

**SILAR METODUYLA ELDE EDİLEN
Cd/CdSe/n-GaAs/In
YAPININ KARAKTERİSTİKLERİNİN
NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI
OLARAK İNCELENMESİ**

Ahmet TAŞER

**Yüksek Lisans Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM
2012
Her Hakkı Saklıdır**

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**SILAR METODUYLA ELDE EDİLEN Cd/CdSe/n-GaAs/In YAPININ
KARAKTERİSTİKLERİNİN NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI
OLARAK İNCELENMESİ**

Ahmet TAŞER

FİZİK ANABİLİM DALI

**ERZURUM
2012**

Her Hakkı Saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

**SILAR METODUYLA ELDE EDİLEN Cd/CdSe/n-GaAs/In YAPININ
KARAKTERİSTİKLERİNİN NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI OLARAK
İNCELENMESİ**

Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM danışmanlığında, Ahmet TAŞER tarafından hazırlanan bu çalışma 28/12/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından. Fizik Anabilim Dalı'nda Yüksek Lisans tezi olarak **oybirliği** ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

İmza :

Üye : Yrd. Doç. Dr. Kadem MERAL

İmza :

Üye : Yrd. Doç. Dr. Betül GÜZELDİR

İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum

Prof. Dr. İhsan EFEOĞLU
Enstitü Müdürü

Bu çalışma TÜBİTAK 1001 projeleri kapsamında desteklenmiştir.
Proje No:108T500

Not: Bu tezde kullanılan özgün ve başka kaynaklardan yapılan bildirişlerin, çizelge, şekil ve fotoğrafların kaynak olarak kullanımı, 5846 sayılı Fikir ve Sanat Eserleri Kanunundaki hükümlere tabidir.

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

SILAR METODUYLA ELDE EDİLEN Cd/CdSe/n-GaAs/In YAPININ KARAKTERİSTİKLERİNİN NUMUNE SICAKLIĞINA BAĞLI OLARAK İNCELENMESİ

Ahmet TAŞER

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

Bu çalışmada, Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapıyı elde etmek için [100] doğrultusunda büyütülmüş, 450 µm kalınlığına ve $2,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ donör konsantrasyonuna sahip *n*-tipi GaAs kullanıldı. n-GaAs'ın mat yüzeyine indiyum buharlaştırılarak omik kontak yapıldı. Diğer yüzeyine ise Successive Ionic Layer Adsorption and Reaction (SILAR) tekniği ile CdSe ince filmi büyütüldü. Önce CdSe ince filminin soğurma ölçümleri alınarak yasak enerji aralığı değeri hesaplandı. Daha sonra CdSe ince filmin yapısal özellikleri XRD ve SEM teknikleri ile incelendi. Filmin kristal yüzeyini tamamen kapladığı ve hemen hemen homojen olduğu görüldü. Yüzey özellikleri incelenen CdSe film üzerine 10^{-5} torr basınçta Cd buharlaştırılarak Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısı elde edildi. Elde edilen Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapının önce oda sıcaklığında *I-V* ve *C-V* ölçümleri alındı ve daha sonra 60 K'den başlayarak 20 K'lik adımlarla 300 K'e kadar her bir sıcaklıkta *I-V* ölçümleri tekrar alındı. Cd/CdSe/n-GaAs/In yapını doğrultucu karakteristik gösterdiği gözlemlendi. Numune sıcaklığına bağlı olarak doğru beslem *lnI-V* karakteristiklerinden engel yükseklikleri, idealite faktörleri hesaplandı. Engel yüksekliğinin artan sıcaklıkla arttığı, idealite faktörünün ise azaldığı görüldü. Cheung fonksiyonları kullanılarak sıcaklığa bağlı olarak idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri hesaplandı. Seri direnç değerlerinin artan sıcaklıkla 160 K'e kadar azaldığı ve sonra hemen hemen sabitleştiği görüldü. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapının *C-V* ölçümleri oda sıcaklığında 10 kHz, 50 kHz, 100 kHz, 300 kHz, 500 kHz ve 1 MHz frekanslarında alındı. Ters beslem *C⁻²-V* grafiklerinden difüzyon potansiyelleri, Fermi enerji seviyesi değerleri ve engel yükseklikleri değerleri elde edildi. Sonuç olarak, SILAR metoduyla direkt n-GaAs yarıiletkeni üzerine CdSe ince filmi büyütülerek Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısı elde edilmiştir ve karakteristik parametreleri hesaplanarak, alternatif deve elemanı olarak kullanılabileceği görülmüştür.

2012, 98 Sayfa

Anahtar Kelimeler: Schottky Kontaklar, SILAR Metot, Sandviç Yapı, CdSe

ABSTRACT

Master Thesis

INVESTIGATION OF CHARACTERISTICS OF Cd/CdSe/n-GaAs/In STRUCTURE OBTAINED BY SILAR METHOD DEPENDING ON SAMPLE TEMPERATURE

Ahmet TAŞER

Atatürk University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor: Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM

In this study n-type GaAs semiconductor grown in the direction of [100], having thickness of 450 μm and donor concentration of $2,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ was used in order to obtain Cd/CdSe/n-GaAs/In sandwich structure. Ohmic contact was prepared on the opaque side GaAs by evaporation In and CdSe thin film was grown on the other side by Successive Ionic Layer Adsorption and Reaction (SILAR) technique. First band gap of CdSe thin film was calculated performing absorption measurements of thin film. Afterward morphological properties of the film were scrutinized by XRD and SEM techniques. It was observed that film covered the entire surface and it was almost uniform. Sandwich structure of Cd/CdSe/n-GaAs/In was fabricated by evaporating Cd on the CdSe, whose surface features were analyzed, under the pressure of 10^{-5} torr. First room temperature I-V and C-V measurement were performed, then I-V measurements were re-performed for each temperature initiating from 60 K to 300 K with an increment of 20 K. Rectifying behavior of the Cd/CdSe/n-GaAs/In structure was observed. Barrier height, ideality factors were calculated from the forward bias $\ln I$ -V depending on sample temperature. It was observed that barrier height was increased with increasing temperature while ideality factors were decreased. Depending on temperature ideality factor, barrier height, and series resistance were determined employing Cheung functions. It was seen that series resistance values were shrunk with increasing temperature up to 160 K and then become almost constant. C-V measurements of sandwich structure of Cd/CdSe/n-GaAs/In were performed at frequencies of 10 kHz, 50 kHz, 100 kHz, 300 kHz, 500 kHz and 1 MHz at the room temperature. Diffusion potentials, Fermi energy levels, and barrier heights were obtained from the reverse bias C^{-2} -V plot. As a result, Cd/CdSe/n-GaAs/In sandwich was obtained being directly grown CdSe thin film on the n-GaAs semiconductor by SILAR method and calculating characteristics parameters of the structure it was observed that it can be used as an alternative device

2012, 98 Pages

Keywords: Schottky Contacts, SILAR Method, Sandwich Structure, CdSe,

TEŞEKKÜR

Yüksek lisans tezi olarak sunduğum bu çalışma Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nde yapılmıştır. Çalışmalarım esnasında bana her türlü yardım ve desteği sağlayan, bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım danışman hocam Sayın Prof. Dr. Mustafa SAĞLAM'a en içten dileklerle teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım esnasında engin görüş, öneri, bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü'nün çok değerli bölüm başkanı Sayın Prof. Dr. Rıdvan DURAK'a destek ve yardımlarından dolayı teşekkürlerimi sunarım. Deneysel çalışmalarım sırasında öneri ve bilgilerinden faydalandığım, ölçümlerin alınmasında yardımlarını esirgemeyen Sayın Prof. Dr. Aytunç ATEŞ'e teşekkür ederim.

Laboratuvar çalışmalarım sırasında çalıştığım numunelerin hazırlanması ve ölçümlerinin yapılmasında bana büyük katkıları olan, bilgi ve desteğini esirgemeyen Fizik Bölümü Katıhal Anabilim Dalı öğretim üyelerinden Sayın Yrd. Doç. Dr. Betül GÜZELDİR'e, Sayın Öğr. Gör. Oğuzhan ÖZAKIN'a, laboratuvardaki çalışma arkadaşım Sayın Fatma YILDIRIM'a ve arkadaşım Sayın Arş. Gör. Süleyman TEKME'ne çok teşekkür ederim. Bu çalışmanın gerçekleşmesine imkân sağlayan başta Fizik Bölümü başkanı olmak üzere, tüm Fizik Bölümü öğretim üye ve elemanlarına teşekkürlerimi sunarım.

Bu tez çalışması TÜBİTAK tarafından desteklenen 108T500 numaralı proje kapsamında tamamlanmıştır. Desteklerinden dolayı TÜBİTAK'a teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarımın her aşamasında maddi-manevi yardım ve desteklerinin yanı sıra göstermiş oldukları sabır ve anlayıştan dolayı aileme sonsuz minnet ve şükranlarımı sunarım.

Ahmet TAŞER
Aralık 2012

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ.....	ivii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	12
2.1.III-V grubu yarıiletkenler.....	12
2.2. ince filmler.....	13
2.2.1. İnce film büyütme işlemi	14
2.3. ince film büyütme teknikleri.....	17
2.4. ince film büyütmede kullanılan kimyasal yöntemler	17
2.4.1.Kimyasal Buhar Biriktirme (Chemical Vapor Deposition: CVD) Tekniği.....	17
2.4.2.Metalorganik Kimyasal Buhar Biriktirme (Metalorganik Chemical Vapor Deposition: MOCVD) Tekniği.....	19
2.4.3. Elektro Kimyasal Biriktirme (Electro Chemical Deposition: ECD) Tekniği.....	23
2.4.4. Sol-Jel Tekniği	26
2.5.Sıralı İyonik Tabaka Çökmesi ve Reaksiyonu (Successive Ionic Layer Adsorption and Reaction: SILAR) Tekniği.....	28
2.5.1. SILAR Yönteminde İnce Film Büyümesine Etki Eden Parametreler	32
2.5.1.a Çözeltilerin konsantrasyonu	32
2.5.1.b. Çözeltilerin pH değeri	33
2.5.1.c. SILAR döngü sayısı.....	33
2.6. Metal-Yarıiletken Kontak Teorisi	34
2.6.1. Metal-Yarıiletken Omik Kontaklar.....	35
2.6.1.a. Metal/ n-tipi yarıiletken Omik Kontaklar.....	35

2.6.1.b. Metal/ <i>p</i> -tipi yarıiletken Omik Kontaklar.....	37
2.6.1.c. Omik Kontak Elde Etme Yolları.....	39
2.6.2. Metal-Yarıiletken Doğrultucu Kontaklar.....	39
2.6.2.a. Metal/ <i>n</i> -tipi yarıiletken Doğrultucu Kontaklar.....	39
2.6.2.b. Metal/ <i>p</i> -tipi yarıiletken Doğrultucu Kontaklar.....	41
2.7. Metal Yarıiletken Kontaklarda Akım İletimi.....	44
2.8. Metal Yarıiletken Kontakların Kapasitesi.....	56
2.9. Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Schottky Diyot Parametrelerinin Tayin Edilmesi.....	60
2.10. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı.....	62
2.11. Homojen Olmayan Engel Modeli.....	63
3. MATERYAL ve YÖNTEM	65
3.1. Giriş.....	65
3.2. CdSe.....	65
3.3. Çözeltilerin Hazırlanması	66
3.4. Taban malzemelerin temizlenmesi.....	66
3.5. <i>n</i> -GaAs Yarıiletkenine Omik Kontak Yapılması ve Numune Tutucuların Hazırlanması	67
3.6. CdSe ince filmlerin büyütülmesi.....	68
3.7. Cd/CdSe/ <i>n</i> -GaAs/In yapılarının üretilmesi.....	68
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	71
4.1. Giriş.....	71
4.2. Filmlerin Optiksel ve Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi.....	71
4.2.1. Soğurma ölçümlerinin alınması.....	71
4.2.2. XRD ölçümlerinin alınması.....	72
4.2.3. SEM görüntülerinin alınması.....	73
4.3. Cd/CdSe/ <i>n</i> -GaAs/In yapısının <i>I-V-T</i> ölçümlerinden diyot parametrelerinin hesaplanması.....	74
4.4. Cd/CdSe/ <i>n</i> -GaAs/In yapısının <i>C-V</i> ölçümlerinden diyot parametrelerinin hesaplanması.....	83
5. TARTIŞMA ve SONUÇ	88

KAYNAKLAR	95
ÖZGEÇMİŞ.....	99

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

A	Diyodun etkin alanı
A^*	Richardson sabiti
C	Kapasite
$C-V$	Kapasite-gerilim
$C^{-2}-V$	Ters kapasitansın karesi- Gerilim
q	Elektronun yükü
E_f	Fermi enerji seviyesi
E_{Fn}	Elektronun quasi fermi enerji seviyesi
E_g	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
E_{ss}	Arayüzey hallerinin enerjisi
E_{oo}	Tünelleme ihtimaliyetini temsil eden karakteristik enerji
E_v	Valans bandının tavanı
eV	elektronvolt
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
Φ_b	Schottky engel yüksekliği
Φ_b^c	Kapasite voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği
Φ_b^j	Düz beslem gerilimine bağlı olarak $I-V$ ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
$\Psi(x)$	Yüzey potansiyeli
h	Planck sabiti
$I-V$	Akım-gerilim
$I-V-T$	Akım-gerilim-sıcaklık
I_0	Satürasyon akımı
J	Akım yoğunluğu

$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkene doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
k	Boltzmann sabiti
m_e	Elektronun kütlesi
m^*	Etkin kütle
n	İdealite faktörü
n_i	Asal elektron konsantrasyonu
N_c	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
N_d	Donor konsantrasyonu
$\rho(x)$	Konuma bağlı uzay yükü yoğunluğu
σ	Arayüzey hallerinin tesir kesiti
σ_s	Standart sapma
α	Soğurma katsayısı
Q	Birim alan başına düşen yük yoğunluğu
R_s	Seri direnç
τ	Zaman sabiti
λ	Dalga boyu
V_{dif}	Difüzyon potansiyeli
w	Uzay yükü bölgesinin genişliği
ν	Frekans
ALE	Atomik Tabaka Epitaksisi
CBD	Chemical Bath Deposition
CVD	Chemical Vapor Deposition
DLTS	Deep Level Transient Spectroscopy
ECD	Electrochemical Deposition
FE	Alan Emisyonu
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MESFET	Metal Semiconductor Field Effect Transistor
MIS	Metal-Yalıtkan Yarıiletken
MOCVD	Metalorganik Chemical Vapor Deposition
MS	Metal–yarıiletken

OP-AMP	Operational Amplifier
PICTS	Photo-Induced Transient Spectroscopy
PLD	Pulsed Laser Deposition
SEM	Taramalı Elektron Mikroskobu
SILAR	Sıralı İyonik Tabaka Çökmesi ve Reaksiyonu
TE	Termiyonik Emisyon
TFE	Termoiyonik Alan Emisyonu
TSC	Termally Stimulated Current

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Temel büyütme işlemleri	16
Şekil 2.2. Kimyasal Buhar Biriktirme (CVD) sistemi.	18
Şekil 2.3. Metalorganik kimyasal buhar biriktirme (MOCVD) sistemi	20
Şekil 2.4. İki- Elektrotlu Hücre.....	24
Şekil 2.5. Üç- Elektrotlu Hücre.....	24
Şekil 2.6. Sol-jel işleyiş şeması.....	27
Şekil 2.7. SILAR yönteminin sistematik diyagramı	30
Şekil 2.8. $\Phi_m < \Phi_s$ durumu için metal/ <i>n</i> -tipi yarıiletken omik kontağa ait enerji bant diyagramı	36
Şekil 2.9. $\Phi_m > \Phi_s$ durumu için metal/ <i>p</i> -tipi yarıiletken omik kontağa ait enerji bant diyagramı	38
Şekil 2.10. $\Phi_m > \Phi_s$ durumu için metal/ <i>n</i> -tipi yarıiletken doğrultucu kontağa ait enerji bant diyagramı	41
Şekil 2.11. $\Phi_s > \Phi_m$ durumu için metal/ <i>p</i> -tipi yarıiletken doğrultucu kontağa ait enerji bant diyagramı	43
Şekil 2.12. Düz beslem altındaki metal/yarıiletken kontakta taşıyıcı geçişleri	45
Şekil 2.13. Schottky diyotta tünelleme akımlarının enerji bant diyagramları	54
Şekil 2.14. Metal <i>n</i> -tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontağın; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı	58
Şekil 2.15. Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan bir Schottky kontağın üç boyutlu bant diyagramı	64
Şekil 3.1. Elektriksel ölçümlerin yapıldığı deney sistemi.	70
Şekil 4.1. Cam taban malzemesi üzerine büyütülen CdSe'nin soğurma grafiği	72
Şekil 4.2. GaAs taban malzemesi üzerine büyütülen CdSe ince filmlerinin x-ışını kırınım verileri	73
Şekil 4.3. <i>n</i> -GaAs yarıiletkeninin üzerine SILAR yöntemi ile büyütülen CdSe'nin SEM görüntüsü	74
Şekil 4.4. Oda sıcaklığında Cd/CdSe/ <i>n</i> -GaAs/In sandviç yapısına ait <i>I</i> - <i>V</i> karakteristiği	76

Şekil 4.5. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının sıcaklığa bağlı I - V karakteristikleri	77
Şekil 4.6 Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının sıcaklığa bağlı $dV/d(\ln I)$ - I grafikleri .	78
Şekil 4.7. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının sıcaklığa bağlı $H(I)$ - I grafikleri	79
Şekil 4.8. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının termoiyonik emisyon ve Cheung metodlarından elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi	80
Şekil 4.9. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının sıcaklığa bağlı $\ln I$ - V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi	81
Şekil 4.10 Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının Cheung fonksiyonlarından elde edilen ortalama seri direncinin sıcaklıkla değişimi	81
Şekil 4.11. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının oda sıcaklığında 10 kHz, 50 kHz, 100 kHz, 300 kHz, 500 kHz ve 1 MHz frekans değerlerinde ölçülen doğru ve ters beslem durumunda C - V değişimi	84
Şekil 4.12. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının oda sıcaklığında 10 kHz, 50 kHz, 100 kHz, 300 kHz, 500 kHz ve 1 MHz frekans değerlerinde ölçülen ters beslem durumunda $1/C^2$ - V değişimi	85

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 4.1. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının $\ln I$ - V

karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri 82

Çizelge 4.2. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının ters belsem C^{-2} - V

karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri 87

1. GİRİŞ

İnsanoğlunun varoluşundan bu yana birçok önemli buluş yapılmış ve bunların zaman içerisinde geliştirilerek bilim tarihine her gün yeni katkılarda bulunulmuştur. Bu bağlamda yarıiletken malzemelerin üretimi de insanlık tarihi için önemli buluşlardan biridir. Bu malzemelerin geliştirilmesi ile yarıiletkenler, modern dünyada gündelik hayatımızın vazgeçilmezlerinden olmuştur.

Yarı iletken teknolojisinde, temel elektronik yapı elemanlarının fiziksel ve elektronik özelliklerini araştırmak büyük önem taşımaktadır. Bu nedenle elektronik ve bilgisayar teknolojisindeki ilerlemeler, yarı iletkenlerin özelliklerinin daha iyi bilinmesiyle mümkündür. (Bu amaçla) Yıllardır çeşitli yapı elemanlarından oluşan yarı iletken kristallerin elektronik özelliklerinin saptanması için araştırmalar sürdürülmektedir. Araştırmaların bir bölümü bu kristallerin fiziksel özelliklerini belirlemek için yapılırken diğer bir bölümü de fiziksel özelliklerinden yararlanılarak yeni aygıtlar geliştirmeyi amaçlar (Sze 1981).

Metal/yarıiletken yapısı ile elde edilen Schottky yapılar, yarıiletken teknolojisinin gelişmesi ve her geçen gün önemini artırması ile çok farklı kullanım alanları bulmaktadır. Schottky yapılar MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor) ve OP-AMP (Operational Amplifier) gibi aktif devre elemanlarında kullanılmaktadır. Schottky yapılar ayrıca, DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy), PICTS (Photo-Induced Transient Spectroscopy) ve TSC (Termally Stimulated Current) gibi yarıiletken karakterizasyon tekniklerinde kullanılmaktadır. Schottky diyotlar, bu karakterizasyon tekniklerinden başka teknolojik alanda, anahtarlama devreleri, güneş pilleri, farklı dedektör uygulamaları gibi birçok alanda kullanılmaktadırlar (Aydoğan 2004).

Metal-yarıiletken kontakların elektriksel iletkenlik özelliklerinden yeterince faydalanmak, uygun kontaklar uygulayarak uygun elektronik devrelerde kullanmak için

karakteristiklerinin iyi bilinmesi gerekir. Bu yoldaki ilk araştırma, Braun, tarafından yapılmıştır (Rhoderick and Williams 1988).

Marconi'nin 1895'li yıllarda telekomünikasyona ait deneylerini, Braun'un çalışmasını göz önüne alarak, nokta kontak metal-yarıiletken doğrultucularını dedektör olarak kullanmıştır (Rhoderick and Williams 1988).

1935'li yıllarda, mikro dalga radarların gelişimiyle nokta kontak diyotları tekrar önem kazandı. Nokta kontak diyotları, en çok frekans dönüştürücüsü olarak ve mikro dalga detektör diyotu olarak kullanıldılar. Metal-yarıiletken doğrultucuların, yükseltmesinin düşük olmasından dolayı yerini, vakum tüplerine bıraktı. Uzun süre sadece mikrodalga ölçümlerinde kullanıldı (Torrey and Whitmer 1948).

Metal-yarıiletken doğrultucu kontakların teorik olarak izahı, bu yapıların pratikte uygulamalarından çok sonradır. Schottky, metal vakum sistemlerde imaj kuvvetten dolayı engel açılmasını buldu. Bu Sze ve arkadaşları tarafından metal-yarıiletken kontaklarda ancak 1964'de doğrulanabilmiştir (Sze 1964). Richardson'un metal vakum sistemi için, 1942 yılında bulduğu termiyonik emisyon, Bethe tarafından metal-yarıiletken yapılara da uygulanabileceği izah edilmiştir (Sze 1981).

Enerji engelinden taşıyıcı difüzyon olayını esas alan doğrultma teorisi, Schottky ve Spenke tarafından geliştirildi. Bir yıl sonra Willson (Sze 1981) metal-yarıiletken diyotlar için, kuantum mekaniksel tünelleme teorisini geliştirdi ve doğrultma için ters polariteyi açıkladı. Crowel and Sze (1965) Schottky'nin difüzyon ve Bethe'nin termiyonik emisyon teorilerini, tek bir termiyonik emisyon-difüzyon modelinde birleştirmişlerdir (Crowel and Sze 1965; Ziel 1968). Barden (1947) yarıiletkenin yasak enerji aralığında var olan yüzey hallerinin yoğunluğu yeteri kadar yüksek olduğunda, yarıiletkenin serbest yüzeyinde yüzey hallerindeki elektronların net yükünden ve ters işaretli uzay yükünden dolayı bir dipol tabakası oluşabileceğini gösterdi. Aynı zamanda, bu dipol tabakasının yarıiletken içerisindeki Fermi seviyesinin konumunu iş

fonksiyonundan bağımsız yapma eğiliminde olduğu sonucuna varmıştır. O zaman bir metal-yarıiletken kontağın doğrultucu karakteristikleri pratik olarak metalden bağımsız olur. Metal-yarıiletken arayüzeyinde bir yalıtkan tabakanın varlığında metal ile yarıiletken bu tabakayla kontak haline geldiğinde, metal ve yarıiletken yüzeylerdeki dipol tabakaların Fermi seviyesinin konumunun değişimine katkılarının bu yalıtkan tabaka tarafından ortadan kaldırıldığı ileri sürülmüştür (Muret 1982).

Metal–yarıiletken (MS) Schottky diyotlarda metal ile yarıiletken arasına doğal ya da yapay olarak oluşturulan ara yüzey tabakasının, MS kontakların elektriksel özelliklerini ve fiziksel parametrelerini değiştirdiğinin görülmesiyle metal-yalıtkan yarıiletken (MIS) yapılarla ilgili çalışmalar başladı. Gün geçtikçe MIS yapıların kullanım alanlarının artması bu yapılar üzerine olan çalışmaları arttırmıştır. Özellikle yalıtkan/yarıiletken ara yüzeyinin davranışını ve akım–iletim mekanizmalarını açıklayabilmek için pek çok çalışma yapılmakta ve çeşitli yöntemler geliştirilmektedir. Yarıiletkenle metali ayıran ince ara yüzey yalıtkan tabakanın olması halindeki (MIS) Schottky engelli güneş pilinin açık devre voltajı ve verimliliğinde gözlenen artış nedeniyle; MIS Schottky diyotlarına olan ilgi artırmıştır (Bozkurt 2009).

Ayrıca son yıllarda yarıiletken altlık üzerine kaplanan ince filmler altlığın tek başına sağlayamadığı birçok özelliklere sahip olduklarından optik ve elektronik alanda yaygın olarak kullanılmalarını sağlamıştır. Aynı zamanda çok katmanlı üretildiklerinde ise yeni malzemeler gibi davrandıklarından elektronik devre elemanları olarak kullanılmaktadırlar.

Günümüzde bu yapıların elde edilmesi için birçok teknik geliştirilmiştir. Bunlardan birkaçı Successive Ionic Layer Adsorption And Reaction (SILAR), Chemical Vapor Deposition (CVD), Chemical Bath Deposition (CBD), Pulsed Laser Deposition (PLD), Molecular Beam Epitaxy (MBE), Electrochemical Deposition (ECD) v.s gibi tekniklerdir.

Metal-yarıiletken arayüzeyinde akım iletimi sıcaklığa bağlıdır. Düşük sıcaklıklarda elektronlar küçük engel yüksekliği ile karşılaştıklarından akım kolaylıkla sağlanır ve idealite faktörü artar (Tung 1991; Sullivan *et al.* 1991). Sıcaklık daha da arttırılırsa elektronlar daha büyük bir engeli aşmaya yetecek kadar bir enerji kazanırlar ve engel yüksekliği, sıcaklık ve doğru beslem voltajına bağlı olarak değişecektir. Ayrıca sıcaklık artışı ile taşıyıcıların termal hızları arttığından dolayı iletim bandındaki taşıyıcı sayısı artmakta ve yarıiletkendeki genleşmeden dolayı yarıiletkenin yasak enerji aralığı da azalmaktadır. Buna bağlı olarak seri direnç değerinin de azalması beklenir. Yani sıcaklık artışı ile seri direnç değerinin azalması, düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasının bir sonucu olarak yorumlanabilir (Chand and Kumar 1996).

Türüt ve Sağlam (1992), arayüzey tabakalı ve tabakasız Schottky kontak diyotlarında arayüzey tabakası, arayüzey halleri ve arayüzeydeki sabit yükleri dikkate alarak, I - V ve C - V karakteristiklerini inceleyip engel yüksekliği, idealite faktörü ve arayüzey durum yoğunluklarını tespit etmişlerdir.

Biber *et al.* (2003), ürettiği Cu/ n -GaAs Schottky diyotlar için 80-300 K sıcaklık aralığında I - V ölçümlerini aldı ve yarıiletken devre elemanlarının performansı, kararlılığı ve güvenilirliği gibi parametrelerin metal/yarıiletken arasındaki oksit tabakasının arayüzey özelliklerine önemli derecede bağlı olduğunu bildirmiştir. Bir Schottky engelinin tabiatını ve iletim mekanizmasını açıklamak için Schottky engel diyodun parametrelerinin geniş bir sıcaklık aralığında tanımlanması gerektiği de ayrıca ifade edilmiştir. Bununla beraber, I - V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörü ve engel yüksekliğinin sıcaklığa önemli derecede bağlı olduğu da kabul edilmiştir.

Biber *et al.* (2005), Au/ n -GaAs Schottky ve Au/ n -GaAs MIS engel diyotlarının elektriksel ölçümlerini 80-300 K sıcaklık aralığında almışlardır ve anodik oksit tabakasının potansiyel engelindeki inhomojenliği yok ederek engel yüksekliğini artırdığını gözlemlemişlerdir.

Tataroğlu *et al.* (2007), Al/SiO₂/p-Si yapıların oda sıcaklığında *I-V* karakteristiklerini incelemişlerdir. Arayüzey hal yoğunluğunun ve seri direncin elektriksel karakteristikler üzerinde etkisini araştırmışlardır. *I-V* karakteristiklerinden idealite faktörünü 1,537 ve engel yüksekliğini 0,766 eV olarak elde etmişlerdir. Ayrıca Cheung metodu sayesinde seri direnç değerini hesaplamışlardır. İdeal akım-voltaj karakteristiğinden farklı olarak elde edilen sapmayı, uygulanan voltajın bir kısmının arayüzey boyunca azalması ve dolayısıyla buna bağlı olarak akımın azalmasına atfetmişlerdir.

Dökme and Altındal (2006), Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diyotlarının 79 K-325 K sıcaklık aralığında *I-V* karakteristiklerindeki arayüzey davranışını incelemişlerdir. Engel yüksekliğini, idealite faktörünü ve seri direnci *I-V* ölçümlerinden elde etmişlerdir. Sıcaklık artışı ile sıfır beslem Schottky engel yüksekliği (Φ_{B0}) artarken idealite faktörünün azaldığını ve Richardson grafiğinin ölçülen sıcaklık aralığında lineer olmadığını bulmuşlardır. Cheung fonksiyonlarından seri direncin güçlü bir şekilde sıcaklığa bağlı olduğunu ve sıcaklıktaki artış ile anormal bir şekilde arttığını ifade etmişlerdir.

Duman *et al.* (2008), In/p-GaSe:Gd/Au-Sb Schottky engel diodunun *I-V* karakteristiklerini 120 K ile 320 K arasında 20 K'lik aralıklarla incelemiştir. Doğru beslem *I-V* karakteristikleri termioyonik emisyon teorisine göre analiz edilmiş ve engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımı yapılmıştır. *I-V* karakteristiklerinden Schottky engel diodunun engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç gibi parametreleri saptanmıştır. Schottky engel diodu için Φ_b deneysel değerinin 0,56 eV (120 K) ile 0,87 eV (320 K) aralığında değiştiğini gözlemlemiştir. Norde fonksiyonlarından 300 K'de engel yüksekliğinin değerini 0,87 eV olarak elde etmiş ve bu değer *I-V* karakteristiklerinden elde edilen değerle uyumlu olduğunu ifade etmişlerdir.

Güllü *et al.* (2008), oda sıcaklığında Al/phenolsulfonphthalein (PSP)/n-Si/Au-Sb yapısının *I-V*, *C-V* ve *C-f* karakteristiklerini incelemişlerdir. *I-V* karakteristiklerinden *n* ve Φ_b değerlerini sırasıyla 3,33 ve 0,81 eV olarak elde etmişlerdir. İdealite faktörünün yüksek değerlerine film kalınlığının inhomojenlikleri ve arayüzey yükünün farklılığı

gibi diğer etkilerin sebep olabileceğini ifade etmişlerdir. Oda sıcaklığında $dV/d(\ln I)-I$ grafiğinden n ve R_s değerlerini sırasıyla 4,28 ve 309,5 k Ω olarak elde etmişlerdir. Doğru beslem $\ln I-V$ grafiğinden elde edilen idealite faktörü ile $dV/d(\ln I)-I$ 'dan elde edilen idealite faktörü arasında nispeten büyük bir fark olduğu gözlemlenmiştir. Bunun seri direnç, arayüzey halleri ve arayüzey tabakasına karşı voltaj düşüşünün varlığı ile ilişkilendirilebileceğini ifade etmişlerdir. $H(I)-I$ dan Φ_b ve R_s değerlerini sırasıyla 0,73 eV ve 187,6 k Ω olarak elde etmişlerdir. Norde fonksiyonlarını kullanarak $F-V$ grafiğinden Φ_b ve R_s 'nin değerlerini sırasıyla 0,81 eV ve 986,6 k Ω olarak elde etmişlerdir.

