

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**İKİ-AŞAMALI BÜYÜTME TEKNİĞİ İLE HAZIRLANAN  $\text{CuInSe}_2$**   
**FİLMLEİNİN YAPISAL, OPTİK VE SCHOTTKY DİYOT ÖZELLİKLERİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Yavuz ATASOY**

**HAZİRAN 2012**  
**TRABZON**

**KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**FİZİK ANABİLİM DALI**

**İKİ-AŞAMALI BÜYÜTME TEKNİĞİ İLE HAZIRLANAN  $\text{CuInSe}_2$**   
**FİLMLEİNİN YAPISAL, OPTİK VE SCHOTTKY DİYOT ÖZELLİKLERİ**

**Yavuz ATASOY**

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde**  
**"YÜKSEK LİSANS (FİZİK)"**  
**Unvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.**

**Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 28.05.2012**  
**Tezin Savunma Tarihi : 13.06.2012**

**Tez Danışmanı : Doç. Dr. Emin BACAKSIZ**

**Trabzon 2012**

**Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Fizik Ana Bilim Dalında**

**Yavuz ATASOY Tarafından Hazırlanan**

**İKİ-AŞAMALI BÜYÜTME TEKNİĞİ İLE HAZIRLANAN  $\text{CuInSe}_2$   
FİMLERİNİN YAPISAL, OPTİK VE SCHOTTKY DİYOT ÖZELLİKLERİ**

**başlıklı bu çalışma, Enstitü Yönetim Kurulunun 29 / 05 / 2012 gün ve 1458 sayılı  
kararıyla oluşturulan jüri tarafından yapılan sınavda**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**olarak kabul edilmiştir.**

**Jüri Üyeleri**

**Başkan : Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ .....**

**Üye : Doç. Dr. Emin BACAĞSIZ .....**

**Üye : Doç. Dr. Tefvik KÜÇÜKÖMEROĞLU .....**

**Prof. Dr. Sadettin KORKMAZ**

**Enstitü Müdürü**

## ÖNSÖZ

Bu çalışma, Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında “Yüksek Lisans Tezi” olarak gerçekleştirildi ve deneysel çalışmalar Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Katıhal Fiziği Araştırma Laboratuvarı’nda yapıldı.

Yüksek lisans dönemi boyunca bilgi ve tecrübeleriyle bana yol gösteren değerli hocam Doç. Dr. Emin BACAŞIZ’a en içten dileklerle teşekkür ederim. Çalışmalarım sırasında görüş ve yardımlarını esirgemeyen çok değerli hocalarım, Prof. Dr. Mustafa ALTUNBAŞ’a, Dr. İsmail POLAT’a, Dr. Serdar AKSU’ya ve Araş. Gör. Salih YILMAZ’a teşekkürlerimi borç bilirim. Akım-voltaj verilerinin değerlendirilmesinde ve yorumlanmasında katkıda bulunan Gazi Üniversitesi öğretim üyesi Prof. Dr. Şemsettin ALTINDAL’a ve Karabük Üniversitesi öğretim üyesi Yrd. Doç. Dr. Habibe USLU’ya teşekkür ederim.

Çalışmalarım boyunca her türlü imkânı sağlayan K.T.Ü. Fizik Bölüm Başkanı Prof. Dr. Ekrem YANMAZ’a teşekkür ederim.

Ayrıca maddi ve manevi destekleriyle bu günlere gelmemi sağlayan aileme en içten teşekkürlerimi sunarım.

Yavuz ATASOY  
Trabzon 2012

## TEZ BEYANNAMESİ

*Yüksek Lisans Tezi* olarak sunduğum “İKİ-AŞAMALI BÜYÜTME TEKNİĞİ İLE HAZIRLANAN CuInSe<sub>2</sub> FİMLERİNİN YAPISAL, OPTİK VE SCHOTTKY DİYOT ÖZELLİKLERİ” başlıklı bu çalışmayı baştan sona kadar danışmanım Doç. Dr. Emin BACAKSIZ’ın sorumluluğunda tamamladığımı, deneyleri ve analizleri ilgili laboratuarlarda yaptığımı, başka kaynaklardan aldığım bilgileri metinde ve kaynakçada eksiksiz olarak gösterdiğimi, çalışma sürecinde bilimsel araştırma ve etik kurallara uygun olarak davrandığımı ve aksinin ortaya çıkması durumunda her türlü yasal sonucu kabul ettiğimi beyan ederim. 08/05/2012

Yavuz ATASOY

## İÇİNDEKİLER

### Sayfa No:

ÖNSÖZ.....	III
TEZ BEYANNAMESİ.....	IV
İÇİNDEKİLER.....	V
ÖZET .....	VII
SUMMARY .....	VIII
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	IX
TABLolar DİZİNİ.....	XI
SEMBOLLER DİZİNİ .....	XII
1. GENEL BİLGİLER.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Literatür Özeti .....	3
1.3. Metal-Yarıiletken Kontaklar .....	5
1.3.1. p-Tipi Metal-Yarıiletken Doğrultucu (Schottky) Kontak Oluşumu.....	5
1.3.2. p-Tipi Metal-Yarıiletken Omik Kontak Oluşumu.....	9
1.4. Schottky Diyotlarda Akım İletimi ve Termoionik Emisyon Teorisi.....	10
1.5. Kuantum Mekanik Tünelleme Teorisi .....	14
1.6. Cheung Fonksiyonları Yardımı ile Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi.....	16
1.7. Norde Fonksiyonları Yöntemiyle Schottky Parametrelerinin Hesaplanması.....	19
1.8. Homojen Olmayan Metal-Yarıiletken Engel Yüksekliğinin Gaussian Modeli ile Analizi .....	21
1.9. CuInSe <sub>2</sub> 'nin Kristal Yapısı.....	23
1.10. CuInSe <sub>2</sub> 'nin Optik Özellikleri .....	24
2. DENEYSEL ÇALIŞMALAR .....	26
2.1. CuInSe <sub>2</sub> Malzemesinin Üretilmesi .....	26
2.2. Altlık ve Altlık Isıtma Sistemi .....	26
2.3. CuInSe <sub>2</sub> İnce Filmlerinin Üretimi .....	27
2.4. Selenleştirme Yöntemi ile CuInSe <sub>2</sub> İnce Filmlerinin Üretilmesi .....	28
2.5. Metal-Yarıiletken Yapıların Hazırlanması .....	29
2.6. X-Işını Kırınım Analizi .....	30

2.7.	Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Enerji Dağılımı X-Işını Spektrometresi (EDS) Analizi .....	31
2.8.	Optik Ölçümlerin İncelenmesi .....	32
2.9.	Elektriksel Özelliklerin İncelenmesi .....	33
2.10.	Hall Katsayısı Ölçümü .....	34
3.	BULGULAR VE TARTIŞMA .....	36
3.1.	CuInSe <sub>2</sub> İnce Filminin X-Işınları Kırınım Deseninin İncelenmesi.....	36
3.2.	CuInSe <sub>2</sub> İnce Filminin Yüzey Fotoğraflarının İncelenmesi (SEM) ve Enerji Dağılım X-ışını Spektrum (EDS) Analizi .....	37
3.3.	CuInSe <sub>2</sub> İnce Filminin Optik Özelliklerinin İncelenmesi.....	38
3.4.	CuInSe <sub>2</sub> İnce Filminin Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi .....	40
4.	SONUÇLAR .....	55
5.	ÖNERİLER .....	56
6.	KAYNAKLAR.....	57

ÖZGEÇMİŞ

## Yüksek Lisans Tezi

### ÖZET

#### İKİ-AŞAMALI BÜYÜTME TEKNİĞİ İLE HAZIRLANAN $\text{CuInSe}_2$ FİMLERİNİN YAPISAL, OPTİK VE SCHOTTKY DİYOT ÖZELLİKLERİ

Yavuz ATASOY

Karadeniz Teknik Üniversitesi  
Fen Bilimleri Enstitüsü  
Fizik Anabilim Dalı  
Danışman: Doç. Dr. Emin BACAŞIZ  
2012, 60 Sayfa

Bu çalışmada, iki-aşamalı büyütme tekniği kullanılarak  $\text{CuInSe}_2$  ince filmler Mo kaplı cam ve cam altlıklar üzerinde büyütüldü.  $\text{CuInSe}_2$  ince filmlerinin yapısal, optik ve elektriksel özellikleri incelendi. X-ışını kırınım deseninden,  $\text{CuInSe}_2$  ince filminin kalkopirit yapıda olduğu ve (112) doğrultusunda tercihli yönelime sahip olduğu görüldü. Kalkopirit yapı  $\text{CuInSe}_2$ 'nin örgü parametreleri  $a$  ve  $c$ , sırasıyla 0,577 ve 1,161 nm olarak bulundu. Ayrıca, geri kontak olarak kullanılan molibden metaline ait (110) doğrultulu pik tespit edildi.  $\text{CuInSe}_2$  filminin yüzey fotoğrafı ve atomik konsantrasyon oranları incelendiğinde, film yüzeyinin homojen olmadığı görüldü ve filmlerin Mo altlık üzerinde pürüzlü olarak büyümesi sonucu Cu-zengini çıkıntılı bölgelerin oluştuğu görüldü. Optik ölçümler sonucu,  $\text{CuInSe}_2$  filmine ait üç farklı yasak enerji aralığı değerleri sırasıyla 1,07, 1,17 ve 1,39 eV olarak belirlendi. Hall ölçümü ile  $\text{CuInSe}_2$  ince filminin taşıyıcı konsantrasyonu,  $4,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  olarak bulundu. Mo/p- $\text{CuInSe}_2$ /Al Schottky yapısının 100-300 K sıcaklık aralığında 25 K'lık adımlar ile ileri ve geri besleme akım-gerilim karakteristikleri ölçüldü ve bu karakteristikler kullanılarak  $\text{CuInSe}_2$  filmlerinin elektriksel özellikleri detaylı olarak araştırıldı. Termiyonik emisyon teorisi yardımı ile incelenen ileri besleme  $I$ - $V$  karakteristiklerinden elde edilen sonuçlara göre, sıcaklığın artması ile sıfır besleme engel yüksekliğinin arttığı, idealite faktörünün ve seri direncin azaldığı görüldü. Engel yüksekliği homojensizlik düzeltilmesi yapıldıktan sonra, Richardson sabiti ve ortalama engel yüksekliği sırasıyla  $34,71 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$  0,72 eV olarak bulundu.

**Anahtar Kelimeler:** Mo/p- $\text{CuInSe}_2$ /Al Schottky yapısı; Akım-iletim mekanizmaları;  
Seri direnç; Engel yüksekliği



Master Thesis

SUMMARY

STRUCTURAL, OPTICAL AND SCHOTTKY DIODE PROPERTIES OF CuInSe<sub>2</sub>  
FILMS PREPARED BY A TWO-STEP GROWTH TECHNIQUE

Yavuz ATASOY

Karadeniz Technical University  
The Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Physics Graduate Program  
Supervisor: Doç. Dr. Emin BACAŞIZ  
2012, 60 Pages

We investigated the structural, optical and electrical properties of CuInSe<sub>2</sub> films produced by a two-step selenization process of the evaporated selenide and elemental layers on Mo coated glass substrates. The X-ray diffraction studies showed that the chalcopyrite CuInSe<sub>2</sub> was obtained with a preferential orientation in the (112) plane with lattice parameters  $a$  and  $c$  as 0,577 and 1,161 nm, respectively. Mo back contact layer had a preferential orientation in the (110) plane. Scanning electron microscopy equipped with energy dispersive spectroscopy revealed an irregular and rough surface morphology with Cu-rich protruding regions. Optical studies showed the existence of three different band gaps, which were determined as 1,07, 1,17 and 1,39 eV, respectively. From the Hall Effect measurements, we determined the carrier concentration of CuInSe<sub>2</sub> films as  $4,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . The electrical properties of the CuInSe<sub>2</sub> films were further studied by fabricating Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al Schottky diode structures and obtaining their forward and reverse bias current-voltage characteristics in a wide temperature range of 100-300 K, in steps of 25 K. A thorough analysis of the forward bias current-voltage characteristics based on thermionic emission theory showed that the zero bias barrier height increases while series resistance and ideality factor decreases with an increase in temperature. After a barrier height inhomogeneity correction, the Richardson constant and mean barrier height were found to be  $34,71 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$  and 0,72 eV, respectively.

**Key Words:** Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al Schottky structures; Current-transport mechanisms; Series resistance; Barrier height

## ŞEKİLLER DİZİNİ

### Sayfa No:

Şekil 1-1.	Metal p-tipi yarıiletken Schottky kontağa ait enerji band diyagramı (a) Kontak kurulmadan önce (b) Kontak kurulduktan sonra.....	6
Şekil 1-2.	Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak (a) Doğru besleme (b) Ters besleme .....	8
Şekil 1-3.	Metal p-tipi yarıiletken omik kontağa ait enerji band diyagramı (a) Kontak kurulmadan önce (b) Kontak kurulduktan sonra.....	9
Şekil 1-4.	Doğru ve ters besleme altındaki metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak (a) $V > 0$ durumu için (b) $V < 0$ durumu için .....	10
Şekil 1-5.	Metal n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda TE, AE ve TAE akım iletim mekanizmaları için enerji band diyagramı.....	15
Şekil 1-6.	Homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu enerji band diyagramı .....	22
Şekil 1-7.	ZnS'nin kristal yapısı .....	23
Şekil 1-8.	CuInSe <sub>2</sub> kristal yapısı.....	24
Şekil 1-9.	(a) Doğrudan geçiş (b) Dolaylı geçiş .....	25
Şekil 2-1.	CuInSe <sub>2</sub> ince filminin hazırlanmasında kullanılan fırın düzeneği .....	26
Şekil 2-2.	Varian NRC 840 vakum sistemi .....	27
Şekil 2-3.	Selenyum buharlaştırmak için hazırlanan ısıtıcı .....	28
Şekil 2-4.	Altlık ve Se ısıtıcısının sıcaklık-zaman ilişkisi .....	29
Şekil 2-5.	Mo/p-CuInSe <sub>2</sub> /Al yapısının şematik gösterimi .....	30
Şekil 2-6.	Rigaku D/Max-III C X-ışını difraktometresi .....	31
Şekil 2-7.	Taramalı elektron mikroskobu ve enerji dağılımı X-ışını spektroskopisi ...	31
Şekil 2-8.	Shimadzu 1650PC UV-Visible spektrofotometresi .....	32
Şekil 2-9.	Dört nokta kontak yöntemiyle özdirenç ölçümü devresi .....	33
Şekil 2-10.	Yarıiletken numunelere, elektrik ve manyetik alanların yönlerine bağlı olarak Hall voltajı ölçümü için yapılan kontaklar.....	35
Şekil 3-1.	CuInSe <sub>2</sub> ince filmin X-ışını kırınım deseni .....	36
Şekil 3-2.	CuInSe <sub>2</sub> ince filminin yüzey fotoğrafı (SEM) .....	38
Şekil 3-3.	Mo/p-CuInSe <sub>2</sub> /Al yapısında $(\alpha hv)^2$ 'nin foton enerjisine göre değişimi.....	39
Şekil 3-4.	Mo/p-CuInSe <sub>2</sub> /Al yapısına ait ileri ve geri besleme yarı-logaritmik I-V grafiği .....	41
Şekil 3-5.	Mo/p-CuInSe <sub>2</sub> /Al yapısında idealite faktörünün ve sıfır besleme engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim eğrileri .....	42

Şekil 3-6.	(a) $dV/d\ln(I)-I$ ve (b) $H(I)-I$ değişim eğrilerinin sıcaklık ile değişimi .....	44
Şekil 3-7.	$F(V) - V$ değişim eğrilerinin sıcaklık ile değişimi .....	47
Şekil 3-8.	Mo/p-CuInSe <sub>2</sub> /Al yapısı için idealite faktörünün sıcaklık ile değişim eğrisi.....	49
Şekil 3-9.	(a) $\ln(I_0) - T$ ve (b) Mo/p-CuInSe <sub>2</sub> /Al yapısının deneysel ve teorik tünelleme akım parametreleri $(nkT/e)$ ve $(kT/e)$ 'nin $(kT/e)$ 'ye göre değişim eğrileri .....	50
Şekil 3-10.	Mo/p-CuInSe <sub>2</sub> /Al yapısının $\Phi_{ap} - e/2kT$ değişim eğrisi.....	53
Şekil 3-11.	Mo/p-CuInSe <sub>2</sub> /Al yapısında $n_{ap}^{-1} - I$ 'in $e/2kT$ 'ye göre değişim eğrisi .....	53
Şekil 3-12.	Mo/p-CuInSe <sub>2</sub> /Al yapısında modifiye edilmiş Richardson eşitliğinin $e/kT$ 'ye göre değişim eğrisi.....	54

## TABLULAR DİZİNİ

### Sayfa No:

Tablo 3-1.	CuInSe <sub>2</sub> ince filmin elementlerin atomik konsantrasyon dağılımı ve oranları .....	38
Tablo 3-2.	Mo/p-CuInSe <sub>2</sub> /Al Schottky yapısından elde edilen bazı parametrelerin sıcaklığa bağlılığı .....	43
Tablo 3-3.	Mo/p-CuInSe <sub>2</sub> /Al Schottky yapısında Norde metodu ile hesaplanan bazı parametrelerin sıcaklık ile değişimi .....	46

## SEMBOLLER DİZİNİ

$A^*$	: Richardson sabiti
$A^{**}$	: Modifiye Richardson sabiti
$AE$	: Alan emisyonu
$\alpha$	: Soğurma katsayısı
$e$	: Elektron yükü
$E_F$	: Fermi enerji seviyesi
$E_g$	: Yasak enerji aralığı
$E_0$	: Kıyas parametresi
$E_{00}$	: Tünellemeyi temsil eden karakteristik enerji
$\Phi_m$	: Metalin iş fonksiyonu
$\Phi_s$	: Yarıiletkenin iş fonksiyonu
$\chi_s$	: Yarıiletkenin elektron ilgisi
$\Phi_b$	: Schottky engel yüksekliği
$\Phi_{b0}$	: Sıfır besleme engel yüksekliği
$h$	: Planck sabiti
$I_0$	: Ters besleme doyma akımı
$k$	: Boltzman sabiti
$m_e^*$	: Elektronun etkin kütlesi
$n$	: İdealite faktörü
$N_a$	: Akseptör (alıcı) konsantrasyonu
$N_d$	: Donor (verici) konsantrasyonu
$Q_m$	: Metal yüzeyindeki yük yoğunluğu
$Q_{ss}$	: Yarıiletken yüzeyindeki durum yoğunluğu
$R_s$	: Seri direnç
$V_D$	: Difüzyon potansiyeli
$\delta$	: Dislokasyon yoğunluğu
$\beta$	: Besleme sabiti
$TE$	: Termiyonik Emisyon
$TAE$	: Termiyonik alan emisyonu

## 1. GENEL BİLGİLER

### 1.1. Giriş

Geçtiğimiz yüzyılın başından itibaren günümüze kadar geçen süreçte önemi giderek artan ve üzerinde hala teorik ve deneysel çalışmaların yapıldığı Schottky diyotların endüstriyel açıdan yeri ve önemi tartışılmazdır. Neredeyse bütün elektronik cihazlarda kullanılan bu devre elemanları aynı zamanda güneş pillerinde, alçak gerilim devrelerinde, karıştırıcı olarak mikrodalga alıcılarında, dedektörlerde, sensörlerde, modülatör ve demodülatör gibi farklı alanlarda kullanılmaktadır.

