E. H., 1971, Studies of tunnel MOS diodes i. interface effects in silicon Schottky diodes, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 4, 1589-1601.

Chattopadhyay, P. ve Daw, A. N., 1986, On the Current Transport Mechanism in a Metal-Insulator-Semiconductor (MIS) diode., *Solid State Electronics*, 29, 555-560.

Chattopadhyay, P., 1996, Capacitance technique for the determination of interface state density of metal-semiconductor contact, *Solid State Electronics*, 39 (10), 1491-1493.

Cheung, S. K. ve Cheung, N. W., 1986. . J. Appl. Phys., Let., 49, 85-87, 1986, Extraction of Schottky diode parameters from forward current–voltage characteristics, *Journal of Applied Physics*, 49, 85-87.

Cibils, R. M. ve Buıtrago, R., 1985. . J. Appl. Phys., 58, 1075-1077, 1985, Forvard I-V plot for nonideal Schottky diodes with high series resistance, *Journal of Applied Physics*, 58, 1075-1077.

Crowell, C. R. ve Sze, S. M., 1966, Current transport in metal-semiconductor barriers, *Solid State Electronics*, 9, 1035-1048.

Depas, M., Van Meirhaeghe, R. L., Laflère, W. H. ve Cardon, F., 1994, Electrical characteristics of Al/SiO2/n-Si tunnel diodes with an oxide layer grown by rapid thermal oxidation, *Solid State Electronics*, 37, 433-441.

Deuling, H., Klausmann, E. ve Goetzberger, A., 1972, Research articleFull text access Interface states in Si-SiO2 interfaces, *Solid State Electronics*, 15, 559-571.

Duman, S., Ejderha, K., Yigit, O. ve Turut, A., 2012, Determination of contact parameters of Ni/n-GaP Schottky contacts, *Microelectronics Reliability*, 52 (6), 1005-1011.

Durmus, H. ve Atav, U., 2011, Extraction of voltage-dependent series resistance from I-V characteristics of Schottky diodes, *Applied Physics Letters*, 99 (9).

Giaddui, T., Earwaker, L. G., Forcey, K. S., Aylett, B. J. ve Harding, I. S., 1996, A study on the metallisation and stabilisation of porous silicon, *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms*, 113 (1-4), 201-204.

Görgy, E., P´erez del Pino, A., Sauthier, G., Figueras, A., Alsina, F. ve Pascual, J., 2007, Structural, Morphological and Local Electric Properties of TiO2 Thin Films Grown by Pulsed Laser Deposition, *Journal of Applied Physics*, 40, 5246-5251.

Gumus, A., Turut, A. ve Yalcin, N., 2002, Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs, *Journal of Applied Physics*, 91 (1), 245-250.

Gupta, R., Misra, S. C. K., Malhotra, B. D., Beladakere, N. N. ve Chandra, S., 1991, Metal/semiconductive polymer Schottky device, *Applied Physics Letters*, 58, 51.

Gupta, R. K., Ghosh, K. ve Kahol, P., 2009a, Junction characteristics of pulsed laser deposition grown Gd2O3 on p-silicon, *Physica E-Low-Dimensional Systems & Nanostructures*, 41 (7), 1201-1203.

Gupta, R. K., Ghosh, K. ve Kahol, P. K., 2009b, Junction characteristics of pulsed laser deposition grown Gd 2O 3 on p-silicon, *Physica*, 41 (7), 1201-1203.

Gupta, R. K., Ghosh, K. ve Kahol, P. K., 2009c, Fabrication and characterization of NiO/ZnO p-n junctions by pulsed laser deposition, *Physica E-Low-Dimensional Systems & Nanostructures*, 41 (4), 617-620.

Gupta, R. K., Ghosh, K. ve Kahol, P. K., 2009d, *Current Applied Physics*, 9, 93.

Gupta, R. K., Ghosh, K. ve Kahol, P. K., 2010a, Research articleFull text access Current–voltage characteristics of p-Si/carbon junctions fabricated by pulsed laser deposition, *Microelectronic Engineering*, 87, 221-224.