Çağlar *et al.* (2008), sol-jel yöntemi ile hazırlanan Al/CdO/ p -Si yapısının optiksel ve yapısal özelliklerini oda sıcaklığında, elektriksel özelliklerini ise numune sıcaklığına bağlı olarak incelemişlerdir. CdO ince filminin SEM ölçümleri ile yüzeyi tamamen homojen olarak kapladığı, XRD ölçümleri ile polikristal yapıya sahip olduğunu tespit etmişlerdir. Ayrıca cam altlık üzerine büyütülmüş CdO ince filminin soğurma ölçümleri vasıtasıyla yasak enerji aralığını 2,57 eV olarak hesaplamışlardır. Al/CdO/ p -Si yapısının $I-V$ ölçümlerini 80-400 K aralığında değişen numune sıcaklığına bağlı olarak incelemişlerdir. İdealite faktörü değerlerinin düşük ve yüksek sıcaklıklarda aldığı değerleri, bu sıcaklıklardaki farklı taşıma mekanizmalarına atfetmişlerdir.

Sağlam *et al.* (2008), CdS ince filmler: SILAR tekniği ile n -Si taban malzemeler üzerine Si ve Cd arasında arayüzey tabakası olarak büyütülmüşlerdir. Au-Sb elektrot omik kontak olarak kullanılmıştır. Oda sıcaklığındaki akım-voltaj ($I-V$) ölçümlerinden Cd/CdS/ n -Si/Au-Sb yapısının doğrultma özellik gösterdiği belirlenmiştir. Bu yapıya ait engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç değerleri düz beslem $I-V$ ve ters beslem $C^{-2}-V$ karakteristiklerinden hesaplanmıştır. Diyotun idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri termoiyonik emisyon teorisi kullanılarak sırasıyla $n=2,06$ ve $\Phi_b=0,92$ eV olarak bulunmuştur. İdealite faktörün 1'den büyük olması diyotun ideal durumdan sapma olduğunu göstermiştir. Bu durum, diyotun arayüzey tabakasına, arayüzey durum yoğunluğuna ve seri dirence atfedilmiştir. Düz beslem yönünde, yüksek akım yoğunluklarında seri direnç etkisi gözlenmiştir. Cheung fonksiyonları yardımıyla

sırasıyla $R_s=182,24 \, \Omega$ ve $R_s=186,04 \, \Omega$ seri direnç değerleri bulunmuştur. C^{-2} -V karakteristiklerinden 0,698 eV'tan 0,743 eV'ta değişen engel yüksekliği değerleri hesaplanmıştır. Bu sonuçlar, ucuz ve basit bir teknik olan SILAR tekniği ile sandviç yapıların oluşturulabileceğini göstermiştir.

Sağlam *et al.* (2009), Cd/CdS/n-Si/Au-Sb sandviç yapısının elektriksel karakteristiklerine termal tavlamanın etkisini incelemişlerdir. Cd/CdS/n-Si/Au-Sb yapısını elde etmek için n-Si altlık üzerine SILAR metoduyla CdS ince filmini büyütmüşlerdir. Cd/CdS/n-Si/Au-Sb yapısının oda sıcaklığında alınan I -V karakteristikleri ile doğrultma davranışlarını incelemişlerdir. Bu yapının engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç gibi parametrelerini farklı metotlar ile tavlama sıcaklığının bir fonksiyonu olarak doğru beslem I -V karakteristiklerinden hesaplamışlardır. Bu yapının n , Φ_b ve R_s değerlerini sırasıyla 2,31, 0,790 eV ve 1,86 k Ω olarak bulmuşlardır. 300°C tavlamadan sonra bu değerlerin 1,89, 0,765 eV ve 0,48 k Ω 'a değiştiğini gözlemlemişlerdir. Engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direncin değerinin 300°C'ye kadar tavlama sıcaklığının artışı ile çok az değiştiğini ifade etmişlerdir. Cheung fonksiyonlarından Cd/CdS/n-Si/Au-Sb yapısının tavlama sıcaklığının artışı ile seri direnç değerinin 1,86 k Ω 'dan 0,48 k Ω 'a, engel yüksekliğinin 0,754 eV'dan 0,740 eV'a ve idealite faktörünün 2,76'dan 2,20'ye değiştiğini gözlemlemişlerdir. Oda sıcaklığı ile 300°C arasında 50°C'lik adımlarla yapılan tavlama işlemleri sonucunda Norde fonksiyonu grafiklerinden engel yüksekliği ve seri direnç değerlerini sırasıyla 0,788 eV ve 0,763 eV, 2,24 k Ω ve 1,28 k Ω olarak bulmuşlardır.

Ashok Kumar *et al.* (2008), Pd/Pt/n-InP Schottky diyotların I -V ölçümlerini 230-410 K aralığında değişen numune sıcaklığına bağlı olarak incelemişlerdir. I -V karakteristikleri engel yüksekliğinin anormal bir düşüşünü ve azalan sıcaklıkla idealite faktörünün arttığını göstermiştir. İdealite faktörünün ve engel yüksekliğinin sıcaklığa güçlü bağıllığı ve lineer olmayan Richardson grafikleri arayüzey inhomejenliğini gösterir. I -V karakteristiğinden seri direncin artan sıcaklıkla azaldığı ve güçlü bir şekilde sıcaklığa bağlı olduğu belirtilmiştir. Pd/Pt/n-InP Schottky diyotların sıcaklığa bağlı davranışı, metal yarıiletken arayüzeyindeki engelin homojen olmayan karakteristiğinden dolayı

oluşan engel yüksekliğinin Gauss dağılımına sahip olduğu varsayımı yapılarak yorumlanmıştır.

Peta *et al.* (2011), (Pt/Au)/Ga-polarity GaN/Si(111) Schottky diyotun 200-375 K sıcaklık aralığındaki akım-voltaj karakteristiklerini kullanarak sıcaklığa bağlı elektriksel özellikleri incelemişlerdir. Sıfır beslem Schottky engel yüksekliği (Φ_{B0}) ve idealite faktörü (n) gibi temel diyot parametreleri I-V'den standart termiyonik emisyon (TE) teorisi kullanılarak elde edilmiştir. Φ_{B0} ve n değerleri 200 K için 0,50 eV ve 3,2, 375 K için 0,78 eV ve 1,4 olarak bulunmuştur. Cheung yöntemiyle hesaplanan seri direnç (R_s), artan sıcaklık ile sıradışı bir davranış göstermiştir. Diyotun gösterdiği R_s değeri, 200 K, 300 K ve 375 K'de sırasıyla 534 Ω , 132 Ω ve 154 Ω olarak belirlenmiştir. Φ_{B0} , n ve R_s 'nin güçlü bir şekilde sıcaklığa bağlı olduğu görülmüştür. Ayrıca engel yüksekliğinin homojensizliğinden dolayı Φ_{B0} ve n arasında doğrusal bir ilişki gözlenmiştir.

Yüksel (2009), Al/p-Si (100) Schottky diyotların akım-voltaj (I-V) karakteristiklerini 100-300 K sıcaklık aralığında incelemiştir. Engel yükseklikleri, idealite faktörü, seri direnç ve taşıyıcı konsantrasyonları gibi bazı asal ve kontakt özellikleri belirlenmiştir. Termiyonik emisyon teorisi kullanılarak hesaplanan engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün güçlü bir şekilde sıcaklığa bağlı olduğu belirlenmiştir. I-V karakteristiğinden sıcaklığın azalmasıyla sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{B0}) azalırken idealite faktörünün arttığı belirlenmiştir. I-V grafiğinin ters beslemine bakıldığında deneysel taşıyıcı yoğunluğu (N_A) değerlerinin, sıcaklık artışıyla arttığı görülmüştür.

Farag *et al.* (2010), Mikrokristal Cu ince filmleri sıvı epitaksiyel fazda LPE p-Si altlık (alttaş) üzerine büyütülmüştür. Büyütme başlangıcında Cu atomlarının bazıları ilk olarak Si ile reaksiyona girerek silicide tabakası (CuSi) oluşturduğu gözlenmiştir. Si altlık üzerine büyütülen Cu filminin topografisi SEM ile incelenmiştir. XRD ile yapılan yapısal analiz, ara ürün olan CuSi gibi Cu filminin de oluşumunu doğrulamıştır. Cu/p-Si metal-yarıiletken schottky kontaklarının akım-voltaj ve kapasite-voltaj karakteristikleri 300-375K sıcaklıkları arasında çalışılmıştır. Sıcaklığın seri direnç R_s , idealite faktörü n

ve engel yüksekliği Φ_b üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Cu/p-Si diyodu, idealite faktörü birden büyük olan ideal olmayan bir I-V davranışı göstermiştir. Bu, ara yüzey tabakasına, arayüzey durumlarına ve seri dirençlere atfedilmiştir. Yüksek voltaj bölgesinde incelenen diyodun I-V karakteristiklerinin uzay yükü ile sınırlı akımlar tarafından yönetildiği bulunmuştur. Elde edilen parametrelerin sıcaklığa güçlü bir şekilde bağlılığı bulunmuştur. Buna ek olarak, kapasitans-voltaj-frekans (C-V-f) karakteristikleri 10kHz ve 1MHz frekans aralıklarında araştırılmıştır. Her frekansta, arayüzey durumlarının sürekli dağılımına rağmen artan frekans ile ölçülen kapasitans değerlerinin azaldığı gözlenmiştir.

Janardhanam *et al.* (2009), 200-400K sıcaklık aralığında akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümlerini kullanarak Mo/n-InP (100) schottky kontakların elektriksel karakteristiklerindeki sıcaklığa bağlı değişimi sistematik olarak araştırmıştır. İdealite faktörü (n) ve sıfır beslem engel yüksekliği (Φ_{b0}) gibi diyot parametrelerinin sıcaklığa sıkı bir şekilde bağlı olduğu ve artan sıcaklıkla sıfır beslem engel yüksekliği artarken idealite faktörünün azaldığı bulunmuştur. I-V karakteristikleri termoiyonik emisyon teorisine ve metal-yarıiletken arayüzeyinde dağılan engel homojensizliklerinden kaynaklanan engel yüksekliklerinin Gauss dağılımına uyduğu kabulüne göre incelenmiştir. Engel yüksekliklerinin Gauss dağılımına uyduğunu göstermek için düz beslem engel yüksekliğine Φ_{b0} karşı $1/2kT$ grafiği çizilmiştir ve ortalama engel yüksekliği ve düz beslem standart sapması sırasıyla $\Phi_{b0} = 0,93\text{eV}$ ve $\sigma_0 = 144\text{meV}$ olarak hesaplanmıştır. Modifiye edilmiş Richardson grafiği, ortalama engel yüksekliğini Φ_{b0} ve Richardson sabitini (A^{**}) sırasıyla $0,85\text{eV}$ ve $2,54 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak vermiştir. Mo/n-InP (100) schottky diyotunun I-V karakteristiklerinin sıcaklığa bağlılığı schottky engel yüksekliklerinin Gauss dağılımına uyduğu termoiyonik emisyon mekanizması ile başarılı bir şekilde açıklanmıştır.

Aydoğan *et al.* (2009), Au/Polypyrrole/p-Si/Al yapısının düşük sıcaklıklarda I-V ölçümlerinden seri direnci tespit etmişlerdir. Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak bu yapının I-V karakteristiklerini incelemişlerdir. I-V fonksiyonları ile uyumlu Norde fonksiyonlarını birleştirerek idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerlerini

elde etmişlerdir. Norde fonksiyonları ile Cheung fonksiyonlarını karşılaştırmışlar ve engel yüksekliği değerlerinin her iki metot için iyi bir uyum gösterdiğini ancak seri direnç değerlerinin özellikle düşük sıcaklıklara doğru çok farklı olduğunu ifade etmişlerdir. Bu durumu Au/Polypyrrole/p-Si/Al yapısının lineer olmayan I - V karakteristikleri ve düşük sıcaklık etkilerinden dolayı saf olmayan termoiyonik emisyon teorisi ile ilişkilendirmişlerdir. I - V karakteristiklerinden engel yüksekliği değerinin 0,78 (300K)-0,18 eV (70 K) arasında değiştiğini hesaplamışlardır. Cheung fonksiyonlarından seri direnç değerlerini 300 K ve 100 K’de sırasıyla 4,35 k Ω , 3,98 k Ω ve 7,38 k Ω , 6,59 k Ω olarak hesaplamışlardır.

Sağlam *et al.* (2010), SILAR yöntemiyle elde edilen Cd/CdO/ n -Si/Au-Sb yapısının I - V ölçümlerini 80-300 K aralığında 20 K’lik adımlarla ölçmüşlerdir. Bu yapının engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç gibi parametrelerini numune sıcaklığının bir fonksiyonu olarak doğru beslem I - V karakteristiklerinden hesaplamışlardır. Bu yapı için engel yüksekliği ve idealite faktörünün deneysel değerlerini sırasıyla 300 K’de 0,871 eV ve 1,787 ve 80 K’de 0,436 eV ve 2,221 olarak hesaplamışlardır. Modifiye edilmiş Norde fonksiyonları yardımıyla elde edilen grafiklerden engel yüksekliği ve seri direnç değerlerini 300 K’de 0,860 eV ve 2,038 k Ω , 80 K’de 0,433 eV ve 37,362 k Ω olarak hesaplamışlardır.

Güzeldir *et al.* (2010), SILAR yöntemiyle elde edilen Zn/ZnSe/ n -Si/Au-Sb yapısının optiksel ve yapısal özelliklerini oda sıcaklığında, elektriksel özelliklerini ise numune sıcaklığına bağlı olarak 80-300 K arasında incelemişlerdir. ZnSe ince filminin SEM ölçümleri ile yüzeyi tamamen homojen olarak kapladığı, XRD ölçümleri ile polikristal yapıya sahip olduğunu tespit etmişlerdir. Doğru beslem I - V karakteristikleri termoiyonik emisyon teorisine göre analiz edilmiş ve engel yüksekliklerinin Gaussian dağılımı yapılmıştır. Zn/ZnSe/ n -Si/Au-Sb yapısının I - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin 0,779 eV ile 0,271 eV ve idealite faktörlerinin ise 1,217 ile 4,955 aralığında değiştiğini tespit etmişlerdir. Zn/ZnSe/ n -Si/Au-Sb yapısı için yanal homojen engel yüksekliği değerini 0,734 eV olarak hesaplamışlardır. C^{-2} - V

karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliklerinin istatistiksel analizleri sonucunda ortalama engel yüksekliğini 1,754 eV olarak gözlemlemişlerdir.

Bu tez çalışmasında, yukarıda özet olarak verilmiş olan çalışmalarda elde edilen önemli sonuçlar dikkate alınarak sandviç yapılar çalışılmıştır. Elde edilen ince filmler, direkt GaAs yarıiletken altlıklar üzerine sabit sıcaklık şartları altında SILAR metoduyla büyütülmüştür.

Sunduğum bu yüksek lisans tez çalışmam, konu ile ilgili literatürde yapılmış olan çalışmaları içeren “Giriş” başlığı altında birinci bölümü; “Kuramsal Temeller” başlığı altında ikinci bölümü, Cd/CdSe/*n*-GaAs/In sandviç yapılarının hazırlanması ve üretilmesi için gerekli olan malzemeler ve deney sistemi ile ölçülerin alınmasında kullanılan cihazlar hakkında bilgiler içeren “Materyal ve Yöntem” başlığı altında üçüncü bölümü, CdSe ince filmlerinin optiksel ve yapısal özellikleri ile beraber Cd/CdSe/*n*-GaAs/In sandviç yapıların sıcaklığa bağlı *I-V* ve oda sıcaklığında alınan *C-V* karakteristikleri ve bunlardan hesaplanan temel diyot karakteristik parametrelerini içeren “Araştırma Bulguları” başlığı altında dördüncü bölümü ve sonuçların yorumlanmasını içeren “Tartışma ve Sonuç” başlığı altında beşinci bölümü içermektedir.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. III-V Grubu Yarı İletkenler

Periyodik tablonun III-a grubundaki elementler V-a grubundaki elementler ile birleşerek kristal yarı iletken bileşikleri oluştururlar. Bunlar kristal örgünün uygun kenarlarına yerleşen III-V grubu elementlerin atomları arasında 1 : 1 atomik oranda kimyasal birleşikler olup alaşım değildirler (Hilsum *et al.* 1961; Long 1968).

III-V grubunun en iyi bilinen bileşikleri GaAs, InSb, GaP, InAs, GaSb vs. dir. III-V grubu kristaller elmas yapıya benzer bir yapıya sahiptirler. Ancak birim hücrede iki çeşit atom vardır. Birim hücrede iki farklı atoma sahip olmalarına rağmen bu bileşikler, bazen tek atomlu yarı iletkenlerden daha basit davranış gösterirler (Hilsum *et al.* 1961; Ghandhi 1983).

III-V grubu bileşikler bir düzen içerisinde kristalize olurlar. Atomların bir cinsi düzgün dörtyüzlünün merkezinde , diğer cins atomlar ise köşelerde bulunurlar. Bu düzgün dörtyüzlü, kübik yapıda düzenlenmiş ise çinko sülfür “ Zinc – blende” yapı olarak ve hegzagonal kristal yapıda ise Wurtzite yapı olarak adlandırılır (Kittel 1976).

Wurtzite yapı çinko sülfür yapının bir çeşididir. Sadece birbirini takip eden (111) tabakaları [111] eksenini etrafında 180° döner ve yapı hegzagonal simetri gösterir.

Ga atomu üç, As atomu beş valans elektronuna sahiptir. Ga atomu üç elektronunu, As atomu da beş elektronunu tetrahedral kovalent bağa katar. Bu gruptaki bağlanma tam olarak kovalent değildir. Bileşikteki iki element farklı olduğundan, bağ boyunca elektronların dağılımı simetrik değildir. Bundan dolayı yük yoğunluğu atomların büyüğüne doğru kaymış vaziyettedir ve dolayısıyla atomlardan biri net bir elektrik yükü fazlalığı taşımaktadır. Böyle bir bağ “heteropolar” olarak adlandırılır. Bağdaki

elektronların dağılımı, negatifliği fazla olan atoma doğru kayar. GaAs da; As atomu Ga'dan daha büyük bir negatifliğe sahiptir ve atom başına eksi yük fazlalığı taşır. Ga ise pozitif yük fazlalığına sahip olur. Atom başına aktarılan yük 'etkin yük' olarak bilinir (Ohtake 2008). Bu yük aktarması, III-V grubundaki bağlanmaya iyonik bir görünüm kazandırır. Bu yüzden onların bağlanmaları, kovalent ve iyonik bileşenlerin karışımıdır. Fakat bu atomların çoğunda kovalent bağ baskındır. III-V grubu bileşikleri, polar kovalent karaktere sahiptir.

GaAs üzerine metal birikimi yarıiletkenlerin optimim band aralığından dolayı kritik bir prosestir. GaAs 1,42 eV'luk direkt bant aralığıyla yüksek verimlilikteki güneş pilleri için ideal materyal olarak bilinir ve optoelektronikler, mikrodalga cihazları ve entegre devreler gibi geniş bir kullanım aralığına sahiptir (Korucu 2012)

2.2. İnce Filmler

Alt tabaka olarak katı bir malzeme üzerine malzemenin temel özelliklerinin ölçülmesinde hem doğrudan bir fiziksel işlemle hem de bir kimyasal ya da elektrokimyasal reaksiyonlarla ince film şeklinde katı bir malzeme oluşturulur. Yalnız başına atomik, moleküler ya da iyonik durumlar hem buharlaştırma hem de sıvı formunda oluşturulabilir. İnce film depolama teknikleri iki ana kategoriye ayrılabilir:

1. Buhar halde katılama
2. Sıvı/çözelti halde katılama

Burada üzerinde durulması gereken, filmin önemli bir özelliği ve filmin özelliklerini sınırlayan parametre olan, film kalınlığının ölçülmesinin basit olmadığıdır. Bir alt tabaka üzerine doğrudan dağıtılarak ya da yapıştırılarak oluşturulan filmler kalınlıklarından dolayı kalın filmler olarak adlandırılır ve bunların özellikleri önemli ölçüde ince filmlerden farklıdır.

İnce filmler küçük kalınlıkları, geniş yüzeye karşı hacim oranı ve büyütme tekniklerinin direk sonucu olarak iyi bir fiziksel yapı oluştururlar. İnce filmler oluşurken bunu oluşturan maddenin toz halindeki özellikleri ile ince film oluştuktan sonraki özellikleri arasında sapmalar başlar. Değişik ortam koşullarında; ince filmlerin yapısal, elektriksel ve optik özellikleri üzerinde oldukça fazla çalışma yapılmaktadır (Chopra 1983).

2.2.1. İnce film büyütme işlemi

Herhangi bir ince film katkılama işlemi üç ana basamak içerir:

1. Uygun atomik, moleküler ya da iyonik türlerin üretimi
2. Bunların alt tabakaya geçişini sağlayacak bir ortam
3. Alt tabaka üzerine yoğunlaştırma

İnce filmin oluşumu genel olarak basamak basamak çeşitli deneylerle ve teorik çalışmalarla büyütme işlemlerinin ortaya çıkması aşağıdaki gibi sıralanabilir:

1. Alt tabaka ile etkileşecek olan maddenin hızı alt tabakada normale düşürülür (çarpışma enerjisinin çok yüksek olmaması sağlanır) ve bu maddeler fiziksel olarak alt tabaka yüzeyinde soğurulurlar.
2. Soğurulmuş malzemeler başlangıçta alt tabaka ile ısısal dengede değildirler ve alt tabakanın yüzeyine doğru hareket ederler. Bu işlem sırasında birçoğu birbirleriyle etkileşime girer. Böylece düzenlenim daha büyük kümeleri oluşturur.
3. Kümeler ya da çekirdek olarak isimlendirilen düzenlenim termodinamik olarak kararlı değildir ve katkılama parametrelerine bağlı olarak bir zaman sonra yüzeyden ayrılma eğilimindedir. Şayet katkılama parametrelerine bağlı olarak böyle bir küme ile yüzeyden ayrılmaya başlamamış soğurulmuş türler çarpışma yapıyorsa, kümenin büyüklüğü artmaya başlar. Belli bir kritik büyüklüğe ulaştıktan sonra küme termodinamik olarak kararlı olmaya başlar ve çekirdek sınırlarına ulaşıldığı söylenir.

Kararlı, kimyasal olarak soğurulmuş, kritik-büyüküklü çekirdek oluşumunu içeren bu basamak çekirdek evresi olarak adlandırılır.

4. Kritik çekirdek, çekirdek doyurma yoğunluğuna ulaşınca kadar hem sayısı hem de büyüklüğü artmaktadır. Çekirdek yoğunluğu ve ortalama çekirdek büyüklüğü; türlere etki eden enerji, etkinin oranı, soğurma aktivasyon enerjisi, ayrılma, ısısal difüzyon, sıcaklık ve alt yapının kimyasal doğası gibi parametrelere bağlıdır. Bir çekirdek hem alt tabaka yüzeyine paralel olarak soğurulmuş türlerin difüzyonuyla büyütüldüğü gibi hem de alt tabakaya dik olarak direk çarpışan türlerin etkileşmesi ile de büyür. Buna rağmen, genellikle bu evredeki yanal (paralel) büyüme oranı dik olarak büyümeden daha yüksektir. Bu büyütülmüş çekirdekler adalar olarak adlandırılır.

5. Film oluşumu için bundan sonraki evre birleşme evresidir. Bu evre, küçük adaların birbirleriyle yüzey alanını küçültmek üzere birleşmeye çalıştıkları evredir. Büyük adaları oluşturma eğilimi “topluluk” olarak adlandırılır ve topluluk soğurulmuş türlerin yüzeydeki mobilitesini iyileştirir. Örnek olarak alt tabaka sıcaklığını artırarak bu iyileştirme sağlanabilir. Bazı durumlarda yeni çekirdeğin oluşumu bir birleşme sonucu temiz bir alanda meydana gelebilir.

6. Daha büyük adalar kaplanmamış alt tabakaların delikleriyle ve kanalların ayrılmasıyla birlikte büyür. Bu evredeki filmlerin yapısı tümüyle sürekli film deliklerinin ve kanalların doldurulması şartıyla sürekli olmayan ada tiplerinden gözenekli ağ tiplerine kadar değişir. Büyütme işlemi çekirdeğin bir istatistiksel üretimine dayandırılarak yüzey difüzyonunun üç boyutta taneciklerin büyütülmesinin kontrol edilmesi, bir ağ yapısının oluşturulması ve sürekli bir film vermesi için bunun en sonunda doldurulması olarak özetlenebilir.

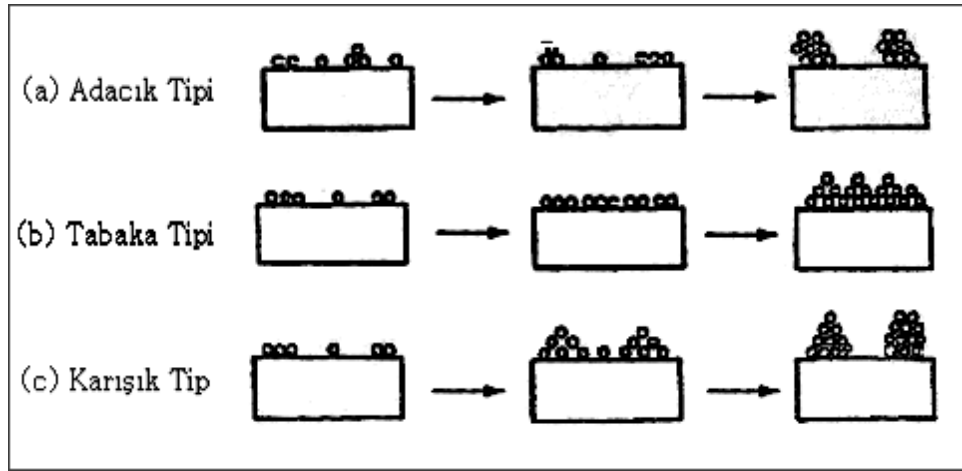
Katkılanmanın ve alt tabaka yüzeyinin termodinamik parametrelerine, başlangıçtaki çekirdeğe ve büyütme evrelerine bağlı olarak büyüme;

a. adacık (Island) tipi

b. tabaka (layer) tipi

c. karışık (Stranski-Krastanov) tip

olarak üç grupta toplanabilir. Bu evreler Şekil 2.1’de gösterilmiştir. Hemen hemen bütün pratik durumlarda, büyütme ada oluşumunu meydana getirerek oluşturur.



Şekil 2.1 Temel büyütme işlemleri

*(a) adacık (Island) tipi , (b) tabaka (layer) tipi ve (c) karışık (Stranski –Krastanov) tip (Chopra 1983)

Özel durumların dışında kristolografik düzenlenim ve farklı adaların topografiksel ayrıntıları rastgele dağıtılmıştır. Böylece büyütme esnasında adaların birbirine temas etmesi, geometriksel şekillenimlerin ve kristolografik düzenlenimlerin yanlış eşleşmesinden dolayı tane sınırları, çeşitli nokta ve çizgi bozuklukları oluşur. Eğer taneler rastgele düzenlenirse, bir halka tipi kırınım örneği gösterir ve buna polikristal denir. Ancak, eğer tane genişliği $20 \text{ \AA}$ 'dan küçükse, bu filmlerin kırınım desenleri halo tipi (ışık halkası) olan çok fazla düzensiz yani amorf (kristal olmayan) yapıya benzer. Eğer farklı adaların düzenlenimleri uygun tek kristalli alt tabaka üzerinde özel katkılama içererek aynı devam ediyorsa, bu filmin bir tek kristali içermeyeceği sonucunu doğurur. Bunun yanında tek kristal filmini oluşturan taneler birbirlerine paralel olarak yerleşirler ve birbirlerine düşük açılı tane sınırlarıyla bağlanırlar. Bu filmlerin kırınım desenleri tek kristalin kırınım deseniyle benzerdir ve epitaxial/tekkristal film olarak adlandırılır. Alt tabaka-film yapısının uygun olmaması,

ince film doğasında olan büyük gerilimlere katkıda bulunur ve bunun sonucunda filmin alt tabaka yüzeyine kadar boşlukların devam etmesi gibi sebeplerden dolayı ince filmler içinde boşluklar oluşabilir.

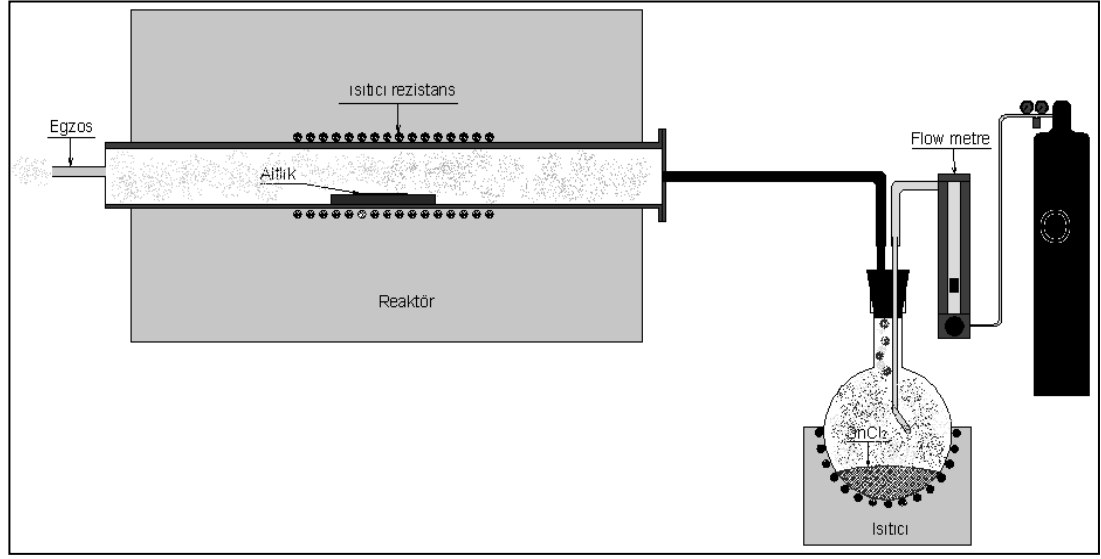
2.3. İnce Film Büyütme Teknikleri

İnce filmlerin oluşması için kullanılan metotlar, oluşum işleminin doğasına bağlı olarak iki guruba ayrılabilir; bunlar fiziksel ve kimyasal metotlardır. Fiziksel metotlar; fiziksel buhar oluşumu, lazerle aşındırma, moleküler ışın epitaksisi, elektron ışın epitaksisi gibi yöntemlerdir. Kimyasal metotlar ise gaz fazı oluşum metotları ile çözelti tekniklerini içerir. Gaz fazı metotları, Chemical Vapor Deposition (CVD), Metalorganik Chemical Vapor Deposition (MOCVD) ve Atomik Tabaka Epitaksisi (ALE) iken, çözelti teknikleri Electro Chemical Deposition (ECD), Sol-Jel ve SILAR (Successive Ionic Layer Adsorption and Reaction) yöntemlerini içerir.

2.4. İnce Film Büyütmede Kullanılan Kimyasal Yöntemler

2.4.1. Kimyasal buhar biriktirme (chemical vapor deposition: CVD) tekniği

CVD işlemi, ısıtılmış ana malzeme (altlık) yüzeyinde ısı destekli kimyasal reaksiyonları içeren bir yöntemdir. Bu yöntemle tek kristalli, çok kristalli veya amorf yapılar elde edilebilir. Kimyasal reaksiyonlar sırasındaki fiziksel ve kimyasal şartlar, oluşturulacak olan kaplama yapısına, etki ettiğinden işlem kontrolü gerekmektedir. CVD kaplama için geliştirilen donanımlar sıcak reaksiyon kazanı ve gaz taşıyıcılardan oluşmaktadır. Genellikle, sıcak reaksiyon kazanında kaplama işleminin uygulandığı malzeme (altlık) konveksiyon ya da radyasyon yolu ile ısıtılmaktadır. İşlem, iş parçasının sıcaklığının değişimi ve gaz karışım basıncının ve bileşiminin değişimi ile kontrol edilmektedir.