1874 yılında Braun, demir ve kurşun sülfid yarıiletkenler ile metal kontaklar arasındaki elektriksel iletkenliğin antisimetrik bir davranış gösterdiğini gözledi (Braun, 1874). Bu nokta kontak, metal-yarıiletken yapılarda diyot araştırmalarına önemli katkılar sağladı. Schottky diyotlar ise yüksek verim, düşük gürültü ve yüksek güç kapasitesine sahip olmalarından dolayı nokta kontak diyotlara göre daha avantajlıdır.

1906 yılında Pickard silisyum kristali kullanarak nokta kontak dedektör yapmayı başardı (Pickard, 1906). 1907 yılında ise Pierce metali yarıiletken üzerine püskürterek diyotların doğrultma karakteristiğinin olduğunu belirledi (Pierce, 1907). 1930'lu yıllarda nokta kontak diyotlar mikro dalga radarlarında kullanılmaya başlandı. Fakat bu metal-yarıiletken doğrultucuların yükseltmesi düşük olduğundan dolayı yerini vakum tüplerine bıraktı (Torrey ve Whitmer, 1948). Aynı dönemde Schottky ve arkadaşları metal-yarıiletken kontak boyunca uygulanan akımdaki düşüşü gözlemleyerek, bir engel potansiyeli kavramını ortaya attılar. Ayrıca, yarıiletken ve metal ara yüzeyindeki potansiyel engelinin oluşma nedenini açıklamak için teorik çalışmalar yaptılar. 1932 yılında Wilson doğrultma olayını kuantum mekaniksel tünelleme yoluyla açıklamaya çalıştı (Wilson, 1932). 1938 yılında ise Schottky ve Mott birbirlerinden habersiz olarak, elektronların hareket yönünün, engel potansiyelini aşarak sürüklenme ve difüzyon şeklinde olduğu fikrini ortaya attılar. Bu teoriye göre, potansiyel engel yüksekliği metal ve yarıiletken malzemelerin iş fonksiyonlarına tamamen bağlı kalmaktaydı. Daha sonraları anlaşıldı ki bu durum sadece ideal koşullar altında geçerli olabilirdi. Bu teorinin eksikliği, metal-yarıiletken ara

yüzeyinde bir tabakanın varlığının dikkate alınmamış olmasından kaynaklanmaktadır (Schottky, 1938).

1940' lı yıllarda Bethe, Schottky diyot çalışmalarına termiyonik emisyon teorisi ile önemli bir katkı sağladı ve Schottky difüzyon teorisini geliştirdi (Bethe, 1942). Daha sonraları Crowell ve Sze bu iki teoriyi birleştirerek ideal Schottky diyotlarda akım iletim mekanizmasını termiyonik difüzyon emisyon teorisi olarak sundular (Crowell ve Sze, 1965). Yine bu dönemde mikrodalga radarların gelişmesi ile nokta kontak doğrultucular tekrar önem kazandı. Nokta kontak doğrultucular daha çok frekans dönüştürücüsü ve mikrodalga dedektör olarak kullanılmaya başlandı. 1950'li yıllarda metal-yarıiletken kontaklar, farklı yöntemlerle geliştirilen p-n eklem transistörlerinde sadece akım iletiminin sağlamak amacıyla omik kontak olarak düşünüldü (Sze, 1964).

1960'lı yıllarda metal-yarıiletken kontakların araştırılması ve teknolojiye uygulanması ile ilgili önemli araştırmalar yapıldı. 1964'te Biard, Schottky engelini silisyum transistörle birleştirerek, Schottky engel kapılı metal-yarıiletken alan etkili transistor yapmayı başardı (Biard, 1964). Bu çalışma yeniden üretilebilirlik ve elektriksel güvenlik açısından metal-yarıiletken doğrultucuların gelişimine büyük katkı sağladı. Diğer bir çalışma ise, pratikte kullanımı olmamasına rağmen metal bazlı bipolar transistörlerin üretilmesi oldu. Bu dönemde yapılan araştırmalar, mikrodalga uygulamaları için düzlemsel Schottky varaktör ve varistörlerin gelişimine katkı sağladı.

İlerleyen dönemlerde diyot ile ilgili teorik çalışmalar yerini uygulamalara bıraktı ve diyotların elektronik ve endüstriyel alanda ticari olarak kullanılmasına başlandı. En önemli uygulamalar bilgisayar ve diğer anahtarlama sistemleri üzerinde oldu. Bu sistemlerde, yüksek frekans ve yüksek anahtarlama hızından dolayı Schottky diyotlar tercih edildi.

Metal-yarıiletkenler için engel yüksekliği üzerinden akım iletimi, yani Schottky kontakların  $I-V$  karakteristikleri iki parametreyle ilişkilidir. Bunlar engel yüksekliği ve idealite faktörüdür. Metal- yarıiletken arasında ortaya çıkan engel yüksekliğinin homojen olmayan bir davranış gösterebileceği 1987 yılında Mönch tarafından ortaya atıldı (Mönch, 1987). Ayrıca engel yüksekliğinin inhomojenliğinden dolayı, bu iki parametrenin her diyotta farklılık göstereceği bilinmektedir. 2001 yılında Tung tarafından yapılan bir çalışmada elde edilen deneysel veriler neticesinde, idealite faktörünün 1,03'den büyük olması durumunda akım-iletim mekanizmasının sadece termiyonik emisyon modeli ile açıklanamayacağı, bu durumun tünelleme, üretim-yeniden birleşme gibi uygun diğer mekanizmalarla açıklanabileceği ifade edildi (Tung, 2001).

Metal- yarıiletken yapıların iletim mekanizmalarına ilaveten yüksek seri dirence sahip Schottky diyotlarda idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç gibi temel parametrelerin hesaplanmasına ilişkin çalışmalar yapılmaktadır. Bunlar, Missous ve arkadaşları tarafından oluşturulan Missous eğrileri hesaplama yöntemi (Missous vd., 1985) ile Norde tarafından idealite faktörünün  $n=1$ , yani ideal olduğu durumda temel fiziksel parametrelerin (seri direnç ve engel yüksekliği) hesaplanmasını öngören bir  $F(V)$  fonksiyonlarıdır (Norde, 1979). Bohlin ideal olmayan durumlar için genelleştirilmiş Norde metodunu kullanarak seri direnç ve idealite faktörünün değerlerinin hesaplanabileceğini gösterdi (Bohlin, 1986). Metal yarıiletken kontak yapısının doğru beslem  $I-V$  karakteristikleri yardımıyla Schottky diyot parametreleri Cheung tarafından sunulan farklı bir model ile hesaplandı (Cheung, 1986).

## 1.2. Literatür Özeti

IB-III A-VIA grubuna ait Cu, In, Ga ve Se elementlerinden oluşan bakır indiyum galyum diselenide bileşiği  $\text{Mo/Cu(In,Ga)Se}_2/\text{CdS}$  güneş pillerinde soğurma katmanı olarak kullanılmaktadır. Repins ve arkadaşları, bu tip güneş pillerinde düşük alanlarda % 20'lik verim elde etmeyi başardılar (Repins vd., 2008). Ayrıca, bakır indiyum galyum diselenide yarıiletkenler diyot, optik detektörler gibi değişik amaçlar için de kullanılmaktadır (Joseph ve Menon, 1997; Bottomley vd., 1997). Teknolojik uygulamalar için yarıiletken malzemelerin n ve p tipi olarak elde edilmesi, kullanım alanlarının genişlemesine katkıda bulunur. Üretilen yarıiletkenin tipi üretim koşullarına ve katkı miktarlarına bağlı olarak ayarlanabilir.  $\text{CuInSe}_2$  ince filmler yüksek altlık sıcaklığında yaklaşık 500 °C civarında p-tipi olarak elde edilir. Ayrıca, p-tipi  $\text{CuInSe}_2$  ince filmler, Cu/In oranında Cu fazlalığı katarak ve düşük Se buharında tavlayarak da elde edilebilir (Özkan, 1998).

Birçok araştırmacı tarafından tek kristal ve polikristal ince film formunda bulunan metal/n-tipi ve p-tipi  $\text{CuInSe}_2$  Schottky diyotlarının elektriksel özellikleri incelenerek akım- iletim mekanizmaları açıklandı. İletim mekanizmaları farklı besleme bölgelerinde farklı mekanizmalar ile açıklanmaktadır. Bu mekanizmalar termiyonik emisyon (TE), termiyonik-alan emisyonu (TFE), alan emisyonu (FE), ara yüzey veya dislokasyon yoluyla yeniden birleşme tünellemesi, azınlık taşıyıcıları enjeksiyonu, yeniden birleşim ve çok adımlı tünelleme şeklinde sıralanabilir (Chan, 1989).



Yalçın ve arkadaşları, n- CuInSe<sub>2</sub> (tek kristal)/Au Schottky diyot yapısının doğru besleme *I-V* karakteristiklerini inceleyerek yapının akım-iletim mekanizmasını uzay-yükü-sınırlı akım bölgesinin varlığı ile açıkladılar (Yalcin vd., 1981).

Raffaella ve arkadaşları Mo kaplanmış cam altlık üzerine elektrokimyasal depolama yöntemiyle kaplama voltajını değiştirerek CuInSe<sub>2</sub> homoelektrik elde ettiler ve elektriksel özelliklerini araştırdılar (Raffaella vd., 1997). Matsushita ve arkadaşları Bridgeman kristal büyütme yöntemi ile CuInSe<sub>2</sub> tek kristal ürettirtiler. Üretilen p-tipi iletkenliğe sahip CuInSe<sub>2</sub> kristallerini kimyasal yöntem ile yüzey temizleme işlemi yaptıktan sonra, vakum ortamında Al elementi buharlaştırarak Al/CuInSe<sub>2</sub> Schottky diyotlar elde ettiler. İletim mekanizmaları incelendiğinde, bu yapının Schottky modeline uymadığını, daha çok metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS) yapısına uyduğunu tespit ettiler (Matsushita vd., 2003). Abdullaev ve arkadaşları M/p-CuInSe<sub>2</sub> (M= In, Sn, Cd,Ag, Au) yapılarının elektrik iletim ve fotovoltik özelliklerini incelediler (Abdullaev vd., 2003).

Kovalyuk ve arkadaşları tarafından Zn/p-CuInSe<sub>2</sub> ve Sn/p-CuInSe<sub>2</sub> Schottky diyotların akım iletim mekanizmaları ve foto duyarlılıkları incelendi (Kovalyuk vd., 2006; Kovalyuk vd., 2004). Sn/p-CuInSe<sub>2</sub> Schottky diyotlarda, doğru beslemede iletim mekanizması termoelektron emisyon ve uzay-yükü-sınırlı akım mekanizmaları ile açıklandı. Ters besleme durumunda yapıların, uzay-yükü-sınırlı bölgedeki akım üretimiyle karakterize edildiğini ve yumuşak bir kırılma gösterdiğini belirttiler. Diğer bir çalışmada ise, Zn/p-CuInSe<sub>2</sub> Schottky diyotunun, akım-voltaj ve kapasitans-voltaj karakteristiklerini sıvı azot sıcaklığında ve 280 ile 330 K sıcaklık aralığında incelediler. Doğru beslemede sistemin akım taşınması olayını, uzay-yükü-sınırlı akım ve termoiyonik emisyon mekanizmalarıyla açıkladılar.

Metal-yarıiletken (M/S) eklemlerin sıcaklığa bağlı *I-V* karakteristikleri baskın akım mekanizmalarını açıklamak için kullanılır. Ancak, M/S ara yüzeylerinde engel oluşumu ve iletim mekanizmasının doğası hakkında detaylı bilgi elde etmek için geniş bir sıcaklık aralığında ölçüm alınması ve de ölçümlerin yorumlanması gerekir. Bu tez çalışmasında, ilk aşamada CuInSe<sub>2</sub> polikristal tozu Mo kaplanmış cam altlıklar üzerinde 500°C altlık sıcaklığında buharlaştırıldı. İkinci aşamada ise Cu ve In elementleri oda sıcaklığında CuInSe<sub>2</sub>/Mo üzerine kaplandı. Daha sonra Mo/CuInSe<sub>2</sub>-Cu-In yapıları 450 °C de selenyum ortamında tavlanarak stokiometrik CuInSe<sub>2</sub> ince filmleri elde edildi. Üretilen CIS filmlerinin yapısal, optik ve elektrik özellikleri incelendi. Ayrıca, p-CuInSe<sub>2</sub>/Mo ince filmler üzerine Al buharlaştırılarak Schottky yapısı elde edildi. Bu yapının *I-V*

karakteristikleri, 100-300 K sıcaklık aralığında 25 K'lık adımlarla ölçüldü ve iletim mekanizmaları araştırıldı.

### 1.3. Metal-Yarıiletken Kontaklar

Metal ile yarıiletkenin temas ettirilmesi ile oluşan ikili yapı metal-yarıiletken kontaklar olarak adlandırılır. Bu kontaklar, metalin iş fonksiyonlarına bağlı olarak doğrultucu ve omik kontak diye ikiye ayrılır. Kontak haline gelmiş bir sistemde, taşıyıcıların bir yöndeki hareketi diğer yöndeki hareketinden çok daha kolay ise böyle kontaklara doğrultucu (Schottky) kontak denir. Eğer bu sistemde metal ile yarıiletken arasında hiçbir potansiyel mevcut değil ise yani taşıyıcıların hareketi her iki durumda da aynı ise bu tür kontaklara omik kontak denir.

Metalin iş fonksiyonu  $\Phi_m$ , bir elektronu Fermi enerjisi seviyesinden vakum seviyesine çıkarmak için gerekli olan minimum enerji miktarıdır. Yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s$ ' de benzer şekilde tanımlanır ve değişken bir niceliktir. Metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları sırasıyla  $\Phi_m$  ve  $\Phi_s$  ise, metal-yarıiletkende her iki tip kontak aşağıdaki durumlarda meydana gelmektedir.

- p-tipi metal-yarıiletken için,  $\Phi_s > \Phi_m$  ise doğrultucu kontak,  $\Phi_m > \Phi_s$  durumunda ise omik kontak oluşur.
- n-tipi metal-yarıiletken için,  $\Phi_m > \Phi_s$  ise doğrultucu kontak,  $\Phi_s > \Phi_m$  durumunda ise omik kontak oluşur (Sze, 1981).

#### 1.3.1. p-Tipi Metal-Yarıiletken Doğrultucu (Schottky) Kontak Oluşumu

Kontak haline getirilmeden önce p-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonu  $\Phi_s$ , metalin iş fonksiyonu  $\Phi_m$ 'den  $\Phi_s - \Phi_m$  kadar yukarıdadır. Kontakta sonra metal ile yarıiletken arasında bir yük alış verişi olur. Bu alış verişi, termal denge sonunda Fermi seviyeleri eşitleninceye kadar devam eder (Sze, 1981).