Gupta, R. K., Ghosh, K. ve Kahol, P. K., 2010b, Current-voltage characteristics of p-Si/carbon junctions fabricated by pulsed laser deposition, *Microelectronic Engineering*, 87 (2), 221-224.

Güllü, Ö., Biber, M., Van Meirhaeghe, R. L. ve 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.

Güllülü, Ö., 2008, H2 Öntavlamalı Au/n-GaAs Diyotlarda Elektriksel Karakteristiklerin Schottky Metal Kalınlığı ve Sıcaklığa Bağlı Değişiminin İncelenmesi.

Gümüş, A., Türüt, A. ve Yalcın, N., 2002, Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs, *Journal of Applied Physics*, 91, 245.

Gworek, C. S., Phatak, P., Jonker, B. T., Weber, E. R. ve Newman, N., 2001, Pressure dependence of Cu, Ag, and Fe/n-GaAs Schottky barrier heights, *Physical Review B*, 66, 045322-045321-045322-045326.

Gyoergy, E., del Pino, A. P., Sauthier, G., Figueras, A., Alsina, F. ve Pascual, J., 2007, Structural, morphological and local electric properties of TiO2 thin films grown by pulsed laser deposition, *Journal of Physics D-Applied Physics*, 40 (17), 5246-5251.

Hirota, Y., 1993, Schottky characteristics of GaAs surface cleaned by ultrasonic running deionized water treatment, *Applied Physics Letters*, 63-14, 1936-1938.

Horvath, Z. J., 1988, Evaluation of the interface state energy-distribution from Schottky I-V characteristics, *Journal of Applied Physics*, 63 (3), 976-979.

Janardhanam, V., Kumar, A. A., Reddy, V. R. ve Reddy, P. N., 2009, Study of current-voltage-temperature (I-V-T) and capacitance-voltage-temperature (C-V-T) characteristics of molybdenum Schottky contacts on n-InP (100), *Journal of Alloys and Compounds*, 485 (1-2), 467-472.

Jyothi, I., Reddy, V. R., Reddy, M. S. P., Choi, C. J. ve Bae, J. S., 2010, Structural and electrical properties of rapidly annealed Ni/Mo Schottky barriers on n-type GaN, *Physica Status Solidi a-Applications and Materials Science*, 207 (3), 753-759.

Karatas, S. ve 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.

Karataş, Ş., Türüt, A. ve Altındal, Ş., 2005, Effects of 60Co γ-ray irradition on the electrical characteristics of Au/n-GaAs (MS) structures, *NIM- A*, 555 (260-265).

Karataş, Ş. ve Altındal, Ş., 2005b, Zn/p-Si Schottky Diyotlarda Temel Elektriksel Parametrelerin Sıcaklığa Bağlı Incelenmesi, *Journal of Science and Engineering*, 8, 26-30.

Karataş, Ş. ve Türüt, A., 2006, The determination of electronics and interface state density distributions of Au/n-type GaAs Schottky barrier diodes, *Physica B-Condensed Matter*, 381, 199-203.

Kaya, A., Tecimer, H., Vural, Ö., Taşdemir, İ. H. ve Altındal, Ş., 2014, Capacitance/Conductance–Voltage–FrequencyCharacteristics of Au/PVC + TCNQ/p-SiStructures in Wide Frequency Range, *Ieee Transactions on Electron Devices*, 61, 584-590.

Kim, H., 2003, Atomic layer deposition of metal and nitride thin films: Current research efforts and applications for semiconductor device processing, *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 21 (6), 2231-2261.

Kim, K. T., Wang, J. J. ve Welsch, G., 1991, Chemical Vapor-Deposition (Cvd) of Rhenium, *Materials Letters*, 12 (1-2), 43-46.

Kim, Y. T., Lee, C. W., Han, C. W., Hong, J. S. ve Min, S.-K., 1992a, *Applied Physics Letters*, 61, 1205.

Kim, Y. T., Lee, C. W., Han, C. W., Hong, J. S. ve Min, S. K., 1992b, Characteristics of Plasma Deposited Tungsten Schottky Contacts to Gaas, *Applied Physics Letters*, 61 (10), 1205-1207.