Şekil.2.2 Kimyasal Buhar Biriktirme sistemi

Kimyasal Buhar Biriktirme aşağıdaki adımlarda gerçekleşir.

- 1) Prokürsörden aktif gaz reaktan üretilmelidir.
- 2) Reaktan gaz reaksiyon çemberine (reaktöre) taşınmalıdır
- 3) Gaz fazındaki reaktanların sıcak altlık üzerine absorbsiyonu ve gaz-sıvı heterojen reaksiyonların gerçekleşmesi ile kaplamanın biriktirilmesi.
- 4) Sıcak altlık üzerinde ince filmin kristalizasyonu ve büyümesi
- 5) Gaz fazı ürünlerinin ayrılması ve reaksiyon bölgesinin dışına çıkması
- 6) Kimyasal reaksiyon sonrası gaz fazı ürünlerinin sistemi terk etmesi

Optimum çökelme oranı vakum altında elde edilmektedir. İşlem şartlarına bağlı olarak dakikada 0,1-1 μm kalınlığa kadar çökelme oranı elde edilmektedir. 10 μm kalınlığına kadar tabakalar istenmekle beraber korozyon direncinin istendiği bazı uygulamalarda daha da kalın tabakalar oluşturulabilmektedir. Çökeltile tabakanın tane boyutu ve mikro yapısı işlem şartlarına bağlı olarak değişmekte olup genellikle, CVD işlemi sonucunda meydana gelen tabaka yapısı sütunsal şeklinde bazen de başlangıçta eş eksenli yapı meydana gelebilmektedir.

CVD'nin Avantajları:

- ✓ Genellikle altlık ile uyumlu olmasıdır. Yani, bu filmler karmaşık şekilli parçalara uygulanabilir.
- ✓ Çok yüksek saflıkta biriktirmeye imkan vermesi
- ✓ Göreceli olarak yüksek biriktirme oranları
- ✓ Yüksek vakuma gerek duymamasıdır

CVD'nin Dezavantajları:

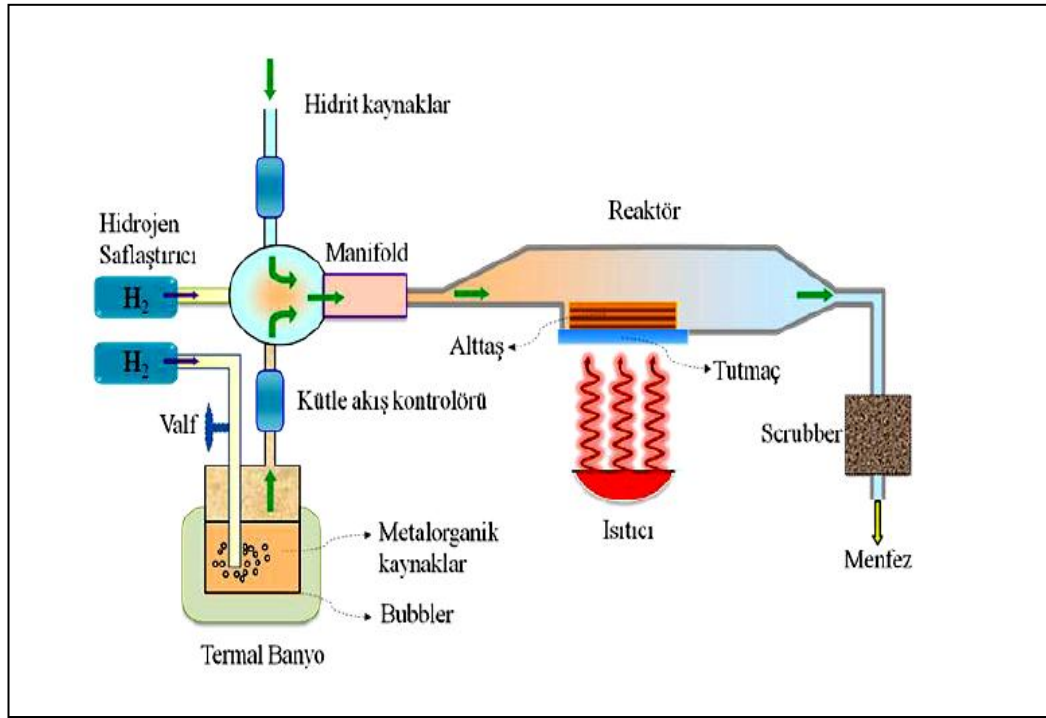
- ✓ CVD yöntemi 1000°C'nin üzerinde uygulanabilmektedir. Dolayısıyla bu sıcaklıklarda yapısı değişen malzemelerin CVD yöntemiyle kaplanması sakıncalıdır.
- ✓ Yüksek buhar basıncı gereklidir.
- ✓ Reaktifler çoğu kez tehlikeli maddelerdir ve pahalıdır. Diğer taraftan reaksiyon bileşenleri taban malzemesine etki edebilirler.
- ✓ CVD yönteminde atık maddeler çoğu kez toksindir.

2.4.2. Metalorganik kimyasal buhar biriktirme (metalorganik chemical vapor deposition: MOCVD) tekniği

Metalorganik kimyasal buhar biriktirme modern aygıtların epitaksiyel büyütülmesinde yaygın olarak kullanılan önemli bir tekniktir.

Özellikle III–V yarıiletken bileşikleriyle yüksek kaliteli epitaksiyel tabakalar, keskin arayüzeyler ve birkaç atom kalınlığında çok tabakalı yapılar üretebilmedeki avantajları bakımından kendini kanıtlamış önemli bir epitaksiyel büyütme tekniğidir. Genellikle kuvarstan veya çelikten olan bir reaktör odasının içinde, tipik olarak III grubu elementlerinin alkileri ile V grubu elementlerinin hidritleri biriktirme bölgesine taşınarak burada çeşitli reaksiyonlar sonucu alttaş üzerine birikmesi sağlanır.

Alttaş, ısıtılan bir tutmaç üzerine yerleştirilmiştir. Tutmacın ısıtılması, ön kaynakların ayrışmasında katalitik bir etki sağlayarak sıcak yüzey üzerinde yarıiletken kristal büyümesi gerçekleşir. Genellikle alttaş ön kaynaklardan daha sıcaktır.



Şekil.2.3. Metalorganik kimyasal buhar biriktirme sistemi

Tipik bir MOCVD sistemini dört ana başlık altında toplayabiliriz:

1. Gaz işleme sistemi
2. Reaktör odası
3. Hızlı ısıtma sistemi ve
4. Boşaltım sistemi

Gaz-işleme Sistemi:

Gaz-işleme sisteminde; alkil ve hidrit kaynaklar, bubbler, termal banyo, saflaştırıcı, valflar, pompalar ve ayrıca gaz akışı ve karışımı için gerekli araçlar bulunur. Elektronik

kütle-akış kontrolleri ve termal banyo sistemleri reaktör odasına giren gazları hassas bir şekilde ayarlama yardımcı olan diğer aletlerdir.

MOCVD reaktöründe kullanılan metalorganik materyallerinden herhangi bir bulaşma olmaması için bu materyallerin yüksek derecede saflaştırılmış olması gerekmektedir.

Taşıyıcı gazların saf olması büyütülen film tabakalarının kalitesini direkt olarak etkiler. Bu yüzden taşıyıcı gazlar sisteme verilmeden önce, genellikle özel saflaştırıcılar ile arındırılırlar.

Reaktör Odası:

Başlıca reaktör odasının tasarımından kaynaklanan girdaplar ve ölü hacimler büyütme kalitesini olumsuz yönde etkilemektedir. Bu problemlerin ve istenmeyen reaksiyonların oluşmasını önlemek için reaktör odası dikkatlice tasarlanmalıdır.

Dikey ve yatay olmak üzere iki temel reaktör tipi mevcuttur. Dikey tasarımda gaz akışı alttaş yüzeyine diktir. Yatay tasarımda ise akış alttaş yüzeyine paraleldir. Yatay reaktör kullanımının temel avantajı; tutmaç açısını hafifçe değiştirmek suretiyle gaz akışının daha verimli bir şekilde kullanılmasına imkân kılmasıdır.

Hızlı Isıtma Teknikleri:

Genellikle kuvars veya paslanmaz çelikten yapılan bir reaktör içinde, üzerinde alttaş olan bir tutmaç bulunmaktadır. Reaksiyon oranını, dolayısıyla tabaka kalınlığını ayarlama, tutmacı kısa zamanda yüksek sıcaklıklara çıkarmak oldukça önemlidir. Şayet sıcaklık yeterli seviyede değilse; alttaş yüzeyine gelen atomlar yüzey üzerinde hareket edebilmeleri için gerekli kinetiği bulamayacaklardır.

Yani yüzeye düşen atomlar hareket edemeyip oldukları yerde birikerek dağ-vadi formunda yüzeyin pürüzlü olmasını tetikleyecek ve sonunda amorf bir yapı elde edilecektir. Şayet sıcaklık çok yüksek ise yapının zarar görmesi kaçınılmazdır.

Tutmacın cinsine (grafit veya metal olmasına) ve reaktör dizaynına göre tercih edilen birkaç tipte hızlı ısıtma tekniği mevcuttur. Yaygınca kullanılan ısıtma teknikleri sırayla radyo frekansı indüklemesiyle ısıtma, radyatif (lambda) ısıtma ve rezistans ısıtma yöntemleridir.

Boşaltım Sistemi:

Boşaltım sistemi, emniyet açısından son derece kritik bir öneme sahiptir. Reaksiyona girmeyen atomların veya yan ürünlerin kısaca istenmeyen tüm maddelerin büyütme odasından uzaklaştırılması zorunludur. Aksi takdirde bu gazlar boşaltım sistemini tıkayabilir. Sistemindeki tıkanmalar reaktörde ani basınç değişikliklerine ve atılacak gazların geri tepmesine neden olur ki bu durumun büyüme kalitesine büyük zarar vereceği kesindir.

Genellikle bu gazlar aşırı derecede zehirli ve yanıcı özellikte oldukları için laboratuvar çalışanlarına ve çevreye büyük zarar verebilir. Bu olasılığı en asgari seviyeye indirmek için özel cihazlar geliştirilmiştir. Çeşitli scrubber sistemleri, yakma kutuları, partikül filtreleri ve sızıntı detektörleri boşaltım sisteminde kullanılan başlıca aparatlardır.

MOCVD Tekniğinin Avantajları:

- ✓ MOCVD tekniği ile yüksek kaliteli tabakalar büyütebilme üstünlüğü sadece örgü uyumlu yapılarda olmayıp aynı zamanda III–Nitrit tipi örgü-uyumsuz yapılarda da mümkündür bu ise oldukça önemli bir avantajdır.
- ✓ Yüksek büyüme oranı
- ✓ Oldukça büyük yarıçapta büyütme imkânı
- ✓ Endüstriyel üretim için oldukça başarılı olması

MOCVD Tekniğinin Dezavantajları:

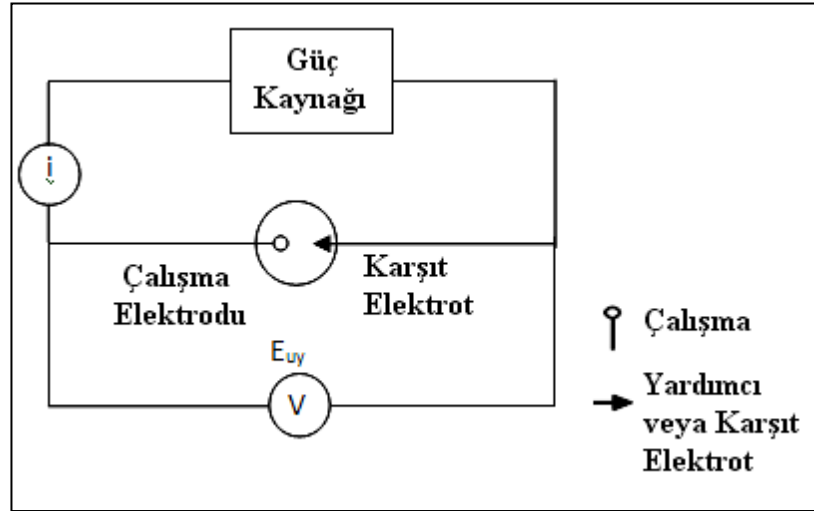
- ✓ MOCVD sistemi büyütme esnasında kullanabilinen dâhili elektron dinamiği üzerine kurulu karakterizasyon tekniklerini kullanamaz. Bu nedenle de büyütülen numunenin kalınlığı, yüzey morfolojisi gibi analizler açısından oldukça fakirdir.
- ✓ Arsin ve fosfin gibi son derece zehirli, yanıcı, alevlenebilir ve aşındırıcı tabiatlı ön kaynaklarla ve bunların yan ürünleriyle uğraşılmasıdır. Bununla birlikte, son zamanlarda daha güvenli ön kaynaklar üretilmiş olsa da hâlâ istenilen güvenlik seviyesine ulaşılmış değildir.
- ✓ Çalışma sıcaklığının oldukça yüksek olmasıdır. Büyütmenin gerçekleştirilebilmesi için molekülleri ayrıştırmak gerekir. Bunun için alttaşın yüksek sıcaklıklara kadar ısıtılması gerekir. Bu ise büyütülen yapıda bozulmalara sebebiyet verebilmektedir.

2.4.3. Elektrokimyasal biriktirme (electro chemical deposition: ECD) tekniği

Maddenin elektrik enerjisi ile etkileşmesi sonucu ortaya çıkan kimyasal dönüşümler ile fiziksel değişiklikleri veya kimyasal enerjinin elektrik enerjisine çevrilmesini inceleyen bilim dalına elektrokimya denir. Elektrokimyasal işlemler ise, ‘elektrokimyasal hücre’ adını alan bir düzenekte yürütülür. ECD tekniğinde genellikle iki elektrotlu veya üç elektrotlu hücreler kullanılır.

İki Elektrotlu Hücreler:

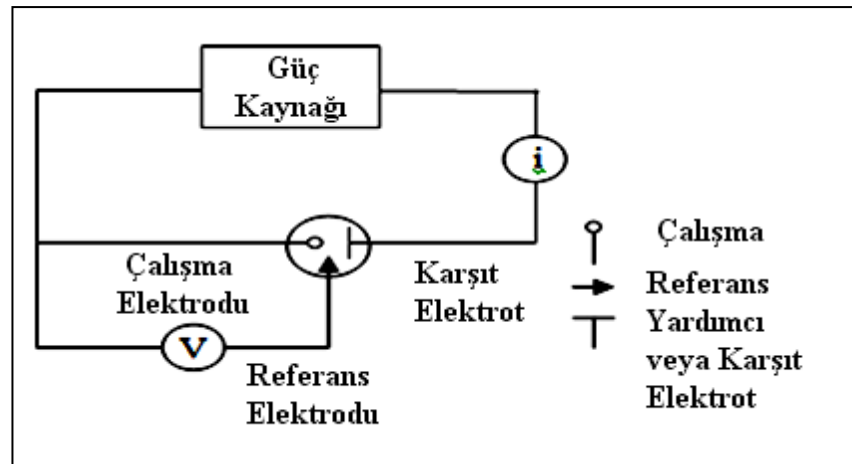
Sadece çalışma ve karşıt elektrotundan oluşan hücrelerdir. Akım bu iki elektrot arasına uygulanır ve oluşan potansiyel iki elektrot arasındaki potansiyeldir



Şekil.2.4 İki- Elektrotlu Hücre

Üç Elektrotlu Hücre:

Hücrede çalışma elektrotu, karşıtl elektrot ve referans elektrot olmak üzere üç elektrot vardır. Bu tip hücrede potansiyel, çalışma elektrotu ile referans elektrot arasında ölçülür ve akım da çalışma elektrotuyla karşıtl elektrot arasından okunur.



Şekil.2.5. Üç- Elektrotlu Hücre

Çalışma Elektrotu:

Üzerinde elektrokimyasal reaksiyonun meydana geldiği elektrottur. İdeal bir çalışma elektrodu, analit iyon aktivitesindeki değişimlere hızlı ve tekrarlanabilir cevaplar verir. Çalışma elektrodu seçilirken aktivitesi ve yüzey morfolojisi dikkate alınmalıdır. Çalışma elektrodu olarak genellikle altın, platin, gümüş ve bazı metaller tercih edilir

Karşı Elektrot:

Karşı elektrotun görevi devreyi tamamlamaktır. Elektrokimyasal reaksiyonlarda karşı elektrot olarak genelde altın, platin, grafit, karbon ve çeşitli metal oksitler kullanılmaktadır.

Referans Elektrot:

Referans elektrotlar, yarı hücre potansiyeli sabit çalışılan çözeltinin bileşiminden bağımsız ve potansiyel değeri bilinen elektrotlardır. Referans elektrot çalışma elektrotunun potansiyelini ölçer, reaksiyon ile hiçbir ilgisi yoktur. İndirgenme ve yükseltgenme potansiyellerinin tam olarak belirlenebilmesi, bağlantılardaki ve çözelti içindeki potansiyel kaybının ve ayrıca çözelti direncinin giderilmesi için referans elektrot kullanılmalıdır. Genellikle referans elektrotlar polarize olmayan elektrotlardan seçilir.

Elektro Kimyasal Biriktirme Tekniğinin Avantajları:

- ✓ Düşük maliyeti
- ✓ Büyütme süresinin kontrol edilebilirliği
- ✓ Büyütülen yüzey alanının istenildiği şekilde ayarlanabilirliği
- ✓ Büyütme zamanının kolayca değiştirilebilmesi

- ✓ Büyütme sıcaklığının kontrolü
- ✓ Hücre içine dışarıdan katkı maddelerinin eklenebilirliği gibi pek çok üstün özelliklere sahiptir.

Elektrokimyasal büyütmenin en önemli dezavantajı ise taban malzemenin iletken ya da yarıiletken olması gerektiğidir.

2.4.4. Sol-jel tekniği

Sol-jel süreci bir sıvı "sol" sisteminin bir katı "jel" sistemine geçişini içerir.

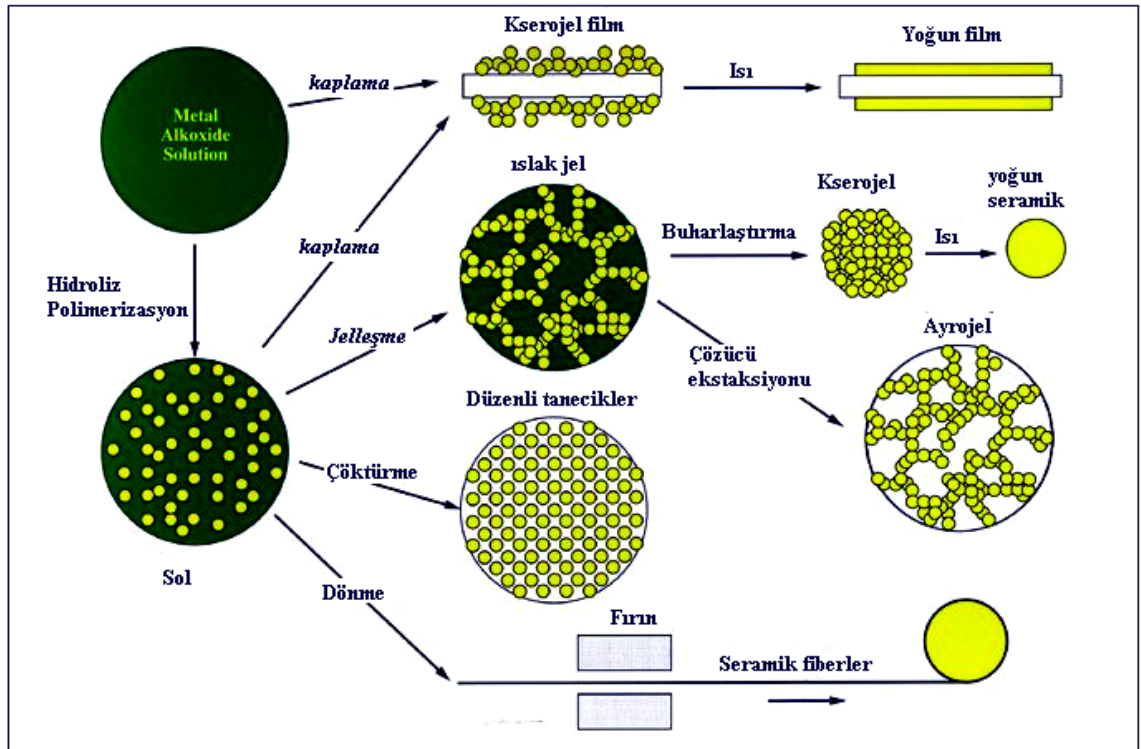
Başka bir deyişle Sol-jel süreci sıvı faz içerisinde nanometre büyüklüğünde katı makro moleküller veya partiküllerin asılı bulunduğu koloidal çözelti yani "sol" üzerinden, iki fazlı "jel" konumuna dönüşmeyi içerir.

Bu süreç ile organometalik başlangıç maddelerinin sulu çözeltiler içinde hidroliz ve kondenzasyon reaksiyonları üzerinden makro moleküler bir oksit ağı elde edilebilmektedir. Böylece, saydam metal oksit sol ve jelleri sentezlenebilmektedir. Sol-jel sürecinde hidroliz, metal alkoksit'in metal hidroksit üzerinden metal oksite çevrildiği temel reaksiyondur.

Hidroliz oluşur oluşmaz kondenzasyon reaksiyonları, hidroksitlerin ya da hidrat oksitlerin şekillenmesine yol açar. Kondenzasyon reaksiyonları vasıtasıyla hidrolizden gelen hidroksi grup kullanılarak dallanmış oligomerler ve polimerlerin oluşumu sağlanır.

Yeni özelliklere sahip maddelerin (cam, seramik, kaplama malzemeleri vb.) hazırlanması için yoğun bir şekilde kullanılan sol-jel sürecinin çalışma prensibi birkaç basamaktan oluşmaktadır.

- ✓ Düşük viskoziteye sahip metal türevli (organik-anorganik) çıkış maddelerinin uygun bir çözücünde çözülmesi ile homojen çözeltilerinin hazırlanması
- ✓ Gerekli maddelerin eklenmesiyle, kimyasal homojenliği sağlamak için sol oluşturulması,
- ✓ Sol üzerinden kondenzasyon reaksiyonları oluşturularak karışımın jel durumuna geçirilmesi
- ✓ Bu jelin uygun işlemlerden geçirilmesiyle (ısı gibi) tasarlanan malzemeye (cam, seramik....vb) ulaşılması



Şekil.2.6. Sol-jel işleyiş şeması

Sol-Jel Tekniğinin Avantajları:

- ✓ Reaksiyonlar, basit düzeneklerde gerçekleşir
- ✓ Reaksiyonlar, atmosferik ortamda gerçekleştirilir
- ✓ Reaksiyonlar, düşük sıcaklıklarda (oda sıcaklığı) gerçekleşmektedir.
- ✓ Çıkış maddelerinin sıvı çözeltileri kullanılarak moleküler seviyede homojenleşme sağlanmaktadır.

- ✓ Reaksiyonların akışı üzerinde etkili olan parametrelerin (çözücü, sıcaklık... vb) kontrol edilmesi ile elde edilecek ürünün özellikleri kontrol edilebilmektedir.
- ✓ Çok bileşenli homojen sistemler hazırlanabilmektedir.
- ✓ Metal alkolatların başlangıç maddesi olarak kullanılması, sentezlenen ürünün saflığının yüksek olmasını sağlar
- ✓ Jellerin kontrollü ısıtılması, gözenekleri kontrol edilebilen seramik ve kristal olmayan çok ince tanecikli katıların oluşmasını sağlar
- ✓ Bu süreçle hazırlanan ürünler hem ekonomiktir hem de uygulama alanları çoktur.

Sol-Jel Tekniğinin Dezavantajları:

- ✓ Yüksek sıcaklıkta hidroksil veya organik grupların uzaklaştırılması sonucu, gözenek konsantrasyonu artmakta, jeller kurutulurken bu gözenekler iç içe girerek büzülebilmekte ve daralabilmektedir.
- ✓ Bazı başlangıç maddelerinin pahalı olması, dezavantaj olarak düşünülebilir.

2.5. Sıralı İyonik Tabaka Çökmesi ve Reaksiyonu (Successive Ionic Layer Adsorption and Reaction: SILAR) Tekniği

İnce filmlerin oluşumunda en yeni çözelti yöntemlerinden birisi, SILAR yöntemidir. SILAR, taban malzeme-çözelti ara yüzeyindeki ardışık reaksiyonları içeren sulu çözelti yöntemidir. İnce filmlerin, her bir türün iyonlarını içeren sulu çözeltiler içerisine taban malzemenin belli bir sıra ile batırılarak, taban malzeme üzerinde çökmesi ile oluşmasını sağlayan basit bir yöntemdir. SILAR yöntemi ucuz, basit ve geniş bir çökeltme yapmak için elverişlidir. Reaksiyon oda sıcaklığında veya oda sıcaklığı civarındaki sıcaklıklarda ve çözeltileri kaplayan basınç altında gerçekleştirildiği için yalıtkan, yarıiletken, metal ve sıcaklığa duyarlı (polyester gibi) çeşitli taban malzemeler kullanılabilir. Bir düşük sıcaklık işlemi olduğu için taban malzemenin oksidasyonu ve korozyonu da önlenir. SILAR tekniği ile iyi kalitede ince filmler elde etmek için asıl gerekli olan şey, öncüllerin konsantrasyonu, karşıt iyonları, öncül çözeltilerin pH'sı ve adsorpsiyonu, reaksiyon ve durulama zamanı gibi hazırlama şartlarını düzenlemektir.

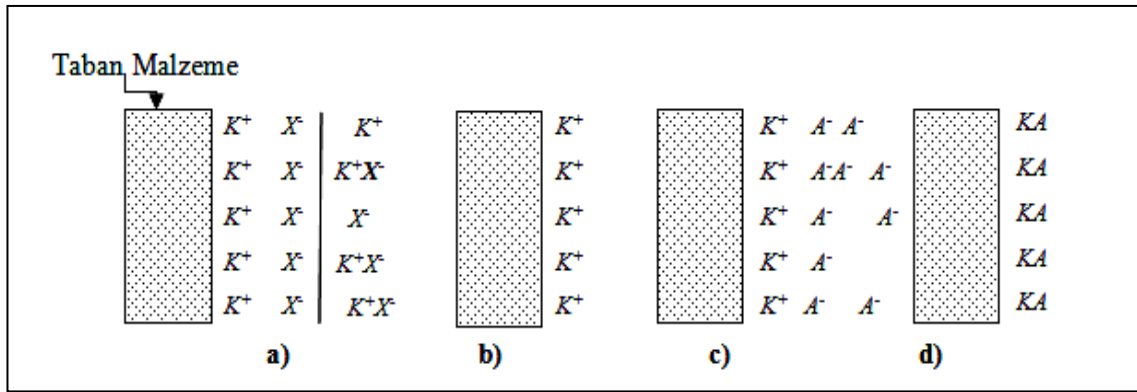
İnce film oluşumu için en yeni çözüm yöntemlerinden bir tanesi olan SILAR yöntemi, basitliğine rağmen birçok avantaja sahiptir. Bunlar (i) Filmi, herhangi bir elementin herhangi bir oranında katkılama için, sadece onu katyonik çözeltinin bazı formlarına katmak yeterlidir ve bu oldukça kolay bir yoldur. (ii) Vakum altında buharlaştırma yöntemlerinden farklı olarak SILAR, ne yüksek kalitede hedef veya altlık, ne de herhangi bir aşamada vakum gerektirmemektedir ki bu durum yöntemin endüstriyel uygulamalarda kullanılması halinde büyük avantaj sağlar. (iii) Çökeltme oranı ve filmin kalınlığı, çökeltme döngüsünü değiştirmek suretiyle geniş bir aralıkta kolaylıkla kontrol edilebilir. (iv) Oda sıcaklığında yapılan işlemlerle, daha sağlıklı malzemeler üzerine film büyütülebilir. (v) Yüksek enerjili yöntemlerinden farklı olarak çökeltilen materyal için zararlı olabilecek ısınmalara yol açmaz. (vi) Altlık malzeme, boyutlar ve yüzey profili ile ilgili neredeyse hiçbir sınırlama yoktur. Bundan başka diğerlerine göre ucuz, basit ve geniş alanda çökeltme yapmak için kullanışlıdır. Cam beherler içerisinde gerçekleştirilebilir. Başlangıç malzemeleri çoğunlukla kolay elde edilebilir ve ucuz malzemelerdir. Kimyasal bir yöntem olmasından dolayı çok çeşitli altlıklar kullanılabilir. Böylece çözeltinin kolaylıkla ulaşabileceği herhangi bir çözünmez yüzey çökeltme için uygun altlık olacaktır. Stokiyometrik çökeltme kolaylıkla elde edilebilir. Temel yapı malzemeleri atomlar yerine iyonlar olduğu için, hazırlık parametreleri kolaylıkla kontrol edilebilir, en iyi yönelim ve tanecik yapısı elde edilebilir (Pathan *et al.* 2004).

SILAR yöntemi, İlk defa 1985’de Ristov *et al.* tarafından bildirilmiştir. Bu yönteme SILAR ismi Nicolau tarafından 1985 yılında atfedilmiş, Nicolau *et al.* (1988) ve meslektaşları tarafından ZnS, CdZnS ve CdS ile ilgili yapılan çalışmada tartışılmıştır. SILAR yöntemi I-VI, II-VI, III-VI, V-VI, VIII-VI, ikili ve I-III-VI, II-II-VI, II-III-VI, II-VI-VI ve II-V-VI üçlü sülfürlü, oksitli ve muhtelif filmleri büyütmek için kullanışlı bir yöntemdir.

SILAR yöntemi ile bir ince film tabakası oluşumu aşamaları şu şekildedir: SILAR yöntemi taban malzeme yüzeyinde ardışık reaksiyonlara dayanır. Her bir reaksiyonu, katı faz ile çözünmüş iyonlar arasında heterojen reaksiyona imkân sağlayan durulama

işlemi izler. SILAR, suda çözünmeyen veya $KpAa$ tipinde iyon kovalent bileşiklerin ince filmlerini, taban malzeme yüzeyine yapışan katyonlar (pK_a^+) ve anyonlar (aA_p^-) arasında, katı-çözelti ara yüzeyinde meydana gelen heterojen kimyasal reaksiyonlarla büyütmeyi amaçlayan bir yöntemdir.

Şekil 2.7 SILAR'ın temel basamaklarını göstermektedir. Bu da adsorpsiyon durulama (I), reaksiyon ve durulama (II) şeklinde en az dört adımda gerçekleşir.



Şekil 2.7. SILAR yönteminin sistematik diyagramı

*a) K^+X^- adsorpsiyonu ve elektriksel ikili katmanın oluşumu, b) Durulama (I) fazla ve yapışmayan K^+ ve X^- iyonlarının uzaklaştırılması, c) Daha önce yapışan K^+ iyonları ile A^- iyonlarının KA oluşturacak şekilde reaksiyona girmesi, d) Durulama (II) taban malzeme yüzeyinde oluşan KA bileşiğinden fazla ve reaksiyona girmeyen parçacıkların uzaklaştırılması

Adsorpsiyon: SILAR işleminin ilk adımında öncül çözelti içinde yer alan katyonlar taban malzemenin yüzeyine yapışırlar ve Helmholtz elektronik ikili tabakasını oluştururlar. Bu tabakalar pozitif yüklü ve negatif yüklü iki tabakadan meydana gelir. Pozitif tabaka katyon iyonlarından, negatif tabaka ise katyon iyonlarının karşıtlarından oluşur.