Kontaktan sonra Fermi seviyeleri eşitleninceye kadar metalden yarıiletkene elektron akışı meydana gelir. Yarıiletkende bulunan delikler bu elektronlar tarafından iyonize olurlar. İyonize olan akseptörler yarıiletken tarafındaki  $d$  kalınlıklı bir uzay yük tabakası içinde dağılırlar. Böylece yarıiletkenin metale yakın ön yüzeyinde hareketli yükler azalır. Aynı

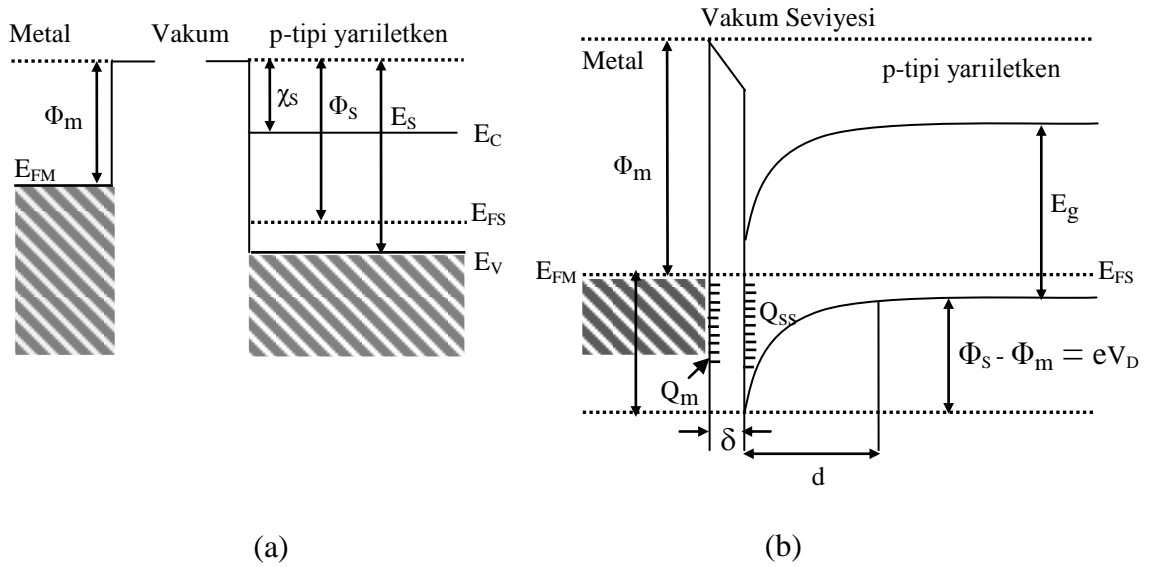
zamanda metal tarafında pozitif yüklü yüzey yükleri birikecektir. Doğrultucu kontak sonucunda p-tipi tarafındaki negatif uzay yükleri ile metal tarafındaki pozitif yüzey yükleri arasında zıt yüklenmelerden dolayı bir dipol tabakası oluşur. Bu, metal-yarıiletken ekleme potansiyel engelin oluşmasına neden olur. Bunun sonucunda yarıiletkenin Fermi seviyesinde ( $\Phi_s - \Phi_m$ ) kadarlık yükselme meydana gelir. Potansiyel engel metal tarafında dik olarak alçalırken yarıiletken tarafında bükülür. Kontakta önceki ve kontakta sonraki durumlar Şekil 1-1'de görülmektedir. Metal taraf için potansiyel engel,

$$e\Phi_b = E_s - \Phi_m \quad (1)$$

olur. Yarıiletken tarafındaki delikler için engel yüksekliği,

$$eV_D = \Phi_s - \Phi_m \quad (2)$$

ile verilir.



Şekil 1-1. Metal p-tipi yarıiletken Schottky kontakta ait enerji band diyagramı (a) Kontak kurulmadan önce (b) Kontak kurulduktan sonra

Yarıiletken tarafında serbest yük taşıyıcılarından arındırılmış  $d$  kalınlığındaki bölgeye arınma bölgesi ya da Schottky bölgesi denir. Bu bölgede engel yüksekliğini geçmek için yeteri kadar enerjiye sahip deliklerin sayısı çok azdır. Bundan dolayı yarıiletkenin arınma bölgesi serbest yük bakımından fakir, yüksek dirence sahip bir tüketim bölgesi haline gelmektedir. Ayrıca yarıiletken tarafındaki negatif uzay yükleri ile metal tarafındaki pozitif yüzey yüklerinin varlığı sistemin kondansatör gibi davranmasına neden olur. Oluşan bu bölgeye de arınma bölgesi kapasitesi ya da Schottky kapasitesi denir. Bu kapasite değeri, arınma bölgesinin kalınlığına ( $d$ ), iyonize olan akseptörlerin konsantrasyonuna ve difüzyon potansiyeline ( $V_D$ ) bağlıdır.

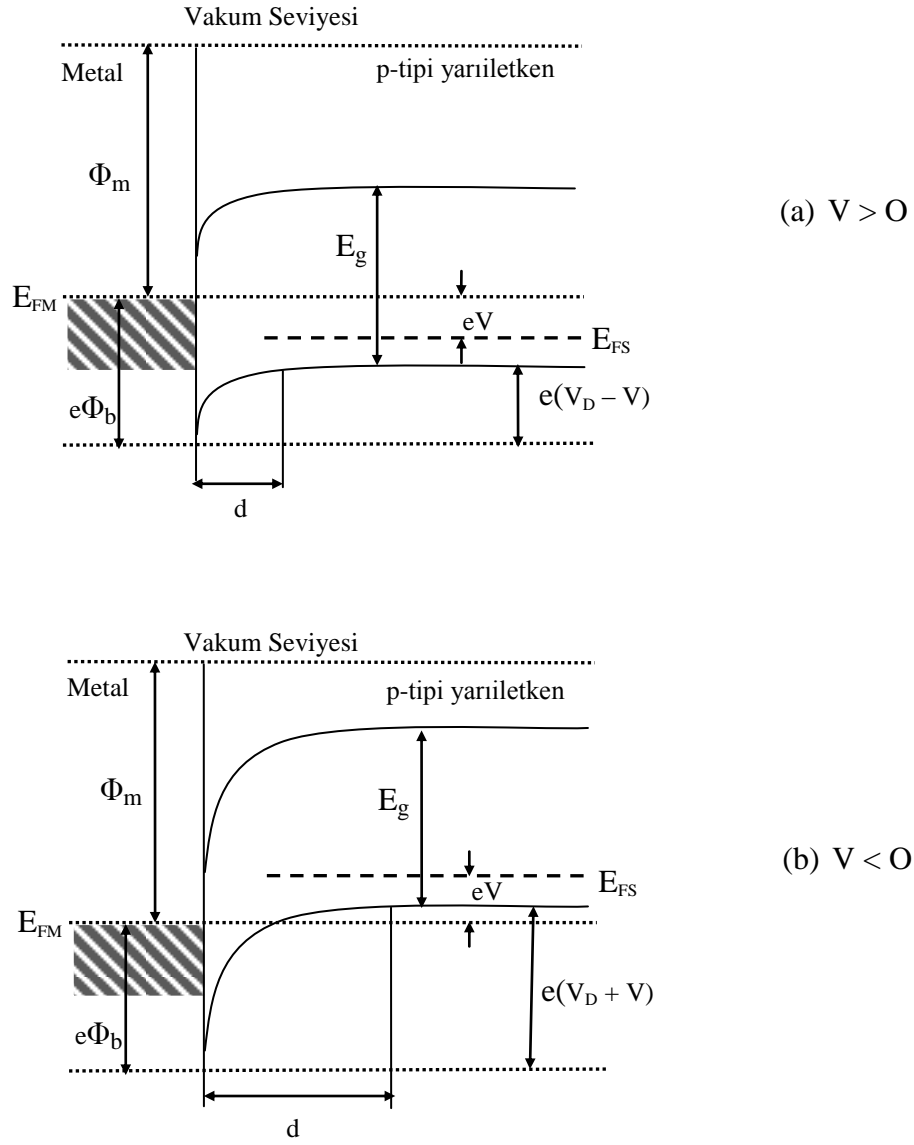
Isıl uyarılma sonucunda metal- p tipi yarıiletken sistem içerisinde bulunan delikler yeteri kadar enerji kazanıp yarıiletkenden metale doğru geçebilirler. Benzer bir biçimde bu geçiş tersi bir yönde, metalden yarıiletkene doğru da gerçekleşir. Gerçekleşen delik hareketleri eşit ve ters yönlü  $I_0$  (doyma) akımlarının oluşmasına neden olur.

Ara yüzey tabakasının ve Schottky etkisinin göz önüne alınmadığı ideal durumda, yarıiletkene bir  $V$  veya  $-V$  gerilimi uygulanırsa metalden yarıiletkene geçen delikler için potansiyel engelde ve deliklerin oluşturacağı akımda bir değişiklik olmaz. Fakat yarıiletken kısım için durum bundan farklıdır. Şayet sisteme  $V$  kadar bir potansiyel uygulanırsa (potansiyelin pozitif tarafı yarıiletken bölgesinde) yarıiletkenden metale geçen deliklerin oluşturduğu akım  $\exp(eV/kT)$  çarpanı kadar değişir. Yarıiletken enerji seviyelerinin hepsi  $eV$  çarpanı kadar düşer. Şekil 1-2 (a)'da görüldüğü gibi, delikler için engel yüksekliği  $eV$  kadar düşer ve  $e(V_D - V)$  olur. Yarıiletkenden metale geçen deliklerin oluşturduğu akım pozitif kabul edilirse, net akım;

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3)$$

ile verilir. Bu besleme şekline doğru (düz) besleme denir. Ters besleme durumu enerji-band diyagramı Şekil1-2 (b)'de gösterilmektedir. Sisteme  $(-V)$  kadar bir potansiyel (potansiyelin negatif tarafı yarıiletken bölgesinde) uygulanırsa arınma bölgesindeki engel yüksekliği  $eV_D$ 'den  $e(V_D + V)$ 'ye çıkar. Bu yüzden, yarıiletkenden metale doğru geçen delikler tarafından üretilen akım doğru beslemedeki değerinden çok daha küçük olur (Sharma, 1984).

Uygulanan doğru ve ters besleme altında enerji-band diyagramlarındaki değişimler, arınma bölgesine düşen potansiyelin ve band bükülmelerin değişmesi sonucunda gerçekleşmektedir.

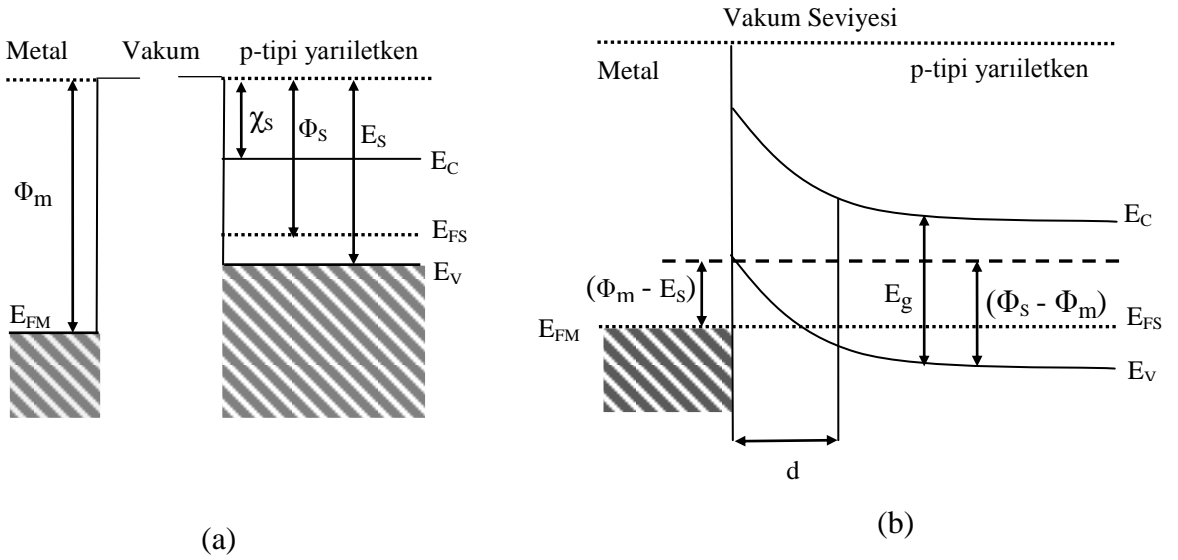


Şekil 1-2. Metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak (a) Doğru besleme (b) Ters besleme

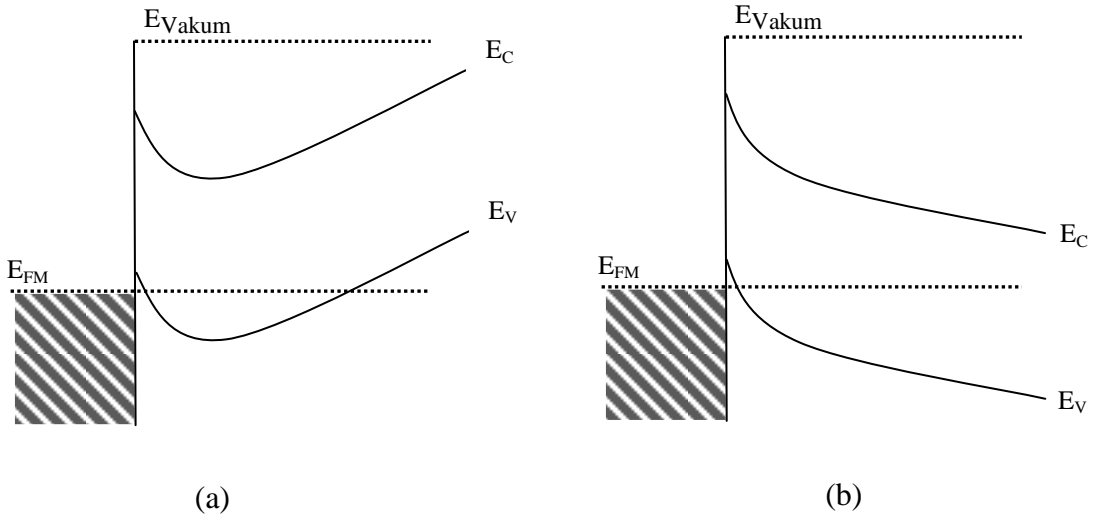
### 1.3.2. p-Tipi Metal-Yarıiletken Omik Kontakt Oluşumu

Metalin iş fonksiyonunun ( $\Phi_m$ ) yarıiletkenin iş fonksiyonundan ( $\Phi_s$ ) büyük olduğu metal p-tipi kontaklar omik davranış gösterirler. Kontakt kurulmadan önce  $\Phi_m > \Phi_s$  durumu Şekil 1-3 (a)'da görülmektedir. Kontakt haline getirilen sistemde elektronlar yarıiletkenden metale doğru akar. Bu durum termal denge oluşuncaya kadar devam eder. Bu sefer yarıiletkenden metale geçen elektronlar geride  $d$  kalınlıklı bir tabakaya dağılan pozitif uzay yükleri bırakırlar. Metal tarafındaki negatif yüzey yükleri ile yarıiletken tarafındaki pozitif uzay yüklerinden dolayı bir dipol tabakası oluşur (Şekil 1-3 b).

Yarıiletken yüzeyden ayrılarak metale geçen elektronların geride bıraktığı delikler, delik konsantrasyonunun daha da artmasına neden olur. Metal tarafındaki elektronlar kolaylıkla yarıiletken içerisindeki boş seviyelere geçerler ve burada deliklerle birleşerek nötralle olurlar (Şekil 1-4 a). Bu durum, yarıiletkenden metale geçen deliklerin oluşturduğu akıma karşılık gelir. Şekil 1-4 (b)'de görüldüğü gibi, ters besleme durumunda metal tarafında oluşan delikler kolay bir şekilde yarıiletken tarafına geçebilirler. Her iki durumda akım kolaylıkla oluşabilmektedir.



Şekil 1-3. Metal p-tipi yarıiletken omik kontakta ait enerji band diyagramı (a) Kontakt kurulmadan önce (b) Kontakt kurulduktan sonra



Şekil 1-4. Doğru ve ters besleme altındaki metal p-tipi yarıiletken doğrultucu kontak  
(a)  $V > 0$  durumu için (b)  $V < 0$  durumu için

#### 1.4. Schottky Diyotlarda Akım İletimi ve Termoiyonik Emisyon Teorisi

Sıcak bir yüzeyden termal enerji kazanan taşıyıcıların (elektron veya delik) salınması olayına termoiyonik emisyon denir. Termoiyonik emisyon teorisi, Schottky kontaklarda yeterli termal enerjiyi kazanan taşıyıcıların potansiyel engel üzerinden yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmeleri sırasında gerçekleşen akım olaylarını açıklamaya çalışmaktadır. Ayrıca bu teori:

- Doğrultucu kantağa ait potansiyel engel yüksekliği  $q\Phi_b$ 'nin  $kT$ 'den belirgin bir şekilde büyük olduğu,
- Arınma bölgesinde taşıyıcı çarpışmalarının olmadığı,
- Görüntü kuvvetlerin etkisinin ihmal edildiği

varsayımlarını kabul eder (Rhoderick ve Williams, 1988; Sze, 1981). Yukarıda bahsedilen varsayımlardan ilki, teorinin oluşturulabilmesi için Maxwell-Boltzman istatistiğinin kullanılabilmesine olanak sağlar. Ayrıca bu koşul altında termal denge durumu olaydan etkilenmez. Tüm bu şartlardan dolayı potansiyel engelin şekli önemsizdir ve geçen akım sadece potansiyel engelin yüksekliğine bağlıdır. Yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunluğu  $J_{s \rightarrow m}$  ile ifade edilir ve ters doğrultuda yani metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunluğu  $J_{m \rightarrow s}$  ile gösterilir.  $J_{s \rightarrow m}$  akım yoğunluğu x-doğrultusu boyunca hareket

eden ve potansiyel engeli geçebilecek hızlara sahip elektronların konsantrasyonu ile verilmektedir. Yarıiletkenden metale doğru olan akım yoğunluğu ifadesi,

$$J_{s \rightarrow m} = \int_{E_C}^{\infty} e v_x dn \quad (4)$$

ile verilir.  $E_C$  metale termoiyonik emisyon için gerekli olan enerjiyi ve  $v_x$  ise  $x$  yönündeki taşıyıcının sürüklenme hızını ifade eder. Minimum artma halinde elektron konsantrasyonu

$$dn = N(E) F(E) dE \quad (5)$$

eşitliğiyle verilir. Burada  $N(E)$ , iletkenlik bandındaki durum yoğunluğunu,  $F(E)$  ise Fermi-Dirac dağılım fonksiyonunu ifade eder. Maxwell-Boltzman yaklaşımı kullanılarak elektron konsantrasyonu,

$$dn = \frac{4\pi(2m_e^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_C} \exp\left[\frac{-(E - E_F)}{kT}\right] dE \quad (6)$$

şeklinde ifade edilebilir. ( $E - E_C$ ), serbest elektronun enerjisi olarak kabul edilirse,

$$E - E_C = \frac{1}{2} m_e^* v^2 \quad (7)$$

$$\sqrt{E - E_C} = v \sqrt{\frac{m_e^*}{2}} \quad (8)$$

olur. Ayrıca,

$$dE = m_e^* v dv \quad (9)$$

şeklinde ifade edilir. Son üç eşitlik kullanılarak Denklem (6) düzenlenirse,



$$dn = 2 \left( \frac{m_e^*}{h} \right)^3 \exp \left( -\frac{e\Phi_n}{kT} \right) \exp \left( -\frac{m_e^* v^2}{2kT} \right) 4\pi v^2 dv \quad (10)$$

sonucuna ulaşılır. Bu ifade bütün yönlerde birim hacim başına hızları  $v$  ile  $(v+dv)$  arasında değişen elektronların sayısıdır.