Korucu, D., Karatas, S. ve Turut, A., 2013, Analysis of interface states and series resistances in Au/p-InP structures prepared with photolithography technique, *Indian Journal of Physics*, 87 (8), 733-740.

Lee, T. C., Fung, S., Belling, C. D. ve AU, H. L., 1992, A systematic approach to the measurement of ideality factor, series resistance, and barrier height for SBD's, 72, 4739-4742.

Levine, J., 1971, Schottky Barrier Anomalies and Interface States, *Journal of Applied Physics*, 42, 3991-3999.

Li, Y. Z., Li, X. M., Yang, C., Gao, X. D. ve He, Y., 2010, Large area Schottky diodes of ZnO films fabricated on platinum layer by pulsed-laser deposition, *Journal of Physics D-Applied Physics*, 43 (28).

Lien, C. D., So, F. C. T. ve Nicolet, M. A., 1984, An Improved Forward I-V Method For Nonideal Schottky Diodes With High Series Resistance, *TransElectron Devices*, 31, 1502-1503.

Lin, C. C. ve Wu, M. C., 1999, Electrical and structural properties of Re/GaAs Schottky diodes, *Journal of Applied Physics*, 85 (7), 3893-3896.

Lin, Y. J., Huang, B. C., Lien, Y. C., Lee, C. T., Tsai, C. L. ve Chang, H. C., 2009, Capacitance-voltage and current-voltage characteristics of Au Schottky contact on n-type Si with a conducting polymer, *Journal of Physics D-Applied Physics*, 42 (16).

Lundberg, N., Ostling, M., Tagtstrom, P. ve Jansson, U., 1996a, Chemical vapor deposition of tungsten schottky diodes to 6H-SiC, *Journal of the Electrochemical Society*, 143 (5), 1662-1667.

Lundberg, N., Ötling, M., Tägtström, P. ve Jansson, U., 1996b, Chemical Vapor Deposition of Tungsten Schottky Diodes to 6H-SiC, *Journal of the Electrochemical Society*, 143 (5), 1662-1667.

Lyakas, M., Zaharia, R. ve Eizenberg, M., 1995, Analysis of Nonideal Schottky and P-N-Junction Diodes - Extraction of Parameters from I-V Plots, *Journal of Applied Physics*, 78 (9), 5481-5489.

McLeon, A. B., 1986, Limitations to the Norde I-V plot, *Semiconductor Science and Technology*, 1, 177-179.

Mikhelashvili, V. ve Eisenstein, G., 1999, The influence of image forces on the extraction of physical parameters in Schottky barrier diodes, *Journal of Applied Physics*, 86 (12), 6965-6969.

Miret, A., Newman, N., Weber, E. R., Liliental-Weber, Z., Washburn, J. ve Spicer, W. E., 1988, Aging of Schottky diodes formed on air-exposed and atomically clean GaAs surfaces: An electrical study, *Journal of Applied Physics*, 63-6, 2006-2010.

Mott, N. F., 1938, Note on the Contact Between a Metal and an Insulator or Semiconductor, *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 34, 568.

Muller, S., von Wenckstern, H., Breitenstein, O., Lenzner, J. ve Grundmann, M., 2012, Microscopic Identification of Hot Spots in Multibarrier Schottky Contacts on Pulsed Laser Deposition Grown Zinc Oxide Thin Films, *Ieee Transactions on Electron Devices*, 59 (3), 536-541.

Newman, N., Van Schilfgaarde, M., Kendelwicz, T., Williams, M. D. ve Spicer, W. E., 1986, Electrical study of Schottky barriers on atomically clean GaAs(100) surfaces, *Physical Review B*, 33-2, 1146-1159.

Nicollian, E. H. ve Brews, J. R., 1982, MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology, *John Wiley & Sons*.

Norde, H., 1979, Modifidied Forward I-V Plot For Schottky Diodes With High Series Resistance, *Journal of Applied Physics*, 50, 5052-5053.