Durulama (I): Bu adımda fazladan yapışan pK_a^+ ve X iyonları çalkalanarak difüzyon tabakalarından uzaklaştırılır. Bunun sonucu doymuş, elektriksel çift tabakalardır.

Reaksiyon: Bu adımda anyonik öncül çözelti içindeki anyonlar sisteme dâhil olur. $KpAa$ 'nın sahip olduğu düşük kararlılıktan dolayı yüzeyde katı bir madde oluşur. Bu basamakta taban malzeme yüzeyinde pK^{a+} ve aA^{p-} iyonları arasında reaksiyon gerçekleşir.

Durulama (II): SILAR döngüsünün bu son adımında fazla ve reaksiyona girmemiş parçacıklar aA^{p-} , X, Y, ve difüzyon tabakalarından oluşan reaksiyon yan ürünleri taban malzeme yüzeyinden uzaklaştırılır.

Bu döngüyü tekrar etmek suretiyle $KpAa$ şeklindeki ince film malzemesi büyütülebilir. Yukarıda bahsedilen adımları takip ederek, tek bir döngüde filmin kalınlığındaki maksimum artışın teorik olarak tek bir katman olacağı söylenebilir. Bunun sonucu $KpAa$ bileşiğinin tek bir tabakasıdır. Ölçülen toplam film kalınlığını reaksiyon sayısına bölerek, büyüme oranı tespit edilebilir. Bu sayısal değer belirtilen koşullardaki büyüme oranını verir. Eğer ölçülen büyüme oranı malzemenin örgü parametresini aşarsa, çözeltide homojen bir çökeltme meydana gelebilir. Buna karşın pratikte kalınlık tek bir tabakadan az veya çok olabilir. Bu nedenden dolayı işlem, taban malzemeyi ardışık olarak büyütülmek istenen malzemenin çözünebilir tuzlarını içeren çözeltilere ve daha sonra da yüksek oranda saflaştırılmış de iyonize su içerisine daldırmak suretiyle devam ettirilir.

Büyüme olayına etki eden faktörler; çözeltilerin kalitesi, pH değerleri, konsantrasyon, karşıt iyonlar, ayrı ayrı durulama ve daldırma zamanlarıdır. Örneğin, yapılan çeşitli çalışmalarda farklı pH değerlerine sahip çözeltiler kullanılarak elde edilen örneklerin kristolografik yapısının ve homojenliğinin birbirinden farklı olduğu bildirilmiştir.

SILAR yöntemiyle;

- ✓ bakır sülfat, gümüş sülfat, çinko sülfat, kadmiyum sülfat, indiyum sülfat, kalay sülfat, kurşun sülfat, arsenik sülfat, antimon sülfat, bizmut sülfat, molibden sülfat,

manganez sülfid, demir sülfid, kobalt sülfid, nikel sülfid ve lantan sülfid gibi metal sülfid ince filmler;

- ✓ bakır selen, gümüş selen, çinko selen, kadmiyum selen, indiyum selen, antimon selen, bizmut selen, lantan selen gibi metal selen ince filmler;
- ✓ bakır tellür, kadmiyum tellür, indiyum tellür ve lantan tellür gibi metal tellür ince filmler;
- ✓ bakır oksit ve çinko oksit gibi metal oksit ince filmler

büyütmek mümkündür.

2.5.1. SILAR yönteminde ince film büyümesine etki eden parametreler

SILAR tekniğinde ince film büyümesine etki eden bazı önemli parametreleri; kullanılan çözeltilerin konsantrasyonları (molarite), pH değerleri, SILAR döngü sayısı ve daldırma ve çalkalama süresi şeklinde ifade edebiliriz.

2.5.1.a. Çözeltilerin konsantrasyonu

SILAR tekniğinde en önemli parametrelerden birisi kullanılan çözeltilerin konsantrasyonudur. Kullanılan anyonik ve katyonik çözeltilerin uygun konsantrasyonda olması çok önemlidir. Eğer kullanılan çözeltilerin konsantrasyonu olması gereken değerden düşük olursa bu durumda filmler istenilen kalitede büyümeyebilirler. Bu da kristal yapıda film değil de amorf yapıda ince filmlerin elde edilmesi demektir. Çözeltilerin konsantrasyonu arttıkça iyonlarında konsantrasyonu artmaktadır. Böylece film büyümesi daha hızlı gerçekleşmektedir. Bu durumda daha kararlı bir yapı oluşacağından dolayı, yapı içerisine dışarıdan girmek isteyen yabancı atomların bu kararlı yapıya girmeleri pek mümkün olamamaktadır. Çözelti konsantrasyonu arttıkça tanecikler arasındaki boşluklar daha da azalır ve böylece özdirencin daha da azaldığı kaliteli ince filmler elde edilebilir. Çözelti konsantrasyonunun çok yüksek olması da uygun olmamaktadır. Çözelti konsantrasyonunun aşırı olması durumunda da filmler aşırı büyümekte ve yine kristal yapıda filmler yerine amorf yapıda filmler elde

edilmektedir. Filmler taban malzeme üzerine aşırı birikmekte ve taban malzeme yüzeyinde tortu oluşturmaktadırlar.

2.5.1.b. Çözeltilerin pH değeri

Bilindiği gibi pH bir çözeltinin asitlik veya bazlık derecesini tarif eden bir ölçü birimidir. $pH = -\log[H^+]$ olup çözelti içerisindeki hidrojen iyonunun eksi logaritması olarak verilir. pH $[H^+]$ iyonu ile $[OH^-]$ iyonlarının konsantrasyonlarının doğrudan oranına bağlıdır. Eğer H^+ konsantrasyonu OH^- konsantrasyonundan fazla ise çözelti asidik; yani pH değeri 7'den düşüktür. Eğer OH^- derişimi H^+ konsantrasyonundan fazla ise çözeltimiz bazik; yani pH değeri 7'den büyüktür. Eğer OH^- ve H^+ iyonlarından eşit miktarlarda mevcutsa, madde 7 pH değerine sahip olmak üzere nötrdür. Asit ve bazlar her biri serbest hidrojen ve hidroksil iyonlarına sahiptirler. Belli koşullarda ve belli bir çözeltide hidrojen ve hidroksil iyonlarının ilişkileri sabit olduğu için, birini tespit etmek diğerini bilmek ile mümkündür. SILAR yönteminde kullanılan katyonik çözeltiler asidik, anyonik çözeltiler bazik özellik göstermek zorundadır. Çözeltileri hazırlarken pH değerleri en uygun seviyesine ayarlanmalıdır. Çözeltilerin pH'sı ayarlanırken eklenen çözeltilerin özgün çözeltinin konsantrasyonunu değiştirmemesine dikkat edilmelidir. Uygun pH seçimi film büyümesinde son derece önemlidir. Metallerin hidroksil iyonuna karşı ilgisi olup, pH arttıkça yani çözelti bazik özellik kazandıkça metallerinin hidroksil iyonuna karşı olan ilgileri artacak ve hidroksil iyonu ile birleşip çökelebilecektir. Bu ilginin artması ile bu metal iyonların taban malzemeye olan ilgilerinin azalması ve dolayısıyla taban malzeme üzerine tutunmamalarına neden olacak, bu da filmlerin büyümemesi anlamına gelecektir. Anyonik çözeltide de (örneğin Na_2S çözeltisi) bazik pH önemlidir. Çünkü pH azaldıkça yani çözelti asidik özellik kazandıkça Na_2S çözeltisinde bulunan sülfür iyonlarının H_2S şeklinde çözeltiden uzaklaşma ihtimali çok yüksektir. Bu durum, filmlerde sülfür eksikliğinden kaynaklanan kusurların oluşmasına neden olacaktır. Katyonik çözeltilerin çok fazla asidik ve anyonik çözeltilerin çok fazla bazik özellik göstermemesine dikkat edilmelidir.

2.5.1.c. SILAR döngü sayısı

SILAR tekniğinde kontrol edilebilen parametrelerden birisi de SILAR döngü sayısıdır. Döngü sayısı film kalınlığının kontrol edilmesinde etkilidir. Her döngü sayısı başına film kalınlığı daha da artmaktadır. Eğer döngü sayısı az olursa film kalınlıkları oldukça ince olacağından dolayı amorf yapıda filmler elde edilecektir. Döngü sayısı arttıkça, film kalınlığı arttığı için daha kararlı bir yapı oluşacağından dolayı, yapı içerisine dışarıdan girmek isteyen yabancı atomların bu kararlı yapıya girmelerine izin verilmez. Film kalınlığı arttıkça tanecikler arasındaki boşluklar daha da azalır. Böylece daha kaliteli ince filmler elde edilebilir. Yüksek SILAR döngü sayısı da uygun değildir. Çünkü film kalınlığı belli bir değerin üzerine ulaşınca bu defa iyonlar artık tortu şeklinde yüzeyde birikmeye başlayacaklar ve böylece filmlerin kalitesi kötüleşecektir.

2.6. Metal-Yarıiletken Kontak Teorisi

Metal-yarıiletken kontaklar; bir metalin yarıiletkene temas ettirilmesiyle oluşturulur. Metal, yarıiletken ile kontak edildiğinde, termal denge kuruluncaya kadar metal ile yarıiletken arasında yük geçişleri olur. Metalden yarıiletkene, yarıiletkenden metale elektron geçişi; metal ile yarıiletkenin Fermi enerji düzeylerinin eşit olduğu termal denge durumuna kadar devam eder. Böylece metal-yarıiletken ara yüzeyinde yüklerin ayrılmasıyla yeni bir yük dağılımı sonucunda bir potansiyel engeli oluşur. Ara yüzey bölgesi, yarıiletken tarafında oluşan ve hareketli yüklerin olmadığı yüksek dirençli bir bölgedir. Metal-yarıiletken (MS) kontaklarda, metal ile yarıiletken ara yüzeyinde bir potansiyel engel oluştuğunu ilk olarak Schottky, eklemde oluşan bu potansiyelin metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki farktan kaynaklandığını ise Mott açıklamıştır. Schottky-Mott teorisine göre potansiyel engeli, metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki fark sebebiyle oluşmaktadır (Sharma 1984).

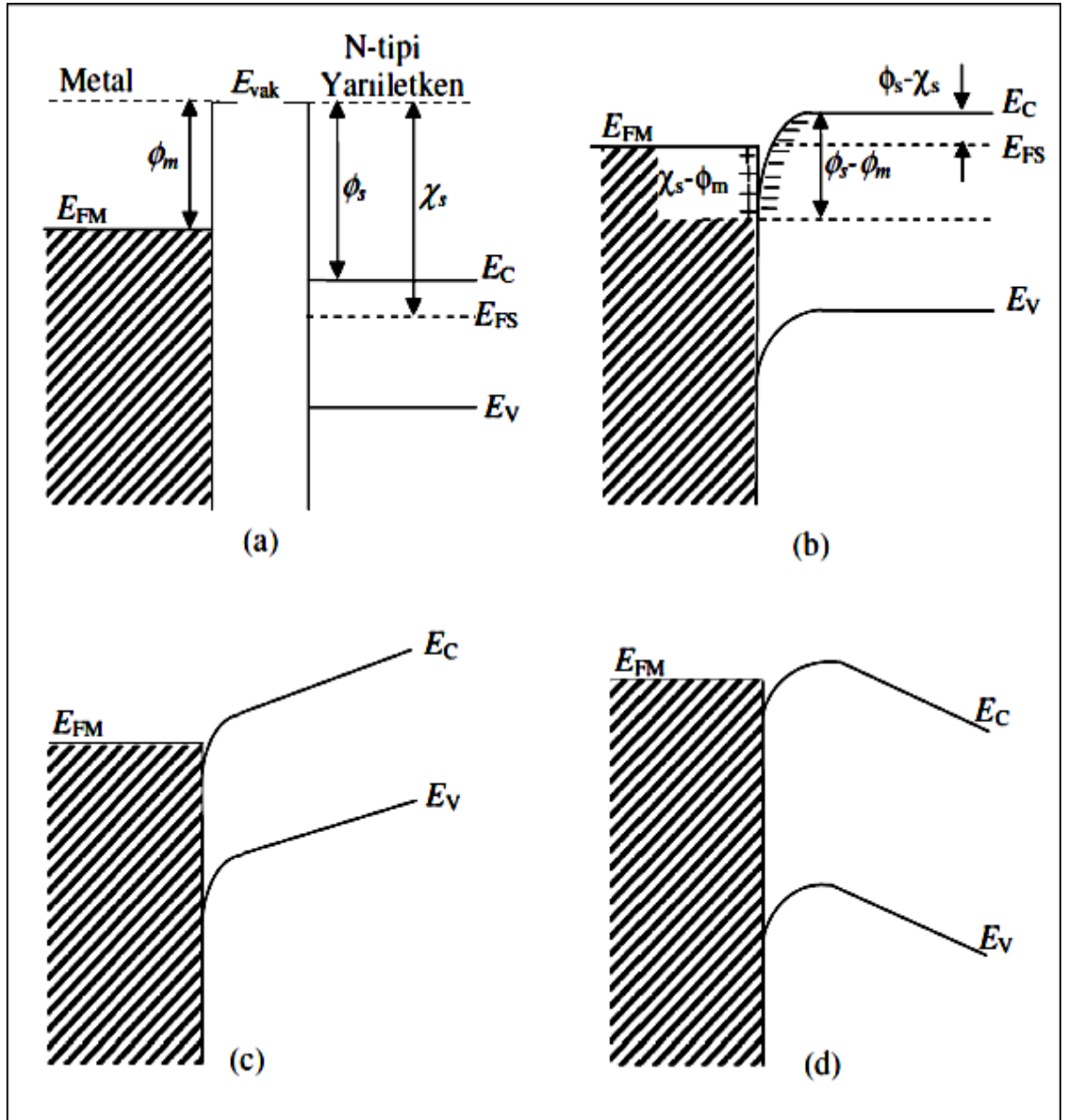
Metal–yarıiletken kontaklar, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına (Φ_m , Φ_s) bağlı olarak; taşıyıcı hareketinin bir yönde diğerine göre çok büyük olduğu doğrultucu kontak ve taşıyıcıların her iki yönde de aynı kolaylıkla geçebildiği omik kontak olmak üzere ikiye ayrılır (Ziel 1968).

2.6.1. Metal-yarıiletken omik kontaklar

Omik kontak, uygulanan gerilimin polaritesinden bağımsız olarak her iki yönde de akım akışına minimum direnç gösteren bir metal/yarıiletken eklemdir (Neamen 1992; Brillson 1993). Akım-gerilim ilişkisi Ohm kanunu ile verilen kontaklar omik bir davranış sergilerler. Kontak direncinin değeri ise omik kontağın kalitesini belirler.

2.6.1.a. Metal/ *n*-tipi yarıiletken Omik Kontaklar

Metalin ve *n*-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonuna bağlı olarak $\Phi_m < \Phi_s$ olsun. Kontakta önceki durumda yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_s - \Phi_m$ kadar aşağıdadır. Metal ve yarıiletkenin kontakta önceki enerji-bant diyagramları Şekil 2.8.a'da görülmektedir. Kontakta sonra elektronlar kontağın metal tarafında geride bir pozitif yüzey yükü bırakarak metalden yarıiletkene akarlar ve kontağın yarıiletken tarafında bir negatif yüzey yüküne sebep olurlar. Bu yükler bir dipol tabakası oluştururlar ve yük geçişleri bittikten sonra, yarıiletken tarafındaki Fermi seviyesi $\Phi_s - \Phi_m$ kadar yükselir. Bu durum Şekil 2.8.b.'de görülmektedir.



Şekil 2.8 $\phi_m < \phi_s$ durumu için metal/n-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji bant diyagramı

*a) kontakdan önce, b) kontakdan sonra, c) $V > 0$ ve d) $V < 0$ durumunda

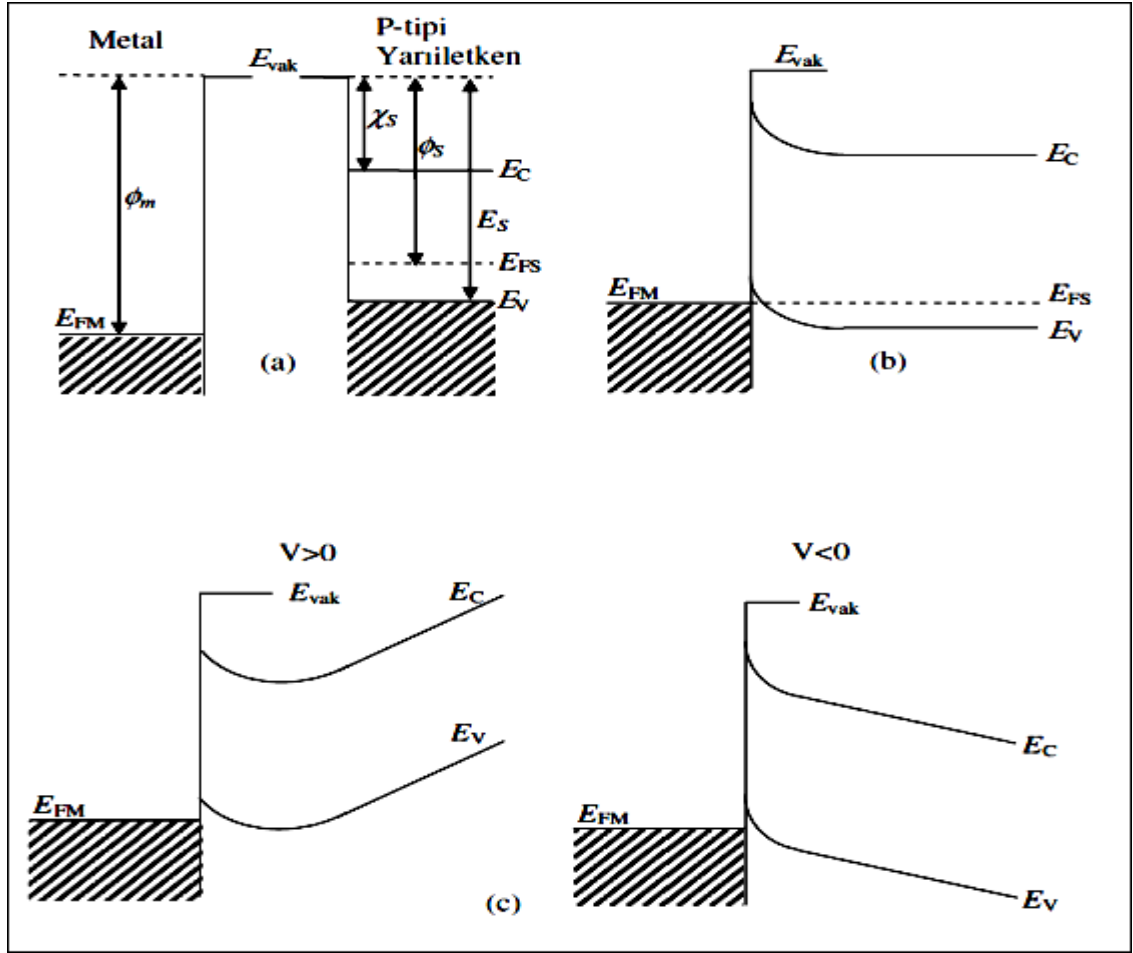
Eğer yapıya $V > 0$ düz beslem uygulanırsa (metal tarafa + yarıiletken tarafa -) bu durumda yarıiletkenden metale doğru akan elektronlar için bir engel yoktur ve elektronlar bu yönde kolayca hareket edebilirler (Şekil 2.8.c).

Eğer yapıya $V < 0$ ters beslem uygulanırsa (yarıiletken tarafa + metal tarafa -) elektronların karşılaşacakları engel yüksekliği yine çok küçük olacaktır ve elektronlar kolayca metalden yarıiletkene doğru akacaklardır (Şekil 2.8.d).

2.6.1.b. Metal/ p -tipi yarıiletken omik kontaklar

Metalin ve p -tipi yarıiletkenin iş fonksiyonuna bağlı olarak $\Phi_m > \Phi_s$ durumunda metal/ p -tipi omik kontak oluşur. Şekil 2.9.a'da görüldüğü gibi, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır.

Kontaktan sonra, elektronlar yarıiletken tarafında geride boşluklardan oluşan pozitif bir yüzey yükü bırakarak ve metal tarafı üzerinde negatif yüzey yükü oluşturarak yarıiletkenden metale akarlar. Bundan dolayı, yarıiletkendeki Fermi seviyesi Şekil 2.9. b'de görüldüğü gibi $\Phi_m - \Phi_s$ kadar aşağı düşer.



Şekil 2.9. $\Phi_m > \Phi_s$ durumu için metal/p-tipi yarıiletken omik kontağa ait enerji bant diyagramı

***a)** kontakdan önce, **b)** kontakdan sonra, **c)** $V \neq 0$ durumunda

Hol konsantrasyonunun artması nedeniyle, yarıiletken yüzeyi daha fazla *p*-tipi olur. Elektronlar, metalden yarıiletken içindeki boş durumlara kolaylıkla akabilirler. Bu yük hareketi, hollerin yarıiletkenden metale akışına karşılık gelmektedir ve metaldeki yüksek elektron konsantrasyonundan dolayı, hemen yüksüz hâle gelirler. Ters belsem durumunda, metalin iletkenlik bandında ısısal olarak oluşan boşluklar da kolay bir şekilde yarıiletken tarafına geçebilirler. $V \neq 0$ durumundaki kontak Şekil 2.9.c'de görülmektedir.

2.6.1.c. Omik kontak elde etme yolları

Omik kontak elde etmenin üç genel şekli vardır. Bunlardan ilki, Schottky engel yüksekliği düşük bir eklem oluşturmak suretiyle elektronların her iki yönde de geçiş yapabileceği bir kontak oluşturmak (non-rectifying barrier), ikincisi ise Schottky engel yüksekliği büyük olsa dahi elektronların tünelleme yapabileceği dar potansiyel engeli oluşturmaktır (tunelling barrier). Bu tünelleme engeli, yarıiletken yüzeyini aşırı tiplilik (n^{++} veya p^{++}) gösterecek şekilde katkılama suretiyle elde edilir. Üçüncü olarak da, termal difüzyonla dar bant aralıklı ve taban ile aynı özellikte bir tabaka oluşturmak suretiyle omik kontak oluşturmaktır.

2.6.2. Metal-yarıiletken doğrultucu kontaklar

2.6.2.a. Metal/ n -tipi yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

Oda sıcaklığında, yarıiletken içindeki bütün donörler iyonize olmuş olsunlar. Metalin iş fonksiyonu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , yarıiletkenin elektron yakınlığı χ_s , ve $\Phi_m > \Phi_s$ olsun. Kontakta önceki durumda, Şekil 2.10.a'da görüldüğü gibi, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Kontakta sonra, yarıiletkenin iş fonksiyonu metalin iş fonksiyonundan daha küçük olduğundan, yarıiletkenin yüzeyinden metale elektronlar geçer ve geride iyonize olmuş donörler bırakırlar. Yük geçişi, yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesi ile aynı seviyeye gelinceye kadar devam eder. Yani yarıiletkenin enerji seviyeleri Şekil 2.10.b'de görüldüğü gibi $\Phi_m - \Phi_s$ kadar alçalmıştır. Sonuçta, kontakta oluşan dipol tabakası nedeniyle eklem üzerinde bir potansiyel engeli meydana gelir. Bu engelin yarıiletken tarafındaki yüksekliği $\Phi_m - \Phi_s$ ve metal tarafındaki yüksekliği ise $\Phi_m - \chi_s$ kadardır.

Bu engel yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden $qV_{dif} = \Phi_m - \Phi_s$ şeklinde ifade edilebilir. Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metale geçerken bu engelle karşılaşır. Ayrıca, metal tarafındaki engel yüksekliği de $\Phi_b = \Phi_m - \chi_s$ kadardır.

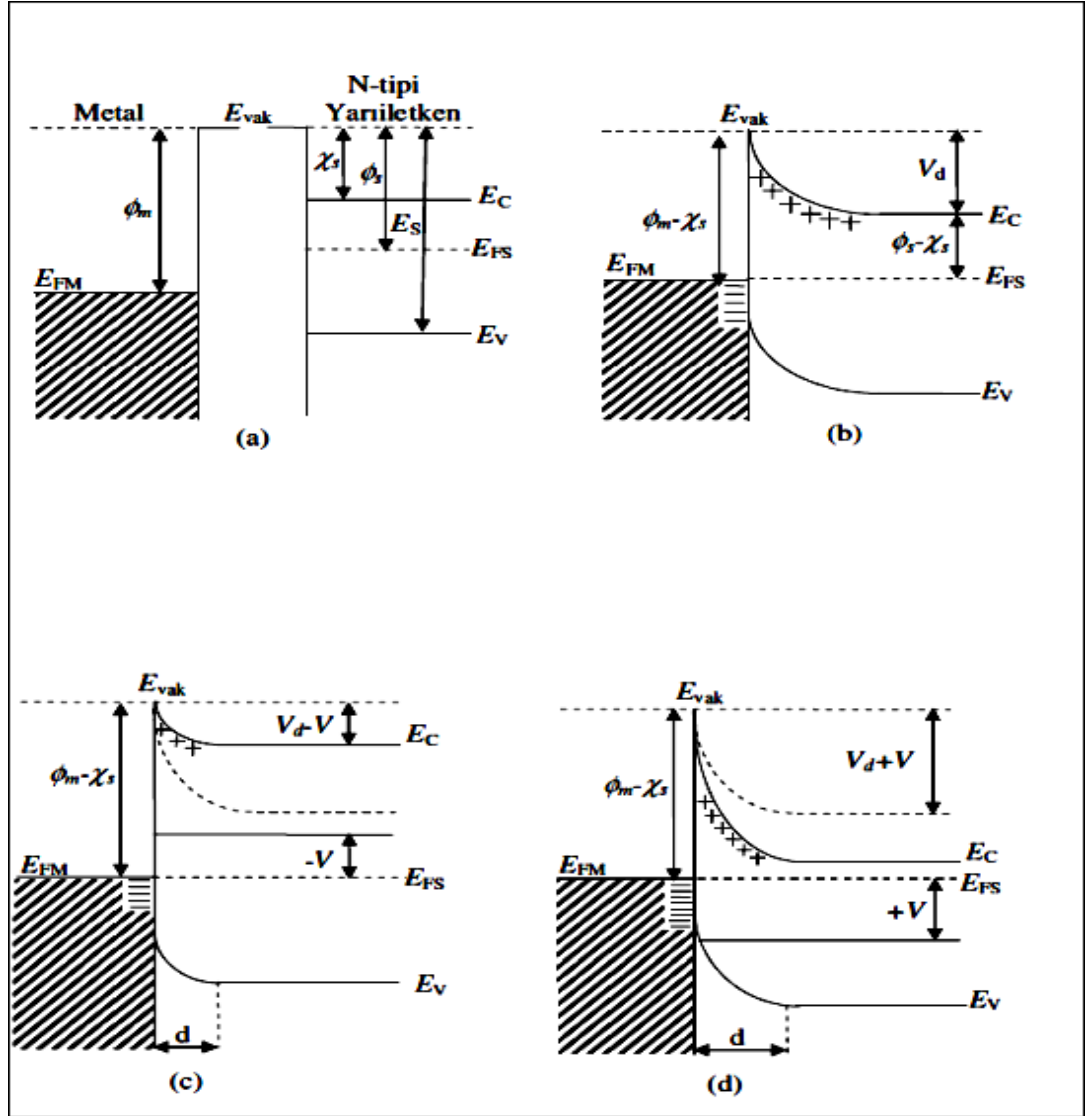
Kontağın yarıiletken tarafındaki pozitif yüklere, sayısı metal tarafındaki iyonize olmuş yük yoğunluğundan çok daha az olan iyonize olmuş donörlerin neden olduğu ve bunların yarıiletken içinde hareketsiz olmalarından ötürü bunlara yüzey yükü olarak değil, bir uzay yükü olarak bakmak gerekir. Kontaktaki potansiyel engelden ötürü, yüzey tabakası engel tabakası olarak bilinir. Bu tabakanın kalınlığı iyonize olmuş donörlerin konsantrasyonuna ve difüzyon potansiyelinin değerine bağlıdır.

Isısal uyarılmadan dolayı, metalin bazı elektronları potansiyel engelini aşıp yarıiletkenin içine geçmek için yeterli enerjiye sahip olacaklar ve aynı şekilde yarıiletkenin bazı elektronları da potansiyel engelini aşıp metalin içine geçeceklerdir. Denge durumunda bu durum eşit ve zıt I_0 akımlarına sebep olacaktır.

Şayet yarıiletkene bir $-V$ gerilimi uygulanırsa, yarıiletken tarafında, iletkenlik bandı eV kadar yükseleceği için yarıiletkenden metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği eV kadar azalacaktır. Fakat metalden yarıiletkene geçen elektronlar için engel yüksekliği değişmez ve bu nedenle bu elektronların oluşturacakları akım da değişmez ve I_0 değerinde kalır. Bu durumda, oluşan net akım,

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

eşitliği ile verilir. Dolayısıyla metalden yarıiletkene doğru akan akım $\exp(qV/kT)$ faktörü kadar artacaktır. I net akımı pozitifdir. Bu beslem durumuna ($V \gg kT/q$) düz beslem durumu denir. Yarıiletken tarafına $+V$ gerilimi uygulandığında iletkenlik bandı qV kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği qV kadar artar. Meydana gelen net akım $-I_0$ değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna ($V \ll -kT/q$) ters beslem durumu denir. $V \neq 0$ durumu Şekil 2.10 c ve d’de verilmiştir.



Şekil 2.10 $\Phi_m > \Phi_s$ durumu için metal/n-tipi yarıiletken doğrultucu kontağa ait enerji bant diyagramı

*a) kontakdan önce, b) kontakdan sonra, c) $V < 0$ durumunda ve d) $V > 0$ durumunda

2.6.2.b. Metal/ *p*-tipi yarıiletken Doğrultucu Kontaklar

Oda sıcaklığında akseptörlerin tümü iyonize olmuş olsun metalin ve *p*-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonuna bağlı olarak $\Phi_s > \Phi_m$ olsun. Kontakdan önce, Şekil 2.11.a'da görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_s - \Phi_m$ kadar aşağıdadır. Kontakdan sonra her iki maddenin Fermi seviyeleri aynı hizaya ulaşınca kadar

metalden yarıiletkene doğru elektron akışı olur. Bunun neticesi olarak, yarıiletken tarafındaki holler, bu elektronlardan dolayı iyonize olurlar.