Hız bileşenlerine ayrılırsa,

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (11)$$

olur. Buradan Denklem (4) düzenlenirse  $J_{s \rightarrow m}$ ,

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left( \frac{m_e^*}{h} \right)^3 \left( \frac{2kT}{m_e^*} \right)^2 \exp \left( -\frac{e\Phi_n}{kT} \right) \exp \left[ \frac{-e(V_D - V)}{kT} \right] \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left( -\frac{m_e^* v_y^2}{2kT} \right) dv_y \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left( -\frac{m_e^* v_z^2}{2kT} \right) dv_z \quad (12)$$

şeklinde ifade edilir. Elektronların hızı sadece  $x$ -doğrultusunda mevcuttur ve  $v_{ox}$  hızı elektronun potansiyel engelini aşabilmesi için gereken minimum hız değeridir. İntegralin çözümü için aşağıdaki değişken değiştirmeleri kullanılabilir.

$$\left( \frac{m_e^* v_x^2}{2kT} \right) = \alpha^2 + \frac{e(V_D - V)}{kT}, \quad \left( \frac{m_e^* v_y^2}{2kT} \right) = \beta^2 \quad \text{ve} \quad \left( \frac{m_e^* v_z^2}{2kT} \right) = \gamma^2 \quad (13)$$

Aynı zamanda engeli geçebilmek için minimum enerji,

$$\frac{1}{2} m_e^* v_{ox}^2 = e(V_D - V) \quad (14)$$

ifadesine eşit olur.  $\alpha$  değeri  $v_x = v_{ox}$  değeri için sıfır olur. Bu durumda,

$$v_x dv_x = \frac{2kT}{m_e^*} \quad (15)$$

elde edilir.

Gerekli denklemler yardımı ile Denklem (4) yeniden düzenlenirse,

$$J_{s \rightarrow m} = 2e \left( \frac{m_e^*}{h} \right)^3 \left( \frac{2kT}{m_e^*} \right)^2 \exp\left(-\frac{e\Phi_n}{kT}\right) \exp\left[\frac{-e(V_D - V)}{kT}\right] \int_0^\infty \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} (-\beta^2) d\beta \int_{-\infty}^{+\infty} (-\gamma^2) d\gamma \quad (16)$$

şeklinde ifade edilir. Bu ifadenin integrali alındığında,

$$J_{s \rightarrow m} = \left( \frac{4\pi e k^2 m_e^*}{h^3} \right) T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \quad (17)$$

sonucuna ulaşılır. Termal denge durumunda, yarıiletken den metale ve metalden yarıiletkene doğru olan akım yoğunlukları birbirine eşittir.

$$J_{s \rightarrow m} = J_{m \rightarrow s} \quad (18)$$

Metalden yarıiletkene giden elektronlar için engel yüksekliği uygulanan voltajla değişmediğinden dolayı akım, uygulanan voltajdan bağımsızdır. Bu durumda akım yoğunluğu,

$$J_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \quad (19)$$

olur ve böylece eklem den akan net akım yoğunluğu bu akımların toplamına eşit olur.

$$J = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (20)$$

$A^*$  ifadesine Richardson sabiti denir ve Richardson sabiti,

$$A^* = \frac{4\pi e k^2 m_e^*}{h^3} \quad (21)$$

ile verilir. Sızıntı akımı olarak da bilinen doyma akım yoğunluğu  $J_o$  ile gösterilir ve  $J_o$  ifadesi,

$$J_o = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \quad (22)$$

olarak kabul edilirse, akım yoğunluğu,

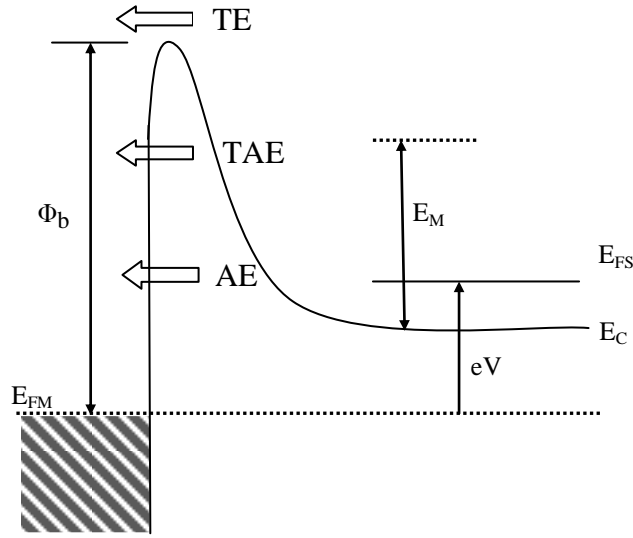
$$J = J_o \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (23)$$

şeklinde düzenlenebilir.

### 1.5. Kuantum Mekanik Tünelleme Teorisi

Metal yarıiletken kontaklarda taşıyıcıların ara yüzeyde oluşan potansiyel engelini aşmadan tünelleme yolu ile karşı tarafa geçmeleri olayına kuantum mekanik tünelleme denir. Tünelleme teorisi, aşırı katkılandırılmış ( $N_a \geq 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) veya çok düşük sıcaklıklara sahip yarıiletkenlerde baskın hale gelmektedir. Her iki durumda metal yarıiletken kontağa ait engel genişliğinde bir daralma meydana gelir. Bundan dolayı taşıyıcıların engel içerisinden geçme ihtimali artar. Fermi seviyesine yakın seviyelerde bulunan düşük sıcaklığa sahip elektronlar potansiyel engelinden tünelleme yolu ile geçerek düz besleme yönündeki akıma katkı sağlarlar. Bu olaya alan emisyonu (AE) denir. Yüksek sıcaklıklarda Fermi seviyesinin üzerindeki enerji seviyelerine uyarılmış elektronlar, daralmış ve alçalmış potansiyel engelini aşmadan önce tünelleme yolu ile metal tarafına geçebilirler. Bu olaya ise termiyonik alan emisyonu (TAE) denir. TE, TAE, AE akım iletim mekanizmaları Şekil 1-5'te düz besleme altında gösterilmiştir.

Schottky engel boyunca tünelleme mekanizması hakkında teorik çalışmalar yürüten Crowell ve Rideout'a göre dejenere ( aşırı katkılandırılmış) yarıiletkenlerde AE baskın rol oynamaktadır. Fakat dejenere durumu daha az olan (orta derecede katkılandırılmış) yarıiletkenlerde ise AE yerine TAE baskın bir hal almaktadır (Crowell ve Rideout, 1969).



Şekil 1-5. Metal n-tipi yarıiletken Schottky diyotlarda TE, AE ve TAE akım iletim mekanizmaları için enerji band diyagramı

TAE'de  $E_m$  enerjisi maksimum katkıya sahiptir ve bu enerji arınma bölgesindeki iletim bandının kenarından ölçülür. Bu değer,

$$E_m = \frac{e V_{bi}}{[\cosh(E_{00}/kT)]^2} \quad (24)$$

Burada  $V_{bi}$  toplam band bükülmesine karşılık gelen voltaj değeridir.  $E_{00}$  karakteristik enerjisi, tünelleme ile termoiyonik emisyon akım mekanizmaları arasındaki bağlı ilişkiyi belirleyen önemli bir tünelleme parametresidir ve

$$E_{00} = \frac{h}{4\pi} \left( \frac{N_d}{m_e^* \epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (25)$$

ile verilir. Burada  $m_e^*$  elektronun etkin kütlesi,  $\epsilon_s$  yarıiletkenin dielektrik sabiti ve  $N_d$  donör konsantrasyonudur.  $E_{00} \gg kT$  halinde AE mekanizması baskındır. Bu durum çoğunlukla düşük sıcaklıklarda görülür. Daha yüksek sıcaklıklarda TAE mekanizmasının diyot akımına katkısı baskın hale gelmeye başlar. Eğer sıcaklık kademeli bir şekilde arttırılmaya devam ederse, elektronların potansiyel engelin üzerinden aşabileceği limit bir değere ulaşır ki bu değerde  $E_{00} \ll kT$  'dir ( Rhoderick ve Williams, 1988). Bu durum

termoionik emisyon-difüzyon teorisiyle ilgilidir. AE ve TAE mekanizmaları için  $I$ - $V$  ilişkisi,

$$I = I_s \exp\left(\frac{eV}{E_0}\right) \quad (26)$$

ile verilir ve burada  $E_0$  aşağıdaki eşitlik ile verilmektedir.

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (27)$$

Alan emisyonu için  $\ln I$ - $V$  eğrisinin eğimi sıcaklıkla değişmemektedir. Yüksek sıcaklıklarda ise ( $E_{00} \ll kT$ ) AE için bu değer  $q/kT$ 'ye eşittir. TAE için ise bu değer  $q/nkT$ 'ye eşit hale gelmektedir. Burada  $n$  idealite faktörü,

$$n = \frac{E_{00}}{kT} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (28)$$

ifadesi ile verilir. İdealite faktörü düşük doping ve yüksek sıcaklık değerlerinde bire yakın bir değer almaktadır. Katkılandırma miktarının artırılması ile veya sıcaklığın düşürülmesi ile idealite faktörü belirgin biçimde artmaktadır (Sze, 1981).

### 1.6. Cheung Fonksiyonları Yardımı ile Schottky Diyot Parametrelerinin Belirlenmesi

Metal yarıiletken Schottky diyotların doğru besleme  $I$ - $V$  karakteristikleri yardımı ile engel yüksekliği, idealite faktörü seri direnç gibi Schottky diyot parametrelerinin belirlenmesinde bir takım farklı metotlar öne sürülmüştür. Doğru besleme altında akım iletim mekanizması düşük voltaj bölgelerinde termoionik emisyon mekanizması ile açıklanmaktadır. Buna ilişkin akım-voltaj bağıntısı Denklem (29) ile verilir.

$$I = I_0 \left[ \exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (29)$$

Burada  $V$  engel tabakası boyunca potansiyel düşmedir. Dışarıdan uygulanan voltajın tümü arınma bölgesinde düşmediğinden Schottky diyot  $I$ - $V$  karakteristikleri ideallikten sapmalar gösterir. Cheung tarafından öne sürülen teoriye göre, ideallikten sapmaları ifade edebilmek için boyutsuz bir  $n$  idealite faktörünü göz önüne alınarak akım yoğunluğunu ifade edilir (Cheung ve Cheung, 1986). Akım yoğunluğu,

$$J = A^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (30)$$

ile verilir. Boyutsuz bir sabit olan idealite faktörü,

$$\frac{1}{n} = 1 - \beta = 1 - \frac{d\Phi_b}{dV} \quad (31)$$

şeklinde yazılabilir. İdealite faktörü, uygulanan gerilimle değişen engel yüksekliğinin bir fonksiyonudur (Mönch, 1995). Denklem (30)'u diyotun etkin alanıyla çarparsak, diyottan geçen toplam akım,

$$I = AxJ = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (32)$$

olur.  $eV \gg kT$  için yukarıdaki eşitlikteki 1 terimi ihmal edilebilir.

Metal-yarıiletken doğrultucu kontaklarda, yarıiletken tarafındaki arınma bölgesinin dışında kalan nötral bölge diyot akımına karşı bir direnç göstermektedir. Bu dirence seri direnç ( $R_s$ ) denir ve büyük gerilim değerlerinde diyottan geçen akımın azalmasına neden olmaktadır. Burada uygulanan  $V$  voltajının  $IR_s$  kadarlık kısmı seri direnç üzerine düşeceğinden, toplam akım,

$$I = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \left[ \exp\left(\frac{e(V - IR_s)}{nkT}\right) \right] \quad (33)$$

olarak ifade edilir. Doyum akım ifadesi,

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\Phi_b}{kT}\right) \quad (34)$$

ile verilmektedir. Bu eşitliğin her iki tarafının logaritması alınıp  $\Phi_b$ 'ye göre çözümlerse,

$$\Phi_b = kT \ln\left(\frac{AA^* T^2}{I_0}\right) \quad (35)$$

elde edilir. Ayrıca  $V > (3kT/e)$  için Denklem (33)'teki seri direnç ihmal edilip her iki tarafın  $\ln$ 'i alınırsa, sadece akım-voltaj karakteristiğinin düz besleme bölgesindeki doğrusal kısmın eğiminden yararlanılarak,  $n$  idealite faktörü aşağıda eşitlik ile verilir.

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (36)$$

Ancak seri direncin hesaba katıldığı anda durum değişmektedir. Bu sebeple Denklem (33)'ün logaritmasını alıp gerekli işlemler sürdürülürse,

$$V = R_s I + n\Phi_b + \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left[\frac{I}{AA^* T^2}\right] \quad (37)$$

eşitliğine ulaşılır. Bulunan bu denklemin  $\ln I$ 'ya göre türevi alınıp düzenlenirse,

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (38)$$

bulunur. Son eşitlikte  $dV/d(\ln I)$ 'nın  $I$ 'ya göre grafiği bir doğru verecektir. Doğrunun eğimi nötral bölgenin direnci olan  $R_s$  'yi vermektedir. Doğrunun  $dV/d(\ln I)$  eksenini kestiği noktadan idealite faktörü hesaplanabilir. Potansiyel engeli bulabilmek için

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln\left[\frac{I}{AA^* T^2}\right] \quad (39)$$

şeklinde bir fonksiyon tanımlanabilir. Denklem (37), Denklem (38) ile birleştirilirse,

$$H(I) = IR_s + n\Phi_b \quad (40)$$

elde edilir.  $H(I)$ 'nin  $I$  ya göre grafiği bir doğru olmaktadır. Bu doğrunun eğiminden  $R_s$  ve doğrunun  $H(I)$  eksenini kestiği noktadan da  $\Phi_b$  engel yüksekliği bulunur.

### 1.7. Norde Fonksiyonları Yöntemiyle Schottky Parametrelerinin Hesaplanması

Schottky parametrelerinin ideallikten sapmalarının bir nedeni de seri dirençtir. Bu yüzden yüksek seri dirence sahip Schottky diyotlarda, idealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç gibi parametrelerin hesaplanabilmesinde yeni yöntemler geliştirildi. Norde tarafından,  $n = 1$  için seri direnci ve engel yüksekliğini tanımlayan bir  $F(V)$  fonksiyonu oluşturuldu. Bu yöntem engel yüksekliğinin ve seri direncin sıcaklıkla değişmediği durumlara uygulanır. Bu nedenle bu yöntemde sadece bir sıcaklıkta  $I-V$  eğrisine ihtiyaç vardır (Norde, 1979). Düz besleme altında termoiyonik emisyon teorisi,  $I-V$  eğrisinin doğrusal bölgesine uygulanmaktadır. Termoiyonik emisyon teorisine göre, düz besleme altında seri dirence bağlı akım ifadesi Denklem (33) ile verilir ve yüksek seri dirence sahip diyotlarda doğrusal bölge aralığında bir daralma görülür ( $kT/e < V < IR_s$ ). Bu durumda  $n$ ,  $R_s$  ve  $\Phi_b$  değerlerini belirlemek güçleşir. Norde tarafından öne sürülen ve  $n = 1$  için seri direnci ve engel yüksekliğini tanımlayan  $F(V)$  fonksiyonu,

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (41)$$

eşitliği ile verilir.

Sato ve Yasamura, Norde tarafından ortaya atılan metodu bir adım ileriye taşıyarak, idealite faktörünün 1'den büyük olduğu ( $1 < n < 2$ ) durumlar için  $\Phi_b$  ve  $R_s$  değerinin hesaplanacağını göstermişlerdir. Bu yöntemde  $\Phi_b$  ve  $R_s$  değerleri sıcaklık ile değişim göstermektedir. Bu yüzden iki farklı  $I-V$  eğrisine ihtiyaç duyulmaktadır (Sato ve Yasamura, 1985).