Ocak, Y. S., Kulakci, M., Kılıçoğlu, T., Turan, R. ve Akkılıç, K., 2009, Current–voltage and capacitance–voltage characteristics of a Sn/Methylene Blue/p-Si Schottky diode, *Synthetic Metals*, 159 (15-16), 1603-1607.

Oh, S., Hite, D. A., Cicak, K., Osborn, K. D., Simmonds, R. W., McDermott, R., Cooper, K. B., Steffen, M., Martinis, J. M. ve Pappas, D. P., 2005, Epitaxial growth of rhenium with sputtering, *Thin Solid Films*, 496 (2), 389-394.

Oh, S., Hite, D. A., Cicak, K., Osborn, K. D., Simmonds, R. W., McDermott, R., Cooper, K. B., Steffen, M., Martinis, J. M. ve Pappas, D. P., 2006, Epitaxial growth of rhenium with sputtering, *Thin Solid Films*, 496 (2), 389-394.

Padovani, F. A. ve Sumner, G. G., 1965, Experimental Study of Gold-Gallium Arsenide Schottky Barriers, *Journal of Applied Physics*, 36, 3744.

Padovani, F. A., 1966, Graphical Determination of the Barrier Height and Excess Temperature of a Schottky Barrier, *Journal of Applied Physics*, 37, 921.

Padovani, F. A. ve Stratton, R., 1966, Field and Termionic-Field Emissionin Schottky Barriers, *Solid State Electronics*, 9, 695-707.

Padovani, F. A., 1971, The Voltage-Current Characteristic of Metal Semicontuctor Contacts, in Semicontuctors and Semimetals, *Academic Press*, 75-146.

Pandis, C., Brilis, N., Bourithis, E., Tsamakis, D., Ali, H., Krishnamoorthy, S., Iliadis, A. A. ve Kompitsas, M., 2007a, Low-temperature hydrogen sensors based on Au nanoclusters and Schottky contacts on ZnO films deposited by pulsed laser deposition on Si and SiO2 substrates, *Ieee Sensors Journal*, 7 (3-4), 448-454.

Pandis, C., Brilis, N., Bourithis, E., Tsamakis, D., Ali, H., Krishnamoorthy, S., Iliadis, A. A. ve Kompitsas, M., 2007b, Low–Temperature Hydrogen Sensors Based on Au Nanoclusters and Schottky Contacts on ZnO Films Deposited by Pulsed Laser Deposition on Si and SiO2 Substrates, *Ieee Sensors Journal*, 7, 448-454.

Parlaktürk, F., Altındal, Ş., Tataroğlu, A., Parlak, M. ve Agasiev, A., 2008, On the profile of frequency dependent series resistance and surface states in Au/Bi4Ti3O12/SiO2/n-Si(MFIS) structures, *Microelectronic Engineering*, 85 (1), 81-88.

Petrovich, V., Haurylau, M. ve Volchek, S., 2002a, Rhenium deposition on a silicon surface at the room temperature for application in microsystems, *Sensors and Actuators A: Physical*, 99, 45.

Petrovich, V., Haurylau, M. ve Volchek, S., 2002b, Rhenium deposition on a silicon surface at the room temperature for application in microsystems, *Sensors and Actuators a-Physical*, 99 (1-2), 45-48.

Prasad, K., 1995, Stability of electrical parameters of Ti Schottky contacts on GaAs fabricated surfaces using different surface cleaning techniques, *Vacuum*, 46, 127-130.

Raychaudhuri, B., 1993, Frequency Dependence of Forward Capacitance-Voltage Characteristics of Schottky Barrier Diodes, *Solid State Electronics*, 36, 605-610.

Reddy, M. S. P., Kumar, A. A. ve Reddy, V. R., 2011a, Electrical transport characteristics of Ni/Pd/n-GaN Schottky barrier diodes as a function of temperature, *Thin Solid Films*, 519 (11), 3844-3850.