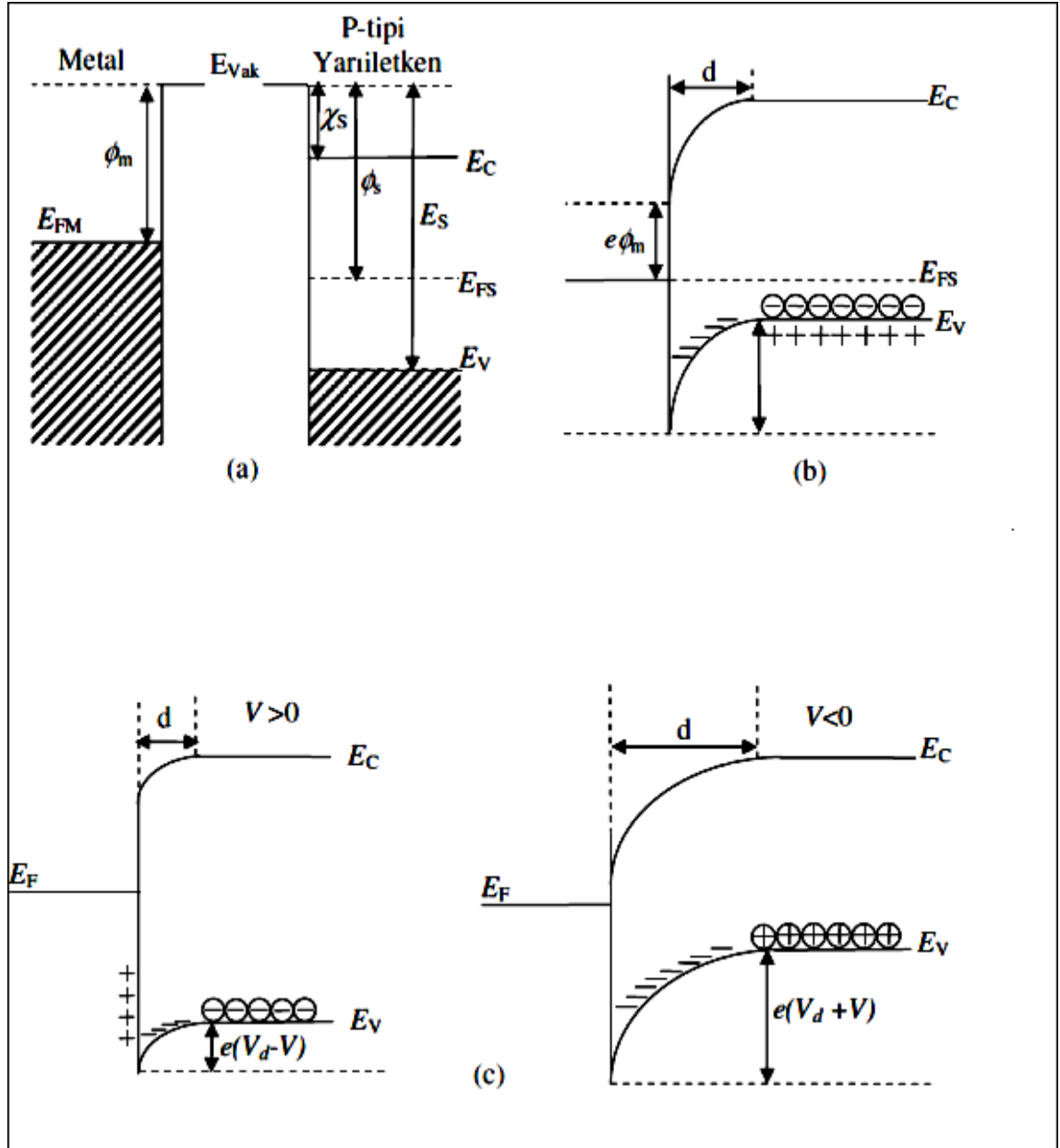
Yarıiletkenin yüzey tabakasındaki bu negatif yüklü iyonize olmuş akseptörler d kalınlığında bir uzay yükü tabakası içerisinde dağılırlar. Yarıiletken gövdedeki enerji seviyeleri $\Phi_s - \Phi_m$ kadar yükseldiği için, yarıiletken tarafındaki holler için yüzey engeli;

$$qV_{dif} = \Phi_s - \Phi_m \quad (2.2)$$

olur. Burada V_{dif} difüzyon potansiyelidir. Yarıiletken içerisindeki bu potansiyel, metalin yüzeyine göre alınır. Kontakın metal tarafındaki holler için engel yüksekliği;

$$q\Phi_b = E_s - \Phi_m \quad (2.3)$$

ifadesi ile verilir.



Şekil 2.11. $\Phi_s > \Phi_m$ durumu için metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağa ait enerji bant diyagramı

*a) kontakdan önce, b) kontakdan sonra, c) $V \neq 0$ durumunda

Isısal uyarılmadan dolayı, yarıiletkenin bazı boşlukları potansiyel engelini aşıp metalin içine geçecek kadar enerji kazanırlar ve metalin içinde ısısal olarak oluşan, bazı boşluklar da potansiyel engelini aşıp yarıiletkenin içine geçecek kadar enerji kazanırlar. Böylece, engeli geçen eşit ve zıt I_0 akımları oluşur.

Yarıiletkene bir V gerilimi uygulanırsa, soldan sağa akan boşluk akımı değişmez, fakat sağdan sola akan boşluk akımı $\exp(qV/kT)$ çarpanı kadar değişir. Bundan dolayı, yarıiletken içindeki enerji seviyelerinin hepsi eV kadar düşer ve buna bağlı olarak, sağdan sola geçen boşluklar için engel eV kadar azalır. Sonuç olarak, sağdan sola olan doğrultu pozitif akım doğrultusu olarak alınır, karakteristik diyot akımı

$$I = I_0 \left[\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right] \quad (2.4)$$

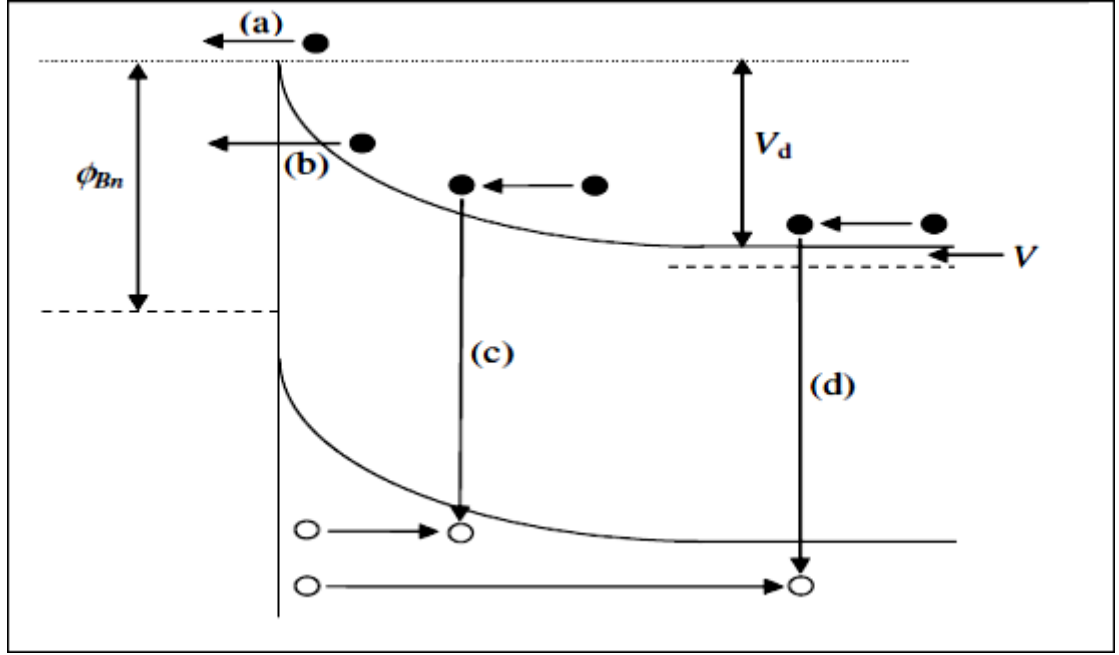
olur. Bu bir doğrultucu kontaklıdır.

2.7. Metal Yarıiletken Kontaklarda Akım İletimi

Bu bölümde Schottky engellerinin iletim özelliklerini tanımlayan iletim mekanizmaları incelenecektir. N-tipi bir yarıiletken için, düz beslem altında metal yarıiletken eklem boyunca elektronların taşınabileceği çeşitli yollar Şekil 2.12’de gösterilmiştir:

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

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



Şekil: 2.12. Düz beslem altındaki metal/yarıiletken kontakta taşıyıcı geçişleri

Termiyonik Emisyon Teorisi

Sıcak bir yüzeyden elektron veya boşluk salınması olayı termiyonik emisyon olarak bilinir (Ziel 1968; Rhoderick and Williams 1988). Bu olay, Schottky diyotlarda taşıyıcıların (elektron ve boşluklar) ısısal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak metalden yarıiletkeneye veya yarıiletkenden metale geçmeleri şeklinde görülür. Termiyonik emisyon, metal/*n*-tipi yarıiletken yapılarda elektronlar, metal/*p*-tipi yarıiletken yapılarda ise boşluklar; yani her iki yapıda da çoğunluk taşıyıcıları tarafından sağlanır. Bu teori, doğrultucu kontağın potansiyel engelini kT ısısal enerjiden büyük ve Schottky bölgesindeki taşıyıcı çarpışmalarını ise çok küçük olarak kabul eder.

$J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, x yönünde ve engeli aşabilecek büyüklükte hızlara sahip elektronların konsantrasyonunun bir fonksiyonudur. Bu nedenle,

$$J_{S \rightarrow m} = \int_{E_{Fn} + q\Phi_n}^{\infty} q v_x d_n \quad (2.5)$$

Burada $E_{Fn} + q\Phi_{Bn}$ metal içine termoiyonik-emisyon olabilmesi için gerekli olan minimum enerjidir ve v_x taşınmanın doğrultusundaki taşıyıcı hızıdır. Enerjisi E ile $E+dE$ arasında değişen elektron konsantrasyonu;

$$dn = N(E) F(E) dE \approx \frac{4\pi(2m^*)^3}{h^3} \overline{E - E_c} \exp \left[-\frac{E - E_c + q\Phi_n}{kT} \right] dE \quad (2.6)$$

ile verilir. Burada $N(E)$ ve $F(E)$ sırasıyla hal yoğunluğu ve dağılım fonksiyonudur. İletkenlik bandında elektronların enerjilerinin tümü kinetik enerjidir postülatımız doğruysa eğer, o zaman;

$$E - E_c = \frac{1}{2} m^* v^2 \quad (2.7)$$

$$dE = m^* v dv \quad (2.8)$$

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

denklemleri yazılabilir. Eşitlik (2.7) ve (2.9), eşitlik (2.6)'da yerine konulursa;

$$dn \approx 2 \frac{m^*}{h}^3 \exp \left[-\frac{q\Phi_n}{kT} \right] 4\pi v^2 dv \quad (2.10)$$

eşitliği elde edilir.

Eşitlik (2.10) tüm doğrultular üzerinden v ile $v+dv$ arasında hız dağılımına sahip birim hacim başına elektronların sayısını verir. Hız, bileşenlerine ayrılırsa;

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (2.11)$$

eşitliğine sahip oluruz.

$4\pi v^2 dv = dv_x dv_y dv_z$ dönüşümü ile eşitlik (2.5)'de; eşitlik (2.10) ve eşitlik (2.11) yerine konulursa;

$$\begin{aligned} J_{s \rightarrow m} &= 2q \frac{m^*}{h}^3 \exp \left[-\frac{q\Phi_n}{kT} \right] \int_{v_{0x}}^{\infty} v_x \exp \left[-\frac{m^* v_x^2}{2kT} \right] dv_x \\ &\quad \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{m^* v_y^2}{2kT} \right] dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[-\frac{m^* v_z^2}{2kT} \right] dv_z \\ &= \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} T^2 \exp \left[-\frac{q\Phi_n}{kT} \right] \exp \left[-\frac{m^* v_{0x}^2}{2kT} \right] \end{aligned} \quad (2.12)$$

elde edilir.

v_{0x} hızı, x doğrultusunda engeli aşmak için gerekli minimum hızdır ve

$$\frac{1}{2} m^* v_{0x}^2 = q V_{bi} - V \quad (2.13)$$

ile verilir.

Eşitlik (2.13) eşitlik (2.12)'de yerine konulursa;

$$J_{s \rightarrow m} = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} T^2 \exp \left[-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT} \right] \exp \left[\frac{qV}{kT} \right] = A^* T^2 \exp \left[-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT} \right] \exp \left[\frac{qV}{kT} \right] \quad (2.14)$$

denklemini elde edilir.

Burada,

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad (2.15)$$

dir. A^* , kuantum mekaniksel düşünce ve optiksel-fonon saçılma ihmal edildiğinde termoionik-emisyon için etkin Richardson sabitidir. Beslem altında metalden yarıiletkenine geçen elektronların karşılaştığı engel yüksekliği aynı kaldığı için, yarıiletkenine doğru olan akım akışı uygulanan gerilimden etkilenmez. Bu yüzden termal denge hakim olduğu zaman (yani $V=0$) yarıiletkenden metale doğru akım akışı, metalden yarıiletkenine akım akışına eşit olmalıdır. Bu tartışmayla akım yoğunluğu eşitlik (2.14)'de $V=0$ alınarak:

$$J_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 \exp \left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT} \right) \quad (2.16)$$

elde edilir.

Net akım yoğunluğu $J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s}$ olur. Yani net akım yoğunluğu;

$$J_n = A^* T^2 \exp \left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT} \right) \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 = J_{TE} \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \quad (2.17)$$

ile verilir. Burada,

$$J_{TE} = A^* T^2 \exp \left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT} \right) \quad (2.18)$$

şeklindedir. Eşitlik (2.17) p - n eklemler için elde edilen iletim eşitliğiyle benzerdir. Ancak doyma akım yoğunlukları için bu ifadeler oldukça farklıdır.

pn eklem için doyma akım yoğunluğu;

$$J_o = \frac{qD_n n_{po}}{L_n} + \frac{qD_p p_{no}}{L_p} \quad (2.19)$$

ile verilir. Bu ifade Schottky diyodun doyma akım yoğunluğu ifadesine göre sıcaklığa daha az bağlıdır.

Termoiyonik - emisyon akımını elde etmek için alternatif bir yaklaşım aşağıdaki gibidir (Rhoderick and Williams 1988). Hız bileşenlerini ayırmaksızın elektronlar sadece engel yukarısındaki enerjileri ile doğru akıma katkıda bulunacaktır. Engelin yukarısındaki elektronların sayısı:

$$n = N_c \exp \frac{-q \Phi_{Bn} - V}{kT} \quad (2.20)$$

ile verilir. Burada N_c iletkenlik bandındaki hallerin etkin yoğunluğudur ve

$$N_c = 2 \frac{(2\pi m_n^* kT)^{3/2}}{h^2} \quad (2.21)$$

ile verilir.

Eşitlik (2.20) Maxwell'in hız dağılımından bulunur. Bir yüzeyden diğerine rastgele hızlarla hareket eden taşıyıcıların akımı J ile verilir.

$$J = nq \frac{v_{ort}}{4} \quad (2.22)$$

Burada v_{ort} ortalama termal hızdır ve

$$v_{ort} = \frac{\sqrt{8kT}}{\pi m^*} \quad (2.23)$$

bağıntısı ile verilir. Eşitlik (2.20) ve (2.23); eşitlik (2.22)'de yerine konulursa;

$$J = \frac{4 kT^2 q \pi m^*}{h^3} \exp \frac{-q \Phi_{Bn} - V}{kT} \quad (2.24)$$

olur. Bu ifade eşitlik (2.14) ile aynıdır.

Difüzyon Teorisi

Aralarında yoğunluk gradienti bulunan bölgeler arasında, yoğunluğun çok olduğu bölgeden az olduğu bölgeye doğru olan yük geçişlerine difüzyon denir. Schottky tarafından verilen teori aşağıdaki varsayımlara dayanmaktadır (Sze 1981):

1. Potansiyel engel yüksekliği, kT/q enerjisinden çok büyüktür.
2. Tüketim bölgesindeki elektronların çarpışma ihtimalleri dâhil edilmiştir.
3. $x=0$ ve $x=W$ 'daki taşıyıcı konsantrasyonu termal denge değerlerine sahip olup, akımdan etkilenmez.
4. Yarıiletkendeki safsızlık konsantrasyonu dejenere değildir yani katkı atomlarının yoğunluğu değişmez.

Bu varsayımlardan hareketle tüketim tabakasındaki akım, bölgesel alan ve yoğunluk farkına bağlı olduğundan akım-voltaj karakteristiğini çıkarmak için tüketim bölgesindeki akım yoğunluğu metal/n-tipi yarıiletken kontaklar için;

$$J_x = J_n = q \left[n\mu_n E + D_n \frac{dn}{dx} \right] = qD_n \left[\frac{n}{kT} \frac{dE_c}{dx} + \frac{dn}{dx} \right] \quad (2.25)$$

yazılabilir. Burada D_n elektron difüzyon sabiti, E Schottky bölgesinde konuma bağlı elektrik alanı, μ_n elektronun mobilitesi ve n herhangi bir x noktasındaki elektron yoğunluğudur.

Kararlı durum şartı altında, akım yoğunluğu x 'den bağımsızdır ve eşitlik (2.25) integral faktörü olarak $\exp(-E_c(x)/kT)$ kullanılmasıyla integre edilebilir. O zaman;

$$J_n \int_0^{W_D} \frac{\exp(-E_c(x)/kT)}{kT} dx = qD_n \int_0^{W_D} \frac{dn(x)}{dx} \exp(-E_c(x)/kT) dx \quad (2.26)$$

ve $E_{Fn} = 0$ olarak kullanılan referans sınır şartlarına sahip oluruz.

$$E_c(0) = q\Phi_{Bn} \quad (2.27)$$

$$E_c(W_D) = q(\Phi_n + V) \quad (2.28)$$

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c(0) - E_{Fn}(0)}{kT}\right) = N_c \exp\left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT}\right) \quad (2.29)$$

$$n(W_D) = N_D = N_c \exp\left(-\frac{q\Phi_n}{kT}\right) \quad (2.30)$$

Eşitlik (2.26)'da gerekli düzenlemeler yapılırsa;

$$J_n = qN_C D_n \exp \frac{qV}{kT} - 1 \int_0^{W_D} \exp \frac{E_C(x)}{kT} dx \quad (2.31)$$

elde edilir.

Schottky engelleri için imaj-kuvveti ihmal edilirse potansiyel dağılım:

$$E_C(x) = q\Phi_{Bn} - \frac{q^2 N_C}{\epsilon_S} W_D x - \frac{x^2}{2} \quad (2.32)$$

ile verilir (Sze and Kwok 2007). Bu eşitlik, eşitlik (2.31)'deki $E_C(x)$ için yerine konulursa ve bu ifade W_D 'nin yerine $V_{dif} + V$ yazılırsa;

$$\begin{aligned} J_n &\approx \frac{q^2 D_n N_C}{kT} \frac{\exp \left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT} \right) \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1}{\epsilon_S} \\ &\approx q\mu_n N_C E_m \exp \left(-\frac{q\Phi_{Bn}}{kT} \right) \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 = J_D \exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \end{aligned} \quad (2.33)$$

elde edilir.

Difüzyon ve Termoiyonik-Emisyon teorilerinin akım yoğunluğu ifadeleri eşitlik (2.17) ve (2.33), temel olarak çok benzerdir. Ancak, difüzyon teorisi için doyma akım yoğunluğu J_D beslem akımına bağlıdır ve termoiyonik-emisyon teorisi J_{TE} 'ye kıyasla sıcaklığa daha az duyarlıdır.

Tünelleme akımı

Daha çok ağır bir şekilde katkılı yarıiletkenler için ve/veya düşük sıcaklıktaki operasyonlar için önemli bir süreçtir. Dejenere yarıiletkenler üzerindeki metal omik kontakların birçoğunda tünelleme akımı baskın bir süreçtir (Sze and Kwok 2007).

Yarıiletken den metale tünelleme akımı $J_{s \rightarrow m}$, metaldeki boş haller ve yarıiletkendeki işgal edilmiş haller ile kuantum iletim katsayısının çarpımı ile orantılıdır (Chang and Sze 1970). Yani;

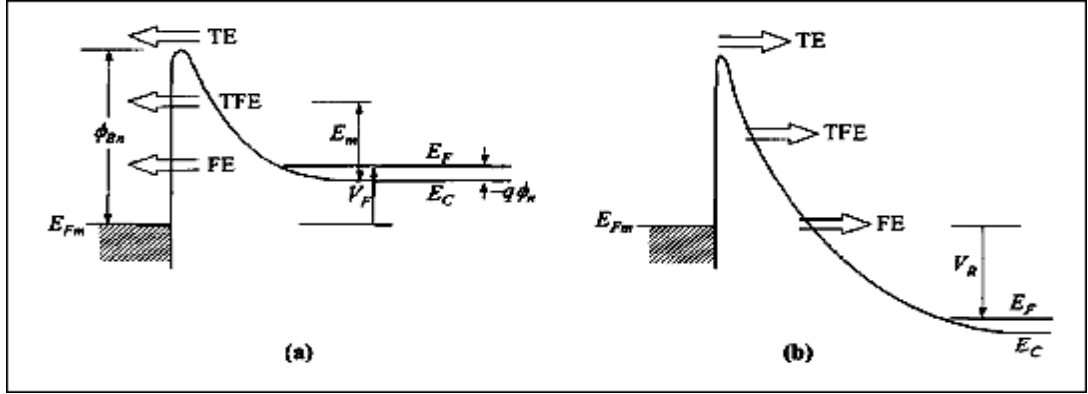
$$J_{s \rightarrow m} = \frac{A^{**} T^2}{kT} \frac{q \Phi_B n}{E_{Fm}} F_s T E (1 - F_m) dE \quad (2.34)$$

F_s ve F_m sırasıyla yarıiletken ve metal için Fermi – Dirac dağılım fonksiyonlarıdır ve $T(E)$ belirli bir enerjide engelin genişliğine bağlı tünelleme ihtimaliyetidir. Benzer bir açıklama taşıyıcıların zıt yönde hareketi ile oluşan $J_{m \rightarrow s}$ akımı için de verilebilir. Bu durumda F_s ve F_m aynı ifade de kullanılırken yer değiştirmelidirler. Net akım yoğunluğu iki bileşenin cebirsel toplamıdır. Yukarıdaki eşitlik için daha analitik bir ifade ve sonuçlar bilgisayar tarafından sayısal değerlendirme ile elde edilir.

Termoiyonik emisyon ve tünellemenin birleşimi olan toplam akım yoğunluğunun aşağıdaki eşitlik ile kolayca açıklanabileceğini söyleyebiliriz.

$$J = J_0 \exp \frac{qV}{nkT} - 1 \quad (2.35)$$

Burada J_0 , $\ln J$ - V grafiğinin $V=0$ 'da düşey eksenini kestiği noktaya fit edilmesiyle elde edilen doyma akım yoğunluğudur ve n eğimle ilişkili idealite faktörüdür. J_0 , tünelleme akımı ve deplasyon bölgesi rekombinasyon akımlarını göz önüne almadan yada çok az etkisi düşünülerek termoiyonik emisyon teorisinden tespit edilir ve idealite faktörü bu birlikteliği tamamlar. Daha yüksek katkılı ve/veya daha düşük sıcaklıklar için tünelleme oluşmaya başlar ve J_0 ve n değerlerinin her ikisi de artar. Metal-yarıiletken kontaklarda oluşabilecek akım iletim mekanizmaları Şekil 2.13'de gösterilmektedir.



Şekil 2.13. Schottky diyotta tünelleme akımlarının enerji bant diyagramları

*(a) doğru beslem akımı ve (b) ters beslem akımı altında tünelleme akımları

**TE= termoiyonik - emisyon. TFE = termoiyonik-alan-emisyonu. FE = alan emisyonunu

Şekil 2.13'deki enerji bant diyagramına göre; akım bileşenlerini kabaca üç tip içinde sınıflandırabiliriz.

1. Engel üzerinden termoniyonik emisyon (TE)
2. Fermi seviyesinin yakınında alan emisyonu (FE)
3. TE ve FE arasında bir enerjide termoiyonik alan emisyonu (TFE).

FE saf tünelleme süreçleri iken, FE'den daha zayıf engelde görünen TFE; termal olarak uyarılmış taşıyıcıların tünellenmesidir. Bu bileşenlerin nispi katsayıları, katkı seviyesi ve sıcaklığın her ikisine de bağlıdır. Ölçü kriteri kT ve E_{00} termal enerjilerinin kıyaslanması ile ayarlanabilir. E_{00} ;

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N}{m^* \epsilon_s}} \quad (2.36)$$

ile tanımlanır.

$kT \gg E_{00}$ olduğu zaman TE baskındır ve Schottky-engel davranışı tünelleme olmaksızın hakim olur. $kT \ll E_{00}$ olduğu zaman FE (ya da tünelleme) baskındır. $kT \approx E_{00}$ olduğu zaman TE ve FE 'nin birleşimi olan TFE baskın mekanizmadır.

Doğru beslem akımı altında, FE'den dolayı akım (Padovani and Stratton 1966);

$$J_{TE} = \frac{A^{**}T\pi \exp \frac{-q \Phi_{Bn}-V_F}{E_{00}}}{c_1 k \sin \pi c_1 k T} \frac{1 - \exp -c_1 q V_F}{1} \approx \frac{A^{**}T\pi \exp \frac{-q \Phi_{Bn}-V_F}{E_{00}}}{c_1 k \sin \pi c_1 k T} \quad (2.37)$$

olarak ifade edilir. Burada,

$$c_1 = \frac{1}{2E_{00}} \log \frac{4 \Phi_{Bn}-V_F}{-\Phi_n} \quad (2.38)$$

dır (Φ_n dejenere yarıiletken için negatiftir).

Burada daha düşük sıcaklık bağımlılığı, tünellemeyi karakterize eden TE ile karşılaştırıldı. TFE'den dolayı akım;

$$J_{TFE} = \frac{A^{**}T \pi E_{00} q \Phi_{Bn} - \Phi_n - V_F}{k \cosh(E_{00}/kT)} \exp \frac{-q \Phi_n}{kT} - \frac{q(\Phi_{Bn} - \Phi_n)}{E_0} \exp \frac{q V_F}{E_0} \quad (2.39)$$

ile verilir.

$$E_0 = E_{00} \coth \frac{E_{00}}{kT} \quad (2.40)$$

dir. Bu TFE pikleri yaklaşık olarak:

$$E_m = \frac{q \Phi_{Bn} - \Phi_n - V_F}{\cosh^2 E_{00}/kT} \quad (2.41)$$

enerjidedir. Burada E_m nötral bölgedeki E_c den ölçülür.

Ters beslem akımı altında, tünelleme akımı daha büyük voltajlarda mümkün olduğu için çok daha büyük olabilir. FE ve TFE'den dolayı bu akımlar;

$$J_{FE} = A^{**} \frac{E_{00}}{k}^2 \frac{\Phi_{Bn} + V_R}{\Phi_{Bn}} \exp - \frac{2q\Phi_{Bn}^{3/2}}{3E_{00} \Phi_{Bn} + V_R} \quad (2.42)$$

$$J_{TFE} = \frac{A^{**T}}{k} \pi E_{00} q V_R + \frac{\Phi_{Bn}}{\cosh^2 E_{00}/kT} \exp - \frac{q\Phi_{Bn}}{E_0} \exp \frac{qV_R}{\varepsilon'} \quad (2.43)$$

ile verilir. Burada,

$$\varepsilon' = \frac{E_{00}}{E_{00}/kT - \tanh E_{00}/kT} \quad (2.44)$$

şeklindedir. Bu analitik ifadeler karmaşık olmasına rağmen, eğer tüm ifadeler bilinirse kolay bir şekilde değerlendirilebilir.

2.8. Metal - Yarıiletken Kontakların Kapasitesi

Metal-Yarıiletken kontaklarda oluşan arınma bölgesi (dipol tabakası), yarıiletken tarafındaki uzay yükleri ve metal tarafındaki yüzey yüklerinden dolayı bir kondansatör gibi davranır. İdeal bir metal-yarıiletken yapı, ters beslem durumunda gerilim arttırıldığında yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metalden uzaklaşırlar. Bu durumda uygulanan gerilim arttığı zaman arınma bölgesi genişleyecektir.

Yarıiletkende metale yakın önemli bir hol konsantrasyonu varsa, hollerin yeni Fermi seviyesi metaldeki Fermi seviyesiyle çakışacağından hol konsantrasyonu azalacaktır. Schottky bölgesinin kapasitesi, bu yük dağılımından dolayı değişecektir. Bu özelliklerinden dolayı Schottky diyotları, gerilim kontrollü değişken kapasitörler olarak kullanılabilirler.

Potansiyel dağılımı ile yük yoğunluğu arasındaki ilişki Poisson eşitliği ile verilir. Diyodun engel bölgesindeki potansiyel dağılımının Poisson eşitliği;

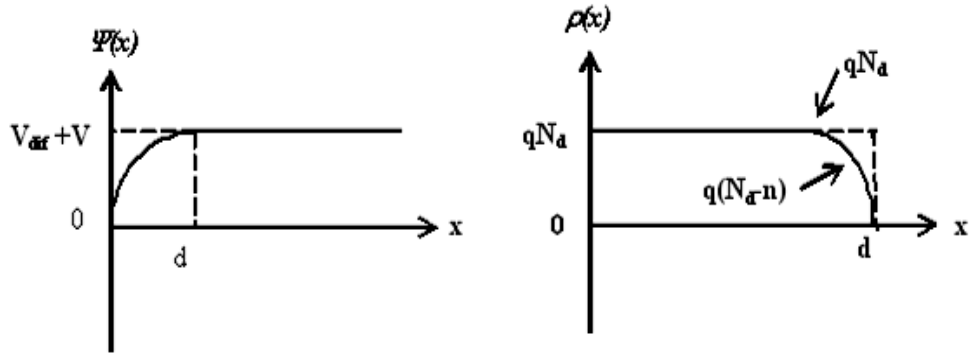
$$\nabla^2 \Psi(x) = \frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.45)$$

şeklinde ifade edilebilir (Ziel 1968).

Burada ϵ_s yarıiletkenin, ϵ_0 boşluğun dielektrik sabiti, $\rho(x)$ konuma bağlı uzay yükü yoğunluğudur. Uzay yükü yoğunluğu;

$$\rho(x) = q(N_d - n) \quad (2.46)$$

olarak yazılabilir (Rhoderick and Williams 1988). Burada N_d , yarıiletkendeki iyonize olmuş donör yoğunluğudur. $\Psi(x)$ potansiyel fonksiyonu ile uzay yük yoğunluğu $\rho(x)$ 'in konuma bağlı değişimleri Şekil 2.14' de gösterilmiştir.



Şekil 2.14. Metal n-tipi yarıiletken yapılarda doğrultucu kontağın; a) Potansiyel dağılımı, b) Yük dağılımı.

Engel tabakasının potansiyelini V_{dif} ve kontağa uygulanan potansiyeli V ile temsil edelim. $q(V_{dif} - V) \gg kT$ olduğunda $0 \leq x \leq d$ aralığında $N_d \gg n$ ise uzay yükü yoğunluğu $\rho(x)$,

$$\rho(x) = qN_d \quad (2.47)$$

yazılabilir. $\rho(x)$ 'in bu değeri eşitlik 2.45' de yerine konulursa tek boyutta Poisson denklemi,

$$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} = -\frac{qN_d}{\epsilon_s \epsilon_0} \quad (2.48)$$

şeklinde olur.

Eşitlik (2.48)'in çözümü aşağıdaki sınır şartları altında aranabilir.

$$1) x = 0 \text{ için } \Psi(x) = 0$$

$$2) x \geq 0 \text{ için } \Psi(x) = V_{dif} + V$$

$$3) x = d \text{ için } \frac{d\Psi(x)}{dx} = 0$$

Eşitlik (2.48) için üçüncü sınır şartını dikkate alarak integral alınır, arınma bölgesi için elektrik alanı bulabiliriz.

$$E_x = -\frac{d\Psi}{dx} = -\frac{qN_d}{\epsilon_s\epsilon_0} x - d \quad (2.49)$$

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

$$\Psi(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s\epsilon_0} \frac{1}{2} x^2 - xd \quad (2.50)$$

olarak elde edilir. Eşitlik (2.50)'nin çözümü de ikinci sınır şartı dikkate alınarak çözülürse;

$$d = \frac{2\epsilon_s\epsilon_0}{qN_d} V_{dif} \pm V^{1/2} \quad (2.51)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifade, Schottky bölgesinin genişliğidir. Burada $V > 0$ için kontak doğru, $V < 0$ için kontak ters beslemededir. Yarıiletkende birim alan başına düşen yük yoğunluğu;

$$Q = -qN_d \quad (2.52)$$

ile verilir. Eşitlik (2.51) ve (2.52) dikkate alındığında;

$$Q = - 2\varepsilon_s\varepsilon_0qN_d V_{dif} \pm V^{1/2} \quad (2.53)$$

ifadesi elde edilir. Ayrıca Schottky kapasitesi (2.53) eşitliğine sahip Q yükünün uygulanan gerilime göre değişimi olarak tanımlanır. Buna göre kapasite için,

$$C = \frac{\partial Q}{\partial V} \quad (2.54)$$

yazılarak eşitlik (2.53) ve (2.54)'den,

$$C = \frac{\varepsilon_s\varepsilon_0qN_d}{2 V_{dif} + V}^{1/2} \quad (2.55)$$

veya

$$C = \frac{\varepsilon_s\varepsilon_0}{d} \quad (2.56)$$

olarak bulunur. Bu sonuca göre arınma bölgesinin kapasitesi, uygulanan gerilim ve Schottky bölgesinin genişliği ile ters ve akseptör yoğunluğu ile doğru orantılıdır.