Denklem (32)'nin  $\ln$ 'i alınıp gerekli işlemler yapıldıktan sonra ( $1 < n < 2$ ) durumu için aşağıdaki fonksiyon kullanılır:



$$F(V) = \left(\frac{n-2}{2n}\right)V + \frac{IR_s}{n} + \Phi_b \quad (42)$$

$R_s = 0$  ideal durumu için  $F(V)$ - $V$  doğrusunun eğimi  $(n - 2/2n)$ 'dir ve doğrunun  $F(V)$  eksenini kestiği noktadan engel yüksekliği hesaplanır. Seri direncin sıfır olmadığı durumlarda  $F(V)$  fonksiyonu aşağıdaki gibi tanımlanır ve bu fonksiyon bir minimumdan geçer:

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2R_s}\right) \quad (43)$$

K.E. Bohlin ise Shottky diyotun  $I$ - $V$  ölçümünden elde edilen  $n$  değerinin  $1 < n < \gamma$  ( $\gamma$  keyfi bir sayı) olması durumunda  $R_s$  ve  $\Phi_b$  değerlerini belirleyen bir Norde fonksiyonu ileri sürmüştür (Bohlin, 1986). Bu fonksiyon şu şekilde tanımlanmaktadır:

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (44)$$

Benzer olarak Denklem (32)'de her iki tarafın  $\ln$ 'i alınırsa,

$$F(V, \gamma) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n}\right)V + \Phi_b + \frac{IR_s}{n} \quad (45)$$

şeklinde  $F(V, \gamma)$  fonksiyonu elde edilir. Seri direncin olmadığı ideal durumda  $F(V, \gamma) - V$  grafiğini, eğimi  $(1/\gamma) - (1/n)$  olan bir doğru olur. Fakat seri direncin varlığında fonksiyon,

$$F(V, \gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I}{R_s AA^*T^2}\right) \quad (46)$$

olur ve  $(\gamma > n)$  şartını sağlayan bütün  $F(V, \gamma)$  fonksiyonları bir minimumdan geçer.  $F(V, \gamma)$  fonksiyonunun  $V$ 'ye göre türevi alınıp sifıra eşitlendiğinde fonksiyonun minimumdan geçtiği nokta tespit edilebilir. Bu durumda,

$$I_{min} = \left( \frac{\gamma - n}{R_s} \right) \frac{e}{kT} \quad (47)$$

minimum noktadaki akım değeri elde edilir. Denklem (47) ve Denklem (45) birleştirildiğinde,

$$F(V_{min}, \gamma) = \left( \frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n} \right) V_{min} + \Phi_b + \frac{(\gamma - n)}{n} \left( \frac{kT}{e} \right) \quad (48)$$

fonksiyonu elde edilir. Sonuç olarak minimum akım ve voltaj değerlerinden yola çıkılarak  $\Phi_b$  ve  $R_s$  değerleri,

$$\Phi_b = F(V_{min}, \gamma) + \left( \frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma} \right) V_{min} - \frac{(\gamma - n)}{n} \left( \frac{kT}{e} \right) \quad (49)$$

$$R_s = \left( \frac{\gamma - n}{I_{min}} \right) \left( \frac{kT}{e} \right) \quad (50)$$

elde edilmektedir.

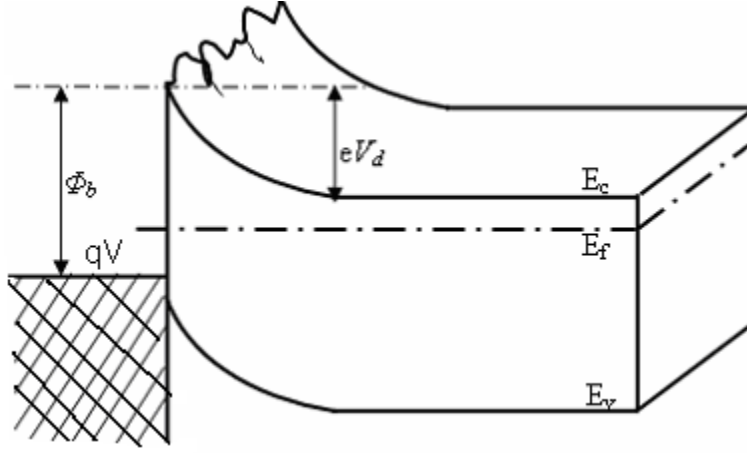
### 1.8. Homojen Olmayan Metal-Yarıiletken Engel Yüksekliğinin Gaussian Modeli ile Analizi

Schottky diyotlarda engel yüksekliği değerinin  $I$ - $V$  ve  $C$ - $V$  ölçüm sonuçlarındaki tutarsızlığı, engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi ve Schottky diyotların ideallikten sapmaları ( $n > 1$ ) birtakım nedenlerden kaynaklanmaktadır. Bunlar:

- i. Metal-yarıiletken arasındaki oksit tabakası
- ii. Metal-yarıiletken ara yüzeyinin pürüzlü olması
- iii. Atomik bozukluklar
- iv. Yarıiletken verici (donor) atomları arasındaki düzensizlikler

şeklinde tanımlanabilir (Werner ve Güttler, 1991). Son yıllarda yapılan araştırmalar sonucunda yukarıda sıralanan sebepler, difüzyon potansiyelinin ve engel yüksekliğinin farklı uzaysal değişim gösterme nedenleri arasında sayılmaktadır. Ayrıca idealite faktörün 1'den büyük değerler alması, bir voltaj uygulandığında uzaysal engel dağılımlarının

deformasyona uğramasından kaynaklanmaktadır. Şekil 1-6'da homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu enerji-band diyagramı görülmektedir..



Şekil 1-6. Homojen olmayan bir Schottky kontağın iki boyutlu enerji bant diyagramı

Schottky diyotların ideal durumdan sapmaları Tekli-Gaussian dağılımı kullanılarak açıklanabilmektedir. Bu dağılıma göre metal-yarıiletken Schottky kontaklarda görünen engel yüksekliği,

$$\Phi_{ap} = \overline{\Phi_b} - \frac{e\sigma_0^2}{2kT} \quad (51)$$

şeklinde tanımlanabilir (Tataroğlu ve Altındal, 2009). Burada  $\sigma_0$  Gaussian dağılımının standard sapması ve  $(\overline{\Phi_b})$  ortalama engel yüksekliğidir.  $\sigma_0$  değeri genellikle küçüktür ve ihmal edilebilir (Zhu vd., 2000).

Gaussian dağılımına göre sıcaklığa bağlı idealite faktörü ( $n_{ap}$ ) ifadesi,

$$\left( \frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{e\rho_3}{2kT} \quad (52)$$

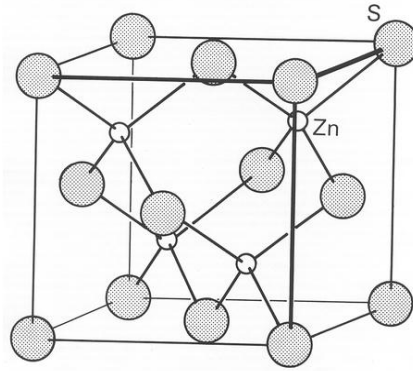
ile verilir. Burada  $\rho_2$  ve  $\rho_3$ , engel yükseklik dağılımının voltaj değişimlerini nicel olarak tanımlayan, sıcaklığa bağlı, voltaj katsayılarıdır. Denklem (22) ve Denklem (51) kullanılarak,

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2 \sigma_0^2}{2k^2 T^2}\right) = \ln(AA^{**}) - \frac{e \overline{\Phi}_b}{kT} \quad (53)$$

eşitliği elde edilir. Bu ifade de  $A^{**}$  modifiye Richardson sabitidir.

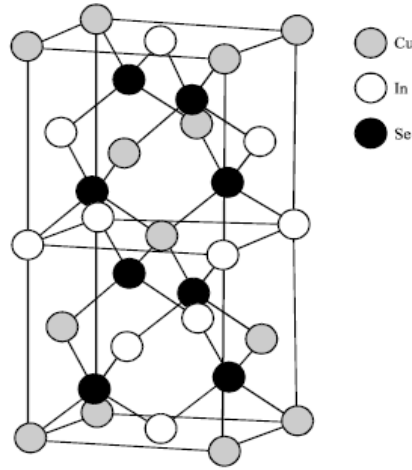
### 1.9. CuInSe<sub>2</sub>'nin Kristal Yapısı

CIS yarıiletkeni kalkopirit yapıda kristalleşmektedir. Kalkopirit kristal yapısı, çinko sülfür veya elmas kristal yapısına benzer. Şekil 1-7'de gösterilen çinko sülfür yapısı, elmas yapıdaki cisim köşegen uzunluğunun 1/4'ü kadar ötelenmiş koordinatlarda yer alan iki yüzey merkezli yapının birinde Zn diğerinde S atomlarının yerleşmesiyle oluşur (URL-1, 2012).



Şekil 1-7. ZnS'nin kristal yapısı

CIS kristal yapısı ise çinko sülfür yapısındaki çinko atomları yerine selenyum, kükürt atomları yerine de indiyum ve bakır atomlarının yerleşmesi sonucu oluşur. CIS kristal yapısı Şekil 1-8'de gösterildi (URL-2, 2012). Şekilden de görüldüğü gibi her Se atomu iki tane In ve iki tane Cu atomu tarafından çevrelenmektedir. Kalkopirit yapı, iç içe girmiş iki çinko sülfür yapısı gibidir ve bu örgülerin her birinde Cu ve In atomlarının (katyon) ve Se atomlarının (anyon) dizilişi görülmektedir (Özkan, 1998).

Şekil 1-8. CuInSe<sub>2</sub> kristal yapısı

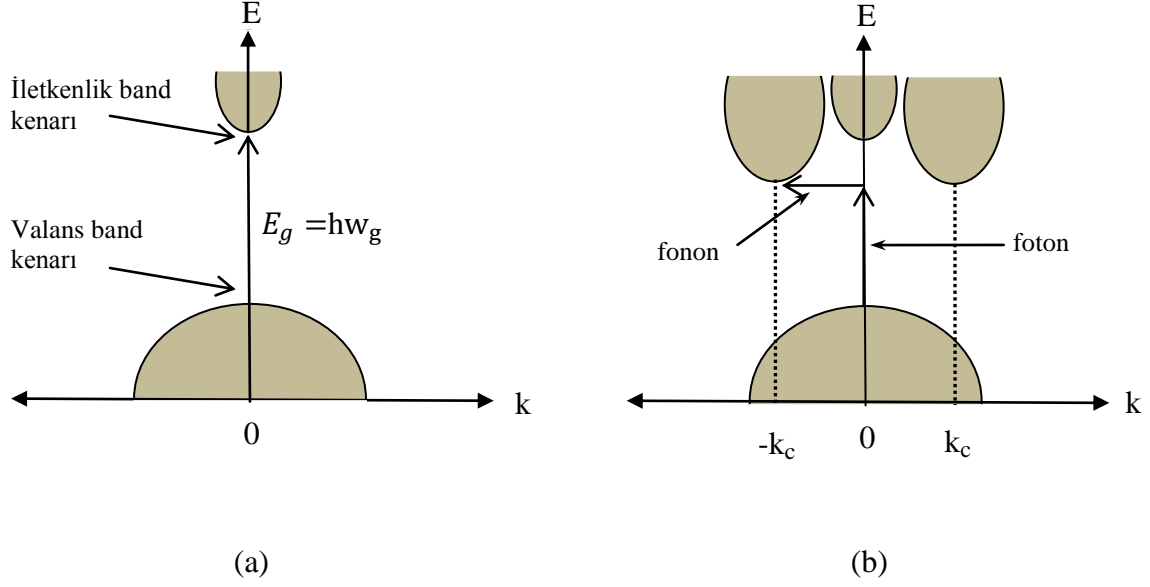
### 1.10. CuInSe<sub>2</sub> 'nin Optik Özellikleri

Elektromanyetik ışınma altında yarıiletken malzemeler fotonları soğurmaktadır. Bir elektron, gelen ışın demetinden bir fotonu soğurur ve valans bandından iletim bandına geçer. Fotonun enerjisi, band aralığına eşit veya daha büyük olmalıdır. Soğurmanın başladığı andaki foton enerjileri yarıiletken enerji aralığının bir ölçüsüdür. Aynı zamanda optik ölçümler enerji aralığının doğrudan veya dolaylı olup olmadığını da belirler (Hook ve Hall, 1999). Değerlik bandının maksimumu ile iletkenlik bandının minimumu aynı  $k$  değerinde olduğu durumda gözlenen geçişlere doğrudan geçiş denir ve doğrudan (direkt) band aralıklı yarıiletkenlerde sadece bir başlangıç enerjisi görülür. Doğrudan geçişte yasak enerji aralığı  $E_g = \hbar\omega_g$  ile belirlenir. Şekil 1-9 (a)'da gösterilen  $\omega_g$  eşik frekansdır. Dolaylı geçiş durumunda yasak enerji aralığı tayini, fotonun geçişi (elektronun fotonu soğurması) sırasında sadece dalga vektörü korunumu ile sağlanamaz. Çünkü fotonun soğurulması ile oluşan elektron-delik çiftleri arasında  $k_c$  kadarlık büyük bir dalga vektörü farkı vardır. Örgü titreşimlerinin enerji paketleri, fononlar, kristal içerisinde momentum kaynağıdır. Ortaya çıkan büyük fark, elektronun eşzamanlı olarak bir fotonu soğurması ve bir fononu yayınlaması ile ortadan kalkar. Bu süreçte dalga vektörü  $k_f$  ve frekansı  $\nu$  olan bir fononun katılımıyla dolaylı geçiş gerçekleşir (Şekil 1-9 b). Momentum ve enerji korunum yasaları,

$$\vec{k} = \vec{k}_c + \vec{k}_f \approx 0 \quad (54)$$

$$\hbar\omega = E_g \pm \hbar\nu \quad (55)$$

denklemleri ile verilir.



Şekil 1-9. (a) Doğrudan geçiş (b) Dolaylı geçiş

IB-III A-VIA grubu bileşiklerinden oluşan,  $\text{CuInSe}_2$  yarıiletkeni direkt band geçişli bir malzemedir. Doğrudan geçişe sahip yarıiletken malzemeler için soğurma katsayısı,

$$\alpha h\nu = A(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (56)$$

ile verilir. Burada  $A$  bir sabit ve  $E_g$  yasak enerji aralığıdır.  $(\alpha h\nu)^2$ 'nin  $h\nu$ 'ye göre grafiği lineer bir değişim gösterir ve  $h\nu$  eksenini kestiği nokta yardımıyla yasak enerji aralığı bulunur.

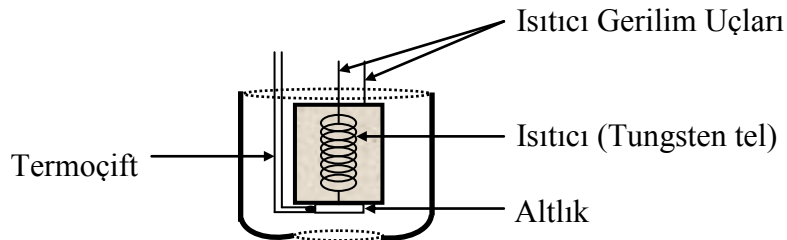
## 2. DENEYSEL ÇALIŞMALAR

### 2.1. CuInSe<sub>2</sub> Malzemesinin Üretilmesi

Bu çalışmada kullanılan CuInSe<sub>2</sub> bileşiği %99,999 saflıkta Cu, In ve Se elementleri kullanılarak hazırlandı. Belirli oranlarda tartılan karışım kapalı bir kuvars borunun içerisine yerleştirildi. Bu malzeme borunun (kuvars ampul) içerisine yerleştirilirken malzemenin toplam hacminin yaklaşık olarak iki katı kadar boş hacim bırakılmasına dikkat edildi. Buna, indiyum ve selenyum arasında ekzotermik reaksiyon ve yüksek Se basıncı nedeniyle patlama meydana gelebileceğinden ihtiyaç duyuldu. Daha sonra, yaklaşık 10<sup>-2</sup> torr'luk vakuma ulaşıldı ve oksijen alevi yardımıyla borunun açık olan diğer ucu da kapatıldı. Bu kuvars ampul, fırına konularak 200 °C'a kadar ısıtıldı ve bu sıcaklıkta 8 saat bekletildi. Daha sonra fırın yavaşça 1200 °C'ye çıkarılarak, bu sıcaklıkta 15 saat bekletildi. Fırın kapatıldı ve oda sıcaklığına kadar soğuduktan sonra kuvars ampul kırılarak içerisindeki malzeme alındı. X-ışınları kırınım analizinden malzemenin CIS polikristali olduğu belirlendi (Özkan, 1998).

### 2.2. Altlık ve Altlık Isıtma Sistemi

Altlık olarak kalınlığı 3 mm ve alanı yaklaşık 15x7,5mm olan cam ve molibden kaplanmış cam altlıklar kullanıldı. Altlıklar alkolle temizlendikten sonra, alüminyum folyodan maske yapıldı. Hazırlanan altlıklar, Şekil 2-1'de şematik olarak gösterilmiş olan fırının üzerine bağlandı. Altlık sıcaklığını belirlemek için kromel-alumel termoçift kabloları kullanıldı (Özkan, 1998).



Şekil 2-1. CuInSe<sub>2</sub> ince filminin hazırlanmasında kullanılan fırın düzeneği

### 2.3. CuInSe<sub>2</sub> İnce Filmlerinin Üretimi

Genel olarak ince film üretim yöntemleri ikiye ayrılır. Bunlar, fiziksel yöntemler ve kimyasal çökeltme yöntemleridir. CIS ince film üretiminde genellikle fiziksel yöntemler kullanılmaktadır. Bunlar arasında sık kullanılanlar; tek kaynaktan buharlaştırma, aniden buharlaştırma, üç kaynaktan buharlaştırma, lazerle buharlaştırma ve selenleştirme gibi yöntemler olarak verilebilir. Selenleştirme yöntemiyle elde edilmiş filmlerde stokiometrinin önemli ölçüde korunduğu gözlenmiştir. Bu nedenle, tez kapsamında selenleştirme yöntemi kullanılarak CIS ince filmleri üretildi.

Isıl buharlaştırma tekniği kullanılarak, Mo kaplı cam altlıklar üzerine CIS ince filmlerinin üretilmesi, Şekil 2-2' de gösterilen Varian NRC 840 (difüzyon pompası) vakum düzeneğinde gerçekleştirildi.