Reddy, V. R., Reddy, M. S. P., Lakshmi, B. P. ve Kumar, A. A., 2011b, Electrical characterization of Au/n-GaN metal–semiconductor and Au/SiO2/n-GaN metal–insulator–semiconductor structures, *Journal of Alloys and Compounds*, 509, 8001-8007.

Rhoderick, E. H. ve Wıllıams, R. H., 1978, Metal-Semiconductor Contacts, *Clarendon Pres*.

Rhoderick, E. H. ve Williams, R. H., 1988a, Metal-Semiconductor Contacts, *Oxford University Press*, 48.

Rhoderick, E. H. ve Williams, R. H., 1988b, Metal-Semiconductor Contacts, *Oxford University Press*, 257.

Rideout, V. L., 1978, A Review of The Theory, *Thin Solid Films*, 48 (Technology and Applications of Metal-Semiconductor Rectifiers), 261-266.

Sağlam, M., Ayyıldız, E., Gümüş, A., Türüt, A., Efeoğlu, H. ve Tüzemen, S., 1996, Series resistance calculation for the Metal-Insulator-Semiconductor Schottky barrier diodes, *Applied Physics A*, 62, 269-273.

Salehi, A., Nıkfarjam, A. ve Kalantarı, D. J., 2006, Pd/porous-GaAs Schottky contact for hydrogen sensing application, *Sensor and Actuators B*, 113, 419-427.

Sato, K. ve Yasamura, Y., 1985, Study of Forward I-V Plot For Schottky Diodes With Series Resistance, *Journal of Applied Physics*, 58, 3655-3657.

Schottky, W., Strömer, R. ve Waibel, F., 1931a, Über die Stromleitung durch Schwefelmetalle, *Hochfrequenztechnik*, 37, 162-165.

Schottky, W., Strömer, R. ve Waibel, F., 1931b, *Hochfrequenztechnik*, 37, 165.

Schottky, W., 1938a, *Naturwissenschaften*, 26, 843.

Schottky, W., 1938b, *Die Naturwissenschaften*, 26 (52), 843.

Schrebler, R., Cury, P., Suarez, C., Munoz, E., Vera, F., Cordova, R., Gomez, H., Ramos-Barrado, J. R., Leinen, D. ve Dalchiele, E. A., 2005a, Study of the electrodeposition of rhenium thin films by electrochemical quartz microbalance and X-ray photoelectron spectroscopy, *Thin Solid Films*, 483 (1-2), 50-59.

Schrebler, R., Cury, T. P., Suarez, C., Munoz, E., Vera, F., Cordova, R., Gomez, H., Ramos-Barrado, J. R., Leinen, D. ve Dalchiele, E. A. T. S. F.-. 2005b, *Thin Solid Films*, 483, 50-59.

Soylu, M., 2007, Au/n-InP ve Au/Pyronine-B/n-InP Schottky Yapıların Sıcaklığa Bağlı Elektriksel Karakterizasyonu, *Atatürk Üniversitesi*.

Stamataki, M., Tsamakis, D., Xanthakis, J. P., Ali, H. A., Esmaili-Sardari, S. ve Iliadis, A. A., 2013, Electrical characterization of Cr Schottky contacts on undoped and Ni-doped p-ZnO films grown by pulsed laser deposition on Si (100) substrates, *Microelectronic Engineering*, 104, 95-99.

Sze, S. M., 1981, Metal-Semicontuctor Contacts, Physics of Semicontuctors Devices, *Wiley, New York*.

Şahingöz, R., Kanbur, H., Voigt, M. ve Soykana, C., 2008, The determination of interface states and series resistance profile of Al/polymer/PEDOT-PSS/ITO heterojunction diode by I–V and C–V methods, 158 (17-18), 727-731.

T. Giaddui, T., Earwaker, L. G., Forcey, K. S., Aylett, B. J. ve Harding, I., 1996, A study on the metallisation and stabilisation of porous silicon, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 113 (1-7), 201-204.

Thomas, J., Schumann, J. ve Pitschke, W., 1997, Characterization of rhenium-silicon thin films, *Fresenius Journal of Analytical Chemistry*, 358 (1-2), 325-328.