2.9. Cheung Fonksiyonları Yardımıyla Schottky Diyot Parametrelerinin Tayin Edilmesi

Temirci (2000) tarafından bildirildiğine göre; metal/yarıiletken kontak yapısının doğru beslem I - V karakteristikleri yardımıyla Schottky diyot parametrelerinin hesaplanmasında Cheung (1986), tarafından farklı bir model sunulmuştur. Termionik emisyonundan bulunan akım yoğunluğu (J), diyodun etkin alanı A ile çarpılırsa diyottan geçen toplam akım;

$$I = AJ = AA^*T^2 \exp \frac{-q\Phi_b}{kT} \exp \frac{qV}{kT} - 1 \quad (2.57)$$

olarak elde edilir (Rhoderick and Williams 1988). Bu ifade de $qV \gg kT$ ise, 1 ihmal edilebilir. Pratikte uygulanan gerilimin tamamı deplasyon bölgesine düşmediği dikkate alındığında, ideal durumdan sapmalar olacaktır. İdeal durumdan sapmaları ifade edebilmek için birimsiz sabit olan (n) idealite faktörünü dikkate aldığımızda denklem aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$I = AJ = AA^*T^2 \exp \frac{-q\Phi_b}{kT} \exp \frac{qV}{nkT} - 1 \quad (2.58)$$

Burada uygulanan gerilim V 'nin IR_s kadarlık miktarı seri direnç üzerine düşeceği için V yerine $V - IR_s$ yazarsak yukardaki ifade

$$I = AJ = AA^*T^2 \exp \frac{-q\Phi_b}{kT} \exp \frac{q(V-IR_s)}{nkT} - 1 \quad (2.59)$$

şeklinde yazılır. (2.59) ifadesinin tabii logaritması alınıp, V 'ye göre çözümü yapılırsa

$$V = \frac{nkT}{q} \ln \frac{I}{AA^*T^2} + n\Phi_b + IR_s \quad (2.60)$$

ifadesi elde edilir. (2.60) eşitliğinin $\ln I$ 'ya göre türevi alınırsa;

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{q} + IR_s \quad (2.61)$$

ifadesi elde edilir. (2.61) eşitliğinde, $\frac{dV}{d(\ln I)}$ 'nın I 'ya göre grafiği bir doğru olacaktır.

Bu grafikten elde edilecek olan doğrunun eğimi nötral bölge direncini ya da R_s seri direncini verecektir. Bu doğrunun düşey ekseni kestiği noktadan (n) idealite faktörü bulunabilir (Temirci 2000). Potansiyel engeli Φ_b 'yi bulmak için;

$$H(I) = V - \frac{nkT}{q} \ln \frac{I}{AA^*T^2} \quad (2.62)$$

şeklinde bir $H(I)$ fonksiyonu tanımlanabilir. (2.60) ve (2.61) eşitliklerinden;

$$H(I) = n\Phi_b + IR_s \quad (2.63)$$

bağıntısı elde edilebilir.

(2.63) eşitliğinde $H(I)$ - I grafiği çizildiğinde bu grafik de bir doğru şeklinde olacak ve bu doğrunun eğimi de R_s seri direncini verecektir. Bu doğrunun $H(I)$ eksenini kestiği noktadan da engel yüksekliği Φ_b bulunur. (Cheung and Cheung 1986).

2.10. Engel Yüksekliğinin Sıcaklığa Bağlılığı

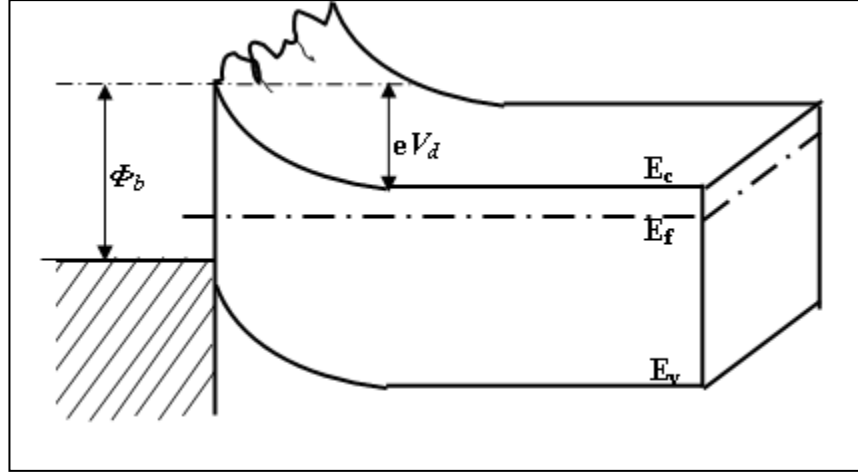
Homojen olmayan engele sahip bir Schottky diyot modeli için aşağıdaki temel ifadeler kullanılmaktadır.

$$\Phi_b^j = \Phi_b - \frac{\sigma_s^2}{\frac{2kT}{q}} \quad \text{ve} \quad \Phi_b^c = \Phi_b \quad (2.64)$$

Burada Φ_b^j , düz beslem gerilimine bağlı olarak I - V ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği, Φ_b^c , kapasite voltaj ölçümlerinden hesaplanan engel yüksekliği, $\bar{\Phi}_b$, ortalama engel yüksekliği ve σ_s standart sapmadır. Yukarıdaki son iki ifade homojen olmayan Schottky engeli için sıcaklık ve bahsedilen parametreler arasındaki ilişkiyi vermektedir. Bu ifadeler I - V ve C - V karakteristiklerinden elde edilen engel yüksekliği değerlerinin farklı olması anlamına da gelmektedir. Ayrıca, gerilim altında engel dağılımının değiştiği dikkate alınır, idealite faktörünün de açıklanması bu ifadelerle mümkün olabilir. (2.64) ifadesi potansiyel engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi hakkında bilgi vermektedir. Her sıcaklık için I - V karakteristiğinin sıfır uygulama gerilimine fit edilmesiyle bulunan I_0 doyma akımlarından hesaplanan engel yüksekliklerinin, $1/T$ 'ye karşı değişim karakteristiği bir doğru verir. Bu doğrunun eğimi $\left(\frac{e\sigma_s^2}{2k}\right)$ olur ve bu değerlerden standart sapma bulunur. Bu doğrunun potansiyel engel yüksekliğini kestiği nokta ise ortalama engel yüksekliğini verir.

2.11. Homojen Olmayan Engel Modeli

Schottky kontaklarda akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümlerinden elde edilen engel yükseklikleri farklı sonuçlar verir. Schottky kontaklarda I - V ve C - V ölçümlerinden elde edilen sıcaklığa bağlı engel yüksekliğinin değişimi ve idealite faktörünün 1'den büyük olması farklı şekillerde açıklanmaktadır: metal/yarıiletken arayüzeyinin düzgün olmaması (pürüzlü olması), Şekil 2.15'de gösterilen V_{dif} ve engel yüksekliğinin farklı uzaysal değişimlerine neden olarak homojen olmayan bir dağılıma neden olacaktır. Metaldeki atomik yapı, dislokasyonlar ve tane sınırlarının yanı sıra metalin kalınlığının değişimi arayüzeyin pürüzlü olmasına neden olabilir. Bu potansiyel değişimlerin bir başka nedeni de; alan emisyonundan dolayı lokal engel yüksekliğinin azalması olabilir. Ayrıca arayüzeyde farklı metalik fazların etkisi ile de bu lokal değişimler ortaya çıkabilir. Bunun yanı sıra yarıiletkendeki donör atomlarının rastgele dağıldığı düzenli bir örgüde, donör atomları arasındaki düzensiz mesafeler de bahsedilen potansiyel değişimlerin bir başka nedeni olabilir.



Şekil 2.15. Homojen engel yüksekliğine sahip olmayan bir Schottky kontağın üç boyutlu bant diyagramı

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Giriş

Bu bölümde numune tutucuların hazırlanması, n-GaAs yarıiletkeninin temizlenmesi ve omik kontakların yapılması, SILAR tekniği ile CdSe ince filminin oluşturulabilmesi için gerekli çözeltilerin hazırlanması ve ince filmlerin büyütülmesi, Cd/CdSe/n-GaAs/In yapıların elde edilmesi ve bu yapıların soğurma, XRD, SEM, *I-V* ve *C-V*, ölçülerinin alınmasına ait bilgiler yer almaktadır.

3.2. CdSe

CdSe yarıiletkeni ince film transistörlerde, güneş pillerinde, optoelektronik aygıt üretiminde, alan etkili transistörlerde, kızıl ötesi optikte, ışığa bağımlı direnç uygulamalarında ve gama ışığı detektörlerinde yaygın olarak kullanılmaktadır (Mane *et al.* 1999; Antohe *et al.* 2001; Padiyan *et al.* 2002). Bu Uygulama alanlarından dolayı son yıllarda oldukça fazla çalışılan bir malzeme olmuştur.

CdSe II-VI bileşik yarıiletken olup yasak enerji aralığı 1,8 eV olan direk geçişli doğal olarak n-tipi iletkenliğe sahiptir. Bant aralığı ve elektriksel iletkenliğinden dolayı güneş pilleri uygulamalarında en uygun malzeme olarak gösterilmektedir (Ramaiah *et al.* 2001). Kristal yapısı açısından Wurtzite ve/veya kübik yapıya sahip olabilmektedir. Bununla beraber yoğunluğu $5,674 \text{ g/cm}^3$ ve elektriksel öz direnci $104 \text{ } \Omega\text{-cm}$ civarındadır (Pathan and Lokhande 2004).

SILAR metodu ile CdSe ince filmlerin büyütülmesi işlemine son bir kaç yılda başlanmış olup, literatürde bu metotla büyütülen filmler üzerine yapılan çalışmalar oldukça sınırlıdır. Ayrıca bu metotla son yıllarda nanokristal CdSe yarıiletkeninin elde edilebileceği öngörülmektedir (Li *et al.* 2003).

3.3. Çözeltilerin Hazırlanması

CdSe ince filminin SILAR metodu ile büyütülebilmesi için, uygun değerlikli Cd ve Se iyonlarını içeren çözeltiler ayrı ayrı hazırlanmıştır. Cd kaynağı olarak CdCl_2 , Se kaynağı olarak Na_2SeSO_3 bileşikleri kullanılmıştır.

Cd kaynağı olarak CdCl_2 çözeltisinin hazırlanması için kullanılan saf CdCl_2 tuzu suda kolay çözünebilen bileşiktir. Çözelti 0,1 M konsantrasyonda ve 100 ml deiyonize su içerisinde CdCl_2 çözülecek şekilde hazırlanmıştır. Çözeltinin pH değeri pH metre ile yaklaşık 5,5 olarak ölçülmüştür.

Selenyum kaynağı olarak Na_2SeSO_3 çözeltisinin hazırlanması için kullanılan saf Na_2SeSO_3 tuzu suda kolay çözünebilen bileşiktir. Çözelti 0,05 M konsantrasyonda ve 100 ml deiyonize su içerisinde Na_2SeSO_3 çözülecek şekilde hazırlanmıştır. Çözeltinin pH değeri pH metre ile yaklaşık 11 olarak ölçülmüştür.

3.4. Taban Malzemelerin Temizlenmesi

Taban malzemesi (substrate) olarak, kalınlığı 1 mm ve kenar uzunlukları yaklaşık olarak 1cmx1cm olan mikroskop camlar (lam) ve [100] doğrultusunda büyütülmüş, 450 μm kalınlıkta, donör konsantrasyonu $2,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ olan ve iki yüzü parlatılmış *n*-GaAs yarıiletkeni kullanılmıştır.

Cam taban malzemesi, öncelikle yağlardan arındırılmak için sabunlu suda iyice ultrasonik yıkandıktan sonra aseton içinde 10 dakika ultrasonik olarak temizlendi. Daha sonra bire bir (1:1) etanol su karışımı içinde tekrar 10 dakika ultrasonik olarak temizlendi.

n-GaAs yarıiletkeninin her iki yüzünün parlatılmış olmasından dolayı ve çeşitli mekanik kirlilikler ihtiva etmemesinden dolayı yarıiletkene mekanik temizleme uygulanmadı. Doğrudan kimyasal temizleme işlemi yapıldı. Kimyasal temizleme işlemi sırasıyla;

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

3.5. *n*-GaAs Yarıiletkenine Omik Kontak Yapılması ve Numune Tutucuların Hazırlanması

n-GaAs yarıiletkeni kimyasal olarak temizlendikten sonra omik kontak yapmak için hemen vakum ortamına alındı. *n*-GaAs'a omik kontak metali olarak % 99.99 saflıktaki indiyum kullanıldı. Omik kontak için kullanılacak metal seyreltilmiş HF'li su ($1HF + 10 H_2O$) içerisinde temizlendikten sonra kaplama ünitesinin ısıtıcısına yerleştirildi. Bu sırada kimyasal temizleme işlemi biten kristalin yüzeyinin oksitlenmemesi için daha önceden hazırlanmış olan vakum metal kaplama ünitesi içerisine uygun yükseklikteki, yani ısıtıcının sıcaklığının kristali ısıtmayacak kadar yükseklikte bulunan tezgâhın üzerine mat tarafı aşağıdaki ısıtıcı ve buharlaştırılacak metale bakacak şekilde yerleştirildi ve parlak tarafına cam lamel konarak buharlaşan metalin bu yüzü kirletmemesi sağlandı. Daha sonra kaplama ünitesi vakuma alındı. Kaplama ünitesinin vakum seviyesi 10^{-5} Torr basınca düşünceye kadar beklendi. Sonra ısıtıcıya akım verilerek kristalin mat yüzeyine In metali buharlaştırılarak yüzey metalle kaplandı. Ardından vakum ortamına hava verilerek numune dışarı çıkartıldı. Sonraki adımda, tavlama fırınının orta noktasının sıcaklığı $450^{\circ}C$ 'ye ayarlandı. Tavlama fırının bu derecede dengeye gelmesi için bir süre beklendikten sonra tavlama fırının tam ortasına kuartz bir pota içerisine yerleştirilen numune yine kuartz bir çubuk vasıtası ile

yerleştirilerek 3 dakika tavlandı ve tavlama fırınının girişine çekilerek soğuması için beklendi. Bu işlem sırasında numune oksitlenmesin diye tavlama fırınına azot gazı verildi. Bu işlem sonucunda *n*-GaAs yarıiletkenin omik kontağı yapılmış oldu. Omik kontak elde edildikten sonra *n*-GaAs yarıiletkeni amacımıza uygun sayıda numune elde edilebilecek şekilde elmas kesici ile kesilerek parçalara ayrıldı. Omik kontaktları yapılmış olan yarıiletkenler, omik kontak tarafları teflon üzerine gelecek şekilde teflon tutucular üzerine gümüş pasta (silver past) ile yapıştırıldı. Elde edilecek ince filmlerin sadece üst yüzeyinde büyümesini sağlamak için yarıiletkenin kenarları siyah wax'la kaplandı. Böylece SILAR yöntemiyle ince film büyötmek için kullanılacak olan yarıiletken numune tutucular hazırlanmış oldu.

3.6. CdSe İnce Filmlerin Büyütölmesi

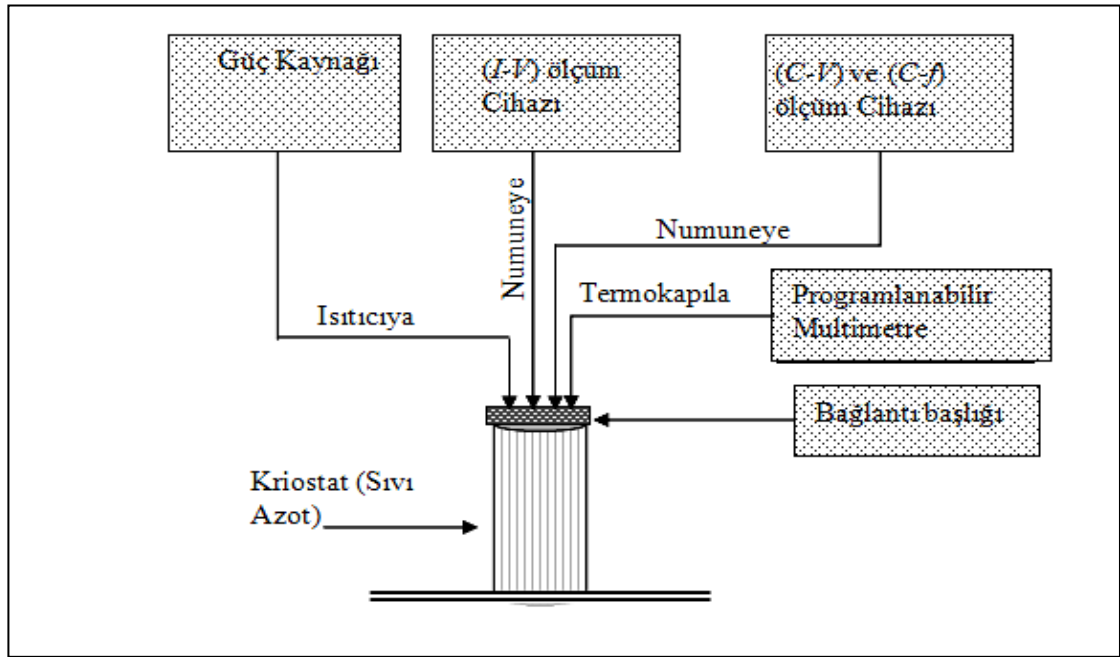
CdSe ince filminin SILAR metodu ile büyütölmesi için yukarıda ayrıntıları verilen uygun çözeltiler hazırlandı. Numune tutucu, CdCl₂ çözeltilisine batırılıp 25 saniye tutuldu, böylece kadmiyum (Cd⁺²) ve az miktarda klor (Cl⁻) iyonları yüzeyde toplanmaya başladı. CdCl₂ çözeltilisinden çıkarılan numune tutucu deiyonize su içerisinde 50 saniye tutularak zayıf bağı Cd⁺² ve Cl⁻ iyonlarının yüzeyden ayrılması sağladı. Sonra numune tutucu, Na₂SeSO₃ içerisinde batırılıp 25 saniye tutuldu. Böylece Selenyum iyonları (Se⁻²), yapışmış Cd⁺² iyonları ile tepkimeye girdi. Son olarak deiyonize su içerisinde numune tutucu 50 saniye tutularak tepkimeye girmeyen zayıf bağı sodyum (Na⁺) iyonları ve selenyum (Se⁻²) iyonlarının yüzeyden ayrılması sağlandı. Böylece bir SILAR döngüsü tamamlanmış oldu. Bu işlem homjen ve istenilen kalınlıkta bir film elde edilinceye kadar tekraralandı.

3.7. Cd/CdSe/*n*-GaAs/In Yapılarının Üretilmesi

n-GaAs/In omik kontaklı yarıiletken üzerinde büyütölün CdSe ince filminin XRD ve SEM ölçümleri tamamlandıktan sonra CdSe ince filminin üzerine Cd metali vakum ortamında buharlaştırılarak sandviç yapı elde edildi. Bu işlemler, merkezleri arası 3 mm

olan 1 mm çapındaki deliklere sahip 7x7 matris şeklinde delinen ince molibden gölge maske yöntemiyle gerçekleştirildi. İnce filmler üzerindeki kontak alanlarını belirlemek için daha önceden belirlediğimiz yüksek saflıktaki Cd metali kullanıldı. Buharlaştırma için kullanılan ısıtıcı seyreltilmiş HF’li su (1 HF + 10 H₂O) içerisinde temizlendi ve azot gazı ile iyice kurutulduktan sonra kaplama ünitesindeki elektrotlar arasına bağlandı. Isıtıcı zerindeki oksit ve kirleri (kimyasal temizle ile uzaklaştırılamayan) temizlemek için kaplama nitesi vakuma alındıktan sonra ısıtıcıya akım verilerek, ısıtıcı yakıldı. Sonra kaplama ünitesine hava verilerek, buharlaştırılacak metal ısıtıcının içerisine yerleştirildi. Kullanılan metal üzerindeki oksit ve kirleri uzaklaştırmak için kaplama nitesi tekrar vakuma alındı ve ısıtıcıdan akım geçirilerek metal eritildi. Kaplama nitesine hava verildi. Numune delikli molibden levhanın üzerine ince film metale bakacak şekilde yani omik için kapladığımız yüz bize bakacak şekilde ve deliklerin tam üzerine yerleştirildikten sonra üzeri cam lamel ile örtüldü ve vakum kaplama nitesi tekrar vakuma alındı. Kaplama nitesinin içerisi 10⁻⁵ torr basına ulaştığında, içerisinde metal bulunan ısıtıcıdan geçen akım ile ısınan ısıtıcı sayesinde metal buharlaştırılarak numunenin üzerine maskenin deliklerinden geçerek ulaşan metal sayesinde kontaklar elde edilmiş oldu. Ortama hava verilerek numune vakum pompasından alındı. Böylece, Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısı elde edildi. Elde edilen Cd/CdSe/n-GaAs/In diyotların oda sıcaklığında *I-V*, *C-V* lmleri alındı ve temel diyot parametreleri hesaplandı.

Ölçümlerde kullanılan deney sistemi ekil 3.1’de görülmektedir. Cd/CdSe/n-GaAs/In yapının “KEİTLEY 487 Picoammeter/ Voltage Source” cihazı ile *I-V*, “HEWLET PACKART 4192 A, (50 Hz-13 MHz) LF IMPEDENCE ANALYZER” cihazı ile de *C-V* lmleri alındı. Ayrıca numune sıcaklığının *I-V* karakteristikleri üzerindeki etkisini araştırmak için, *I-V* lmleri 60 K’den başlanılarak 20 K’lik adımlarla 300 K sıcaklığına kadar alındı ve temel diyot parametreleri hesaplandı.



Şekil.3.1. Elektriksel ölçümlerin yapıldığı deney sistemi.

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Giriş

Bu bölümde CdSe ince filminin yapısal özellikleri ve Cd/CdSe/n-GaAs/In yapısının *I-V* ve *C-V* ölçümlerinden elde edilen karakteristik parametreleri ve bunlara ait grafikleri yer almaktadır.

Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapının *I-V* karakteristikleri “Keithly 487 Picoammeter/Voltage Source” cihazı ile +1V ve -1V aralığında 0,005 volt adımlarla karanlıkta ve 60-300 K aralığında ölçüldü. *C-V* ölçümleri “Hewlet Packart 4192 A, (50 kHz-13 MHz) Lf İmpedence Analyzer” cihazı ile +1V ve -1V aralığında, oda sıcaklığında 10 kHz, 50 kHz, 100 kHz, 300 kHz, 500 kHz ve 1000 kHz frekans değerlerinde alındı.

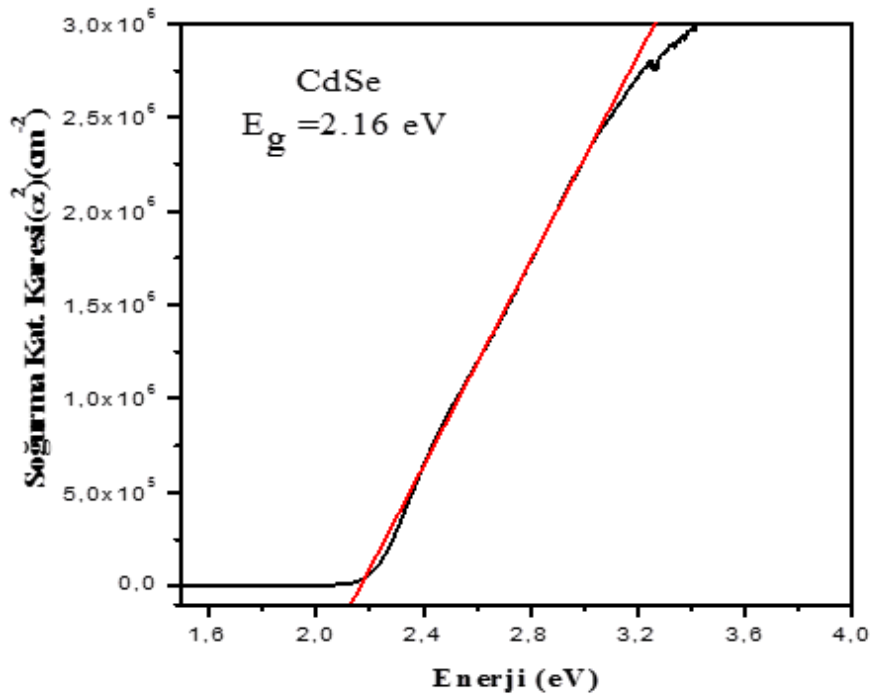
4.2. Filmlerin Optiksel ve Yapısal Özelliklerinin İncelenmesi

Cam taban malzemesi üzerine büyütülen CdSe ince film üzerinde yapılan optik soğurma ölçümleri ile filmin yasak enerji aralığı hesaplanmış ve n-GaAs taban malzemesi üzerine büyütülen CdSe ince filminin XRD ölçümleri ve SEM görüntüleri ile filmlerin yapısal özellikleri incelenmiştir.

4.2.1. Soğurma ölçümlerinin alınması

SILAR tekniği ile büyütülen CdSe ince filminin optik özelliklerini incelemek amacıyla optik soğurma ölçümleri $\pm 0,3$ nm hassasiyete sahip ve çalışma aralığı dalga boyu cinsinden 190-1100 nm olan Perkin Elmer UV/VS Lambda 2S spektrometresi ile alınmıştır.

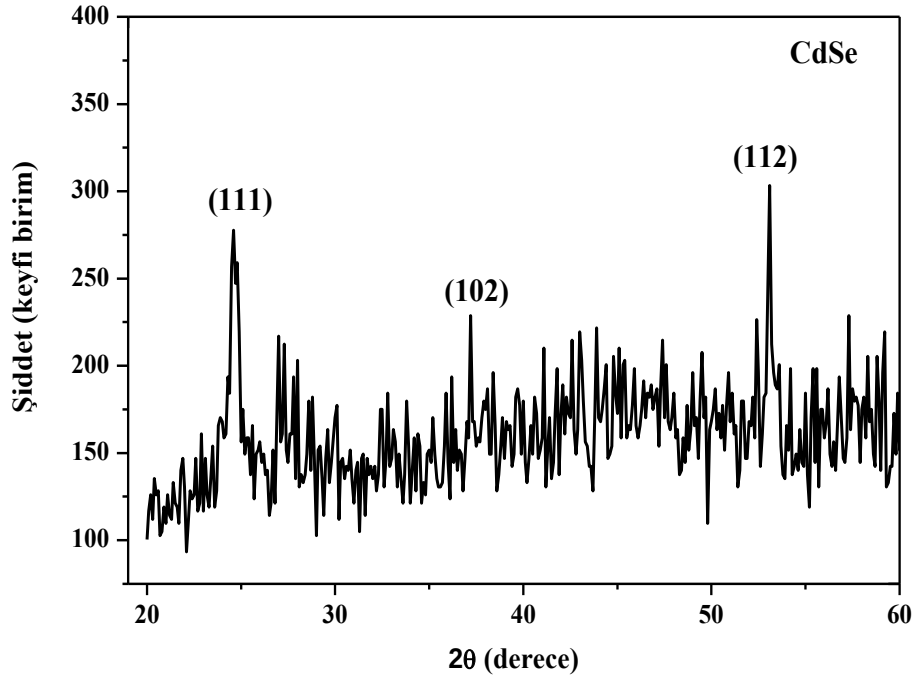
CdSe ince filminin optik soğurma ölçümleri sonucunda elde edilen veriler kullanılarak filmin yasak enerji aralığı belirlenmiştir. Soğurma ölçümlerinden, $\alpha^2-h\nu$ grafiği çizilerek bu grafiğin doğrusal kısmına çizilen doğrunun enerji eksenini kestiği noktadan yararlanılarak CdSe filminin yasak enerji aralığının değeri 2,16 eV olarak belirlenmiştir. $\alpha^2-h\nu$ grafiği Şekil 4.1’de gösterilmiştir.



Şekil 4.1. Cam taban malzeme üzerine büyütülen CdSe ince filminin soğurma spektrumu

4.2.2. XRD ölçümlerinin alınması

n-GaAs altlık üzerinde direkt SILAR metoduyla büyütülen CdSe ince filminin XRD ölçümleri Rigaku MiniFlex XRD sistemi kullanılarak, 1.54 Å dalga boylu Cu-K α kaynak yardımıyla, 0.1 derecelik açılarla 20-60 derece arasında alınmıştır. n-GaAs altlık üzerinde büyütülmüş CdSe ince filminin XRD desenleri Şekil 4.2’de verilmiştir. Bu şekil incelendiğinde, filmde (111), (102) ve (112) yönelimlerinin baskın olduğu ve dolayısı ile filmin polikristal yapıda olduğu görülmektedir.



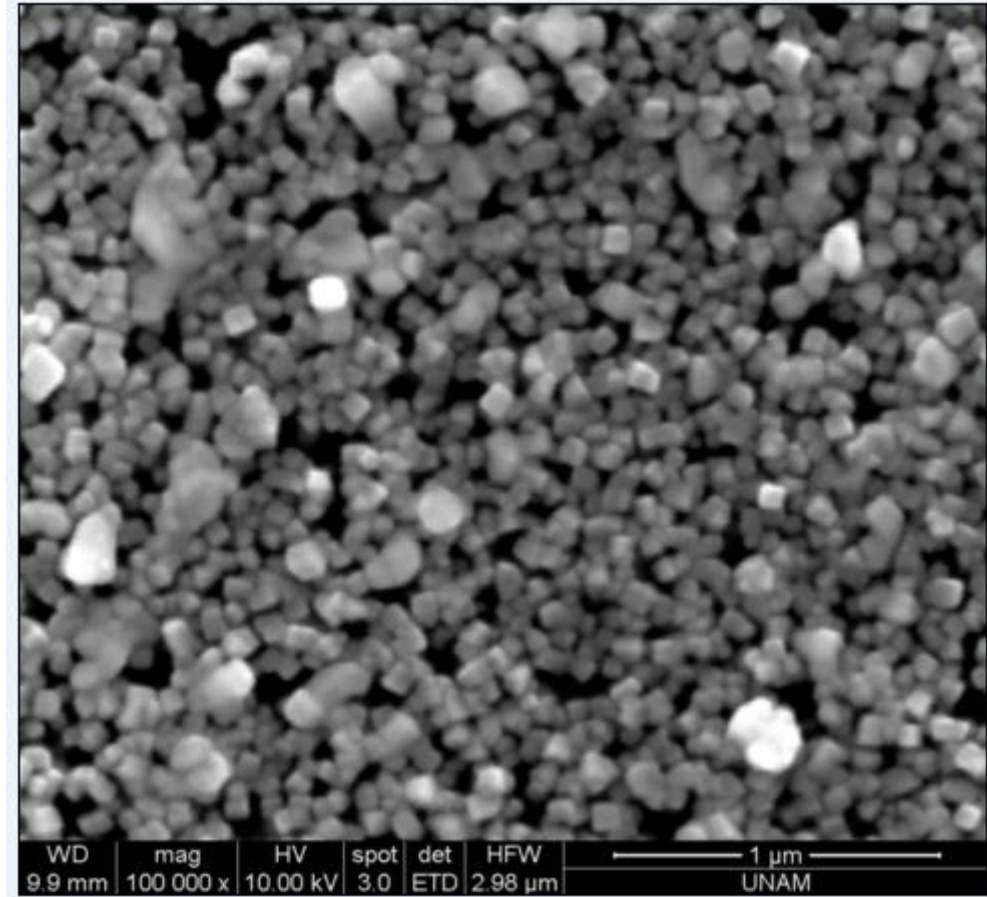
Şekil 4.2. n-GaAs altlık üzerinde büyütülmüş CdSe ince filminin XRD desenleri

4.2.3. SEM görüntülerinin alınması

Taramalı elektron mikroskobu (SEM), elektron demetinin kristal (veya kristal olmayan) madde ile etkileşmesinin fiziğini temel almaktadır. Bu mikroskoptan görüntü, yüksek voltaj ile hızlandırılmış elektronların numune üzerine odaklanması ve bu elektron demetinin numune yüzeyini taraması sırasında elektron ve numune atomları arasında oluşan etkileşmeler sonucunda oluşur.