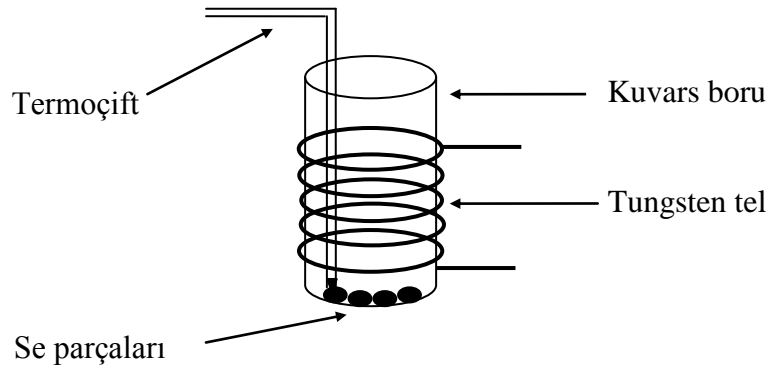
Şekil 2-2. Varian NRC 840 vakum sistemi



#### 2.4. Selenleştirme Yöntemi ile CuInSe<sub>2</sub> İnce Filmlerinin Üretilmesi

İlk olarak, ısıl yöntem ile ince film üretmek için 0,1gr CIS polikristal malzemesi tartılarak Mo kayıkçık içerisinde yerleştirildi. Kayıkçık ve altlığın bulunduğu fırın sistemi vakum düzeneğinin içerisine, aralarında 10 cm mesafe olacak şekilde yerleştirildi. Vakum sisteminin  $1 \times 10^{-5}$  torr'luk vakum değerini göstermesinin ardından altlıklar ısıtılmaya başlatıldı. Altlıkların sıcaklığı  $500 \text{ }^\circ\text{C}$ 'ye ulaştığında buharlaştırma işlemine geçildi. Buharlaştırma bittikten sonra altlıklar soğumaya bırakıldı. Fırın oda sıcaklığına düştükten sonra sistem atmosfer basıncına açıldı.

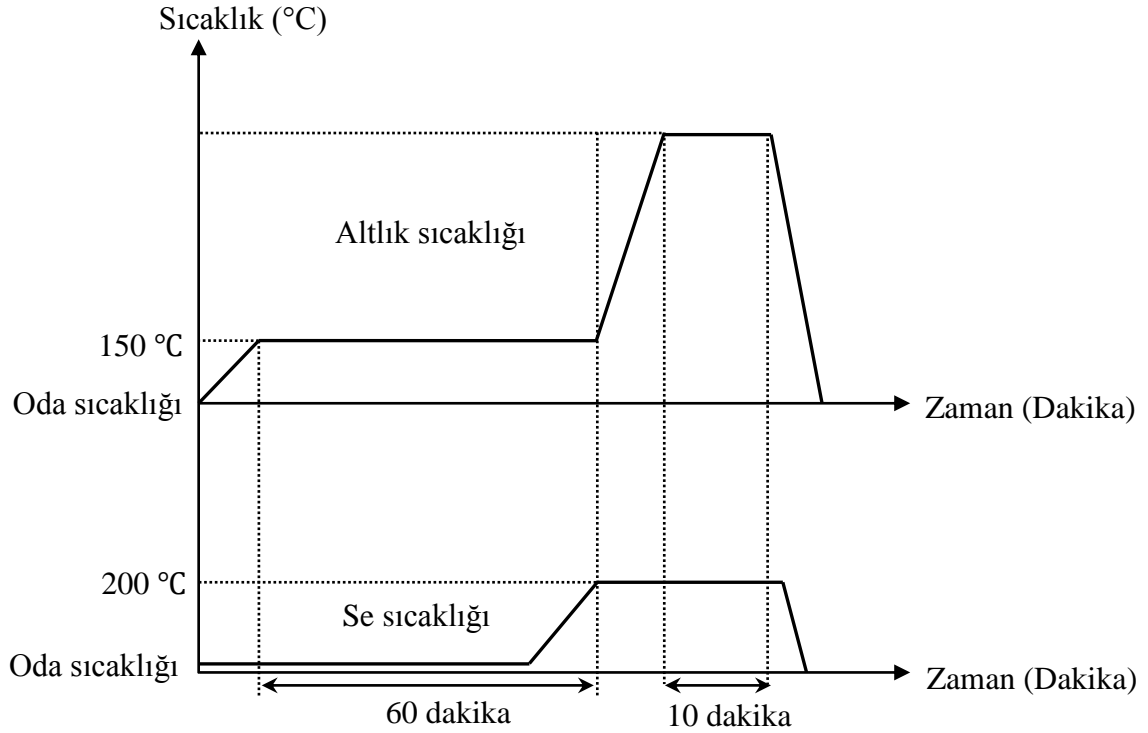
CIS ince filminin 0,1 gramı göz önüne alınarak stokiometrik oranda tartılan 0,034gr In, Mo kayıkçık içerisinde konuldu ve vakum düzeneği çalıştırıldı. Vakum  $1 \times 10^{-5}$  torr değerine ulaştığında, altlıklar ısıtılmadan oda sıcaklığında buharlaştırılma yapıldı. Sistem, oda sıcaklığına düştükten sonra atmosfer basıncına açıldı. Aynı ısıl buharlaştırma işlemi, stokiometrik oranda tartılan 0,018 gr metalik Cu kullanılarak yapıldı. Daha sonra Mo kayıkçık çıkarılarak yerine Şekil 2-3'te şematik olarak gösterilen ısıtıcı yerleştirildi. Isıtıcı içerisine yaklaşık 0,1 gr Se parçacıkları ve Se sıcaklığını tespit etmek için kromel-alumel termocuift konuldu.



Şekil 2-3. Selenyum buharlaştırmak için hazırlanan ısıtıcı

Vakum sistemi tekrar çalıştırıldı ve vakumun  $1 \times 10^{-5}$  torr değerine ulaşmasından sonra fırın altlığı ısıtılmaya başlatıldı. CIS ince filminin, indiyumun erime sıcaklığına ulaşmadan önce karşılıklı difüzyonu sağlamak için Şekil 2-4'teki sıcaklık-zaman ilişkisi göz önüne alınarak selenleştirme gerçekleştirildi. Altlık sıcaklığı  $150 \text{ }^\circ\text{C}$ 'ye çıkartılıp bu sıcaklıkta 60 dakika kalması sağlandı. Bu zaman diliminin sonlarına doğru (45. dakikadan

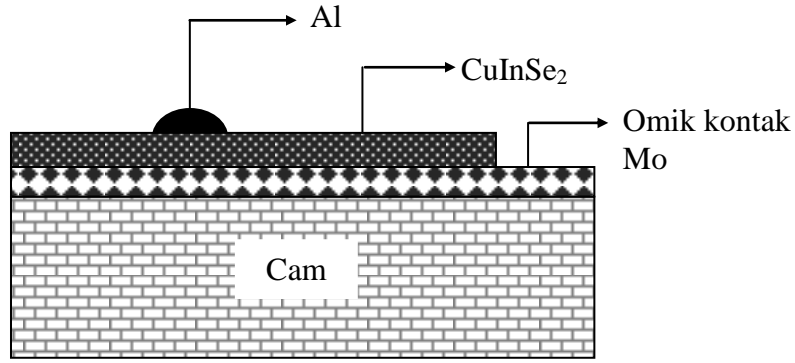
sonrası) Se ısıtıcısı açıldı ve ısıtıcı, selenyumun buharlaşmaya başladığı sıcaklık olan 200 °C'ye yükseltildi. Daha sonra altlık sıcaklığı doğrudan selenleştirme sıcaklığına ( $T_{Se}=450$  °C) yükseltildi. Bu sıcaklıkta filmler 10 dakika Se ortamında bekletildi. Süre sonunda altlık ve Se ısıtıcısına uygulanan gerilimler kesilerek üretilen filmlerin oda sıcaklığına soğuması beklendi (Özkan, 1998).



Şekil 2-4. Altlık ve Se ısıtıcısının sıcaklık-zaman ilişkisi

## 2.5. Metal-Yarıiletken Yapıların Hazırlanması

Schottky kontağı elde etmek için filmin  $\text{CuInSe}_2$  kaplanmış yüzeyine alüminyum buharlaştırılarak  $\text{Mo/CuInSe}_2/\text{Al}$  yapısı elde edildi. Alüminyumun Schottky kontak alanı  $7,8 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ 'dir. Buharlaştırma işlemi  $10^{-5}$  torr'luk basınç altında gerçekleştirildi.  $\text{Mo/CuInSe}_2/\text{Al}$  yapısının şematik gösterimi Şekil 2-5'te verildi.



Şekil 2-5. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al yapısının şematik gösterimi

## 2.6. X-Işını Kırınım Analizi

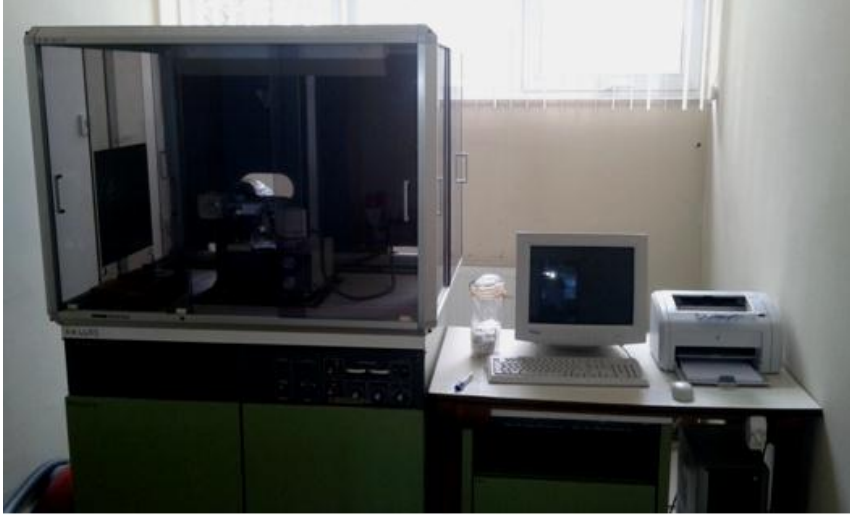
Mo kaplı cam altlıklar üzerine büyütülen CIS ince filmlerinin yapısal özellikleri hakkında bilgi edinmek için X-ışını kırınım analizinden yararlanıldı. İnce filmlerin X-ışını kırınım analizi, Şekil 2-6 ile gösterilen Rigaku D/Max-III C difraktometresinde, CuK<sub>α</sub> ( $\lambda=1,54059 \text{ \AA}$ ) ışınımı kullanılarak yapıldı. Ölçümler, oda sıcaklığında,  $10^\circ \leq 2\theta \leq 70^\circ$  aralığında 0,02'lik adımlarla alındı.

Kalkopirit yapılı CIS kristallerinde  $a$  ve  $c$  örgü parametreleri,

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2 + k^2}{a^2} + \frac{l^2}{c^2} \quad (57)$$

bağıntısından yararlanılarak bulundu. Burada  $d$  düzlemler arası mesafe ve  $(h,k,l)$  yüzeyin Miller indisleridir. CIS kristali için  $a = b$  ve  $c \cong 2a$ 'dır ve Denklem (57) aşağıdaki gibi yeniden tanımlanabilir.

$$\frac{1}{d^2} = \frac{h^2 + k^2}{a^2} + \frac{l^2}{4a^2} \quad (58)$$



Şekil 2-6. Rigaku D/Max-IIIC X-ışını difraktometresi

### 2.7. Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Enerji Dağılımı X-ışını Spektrometresi (EDS) Analizi

Üretilen CIS ince filmleri yüzey şekilleri hakkında bilgi edinmek için Şekil 2-7’de gösterilen ZEISS EVO LS 10 taramalı elektron mikroskobu kullanıldı. CIS ince filmlerin atomik konsantrasyonlarının analizi ise SEM cihazına bağlı BRUKER marka enerji dağılımı X-ışını spektrometresi cihazı ile yapıldı.



Şekil 2-7. Taramalı elektron mikroskobu ve enerji dağılımı X-ışını spektroskopisi

## 2.8. Optik Ölçümlerin İncelenmesi

CuInSe<sub>2</sub> ince filmin yasak enerji aralığı geçirgenlik ve yansımaya eğrileri yardımı ile belirlendi. Örneklerin, oda sıcaklığında 400 nm-2000 nm dalga boyu aralığında geçirgenlik ve yansımaya ölçümleri alındı. CIS ince filmin optik ölçümleri Şekil 2-8'de verilen Shimadzu 1650PC UV Vis spektrofotometresi ile yapıldı ve yasak enerji aralığını belirlemek için geçirgenlik ve yansımaya ölçümleri kullanılarak soğurma katsayısı,

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left[ \frac{(1 - R)^2}{T} \right] \quad (59)$$

eşitliği ile hesaplandı. Daha sonra  $(\alpha h\nu)^2$ 'nin foton enerjisine göre grafiği çizildi. Bu grafiğin doğrusal kısmı uzatılarak enerji eksenini kestiği nokta belirlendi ve CIS ince filminin yasak enerji aralığı bulundu.

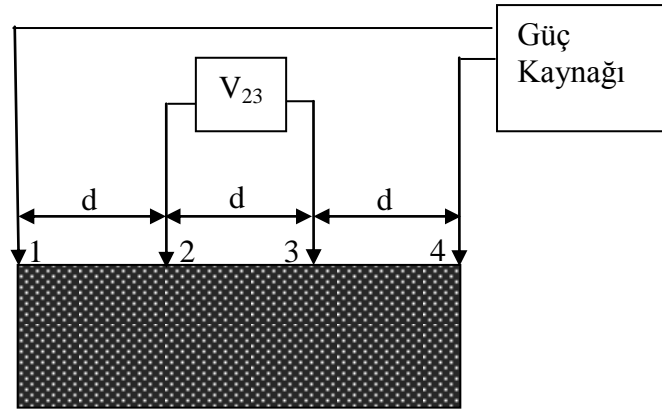


Şekil 2-8. Shimadzu 1650PC UV-Visible spektrofotometresi

## 2.9. Elektriksel Özelliklerin İncelenmesi

Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al yapısının doğru ve ters besleme *I-V* karakteristikleri geniş sıcaklık aralığında (100-300 K) 25 K'lık adımlarla ölçüldü. Akım-gerilim ölçümlerinde bilgisayar kontrollü, Keithley 2400 akım kaynağı cihazı kullanıldı. Sıcaklık kontrolü kromel-alumel termoçifti ile yapıldı.

CIS ince filmlerin elektriksel özelliklerini belirlemek için oda sıcaklığında özdirenç ölçümü yapıldı. Özdirenç ölçümü için dört nokta kontak yöntemi kullanıldı. Bu yöntem, özdirenç ölçümlerinde en çok kullanılan yöntemdir. Bu yöntemi kullanmak için malzemenin en az bir yüzeyi düzlemsel olmalı ve bu düzlemsel yüzeyin alanı kontak alanından büyük olmalıdır. Bu nedenle, küçük alanlı ve aralarında *d* mesafesi bulunan dört kontak, en/boy oranı 1/3 olacak şekilde kesilen cam üzerine buharlaştırılan CIS ince filmin düzlemsel yüzeyine konuldu. Şekil 2-9'da dört nokta kontak yöntemiyle özdirenç ölçümü devresi şematik olarak gösterildi.



Şekil 2-9. Dört nokta kontak yöntemiyle özdirenç ölçümü devresi

Birbirinden eşit uzaklıkta yerleştirilen kontak sisteminde 1 ve 4 numaralı dış kontaklardan akım geçirilir, 2 ve 3 numaralı iç kontaklardan voltaj ölçülür. CIS filminin özdirenci,

$$\rho = \frac{\pi d V_{23}}{\ln 2 I_{14}} \quad (60)$$

ile hesaplandı.

### 2.10. Hall Katsayısı Ölçümü

İki-aşamalı büyütme yöntemiyle üretilen CIS ince filmlerin taşıyıcı konsantrasyonları Hall ölçümü ile belirlendi. Akım kaynağı olarak Keithley 2400, voltaj değerlerini ölçmek için Keitley 199 cihazları kullanıldı.

Şekil 2-10'da görüldüğü gibi, yarıiletken bir malzemedan, uygulanan manyetik alana dik bir akım geçirildiğinde, hem manyetik hem de elektrik alana dik olacak şekilde bir Hall alanı dolayısıyla Hall voltajı meydana gelir. Hall voltajı,

$$V_H = E_H a \quad (61)$$

ile verilir ve gerekli eşitlikler göz önüne alınırsa,

$$V_H = R_H \frac{IB}{b} \quad (62)$$

sonucu elde edilir. Burada n-tipi yarıiletken için,

$$R_H = -\frac{1}{ne} \quad (63)$$

ile verilir. p-tipi yarıiletken için ise aşağıdaki denklem geçerlidir:

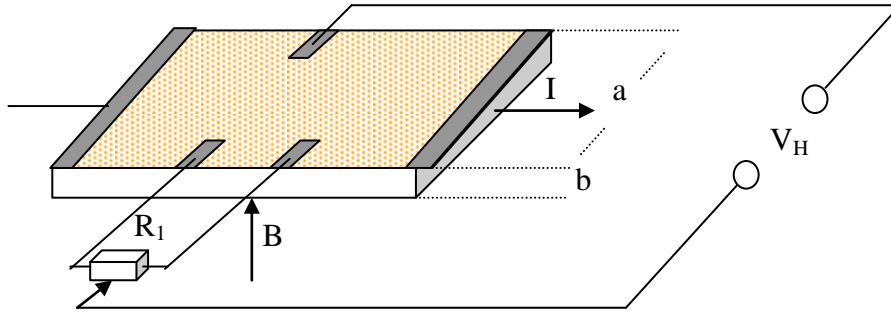
$$R_H = +\frac{1}{ne} \quad (64)$$

Hall voltajının ölçüldüğü kontaklar arasında parazit gerilimler meydana gelmektedir. Temelde parazit gerilimlerin nedeni, ölçüm alınan kontakların eş potansiyele sahip olmamasından kaynaklanır. Parazit gerilimleri ortadan kaldırmak için değişken direnç kullanılır. Değişken direnç alt ve üst kenarlar arasındaki potansiyel farkını sıfırlamaktadır. Ayrıca numunenin homojen olmaması, numuneden geçirilen elektrik akımının ve numuneye uygulanan manyetik alanın yönü, parazit gerilimin oluşma nedenleri arasında

gösterilir. Parazit gerilimin etkisini ortadan kaldırmak için akımın ve manyetik alanın yönü değiştirilerek ortalama bir Hall voltajı belirlenir. Bilgisayar kontrollü yapılan ölçümlerde Hall voltajını belirlemek için,

$$V_H = \frac{1}{4} [V_H(+I, +B) + V_H(-I, +B) + V_H(+I, -B) + V_H(-I, -B)] \quad (65)$$

denklemini kullanıldı.