Torrey, H. C. ve Whitmer, A. C., 1948, Crystal detectors, *McGraw-Hill Book Company*, 443.

Tsai, C. L., Lin, Y. J., Chin , Y. M., Liu, W. R., Hsieh, W. F., Hsu, C. H. ve Chu, J. A., 2009, Lowresistance nonalloyed ohmic contacts on undoped ZnO films grown by pulsed-laser deposition, *Journal of Physics D*, 42, 095108.

Tung, R. T., 2001, Recent advances in Schottky barrier concepts, *Materials Science & Engineering R-Reports*, 35 (1-3), 1-138.

Van Schılfgaarde, M., Weber, E. R. ve Newman, N., 1994, Pressure Dependence of III-V Schottky Barriers: A Critical Test of Theories for Fermi Level Pinning, *Physical Review letters*, 73, 581-584.

Vural, Ö., Yıldırım, N., Altındal, Ş. ve Türüt, A., 2007, Current–voltage characteristics of Al/Rhodamine-101/n-GaAs and Cu/Rhodamine-101/n-GaAs rectifier contacts, *Synthetic Metals*, 157 (18-20), 679-683.

Wagle, S. ve Shirodkar, V., 2000, *Brazilian Journal of Physics*, 30, 380-385.

Wang, C. C., Huang, H. K., Wang, Y. H., Houng, M. P., Wu, C. L. ve Chang, C. S., 2004, Fabrication of GaAs Schottky diode by liquid phase chemical enhanced oxidation, *Solid State Electronics*, 48, 1683-1686.

Werner, J. ve Guttler, H., 1991, *Journal of Applied Physics*, 69, 1522.

Yang, H., Li, Y., Norton, D. P., Pearton, S. J., Jung, S., Ren, F. ve Boatner, L. A., 2005, Characteristics of unannealed ZnMgO/ZnO p-n junctions on bulk (100) ZnO substrates, *Applied Physics Letters*, 86 (17).

Yücedağ, İ., Kaya, A., Tecimer, H. ve Altındal, Ş., 2014, Temperature and voltage dependences of dielectric properties and ac electrical conductivity in Au/PVC+TCNQ/p-Si structures, *Materials Science in Semiconductor Processing*.

Zhou, L., Ping, A. T., Boutros, K., Redwing, J. ve Adesida, I., 1999, Characterisation of rhenium Schottky contacts on n-type AlxGa1-xN, *Electronics Letters*, 35 (9), 745-746.

Ziel, A., 1968, Solid State Physical Electronics, *Prentice-Hall Inc., New Jersey*.

# ÖZGEÇMİŞ

## KİŞİSEL BİLGİLER


| | | |
|---|---|---|
| **Adı Soyadı** | **:** | Hasan ATÇEKEN |
| **Uyruğu** | **:** | T.C. |
| **Doğum Yeri ve Tarihi** | **:** | Ilgın / 1977 |
| **Telefon** | **:** | 05323300148 |
| **Faks** | **:** | |
| **e-mail** | **:** | hasan_atceken@hotmail.com |


## EĞİTİM

| **Derece** | | **Adı, İlçe, İl** | **Bitirme Yılı** |
|---|---|---|---|
| Lise | : | Lise, Ilgın, Konya | 1994 |
| Üniversite | : | Selçuk, Selçuklu, Konya | 1999 |
| Yüksek Lisans | : | Selçuk, Selçuklu, Konya | 2018 |
| Doktora | : | | |

## İŞ DENEYİMLERİ

| **Yıl** | **Kurum** | **Görevi** |
|---|---|---|
| 1999-Halen | Milli Eğitim | Fizik Öğretmeni |

## UZMANLIK ALANI

Katıhal Fiziği

## YABANCI DİLLER

İngilizce

## BELİRTMEK İSTEĞİNİZ DİĞER ÖZELLİKLER

## YAYINLAR

Atçeken H., Durmuş H. ve Kılıç H.Ş., 2017 Determination of the basic parameters of the Re/n-GaAs Schottky diode structure produced by pulsed laser deposition (PLD) method, poster, ICSMD, Konya.