SILAR tekniği ile direkt n-GaAs üzerinde büyütülen CdSe ince filminin yüzey özelliklerini incelemek amacıyla filmlerin SEM görüntüleri Bilkent Üniversitesi UNAM' da alınmıştır. SEM görüntüleri yardımıyla filmlerin nano boyutlarda büyütülebilmeleri, filmlerin homojenlikleri, kaliteleri ve fabrikasyonları konusunda bilgi elde edilmiştir. CdSe ince filminin SEM görüntüsü Şekil 4.3'de görülmektedir. Bu görüntü incelendiğinde, filmin yüzey üzerinde homojen bir şekilde büyüdüğü ve yer yer boşlukların bulunduğu görülmektedir. Bu görüntüde parlak bölgelerle birlikte nispeten

karanlık bölgeler de görülmektedir. Bu durum farklı yüksekliklerden gelen elektron sinyallerinin sonucudur.



Şekil 4.3. n-GaAs yarıiletkeninin üzerine SILAR yöntemi ile büyütülen CdSe ince filminin SEM görüntüsü

4.3. Cd/CdSe/n-GaAs/In yapısının I - V - T ölçümlerinden diyot parametrelerinin hesaplanması

Termiyonik Emisyon (TE) teorisine göre diyodun akım-voltaj ilişkisi,

$$I = I_0 \exp \frac{qV}{nkT} - 1 \quad (4.1)$$

bağıntısı ile verilir. Bu ifadede $qV \gg nkT$ ise üstel terim yanında 1 ihmal edilebilir. Bu durumda ifadenin yeni hali;

$$I = I_0 \exp \frac{qV}{nkT} \quad (4.2)$$

şeklinde olur. Eşitlik (4.2)'nin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, sonra da V 'ye göre türevi alınırsa; idealite faktörü için

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

ifadesi elde edilir. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapının oda sıcaklığındaki I - V karakteristiği Şekil 4.4'de görülmektedir.

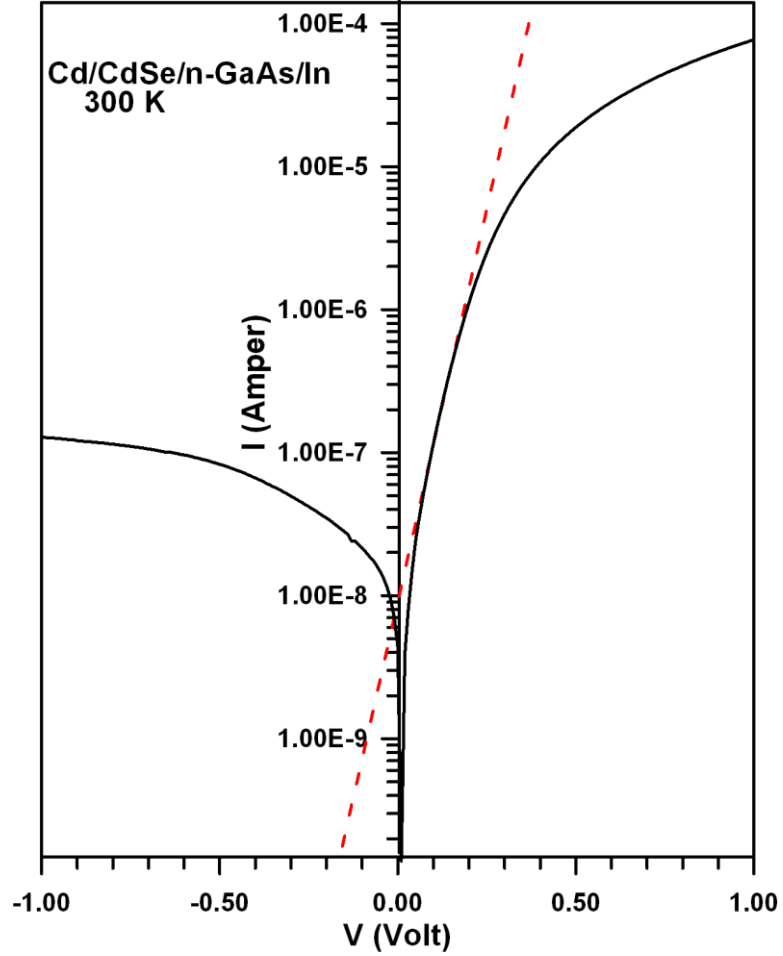
$\ln I$ - V grafiğinin düz beslem kısmındaki doğrusal bölgesine bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV/d(\ln I)$ elde edildi. Bu değerle birlikte q , (elektronun yükü $=1,6 \times 10^{-19}$ C), k (Boltzmann sabiti $=8,625 \times 10^{-5}$ eV/K) ve T (sıcaklık (K)) değerleri eşitlik (4.3)'de yerine yazılarak idealite faktörü değeri 1,488 olarak hesaplandı. Fit edilen doğrunun $V = 0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta I_0 doyma akımını verir. Eşitlik (4.2)'deki I_0 doyma akımı,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp -\frac{q\Phi_b}{kT} \quad (4.4)$$

ile verilmektedir. Eşitlik (4.4)'ün her iki tarafının tabii logaritması alınıp Φ_b 'ye göre çözümlerse,

$$q\Phi_b = kT \ln AA^*T^2/I_0 \quad (4.5)$$

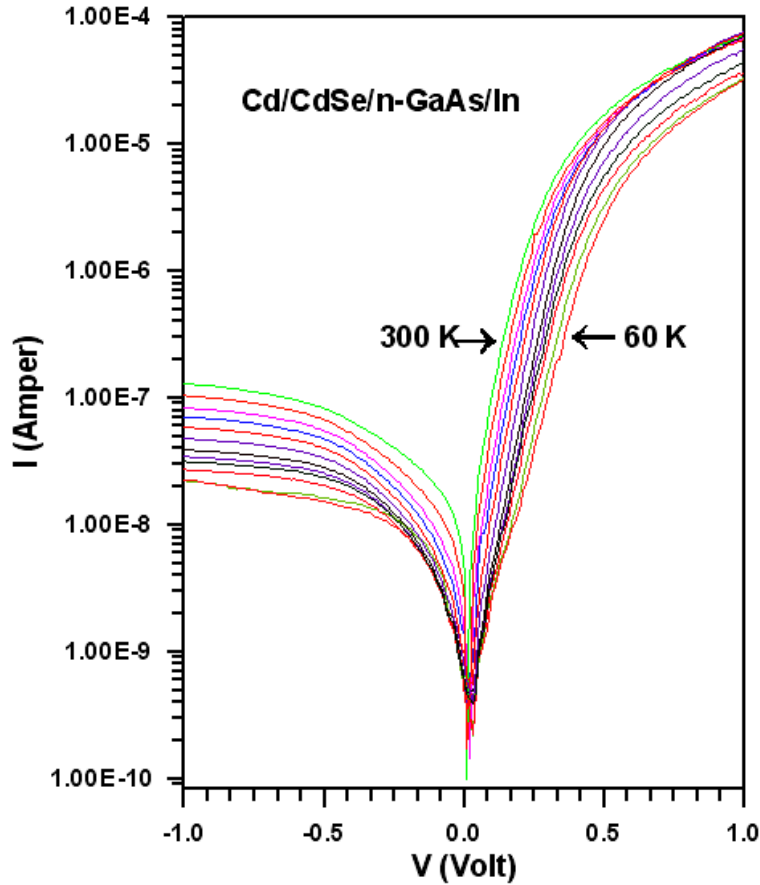
şeklinde verilen engel yüksekliği ifadesi elde edilir. Bu ifadede A , diyodun etkin alanı ($7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$) A^* , Richardson sabiti olup $n\text{-GaAs}$ için $8,16 \text{ A/K}^2 \text{ cm}^2$ dir. Bu yapının oda sıcaklığındaki engel yüksekliği değeri $0,727 \text{ eV}$ ve doyma akımı da $8,04 \times 10^{-9} \text{ A}$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.4. Oda sıcaklığında Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısına ait I - V karakteristiği

Sıcaklığa bağlı olarak I - V ölçümleri, HP4140B Picoammeter/Voltage Source cihazı, kapalı devre Leybold Heraeus helyum kryostatı ve Lake Shore marka sıcaklık kontrolü ünitesi kullanılarak alındı. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının 60 K - 300 K sıcaklık aralığında 20 K 'lik adımlarla alınan I - V karakteristikleri Şekil 4.5'de veridi.

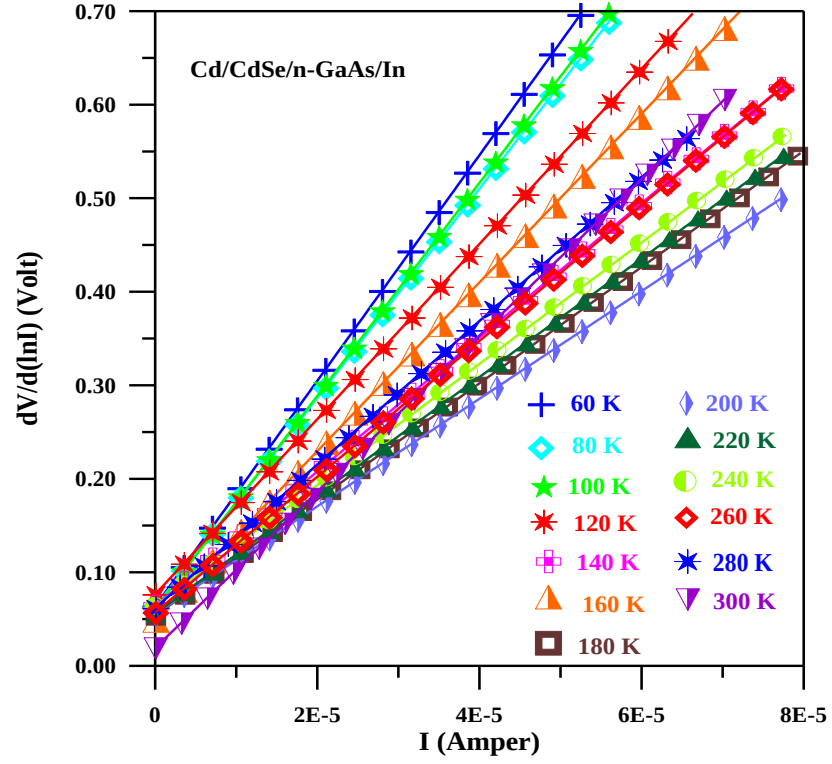
$\ln I$ - V grafiklerine yapılan fitlerin $V = 0$ 'da düşey ekseni kestiği yerlerden doyma akımları ve bu değerlerin eşitlik (4.5)'de yerine yazılmasıyla engel yükseklikleri hesaplandı. Yine her bir sıcaklıktaki fitlerin eğimi belirlenerek eşitlik (4.3) yardımıyla da idealite faktörü değerleri hesaplandı. Hesaplanan bu değerler Çizelge 4.1'de verilmiştir. Çizelge 4.1'den de görüldüğü gibi, artan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri azalırken engel yüksekliği değerleri artmıştır. Şekil 4.5'den de görülebileceği gibi, oda sıcaklığından daha düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe aynı akım değerine ulaşabilmek için gerekli olan uygulama gerilimi artmaktadır.



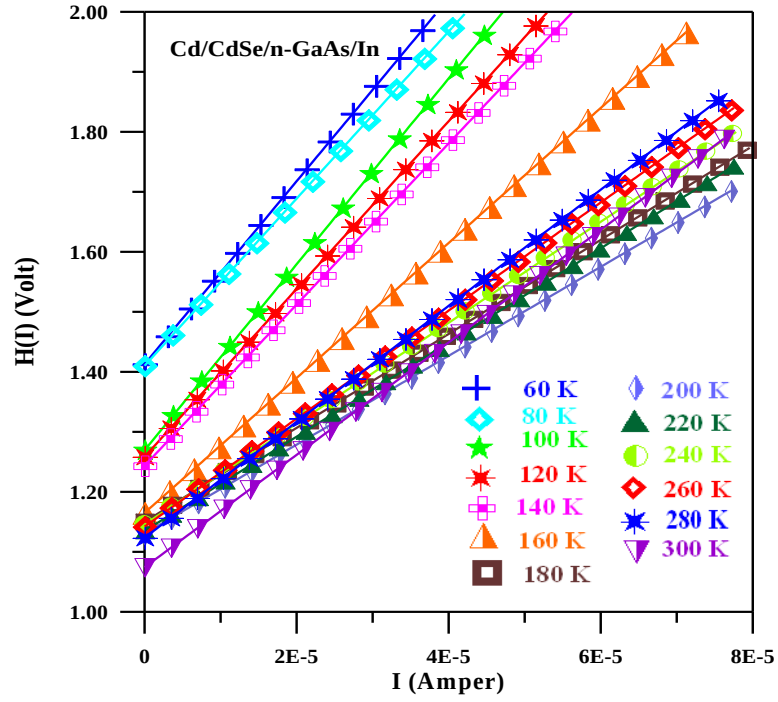
Şekil 4.5. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının sıcaklığa bağlı I - V karakteristikleri

Aynı zamanda ayrıntıları bölüm 2.9'da verilen Cheung fonksiyonları yardımıyla idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri tekrar hesaplanmıştır ve sonuçlar Çizelge 4.1 'de verilmiştir. Şekil.4.6' da verilen $dV/d(\ln I)$ - I ve Şekil.4.7' de verilen $H(I)$ - I grafiklerinden elde edilen seri direnç değerleri birbiri ile uyumludur. Cheung

fonksiyonlarından elde edilen parametreler termoiyonik emisyon teorisinden elde edilen parametrelerden biraz farklıdır. Bu durum Cheung fonksiyonlarında yüksek akım ve yüksek gerilim değerlerine karşılık gelen bölgelerde hesaplama yapıldığı içindir.

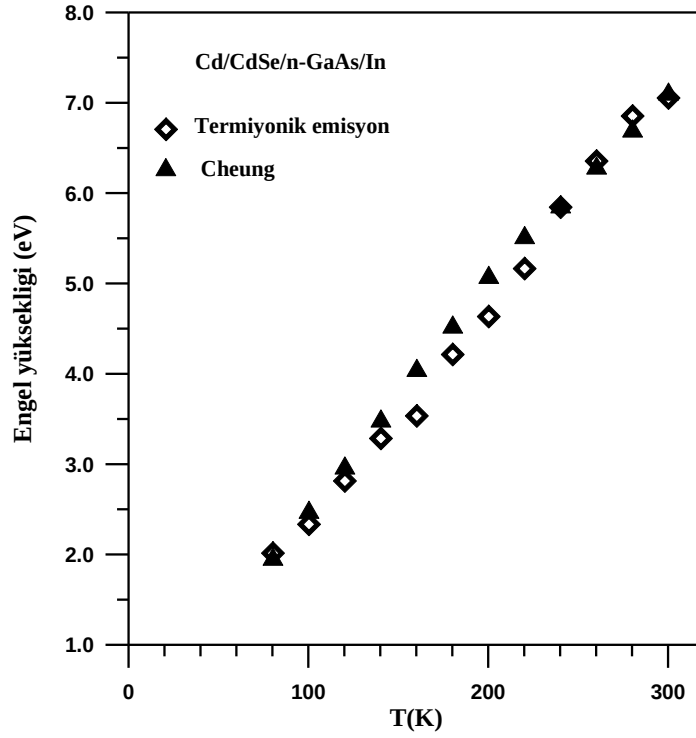


Şekil 4.6. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının sıcaklığa bağlı $dV/d(\ln I)$ - I grafikleri



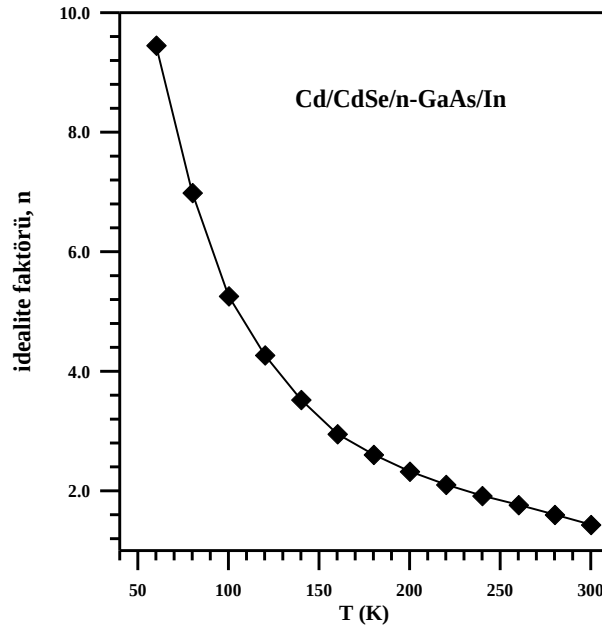
Şekil 4.7. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının sıcaklığa bağlı $H(I)$ - I grafikleri

Şekil 4.8’de Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının termoiyonik emisyon ve Cheung metotlarından elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklığa bağlı değişimleri görülmektedir. Her iki metotta da sıcaklık artışı ile engel yüksekliği artmaktadır.



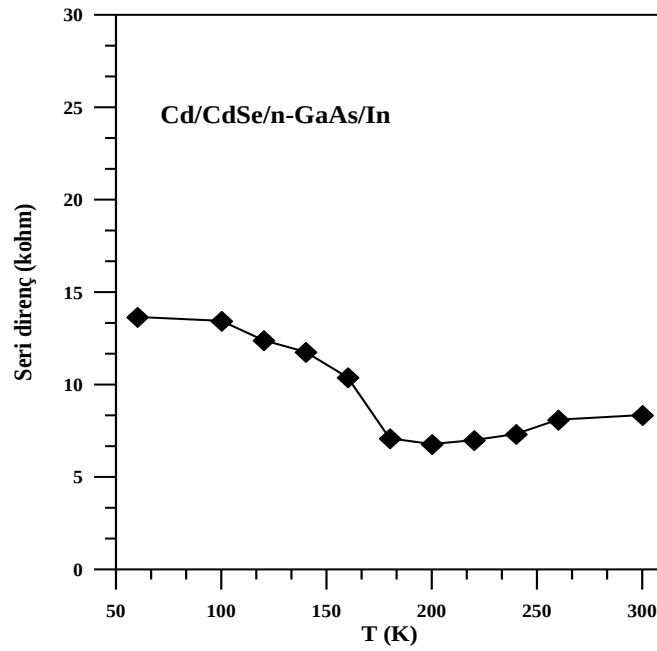
Şekil 4.8. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının termoiyonik emisyon ve Cheung metotlarından elde edilen engel yüksekliklerinin sıcaklıkla değişimi

Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının Şekil 4.5'deki doğru beslem $\ln I-V$ grafiklerinin doğrusal bölgelerinin eğiminden elde edilen idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.9'da verilmiştir. Bu grafikten de görüldüğü gibi idealite faktörü değerleri artan sıcaklıkla hızlı bir şekilde azalmaktadır.



Şekil 4.9. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının sıcaklığa bağlı $lnI-V$ karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi

Cheung fonksiyonlarından hesaplanan ortalama seri direncin sıcaklıklar değişimi Şekil 4.10'da görülmektedir. Bu grafikten de görüldüğü gibi, seri direnç yaklaşık 160 K'e kadar hafifçe azalmıştır, 160-300 K aralığında ise hemen hemen sabit kalmıştır.



Şekil 4.10. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının Cheung fonksiyonlarından elde edilen ortalama seri direncinin sıcaklıkla değişimi

Çizelge 4.1. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının $\ln I$ - V karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri

<i>Sıcaklık</i> (K)	<i>I</i> - <i>V</i>			<i>dV/d(lnI)</i> - <i>I</i>		<i>H(I)</i> - <i>I</i>	
	<i>n</i>	Φ_b (eV)	I_0 (A)	<i>n</i>	$R_s(\Omega)$	Φ_b (eV)	$R_s(\Omega)$
60	9,792	0,149	$1,77 \times 10^{-10}$	11,810	12204,1	0,144	15249,5
80	7,274	0,199	$2,72 \times 10^{-10}$	8,839	11278,3	0,194	13931,3
100	5,063	0,256	$1,90 \times 10^{-10}$	7,058	11387,9	0,250	15495,7
120	4,192	0,306	$3,08 \times 10^{-10}$	7,377	10810	0,300	13982,6
140	3,558	0,357	$4,02 \times 10^{-10}$	4,611	10291,9	0,345	13427,5
160	2,861	0,416	$3,06 \times 10^{-10}$	3,567	9017,67	0,407	11249,5
180	2,489	0,468	$3,71 \times 10^{-10}$	3,397	6326,83	0,462	7828,97
200	2,224	0,515	$6,31 \times 10^{-10}$	3,027	6059,25	0,508	7404,93
220	2,060	0,558	$1,17 \times 10^{-9}$	2,940	6324,85	0,551	7845,52
240	1,925	0,601	$2,00 \times 10^{-9}$	3,075	6479,02	0,595	8404,67
260	1,793	0,645	$3,11 \times 10^{-9}$	2,519	7309,22	0,637	9003,11
280	1,657	0,686	$5,19 \times 10^{-9}$	2,559	7671,14	0,678	9666,76
300	1,488	0,727	$8,04 \times 10^{-9}$	2,463	7342,63	0,722	9369,95

4.4. Cd/CdSe/n-GaAs/In yapının C-V ölçümlerinden diyot parametrelerinin hesaplanması

Metal-yarıiletken doğrultucu kontaklarda uzay yükü bölgesinin kapasitesi, metal-yarıiletken arayüzeyinin oluşumu hakkında önemli bilgiler vermektedir. Kapasitenin ters beslem durumunda gerilime bağlı değişiminden, doğrultucu kontağın engel yüksekliği, yarıiletkendeki taşıyıcı konsantrasyonu, difüzyon potansiyeli ve Fermi enerji seviyesi gibi parametreler tayin edilebilir (Wilmsen 1985).

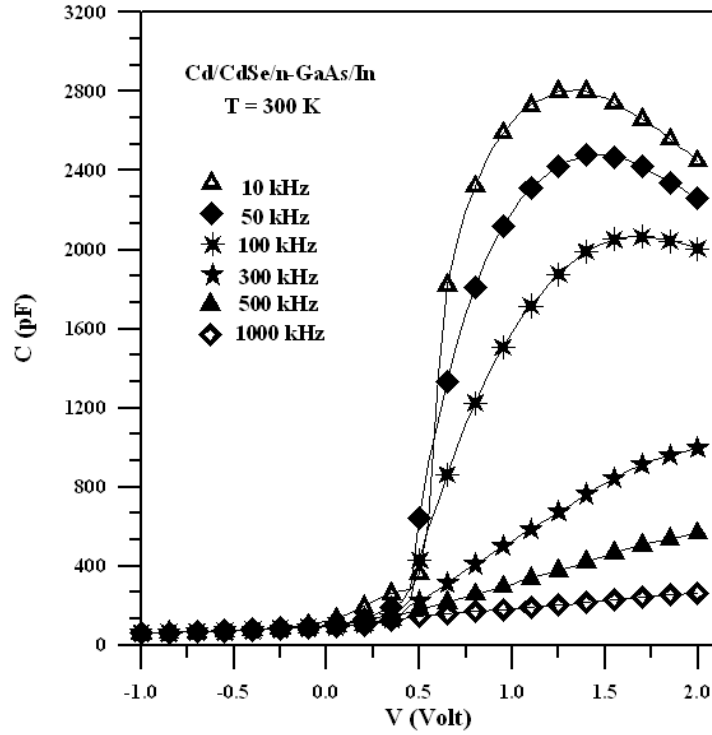
Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapının C-V ölçümleri oda sıcaklığında farklı frekanslarda (10 kHz, 50 kHz, 100 kHz, 300 kHz, 500 kHz ve 1 MHz) ve -1 V ve +1 V aralığında, HP 4192A LF Impedance Analyzer cihazı ile yapılmıştır.

Ters beslem altındaki metal-yarıiletken doğrultucu kontağın kapasitesi,

$$C = A \frac{\epsilon_s \epsilon_0 q N_d}{2(V_{dif} + V)}^{\frac{1}{2}} \quad (4.6)$$

bağıntısı ile verilmektedir (Neamen 1992). Burada ϵ_s , yarıiletkenin dielektrik sabiti (GaAs için $\epsilon_s=13,1$), ϵ_0 , boşluğun dielektrik sabiti ($\epsilon_0=8,85 \times 10^{-14}$ F/m), q , elektronun yükü, V_{dif} , difüzyon potansiyeli, k , Boltzmann sabiti ($k= 8,625 \times 10^{-5}$ eV/K), N_d iyonize olmuş donör konsantrasyonu ve V , uygulanan ters beslem voltajıdır.

Şekil 4.11 Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının oda sıcaklığında, farklı frekanslardaki düz ve ters beslem C-V grafiklerini göstermektedir. Bu grafiklerden görüldüğü gibi düşük frekanslardaki kapasite büyük iken, yüksek frekanslara doğru gidildikçe düz beslem durumundaki kapasite azalmaktadır. Aynı zamanda uygulama gerilimi sıfıra doğru gittikçe düz beslemdeki kapasite değerleri de gittikçe küçülmektedirler.



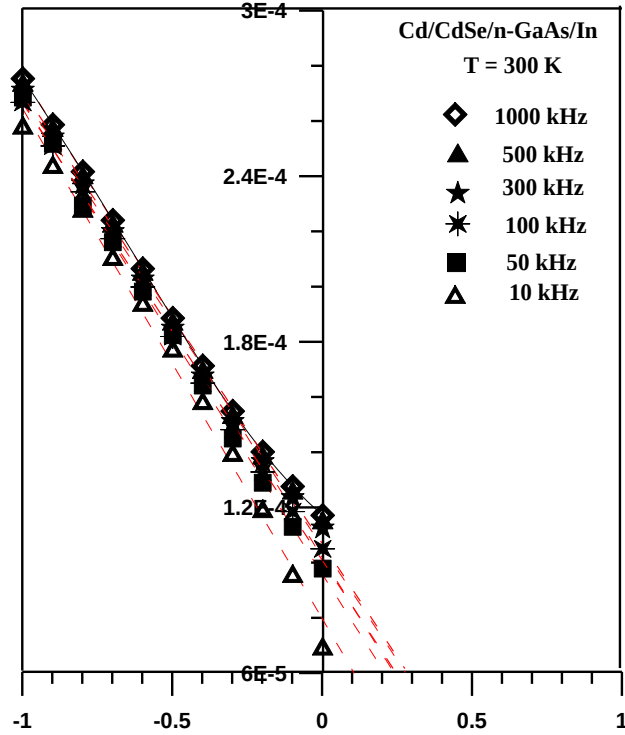
Şekil 4.11. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının oda sıcaklığında 10 kHz, 50 kHz, 100 kHz, 300 kHz, 500 kHz ve 1 MHz frekans değerlerinde ölçülen doğru ve ters beslem C-V grafikleri

Eşitlik (4.6) düzenlenecek olursa,

$$C^{-2} = \frac{2 V_{dif} + V}{\epsilon_s \epsilon_0 q A^2 N_d} \quad (4.7)$$

elde edilir. 4.7 eşitliğine göre C^{-2} -V grafiği doğrusal olmalıdır ve $C^{-2}=0$ için $V_d=V$ olmalıdır. Dolayısı ile difüzyon potansiyeli C^{-2} -V grafiklerinden elde edilebilir.

Şekil 4.12. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının ters beslem C-V grafiklerinden faydalanılarak elde edilen $1/C^2$ -V değişimlerini göstermektedir. Değişimlerden görüldüğü gibi uygulama gerilimi ters beslem bölgesi için azaldıkça, $1/C^2$ azalmaktadır. Bu grafiklerden yararlanılarak hesaplanan difüzyon potansiyelleri değerleri frekansa bağlı olarak Çizelge 4.2’de verilmiştir.



Şekil 4.12. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının oda sıcaklığında 10 kHz, 50 kHz, 100 kHz, 300 kHz, 500 kHz ve 1 MHz frekans değerlerinde ölçülen ters beslem $1/C^2$ - V değişimleri

Eşitlik (4.7)'nin V 'ye göre türevi alınır,

$$\frac{d C^{-2}}{dV} = \frac{2}{\epsilon_s \epsilon_0 q A^2 N_d} \quad (4.8)$$

elde edilir. Bu ifadeden N_d çekilirse,

$$N_d = \frac{2}{\epsilon_s \epsilon_0 q A^2 \frac{d C^{-2}}{dV}} \quad (4.9)$$

bağıntısı elde edilir. Yani C^{-2} - V grafiğinin eğiminden iyonize olmuş donör konsantrasyonu hesaplanabilir. Bu grafiklerin eğimlerinden elde edilen taşıyıcı konsantrasyonları da Çizelge 4.2'de verilmiştir.

Termal dengede n -tipi bir yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektron konsantrasyonu,

$$n_0 = N_c \exp \frac{E_f - E_c}{kT} \quad (4.10)$$

bağıntısı ile verilmektedir. Burada, N_c , iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu olup, GaAs için $N_c = 2,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ’tür. n -tipi bir yarıiletken için $N_d \gg n_i$ olacağı için $n_0 \cong N_d$ olur (Neamen 1992). Burada n_i , asal elektron konsantrasyonudur. Bu durum dikkate alındığında (4.10) ifadesi,

$$N_d = N_c \exp \frac{E_f - E_c}{kT} \quad (4.11)$$

olarak elde edilir. Son ifadenin tabii logaritması alınacak olursa ve iletkenlik bandının tabanı referans seviye olarak ($E_c = 0$) kabul edilirse,

$$E_f = kT \ln \frac{N_d}{N_c} \quad (4.12)$$

şeklinde Fermi enerji seviyesi elde edilmiş olur. C^{-2} - V grafiklerinin eğimlerinden elde edilen N_d değerleri kullanılarak eşitlik (4.12)’den E_f değerleri hesaplanabilir. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısına ait hesaplanan Fermi enerji seviyesi değerleri Çizelge 4.2’de verilmiştir. Metal- n -tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-band diyagramı dikkate alındığında engel yüksekliği,

$$\Phi_b = E_f + V_{dif} \quad (4.13)$$

bağıntısı ile verilmektedir (Neamen 1992). Daha önce bulunan E_f ve V_{dif} değerleri bu eşitlikte yerine yazılarak engel yükseklikleri hesaplanabilir.

Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısına ait farklı frekanslarda elde edilen C^{-2} - V grafiklerinden yukarıda anlatılan yöntemlerle V_{dif} , N_d , E_f ve Φ_b değerleri hesaplanmıştır.