Şekil 2-10. Yarıiletken numunelere, elektrik ve manyetik alanların yönlerine bağlı olarak Hall voltajı ölçümü için yapılan kontaklar

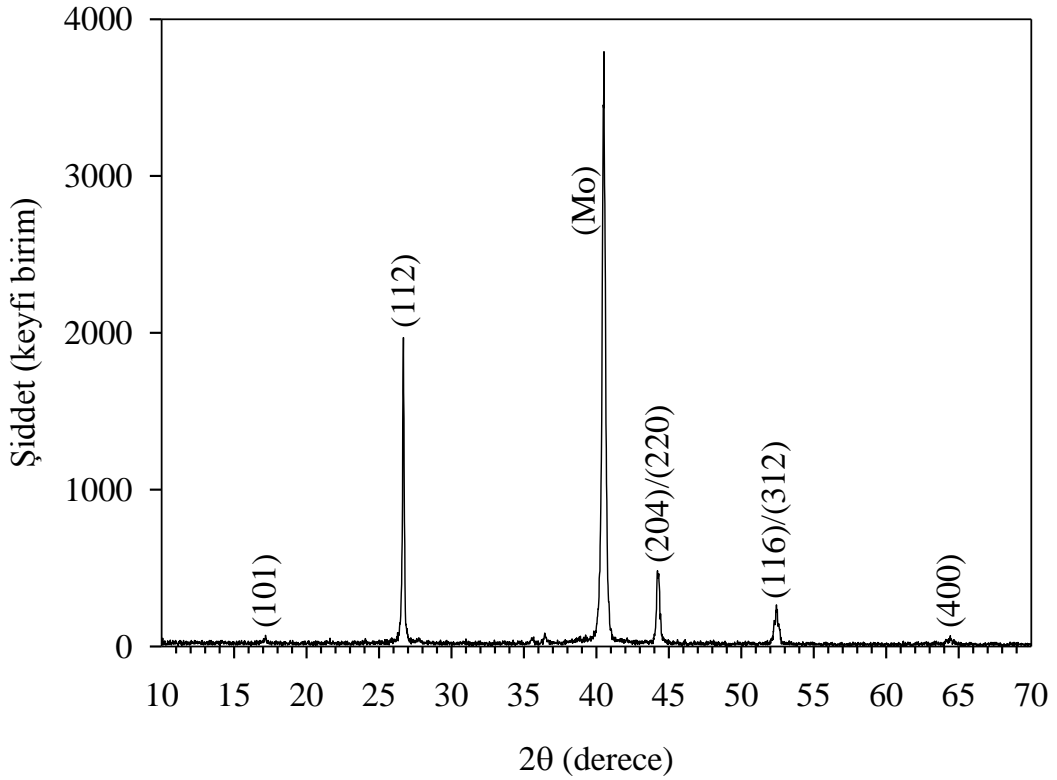


### 3. BULGULAR VE TARTIŞMA

#### 3.1. CuInSe<sub>2</sub> İnce Filminin X-Işınları Kırınım Deseninın İncelenmesi

Mo kaplı cam altlık üzerine iki-aşamalı büyütme yöntemi ile büyütülen CuInSe<sub>2</sub> ince filminin X-ışını kırınım deseni Şekil 3-1' de verildi. CIS ince filmlerin (112) doğrultusunda kalkopirit yapıda büyüdüğü görüldü. CIS filmine ait diğer karakteristik pikleri (220)/(204) ve (116)/(312) doğrultularında tespit edildi. Bu karakteristik pikler literatürde en fazla yer bulan piklerdir (Çelik vd., 2009; Martinez ve Guille'n, 2001). Bunlara ek olarak (101) ve (400) doğrultularında çok zayıf pikler görüldü. Ayrıca geri kontak olarak kullanılan metalik molibdene ait (110) doğrultulu pik tespit edildi. Kırınım deseninde In-Se ve Cu-Se gibi istenmeyen fazlara ait piklere rastlanmadı.

XRD kırınım deseninde (112) pikinin şiddetinin (220/204) pik şiddetine oranı 4,2 olarak bulundu. Denklem (57) kullanılarak, ince filminin örgü parametreleri *a* ve *c* sırasıyla 0,577 ve 1,161 nm olarak hesaplandı.



Şekil 3-1. CuInSe<sub>2</sub> ince filmin X-ışını kırınım deseni

İnce filmlerin tane (kristal) boyutu (Bandaranayake vd., 1995),

$$D = \frac{0,94\lambda}{\beta \cos \theta} \quad (66)$$

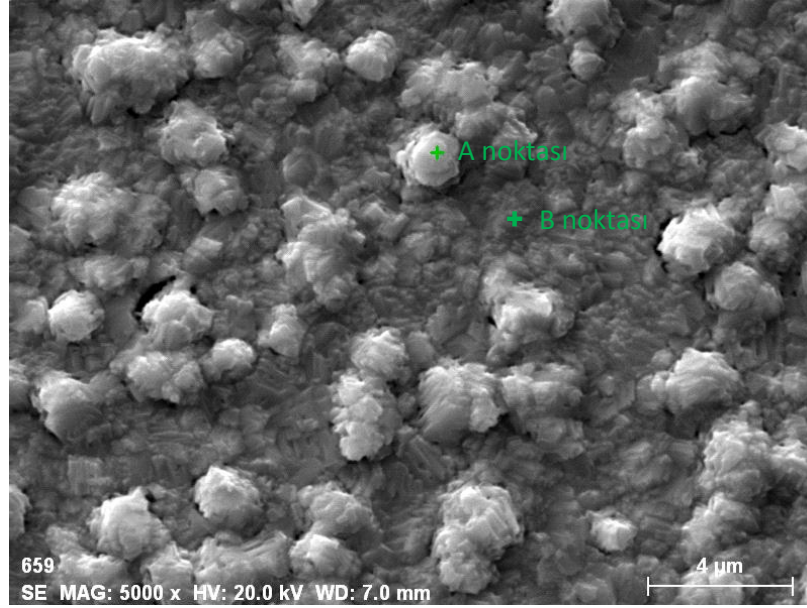
Scherrer formülü ile hesaplandı. Burada  $D$  kristal boyutu,  $\beta$  yarı-maksimumdaki tam genişlik,  $\theta$  kırınım açısı ve  $\lambda$  kullanılan X-ışını dalga boyudur. Bu denklem ile hesaplanan kristal boyutu 59 nm olarak bulundu. Ayrıca  $\delta$ , dislokasyon yoğunluğu,

$$\delta = \frac{1}{D^2} \quad (67)$$

denklemini yardımıyla  $2,87 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$  olarak bulundu.

### 3.2. CuInSe<sub>2</sub> İnce Filminin Yüzey Fotoğraflarının İncelenmesi (SEM) ve Enerji Dağılım X-ışını Spektrum (EDS) Analizi

İki-aşamalı büyütme yöntemi ile molibden kaplı cam altlık üzerine büyütülen p-tipi CIS ince filminin yüzey fotoğrafı Şekil 3-2'de verildi. Yüzey fotoğrafından yüzeyin homojen olmadığı görüldü ve tane sınırlarının belirsiz olması sonucu tane büyüklükleri hakkında bilgi edinilemedi. Ayrıca, CIS ince filmin Mo altlık üzerinde pürüzlü olarak büyümesi sonucu yüzeyin tamamında çıkıntılı bölgeler oluştu. Çıkıntılı bölgeler ara bölgelere göre daha parlak olarak görülmektedir. CIS film elementlerinin atomik konsantrasyon dağılımını belirlemek için hem çıkıntılı bölgelerde (A noktası) hem de ara bölgelerde (B noktası) EDS ölçümleri yapıldı ve ölçüm sonuçları Tablo-1 ile verildi. Pürüzlü ve ara bölgede alınan EDS ölçümlerinde, atomik konsantrasyon oranları (Cu/In) sırasıyla 1,32 ve 1,02 olarak bulundu. Bu sonuca göre pürüzlü bölgenin ara bölgeye kıyasla Cu zengini olduğu görüldü. Tablo-1'de EDS sonuçlarına göre, CIS filminde stokiometrinin hemen hemen korunduğu görüldü.



Şekil 3-2. CuInSe<sub>2</sub> ince filminin yüzey fotoğrafı (SEM)

Tablo 3-1. CuInSe<sub>2</sub> ince filmin elementlerin atomik konsantrasyon dağılımı ve oranları

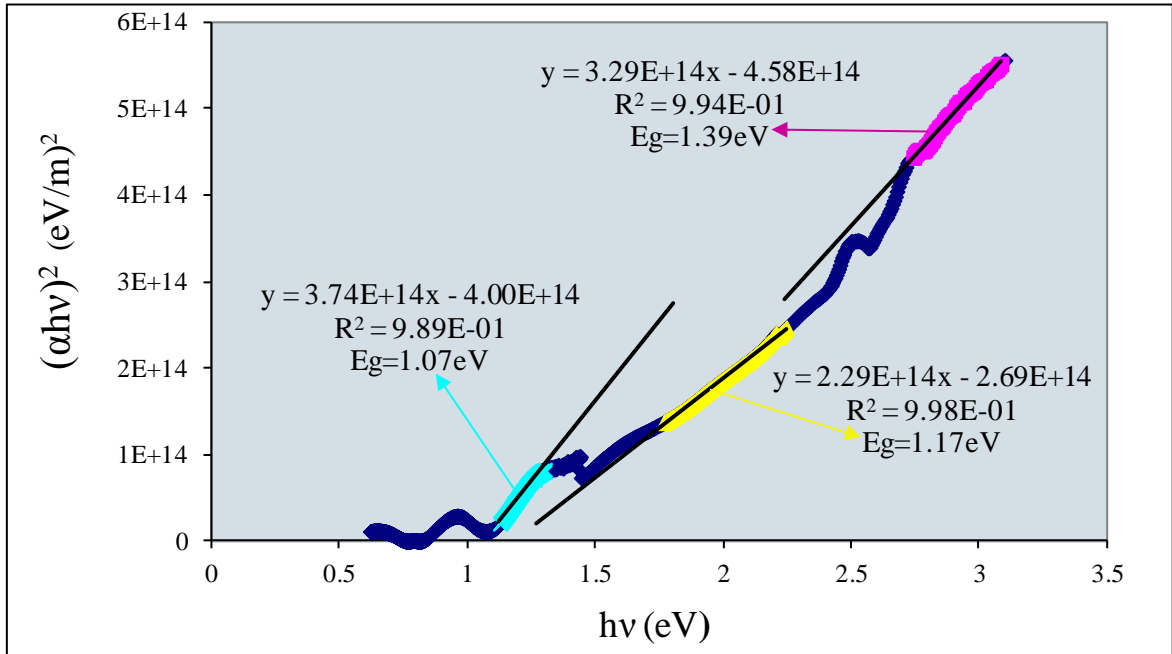
Atomik konsantrasyon (%) ve oran	A noktası	B noktası
Cu	28.36	24.86
In	21.40	24.30
Se	50.24	50.83
Cu/In	1.32	1.02
(Cu+In)/Se	0.99	0.97

### 3.3. CuInSe<sub>2</sub> İnce Filminin Optik Özelliklerinin İncelenmesi

Şekil 3-3, CIS ince filminin  $(\alpha hv)^2$  'nin  $(hv)$ 'ye göre değişimini göstermektedir. Lineer kısımların  $hv$  eksenini kestiği nokta aracılığıyla yasak enerji aralığı belirlendi. Şekil 3-3'te görüldüğü gibi, üç tane lineer bölgeye karşılık üç farklı yasak enerji aralığı tespit edildi. Bunlar,  $E_{g1}$ ,  $E_{g2}$  ve  $E_{g3}$  olarak adlandırıldı ve bunlara karşılık gelen enerji değerleri sırasıyla 1,07, 1,17 ve 1,39 eV olarak bulundu. I-III-VI<sub>2</sub> grubu yarıiletken bileşiklerin kristal yapısı II-VI grubu yarıiletken bileşiklerin kristal yapısına benzemesine rağmen, çinko-sülfür yapıları ile kıyaslandığında kalkopirit yapılarının valans bandının en üst seviyesi farklılık gösterir (Bacaksız vd., 2007).

Kalkopirit bileşiklerinde valans bandının yarılması, tetragonal örgü alanı ve spin-orbit etkileşmesi ile ilişkilidir. Bunun nedeni, kalkopirit kristal örgüsündeki tetragonal deformasyonun etkisi ile valans banttaki p-d hibritleşmesinden kaynaklanır. Enerji aralıkları aşağıdaki şekilde açıklanabilir (Kindyak vd., 1997); Firoz Hasan vd., 1999):

- $E_{g1}$  yasak enerjisi 0,99-1,68 eV aralığında olan geçişler, valans bandında-iletim bandına ( $\Gamma_7^v - \Gamma_6^c$ ) geçişe karşılık gelir.
- $E_{g2}$  yasak enerjisi 1,04-1,78 eV aralığında olan geçişler, tetragonal örgü alanı nedeni ile valans bandı yarılması sonucu oluşan geçişlere atfedilir ( $\Gamma_6^v - \Gamma_7^c$ ).
- $E_{g3}$  yasak enerjisi 1,22-1,98 eV aralığında olan geçişler, valans bandının spin-orbit etkileşmesi ile ilişkilidir ( $\Gamma_7^v - \Gamma_6^c$ ).



Şekil 3-3. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al yapısında  $(\alpha hv)^2$ 'nin foton enerjisine göre değişimi

### 3.4. CuInSe<sub>2</sub> İnce Filminin Elektriksel Özelliklerinin İncelenmesi

CIS ince filminin taşıyıcı yoğunluğu  $4,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  olarak Hall ölçümü ile bulundu. Ayrıca, CIS filmlerin iletkenlik tipinin Hall ölçümü ve sıcak uç yöntemi ile p-tipi olduğu belirlendi (Shah vd., 2009). Dört nokta kontak yöntemi ile CIS filmlerin öz direnci  $10^2 \Omega \cdot \text{cm}$  olarak bulundu. CIS ince filminin elektriksel özellikleri, Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al Schottky yapısının ileri ve geri besleme  $I-V$  karakteristikleri kullanılarak incelendi. 100-300 K aralığında 25 K'lık adımlarla  $I-V$  ölçümleri alındı ve verilerin incelenmesi ile akım mekanizmaları tartışıldı. Şekil 3-4'te Schottky yapısının yarı-logaritmik  $I-V$  eğrileri farklı sıcaklıklar için verildi. Ayrıca Şekil 3-4'te, 300 K için  $I-V$  eğrisi de verildi.

Temiyonik emisyon teorisine göre, ileri beslemede ideal olmayan durumlar için ( $n > 1$ ) Schottky diyotlarının  $I-V$  bağıntısı modifiye edilmiş olarak (Donoval vd., 1991),

$$I = I_0 \left[ \exp \left( \frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right) \right] \left\{ 1 - \exp \left[ \frac{q(V - IR_s)}{kT} \right] \right\} \quad (68 a)$$

verilir. Burada  $I_0$  ters besleme doyma akımı,  $IR_s$  ise seri direnç üzerindeki voltaj düşümüdür. İdeal durumlardan sapmaları ifade edebilmek için  $n$  idealite faktörü hesaba katılır.

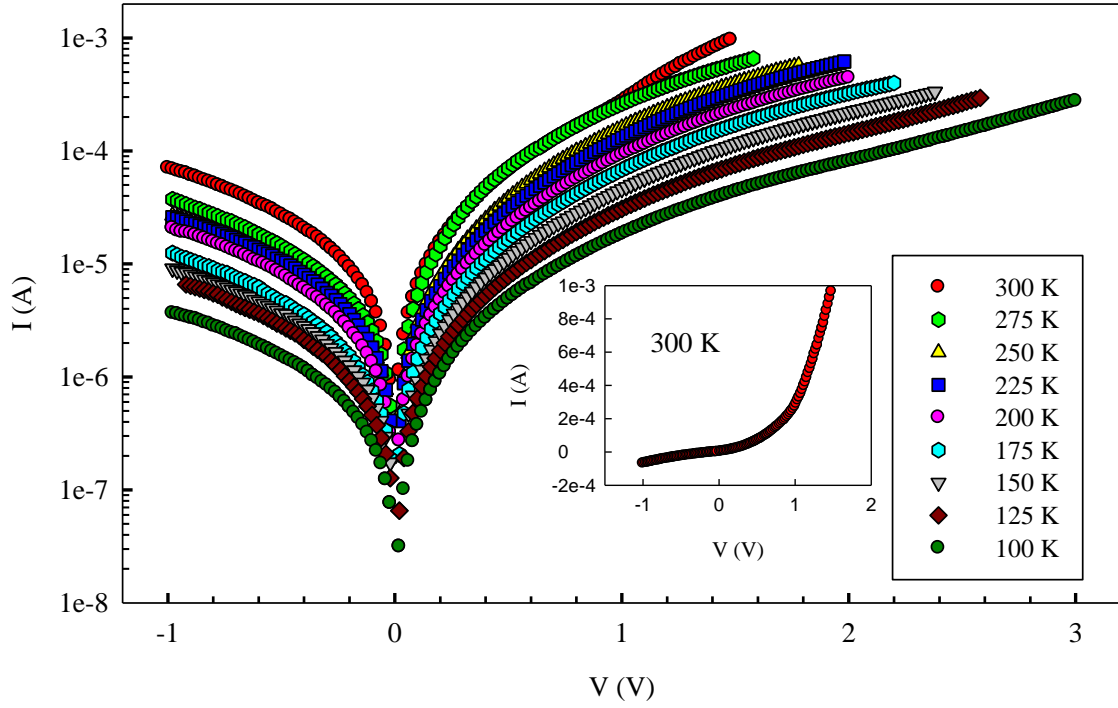
Doyma akım yoğunluğu, her bir sıcaklık için  $\ln I-V$  eğrilerinin sıfır voltajdaki akım eksenine uzatılmasıyla bulunur. Doyma akım yoğunluğu,

$$I_0 = A^* A T^2 \exp(-e \Phi_{b0}/kT) \quad (68 b)$$

denklemleri ile verilir. Burada  $A$  diyotun etkin alanı,  $\Phi_{b0}$  sıfır besleme engel yüksekliği ve  $A^*$  ise etkin kütle değerine bağlı olan Richardson sabitidir.  $V > 3kT/e$  için,  $n$  ve  $\Phi_{b0}$  değerleri sırasıyla ileri besleme  $\ln I-V$  grafiğinin eğiminden ve doğrunun yatay eksenini kestiği noktadan aşağıdaki denklemler kullanılarak bulunur.