Hesaplanan tüm değerler Çizelge 4.2’de sunulmuştur. C-V’den elde edilen engel yüksekliğinin I-V’den elde edilen engel yüksekliğinden daha büyük olduğu tespit edilmiştir.

Çizelge 4.2. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının ters beslem C^{-2} -V karakteristiklerinden hesaplanan parametrelerin deneysel değerleri

<i>Frekans</i>	$V_{dif}(V)$	$E_f(eV)$	$N_d(cm^{-3}) \times 10^{15}$	$\Phi_b(eV)$
10kHz	0,710	0,236	1,159	0,945
50kHz	0,637	0,238	1,066	0,875
100kHz	0,597	0,238	1,043	0,835
300kHz	0,590	0,239	1,023	0,828
500kHz	0,589	0,239	1,014	0,827
1MHz	0,583	0,239	1,002	0,822

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

Bu çalışmada, Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısını elde etmek için [100] doğrultusunda büyütülmüş, 450 μm kalınlıkta, donör konsantrasyonu $2,5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ olan n-GaAs yarıiletkeni kullanılmıştır. CdSe ince filmi direk In omik kontaklı n-GaAs yarıiletkeni üzerinde SILAR metoduyla elde edilmiştir. CdSe filminin yapısal özellikleri incelendikten sonra, filmin üzerine Cd metali buharlaştırılarak sandviç yapı elde edilmiştir. Elde edilen bu yapının I-V karakteristikleri sıcaklığa bağlı olarak, C-V karakteristikleri de oda sıcaklığında incelenmiştir.

Şimdiye kadar sandviç yapıları hazırlamak için pek çok metot kullanılmıştır. Fakat SILAR metodu yardımıyla Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapının hazırlanması ile ilgili literatürde rapor bulunmamaktadır. Basit, ucuz ve kolayca tekrarlanabilen bir metot olduğu için SILAR metodu tercih edilmiştir.

CdSe ince filmlerinin yarıiletken kristal üzerinde SILAR metodu ile büyütülebilmesi için Cd kaynağı pH değeri 5,5 olan 0,1 M CdCl_2 çözeltisi ve Selenyum kaynağı olarak pH değeri 11 olan 0,05 M Na_2SeSO_3 çözeltisi kullanılmıştır. İndiyum metali kullanılarak omik kontağı yapılan n-GaAs inorganik yarıiletkeni, önceden hazırlanan teflon tutucu üzerine omik kontak tarafından gümüş pasta ile yapıştırılmıştır. CdSe ince filminin sadece n-GaAs'nin temiz yüzeyinde büyümesini sağlamak için, GaAs'in kenarları siyah wax'la kaplanmıştır. Bu şekilde hazırlanan yarıiletken numune tutucu, öncelikle CdCl_2 çözeltisine batırılıp 25 saniye tutulmuştur, böylece kadmiyum (Cd^{+2}) ve az miktarda klor (Cl^-) iyonları yüzeyde toplanmaya başlamıştır. Numune tutucu deiyonize su içerisinde 50 saniye tutularak zayıf bağlı Cd^{+2} ve Cl^- iyonlarının yüzeyden ayrılması sağlanmıştır. Sonra numune tutucu, Na_2SeSO_3 içerisine batırılıp 25 saniye tutulmuştur. Böylece Selenyum iyonlarının (Se^{-2}), yapışmış Cd^{+2} iyonları ile tepkimeye girmesi sağlanmıştır. Son olarak deiyonize su içerisinde numune tutucu 50 saniye tutularak tepkimeye girmeyen zayıf bağlı sodyum (Na^+) iyonları ve selenyum (Se^{-2}) iyonlarının yüzeyden ayrılmaları sağlanmıştır. Bu işlem sonucunda bir SILAR döngüsü

tamamlanmıştır. Yapılan denemelerde en iyi filmin 35 döngüde elde edilmiştir. Böylece SILAR metodu yardımıyla indiyum omik kontaklı n-GaAs yarıiletkeni yüzeyinde homojen bir CdSe ince filmi elde edilmiştir. Aynı işlemler cam altlık içinde tekrarlanarak, cam yüzeyinde de CdSe ince filmi elde edilmiştir. Sandviç yapının yüksek-frekans kapasite-voltaj karakteristiklerinden, $C = \frac{\epsilon\epsilon_0 A}{d}$ denklemi kullanılarak CdSe ince filminin kalınlığı yaklaşık olarak 309 nm hesaplanmıştır.

Cam altlık üzerinde elde edilen CdSe ince filminin soğurma ölçümleri oda sıcaklığında alınmıştır. CdSe ince filminin yasak enerji aralığı değeri optik soğurma spektrumu yardımıyla hesaplanmıştır. Yasak enerji aralığını tayin etmek için, $\alpha^2-h\nu$ grafiği çizilmiştir. Burada α soğurma katsayısı ve $h\nu$ foton enerjisidir. Soğurma teorisi, soğurma katsayısı α 'nın foton enerjisi $h\nu$ ile, $\alpha(h\nu)=A(h\nu-E_g)^{1/2}$ şeklinde değiştiğini göstermektedir. Burada A bir sabit ve E_g optik bant aralığıdır. Eğer $\alpha^2-h\nu$ grafiği çizilirse, doğrusal bir değişim elde edilmelidir ve bu doğrunun enerji eksenini kestiği noktadan da enerji aralığı E_g elde edilebilir. $\alpha^2-h\nu$ grafiği çizilerek Şekil 4.1'de verilmiştir. CdSe filminin band aralığı enerjisi doğrusal bölgenin enerji eksenine ekstrapolasyonu ile 2,16 eV olarak hesaplanmıştır. Bu sonucun literatüre uyumlu olduğu görülmüştür (Kale 2004; Esparza-Ponce 2009; Akaltun 2010).

CdSe filminin yapısal özelliklerini araştırmak için XRD ve SEM ölçümleri alınmıştır. n-GaAs altlık üzerinde büyütülen CdSe filminin XRD verileri Şekil 4.2'de verilmiştir. XRD verilerinde CdSe ince filminin farklı düzlemler ve fazlar boyunca yönelimlerle polikristal yapıda olduğu görülmüştür. (111), (102) ve (112) pikleri şekilde gösterilmiştir. İnce filmlerin mikro yapısını çalışmak için SEM uygun bir metottur. Şekil 4.3, n-GaAs altlık üzerinde büyütülen CdSe filminin SEM görüntülerini göstermektedir. SEM görüntüsünden, oldukça düzgün yüzey yapısına sahip olduğu görülmektedir.

n-GaAs üzerindeki CdSe ince filminin yüzey ve yapısal özellikleri incelendikten sonra, filmin üzerine Cd metali buharlaştırılarak Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısı elde

edildi. Elde edilen bu sandviç yapının önce oda sıcaklığında I - V ve C - V ölçümleri alındı. Daha sonra 60 K'den başlayarak 20 K'lik adımlarla 300 K'e kadar her bir sıcaklıkta I - V ölçümleri tekrar alındı. Ölçülerin alındığı deney sistemi Şekil 3.1'de verilmiştir.

Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının I - V ölçümleri, "KEITLEY 487 Picoammeter/Voltage Source" cihazı ile (+1) V-(-1) V aralığında 0,005 Volt adımlarla alındı. Oda sıcaklığında alınan I - V karakteristiklerinden sandviç yapısının idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri hesaplandı. Oda sıcaklığında alınan Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısını doğru ve ters beslem $\ln I$ - V grafiği Şekil 4.4'de gösterilmiştir. Bu grafikten ters beslem akımında hemen hemen bir doygunluk olduğu ve sandviç yapının doğrultma özellik gösterdiği açıkça görülmektedir. Cd/CdSe/n-GaAs/In yapısını engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri, sırasıyla doğru beslem $\ln I$ - V grafiğinin doğrusal bölgesinin eğimi ve y-eksenini kestiği noktadan denklem (4.3) ve (4.5) yardımıyla hesaplanabilir. Bu karakteristikten elde edilen n ve Φ_b değerleri 1,488 ve 0,727 eV'dur. İdealite faktörü 1'den büyük olduğu için diyot ideal değildir. İdealite faktörünün 1'den büyük olmasının birkaç sebebi olabilir: 1) Metal ile yarıiletken arasındaki ara yüzeyde arayüzey halleri vardır. 2) Çok yoğun katkılanmış yarı iletkenlerde tunelleme akımları vardır. 3) Arayüzeydeki elektrik alanda Schottky engelinin imaj-kuvvet etkisinden dolayı alçalması söz konusudur. 4) Uzay-yükü bölgesi içinde jenerasyon-rekombinasyon akımları vardır. Eğer $n=1$ ise, diyot idealdir. Yani akım termoiyonik emisyon teorisine uygun olarak akmaktadır.

Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapının 60 K – 300 K sıcaklık aralığında ve değişik sıcaklıklardaki doğru ve ters beslem $\ln I$ - V karakteristikleri Şekil 4.5'de görülmektedir. Bu şekilden de görüldüğü gibi $\ln I$ - V grafikleri orta beslem bölgelerinde ($0,1V \leq V \leq 0,5V$) yaklaşık olarak doğrusaldır. I_0 doyma akımı değerleri her bir sıcaklık için sıfır beslem uygulama voltajına, grafiğin doğrusal orta beslem bölgesinin ekstrapolasyonu ile hesaplanmıştır. n ve Φ_b değerleri, her bir sıcaklık değeri için, (4.3) ve (4.5) denklemlerinden elde edilmiştir. n ve Φ_b için elde edilen deneysel değerler Çizelge 4.1'de sunulmuştur. Çizelge 4.1'den de görüldüğü gibi n ve Φ_b 'nin değerleri 9,792 ve

0,149 eV (60 K'de) ve 1,488 ve 0,727 eV (300 K) aralığında değişmektedir. Azalan sıcaklıkla idealite faktörünün artması ve engel yüksekliğinin azalması, yük taşıyıcılarının termal enerjileri göz önüne alınarak açıklanabilir.

Şekil 4.5'den de görüldüğü gibi, büyük doğru beslem voltajlarında $\ln I$ - V grafikleri doğrusallıktan sapmaktadırlar. Bu sapmanın en önemli sebeplerinden bir diyonun seri direncidir. Bu nedenle seri direnç diyonun önemli bir parametresidir ve farklı metotlarla hesaplanabilir. Bu metotlardan biriside Cheung metodudur. Doğru beslem $\ln I$ - V karakteristiklerinin aşağı doğru eğri bölgelerinden, ayrıntıları bölüm 2.9'da verilen yöntemle, $dV/d\ln(I)$ - I ve $H(I)$ - I grafikleri çizilmiştir (Şekil 4.6 ve Şekil 4.7) ve idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç değerleri sıcaklığa bağlı olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değerler Çizelge 4.1'de verilmiştir.

Çizelge 4.1.'den de görüldüğü gibi, Cheung fonksiyonlarından elde edilen parametreler direkt olarak I - V grafiklerinden elde edilen parametrelerden farklıdır. Bu durum yüksek akım ve yüksek gerilim değerlerine karşılık gelen bölgelerde seri direncin etkisine atfedilebilir. Şekil 4.8'de $\ln I$ - V grafiklerinden elde edilen engel yüksekliği ile Cheung fonksiyonlarından elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.9'da da idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi gösterilmektedir. Bu değişimlerden görüleceği gibi, artan sıcaklıkla engel yüksekliği artarken, idealite faktörü azalmaktadır. Bu tarzdaki bir değişim CdSe/n-GaAs arasındaki atomik homojen olmayan engelle açıklanabilir. Bu homojensizliğin nedeni, farklı atomik fazlar, yüzey kusurları veya arayüzeyin etkisine atfedilebilir. Metal-yarıiletken arayüzeyde akım iletimi sıcaklığa bağlıdır. Düşük sıcaklıklarda elektronlar küçük engel yüksekliği ile karşılaştıklarından akım kolaylıkla sağlanır ve idealite faktörü artar (Tung 1991; Sullivan *et al.* 1991). Sıcaklık daha da arttırılırsa elektronlar daha büyük bir engeli aşmaya yetecek kadar bir enerji kazanacaklar ve engel yüksekliği, sıcaklık ve doğru beslem voltajına bağlı olarak değişecektir.

Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısı için I - V grafiklerinden elde edilen temel diyot parametrelerinden, artan sıcaklıkla idealite faktörünün azalması ve artan sıcaklıkla engel

yüksekliğinin artması literatürle uyum içindedir (Srivastava and Arora 1981; Song *et al.* 1986; Werner and Güttler 1991; Wittmer 1991; Chand and Kumar 1996; Khan *et al.* 1997; Zhu *et al.* 2000; Hudait and Krupanidhi 2001; Abay *et al.* 2003; Coşkun *et al.* 2003; Hastas *et al.* 2004; Dökme and Altındal 2006; Aydın *et al.* 2007; Duman 2008; Sağlam *et al.* 2009; Korkut *et al.* 2009; Göksu *et al.* 2010; Taşçıoğlu *et al.* 2010; Sağlam *et al.* 2010).

Cheung fonksiyonlarından elde edilen ortalama seri direncin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.10'da görülmektedir. Seri direnç 160 K'e kadar hafifçe azalmıştır ve 160-300 K aralığında ise hemen hemen sabit kalmıştır. Sıcaklığın artmasıyla seri direnç değerlerinin düşmesi; düşük sıcaklıklarda serbest taşıyıcı yoğunluğunun azalmasının bir sonucu olarak yorumlanabilir (Chand *et al.* 1996). Sıcaklığın artması ile yarıiletkendeki genleşmeden dolayı yasak enerji aralığı azalacak ve aynı zamanda taşıyıcılar da daha yüksek termal hıza kavuşacaklarından dolayı, iletkenlik bandındaki taşıyıcı sayısı artacak, buna bağlı olarak seri direnç değeri azalacaktır.

Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının tükenim bölgesinin yapısını araştırmak için C - V karakteristikleri incelenmiştir. Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısının frekansa bağlı C - V grafikleri Şekil.4.11' de verilmiştir. Bu grafikten de görüldüğü gibi, artan frekansla kapasite değerleri azalmaktadır. Uzay yükü kapasitesinin dışında ölçülen kapasiteye, arayüzey hallerinin varlığından ziyade yarıiletken gövde içine azınlık taşıyıcıların enjeksiyonu sebep olmuştur. Maksimum kapasite değerleri omik kontakların seri direnci ile ilgili olabilir. Aynı şekilde bu yapının ters beslem C^2 - V grafikleri de Şekil.4.12' de görülmektedir. Şekil 4.12'den de görüldüğü gibi, $1/C^2$ - V değişimleri iyi derecede doğrusal bir değişim göstermektedirler.

Bir Schottky diyodun ters beslem C - V değişiminden yararlanarak diyodun difüzyon potansiyeli, iyonize olmuş donör konsantrasyonu, Fermi enerji seviyesi ve dolayısı ile de (4.13) eşitliğinden engel yüksekliği hesaplanabilir. Ters beslem $1/C^2$ - V değişimlerinden, V_{dif} , E_f , Φ_b ve N_d değerleri hesaplanmıştır ve farklı frekans değerleri için bu değerler Çizelge 4.2'de verilmiştir. Çizelge 4.2'deki C - V değişimlerinden

bulunan engel yükseklikleri I - V grafiklerinden elde edilen ve Çizelge 4.1’de verilen engel yükseklikleri ile karşılaştırıldığında C - V değişimlerinden bulunan engel yüksekliklerinin daha büyük olduğu görülmektedir. C - V metodu düz bant engel yüksekliği değerini verirken, I - V metodu, imaj-kuvvet engel düşmesi yüzünden düz bant değerinden daha düşük olabilen sıfır beslem engel yüksekliği değerini vermektedir. Bu fark aynı zamanda metal-yarıiletken arayüzeyinde mevcut olan yüklerin veya bir arayüzey tabakasının mevcut olması ile ilgili olabilir. Bütün işlemler vakumda yapılsa bile, çoğu diyotlarda arayüzey halleri ve arayüzey tabakası bulunur. C - V ölçümlerinde, ince bir arayüzey tabakası $1/C^2=0$ durumundan tayin edilen difüzyon potansiyeli değerini önemli ölçüde artırabilir ve dolayısı ile ölçülen engel yüksekliği değerini değiştirebilir. Aynı zamanda GaAs’nin bant aralığında bulunan derin seviyelerde ölçülen kapasiteyi etkileyebilir. Eğer bu derin seviyelerin iletkenlik bandına yaydığı taşıyıcılar kapasitans metrenin test sinyal frekansı ile karşılaştırılabilir oranda ise ölçülen kapasite değişebilir.

Metal-yarıiletken arayüzeyindeki uzaysal homojensizliklerin sonucu olarak ortaya çıkan potansiyel dalgalanmaları da, metal-yarıiletken kontakların (uzaysal olarak homojen olmayan) I - V ve C - V ölçümlerinden tayin edilen engel yükseklikleri değerleri arasındaki farkın açıklanmasında kullanılabilir. Dolayısı ile I - V ve C - V ölçümlerinden elde edilen engeller arasındaki fark engel homojensizliklerinin bir sonucu olarak da düşünülebilir.

Şekil 4.12’den difüzyon potansiyeli 10 kHz’de 0,710 V ve 1 MHz’de 0,583 V olarak, Fermi enerji seviyesi 10 kHz’de 0,236 eV ve 1 MHz’de 0,239 eV olarak, iyonize olmuş donör konsantrasyonu 10 kHz’de $1,159 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve 1 MHz’de $1,002 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve engel yüksekliği 10 kHz’de 0,945 eV ve 1 MHz’de 0,822 eV olarak hesaplanmıştır. Fermi enerji seviyesi ile iyonize olmuş donör konsantrasyonunun hemen hemen frekanstan bağımsız olduğu, difüzyon potansiyelinin ve dolayısı ile engel yüksekliğinin ise frekansa bağlı olarak hafifçe değiştiği gözlenmiştir.

Sonuç olarak, n-GaAs yarıiletken altlık üzerinde SILAR metoduyla CdSe ince filmi büyütülerek Cd/CdSe/n-GaAs/In sandviç yapısı elde edilmiştir. Elde edilen bu yapının

doğrultucu karakteristik gösterdiği tespit edilmiştir ve karakteristik parametreleri hesaplanarak, alternatif devre elamanı olarak kullanılabileceği gösterilmiştir.

KAYNAKLAR

- Abay, B., Çankaya, G., Güder, H.S., Efeoglu, H. and Yoğurtçu, Y.K. 2003. Barrier characteristics of Cd/p-GaTe Schottky diodes based on I-V-T measurements. *Semicond Sci. Technol.* 18, 75-81.
- Akaltun, Y. Yıldırım, M. A. Ateş, A. Yıldırım, M. 2011., The relationship between refractive index-energy gap and the film thickness effect on the characteristic parameters of CdSe thin films. *Optics Communications*, xxx xxx-xxx
- Antohe, S., Ion, L., Ruxandra, V., 2001. Electrical properties of electron irradiated thin polycrystalline CdSe layers. *Journal of Appl. Phys.* Vol. 90, 12.
- Ashok Kumar, A. Janardhanam, V. Rajagopal Reddy, V., 2009. Narasimha Reddy P. Evaluation of Schottky barrier parameters of Pd/Pt Schottky contacts on n-InP (100) in wide temperature range. *Superlattices and Microstructures* 45. 22_32
- Aydın, M.E., Yıldırım, N., Türüt, A. 2007. Temperature-dependent behavior of Ni/4H-nSiC Schottky contacts, *J. Appl. Phys.*, 102, 043701.
- Aydoğan, Ş., 2004 Atatürk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi
- Aydoğan, Ş., Sağlam, M., Türüt, M., Onganer, Y., 2009. Series resistance determination of Au/Polypyrrole/p-Si/Al structure by current-voltage measurements at low temperatures, *Materials Science and Engineering*, C 29, 1486-1490.
- Biber, M., 2003. Low-temperature current-voltage characteristics of MIS Cu/n-GaAs and inhomogeneous Cu/n-GaAs Schottky diodes. *Physica B*, 325, 138-148.
- Biber, M., Coşkun, C., Türüt, A., 2005. Current-voltage-temperature analysis of inhomogeneous Au/n-GaAs Schottky contacts, *J. Appl. Physisc*, 31, 79-86.
- Bozkurt, H. 2009. Yüzüncü Yıl Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek Lisans Tezi
- Brillson, L.J. 1993. *Contacts to Semiconductors*, Noyes Publications, New Jersey.
- Chand, S. and Kumar, J., 1996. Evidence for the double distribution of the barrier 168 heights in Pd₂Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements. *Semiconductor Science and Technology*, 11, 1203-1208.
- Chand, S. and Kumar, J., 1996. Evidence for the double distribution of the barrier 168 heights in Pd₂Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements. *Semiconductor Science and Technology*, 11, 1203-1208.
- Chang, C.Y. and Sze, S.M., 1970. Carrier Transport across Metal-Semiconductor Barriers, *Solid-State Electron.*, 13, 727.
- Cheung, S.K. and Cheung, N.W., 1986. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics. *Appl. Phys. Lett.*, 58, 382.
- Chopra, K., Kaur, I., 1983. *Thin Film Device Applications*, Plenum Pres, New York, 244.
- Coşkun, C., Biber, M., Efeoglu, H. 2003. Temperature dependence of current- voltage characteristics of Sn/p-GaTe Schottky diodes. *Applied Surface Science*, 211, 360-366.
- Çağlar, M., Yakuphanoglu, F., 2008. Fabrication and electrical characterization of flower-like CdO/p-Si heterojunction diode, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 42, 045102.

- Dökme, İ. and Altındal, Ş. 2006. On the intersecting behaviour of experimental forward bias current–voltage (I – V) characteristics of Al/SiO₂/p-Si (MIS) Schottky diodes at low temperatures, *Semicond. Sci. Technol.* 21, 1053-1058.
- Duman, S. 2008. Temperature dependence of current-voltage characteristics of an In/p GaSe:Gd/Au–Sb Schottky barrier diode, *Semicond. Sci. Technol.* 23, 075042 (6pp).
- Esparza-Ponce, H.E. Hernández-Borja, J. Reyes-Rojas, A. Cervantes-Sánchez, M. Vorobiev, Y.V. Ramírez-Bon, R. Pérez-Robles, J.F. González-Hernández J. 2009., Growth technology, X-ray and optical properties of CdSe thin films. *Materials Chemistry and Physics*, 113. 824–828
- Faraga, A.A.M. Ashery, A. Ahmed, E.M.A. Salem, M.A. 2010 Effect of temperature, illumination and frequency on the electrical characteristics of Cu/p-Si Schottky diode prepared by liquid phase epitaxy. *Journal of Alloys and Compounds* 495. 116–120.
- Ghandhi, S.K., 1983. *VLSI Fabrication Principles*. John Wiley and Sons Inc. New York.
- Göksu, T., Yıldırım, N., Korkut, H., Özdemir, A.F., Turut, A., Kökçe, A., 2010. Barrier height temperature coefficient in ideal Ti/n-GaAs Schottky contacts *Microelectronic Engineering* 87, 1781-1784.
- Güzeldir, B., Sağlam, M., Ateş, A., 2010. Analysis of the electrical characteristics of Zn/ZnSe/n-Si/Au-Sb structure fabricated using SILAR method as a function of temperature, *Journal of Alloys and Compounds*, 506, 388-394.
- Hastas, N.A., Tassis, D.H., Dimitriadis, C.A., Dozsa, L., Franchi, S. and Frigeri, P. 2004. Electrical transport and low frequency noise characteristics of Au/n-GaAs Schottky diodes containing InAs quantum dots. *Semiconductor Science and Technology*, 19, 461-467.
- Hilsum, C. and Rose-Innes, A.C., 1961. *Semiconducting III-V Compounds*. Pergamon Press. Oxford, London.
- Hudait, M.K. and Krupanidhi, 2001. Doping dependence of the barrier height and ideality factor of Au/n-GaAs Schottky diodes at low temperatures. *Physica B Condensed Matter*, 307, 125-137.
- Janardhanam, V. Ashok Kumar, A. Rajagopal Reddy, V. Narasimha Reddy P. 2009 Study of current–voltage–temperature (I – V – T) and capacitance–voltage–temperature (C – V – T) characteristics of molybdenum Schottky contacts on n-InP (1 0 0). *Journal of Alloys and Compounds*. 485. 467–472
- Kale, R. B. Sartale, S. D. Chougule B. K. and Lokhande C. D. 2004., Growth and characterization of nanocrystalline CdSe thin films deposited by the successive ionic layer adsorption and reaction method. *Semicond. Sci. Technol.* 19. 980–986
- Khan, M.R.H., Nakayama, H., Detchprohm, T., Hiramatsu, K. and Sawaki, N., 1997. A study on barrier height of Au-Al_xGa_{1-x}N Schottky diodes in the range $0 \leq x \leq 0.20$. *Solid State Electronics*, 41, 287-294.
- Kittel, C., 1976. *Introduction to Solid State Physics*, Beşinci baskı. John Wiley, New York, Toronto.
- Korkut, H., Yıldırım, N., Türüt, A., 2009. Temperature-dependent current-voltage characteristics of Cr/n-GaAs Schottky diodes, *Microelectronic Engineering* 86, 111-116.

- Korucu, D. Efeoğlu, H. Turut, A. Altındal, S. 2012., Evaluation of lateral barrier height of inhomogeneous photolithography-fabricated Au/n-GaAs Schottky barrier diodes from 80 K to 320 K. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 15, 480–485
- Li, J.J., Wang, Y.A., Guo, W., Keay, J.C., Mishima, T.D., Johnson, M.B., Peng, X., 2003. Large-scale synthesis of nearly monodisperse CdSe/CdS core/shell nanocrystals using air-stable reagents via successive ion layer adsorption and reaction. *J. Am. Chem Soc.* 125(41),12567-75.
- Long, D., 1968. *Energy Bands in Semiconductor*. John Wiley and Sons Inc. New York.
- Mane, R.S., Sankapal, B.R., Lokhande, C.D., 1999. Photoelectrochemical cells based on chemically deposited nanocrystalline Bi₂S₃ thin films. *Materials Chemistry and Physics* 60, 196-203.
- Muret, P. 1982. *J. Appl. Phys.*, 53, 6300
- Neamen, D.A. 1992. *Semiconductors Physics and Devices*, R.R. Donnelley & Sons Company, Sydney.
- Nicolau, Y.F. and Menard, J.C., 1988. Solution growth of ZnS, CdS and Zn_{1-x}Cd_xS thin films by the successive ionic layer adsorption and reaction process; growth mechanism. *Journal of Crystal Growth*. 92, 128-142.
- Ohtake, A. 2008. Surface reconstructions on GaAs(001). *Surface Science Reports* 63, 295-327.
- Padiyan, D.P., Marikani, A., Murali, K.R., 2002. Influence of thickness and substrate temperature on electrical and photoelectrical properties of vacuum-deposited CdSe thin films. *Materials Chemistry and Physics*, 78, 51-58.
- Padovani, F.A. and Stratton, R. 1966. Field and thermoionic-field emission in Schottky barriers. *Solid State Electronics*, 9, 695-707.
- Pathan, H.M. and Lokhande, C.D., 2004. Deposition of metal chalcogenide thin films by successive ionic layer adsorption and reaction (SILAR) method. *Bull. Mater. Sci.*, Vol. 27, No. 2, 85-111.
- Pathan, H.M., Lokhande, C.D., 2004. Deposition of metal chalconide thin films by successive ionic layer adsorption and reaction (SILAR) method. *Bull. Mater. Sci.*, 27(2), 85-111.
- Peta, K. R. Park, B. Lee, S. Kim, M. Ohb, J. 2012 Temperature-dependent electrical properties of (Pt/Au)/Ga-polarity GaN/Si(111) Schottky diode. *Microelectronic Engineering* 93. 100–104.
- Rhoderick, E.H. and Williams, R.H. 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*, 2nd Ed.(Clarendon, Oxford). 1-225.
- Ristov, M., Sinadinovski, G.J., Grozdanov, I., 1985. Chemical deposition of Cu₂O thin films. *Thin Solin Films*, 123, 63-67.
- Sağlam, M., Ateş, A., Güzeldir, B., Astam, A., Yıldırım, M.A., 2009. Effects of thermal annealing on electrical characteristics of Cd/CdS/n-Si/Au–Sb sandwich structure, *Journal of Alloys and Compounds* 484, 570-574.
- Sağlam, M., Ateş, A., Güzeldir, B., Yıldırım, M.A., Astam, A., 2010. Temperature dependent current-voltage characteristics of the Cd/CdO/n–Si/Au–Sb structure, *Current Applied Physics*. 10, 513-520.
- Sağlam, M., Ateş, A., Güzeldir, B., Yıldırım, M.A., Astam, A., 2008. Calculation from the current-voltage (I-V) and capacitance-voltage (C-V) measurements of characteristics parameters of MIS Schottky diode with CdS interface layer

- grown on n-Si substrate by SILAR method, *Microelectronic Engineering*, 85, 1831-1835.
- Sharma, B.L., 1984. *Metal Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications*, Plenum Press, New York and London, 1984.
- Song, Y.P., Van Meirhaeghe, R.L., Laflere, W.H. and Cardon, F., 1986. On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers. *Solid-State Electronics* 29 (6), 633-638.
- Srivastava, A.K. and Arora, B.M., 1981. Effect of annealing on the Richardson constant of Al-GaAs Schottky diodes. *Solid State Electronics*, 24, 1049-1052.
- Sullivan, J.P., Tung, R.T., Pinto, M.R. and Graham, W.R., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barrier: A numerical study, *J. Appl. Phys.* 70, (12), 7403-7423.
- Sze, S.M. 1981. *Physics of Semiconductor Devices* 2nd Edn. John Wiley and Sons, New York.
- Sze, S.M. and Kwok Ng K. 2007. *Physics of semiconductor devices*, John Wiley & Sons Inc., Publication.
- Taşcıoğlu, İ., Aydemir, U., Şafak, Y. and Özbay, E., 2010. Temperature-dependent profile of the surface states and series resistance in (Ni/Au)/ AlGaIn/GaN heterostructures. *Surf. Interface Anal.* 42, 812-815.
- Tataroğlu, A., Altındal, G. 2007. Analysis of interface states and series resistance of MIS Schottky diodes using the current-voltage (I-V) characteristics, 167-931.
- Temirci, C., 2000. Atatürk Üniversitesi. Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi.
- Torrey, H. C. , Whitmer, C. A. 1948. *Crystal Rectifiers*, Mc Graw Hill., 36,657
- Tung, R.T., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers. *Appl. Phys. Lett.* 58, (24), 2821-2823.
- Türüt, A. and Sağlam, M., 1992. The determination of the density of Si-metal interface states and excess capacitance caused by them. *Physica B*, 179, 285.
- Werner, J.H. and Güttler, H.H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *Journal of Applied Physics*, 69 (3), 1522-1533.
- Wilmsen C.W., 1985. *Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Interfaces*, Edited by Wilmsen C.W. Plenum Press, New York.
- Wittmer, M., 1991. Conduction Mechanism in PTI/SI Schottky Diodes *Physical Review B*, 43, 4385-4395.
- Yüksel, Ö. F. 2009 Temperature dependence of current-voltage characteristics of Al/p-Si (10 0) Schottky barrier diodes. *Physica B* 404. 1993–1997.
- Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon, F., Ru Guo-Ping, Qu XinPing and Li Bing-Zong., 2000. Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi₂ Schottky contacts on n-Si (100) and (111). *Solid-State Electron*, 44(4), 663-671.
- Ziel, A., 1968. *Solid State Physical Electronics*. Prentice-Hall International Inc., New Jersey, P. 97-245.

ÖZGEÇMİŞ

1984 yılında İskenderun'da doğdu. İlk ve ortaöğretimini İskenderun'de tamamladı. 2002 yılında Atatürk Üniversitesi Kazım Karabekir Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümünü kazandı. 2007 yılında bu bölümden mezun oldu. 2007 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Katıhal Fiziği Ana Bilim Dalı'nda Yüksek Lisans yapmaya başladı.