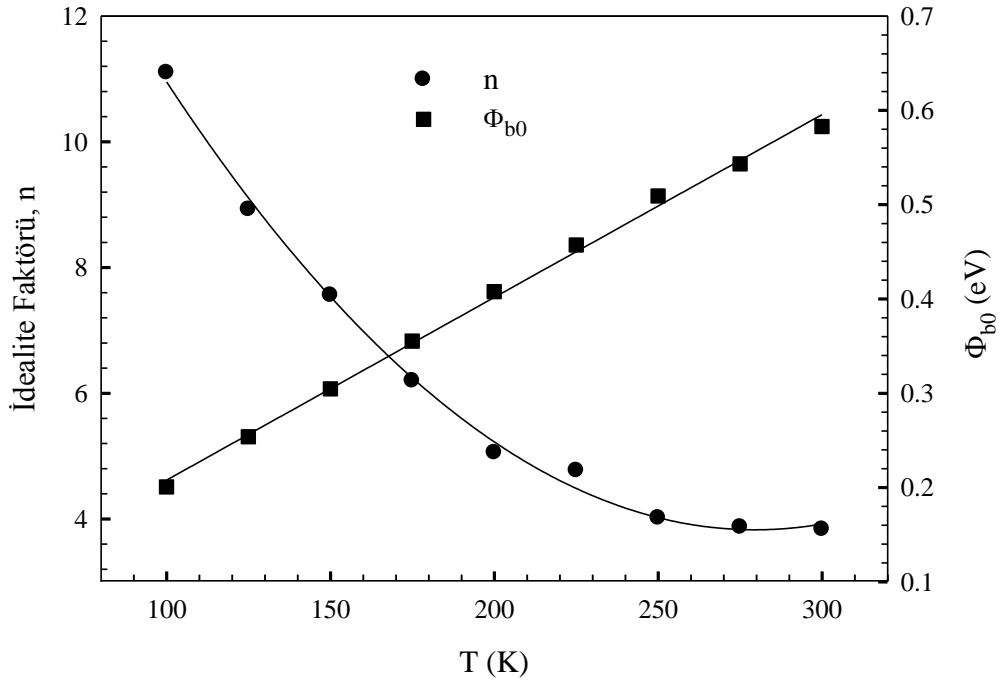
$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (68 c)$$

$$\Phi_{b0} = \frac{kT}{e} \ln \left[ \frac{A^* A T^2}{I_0} \right] \quad (68 d)$$



Şekil 3-4. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al yapısına ait ileri ve geri besleme yarı-logaritmik *I-V* grafiği

İdealite faktör ve sıfır besleme engel yükseklik değerleri, 100-300 K sıcaklık aralığında (68a)-(68d) denklemleri kullanılarak hesaplandı ve Tablo-2 ile verildi. Genellikle, sıcaklığın artmasıyla beraber idealite faktörü değerinin azaldığı, sıfır besleme engel yüksekliğinin de arttığı bilinmektedir (Abay vd., 2003). Şekil 3-5'te,  $n$  ve  $\Phi_{b0}$  değerlerinin sıcaklık ile değişen eğrileri verildi. Şekilde görüldüğü gibi, sıcaklığın artması ile idealite faktörü azalmakta, engel yüksekliği ise artmaktadır. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al yapısında, idealite faktöründe 250-300 K aralığında önemli bir değişim gözlenmezken, 250 K'den düşük ölçüm sıcaklıklarında idealite faktörünün belirgin olarak arttığı görüldü. Diğer taraftan  $\Phi_{b0}$ 'ın sıcaklığın artması ile lineer olarak arttığı tespit edildi. Bu sonuçlar literatürdeki çalışmalar ile uyum içindedir (Song vd., 1986; Gümüş vd., 2002).



Şekil 3-5. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al yapısında idealite faktörünün ve sıfır besleme engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişim eğrileri

$R_s$ , seri direnci, Schottky diyotların en önemli parametrelerinden biridir ve ileri beslemede Cheung ve Cheung fonksiyonları yardımı ile hesaplanır. Denklem (68a)'nın yeniden düzenlenmesi ile

$$\frac{dV}{d(\ln I)} = \frac{nkT}{e} + IR_s \quad (69 a)$$

eşitliği elde edilir. Seri direnç değerleri, her bir sıcaklık için  $dV/d(\ln I) - I$  değişim eğrisinin eğiminden hesaplandı ve Tablo-2 ile verildi.

Cheung ve Cheung fonksiyonu kullanılarak, Denklem (69b)'deki gibi bir  $H(I)$  fonksiyonu tanımlanır.

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{e}\right) \ln \left[\frac{I}{AA^*T^2}\right] = IR_s + n\Phi_{b0} \quad (69 b)$$

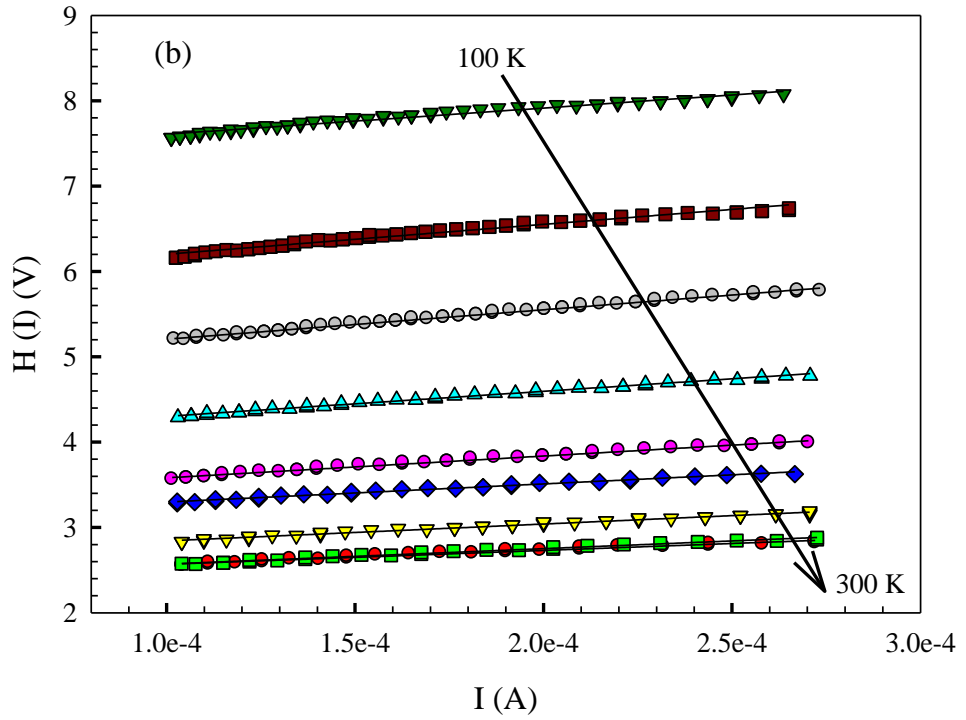
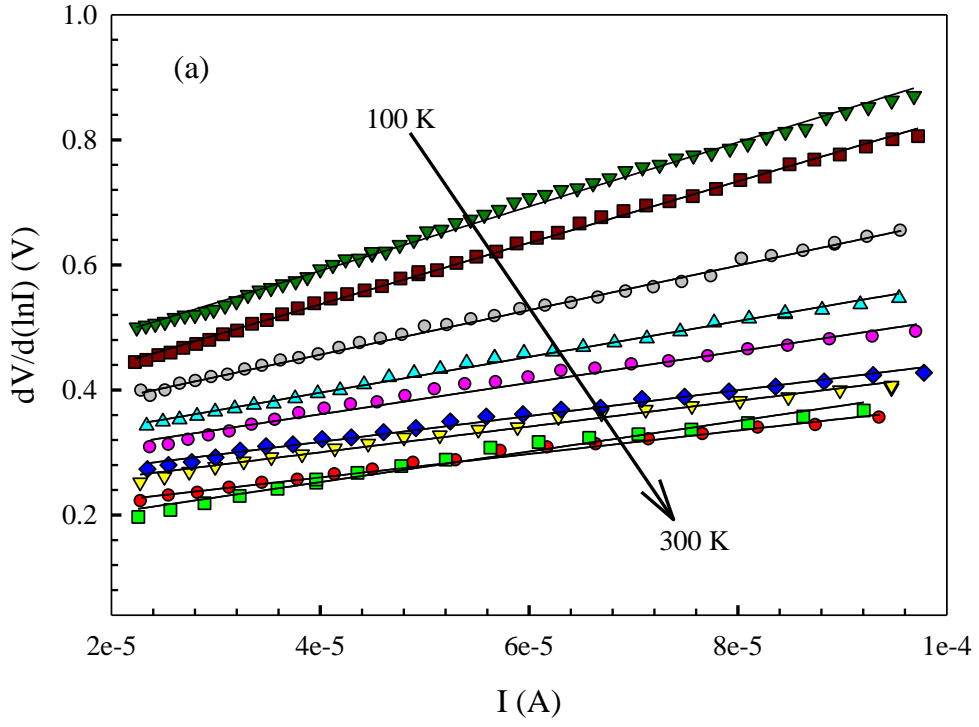
Her sıcaklık için,  $H(I)-I$  değişim eğrisinin eğimi vasıtasıyla, her bir sıcaklık için seri dirençler hesaplandı. Şekil 3-6 (a)'da ve (b)'de, sırasıyla  $dV/d(\ln I) - I$  ve  $H(I)-I$  sıcaklığa

bağlı değişim eğrileri verildi ve bu eğrilerden hesaplanan  $R_s$  değerleri Tablo-2’de verildi. Tablodan görüldüğü gibi, iki farklı metot ile hesaplanan seri dirençlerin birbirleri ile uyumlu olduğu ve sıcaklığın azalması ile arttığı görüldü.

Tablo 3-2. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al Schottky yapısından elde edilen bazı parametrelerin sıcaklığa bağlılığı

T (K)	$I_0$ (A)	n	$\Phi_{b0}$ (eV)	$R_s$ (dV/dln(I)) ( $\Omega$ )	$R_s$ (H(I)) ( $\Omega$ )
300	$2,80 \times 10^{-6}$	3,83	0,59	1877,47	1628,32
275	$2,01 \times 10^{-6}$	3,87	0,54	2447,62	1808,35
250	$8,18 \times 10^{-7}$	4,02	0,51	2059,91	1975,19
225	$7,33 \times 10^{-7}$	4,77	0,46	2065,99	2126,80
200	$5,07 \times 10^{-7}$	5,05	0,41	2518,79	2552,99
175	$4,33 \times 10^{-7}$	6,20	0,36	2860,84	2927,41
150	$3,14 \times 10^{-7}$	7,56	0,31	3562,52	3452,38
125	$2,19 \times 10^{-7}$	8,92	0,25	4916,63	3502,52
100	$1,85 \times 10^{-7}$	11,10	0,20	5135,27	3067,41





Şekil 3-6. (a)  $dV/d\ln(I)-I$  ve (b)  $H(I)-I$  değişim eğrilerinin sıcaklık ile değişimi

Cheung ve Cheung metoduna ek olarak, Bohlin tarafından geliştirilen Norde metodu ile de  $R_s$  ve  $\Phi_{b0}$  değerleri hesaplanmaktadır (Bohlin, 1986). Modifiye edilmiş Norde metodu,

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (70)$$

denklemleri ile ifade edilir. Burada  $\gamma$  idealite faktöründen büyük ve boyutsuz bir değerdir. Bu metoda göre, öncelikle  $F(V, \gamma) - V$  grafiğinin minimum noktası belirlenir, daha sonra aşağıdaki denklemler yardımıyla  $\Phi_{b0}$  ve  $R_s$  değerleri hesaplanır.

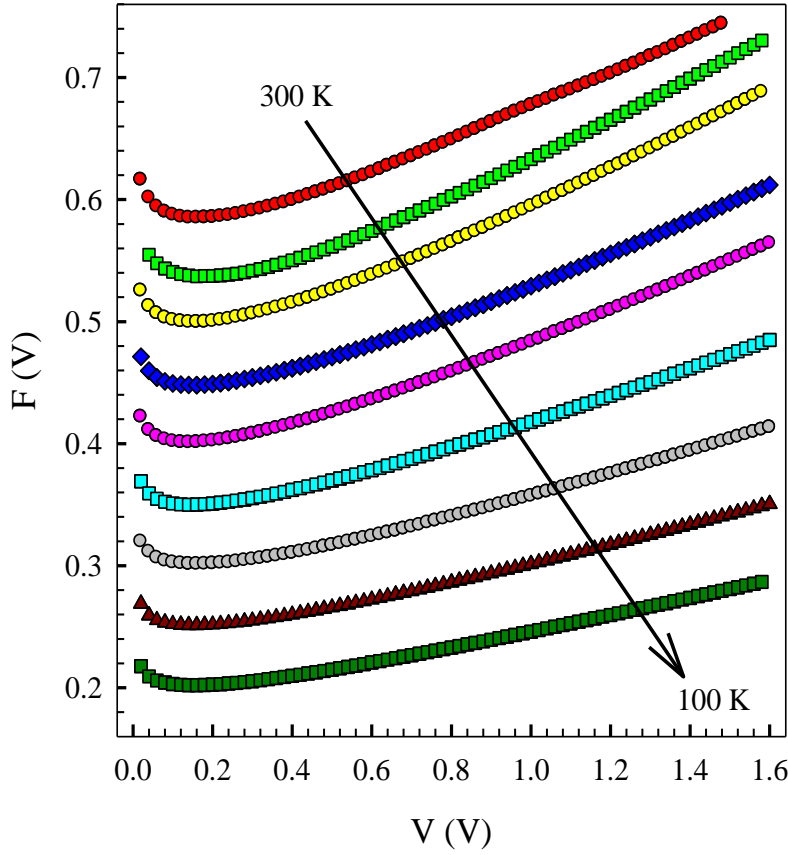
$$\Phi_{b0} = F(V_{min}) + \frac{V_{min}}{\gamma} - \left(\frac{kT}{e}\right) \quad (71 a)$$

$$R_s = \left(\frac{kT}{eI_{min}}\right)(\gamma - n) \quad (71 b)$$

Bu denklemlerde  $F(V_{min})$ ,  $F(V, \gamma) - V$  eğrisinin minimum noktasıdır ve eğrinin  $V_{min}$  ile  $I_{min}$  noktalarına karşılık gelir. Şekil 3-7'de Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al Schottky yapısı için,  $F(V) - V$  değişim eğrisi verildi. Denklem (71a) ve (71b)'den hesaplanan  $\Phi_{b0}$  ve  $R_s$  değerleri Tablo-3 ile verildi ve burada sıcaklığın artmasıyla beraber  $\Phi_{b0}$ 'ın arttığı,  $R_s$ 'nin azaldığı tespit edildi. Norde metoduyla elde edilen  $R_s$  değerleri ile Cheung ve Cheung metodu kullanılarak elde edilen değerler arasında benzerlik olduğu görüldü. Ancak Tablo-3'te Norde metoduyla hesaplanan  $R_s$  değerlerinin düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe önemli biçimde arttığı tespit edildi. Bunun nedeni, Cheung ve Cheung fonksiyonlarının sadece ileri besleme  $I-V$  karakteristiğinin doğrusal olmayan bölgesine, Norde fonksiyonlarının ise ileri besleme  $I-V$  karakteristiğinin tamamına uygulanmasından kaynaklanır.

Tablo 3-3. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al Schottky yapısında Norde metodu ile hesaplanan bazı parametrelerin sıcaklık ile değişimi

T (K)	F(V) (V)	V <sub>min</sub> (V)	I <sub>min</sub> (A)	R <sub>s</sub> (Ω)	Φ <sub>b0</sub> (eV)
300	0,59	0,14	1,79x10 <sup>-5</sup>	2891,06	0,63
275	0,54	0,16	3,59 x10 <sup>-5</sup>	1321,37	0,60
250	0,50	0,16	7,83x10 <sup>-6</sup>	5507,66	0,56
225	0,45	0,16	7,38x10 <sup>-6</sup>	5259,14	0,51
200	0,40	0,14	1,88 x10 <sup>-6</sup>	18351,06	0,46
175	0,35	0,14	2,23 x10 <sup>-6</sup>	13536,99	0,41
150	0,30	0,16	4,74x10 <sup>-7</sup>	54588,60	0,37
125	0,25	0,16	3,29x10 <sup>-7</sup>	65539,51	0,32
100	0,20	0,16	1,80x10 <sup>-7</sup>	95833,33	0,27



Şekil 3-7.  $F(V) - V$  değişim eğrilerinin sıcaklık ile değişimi

İdeal durumlarda, metal-yarıiletken Schottky yapıların akım mekanizması termiyonik emisyon teorisi kullanılarak açıklanabilir. Ancak pratikte, özellikle düşük sıcaklıklarda ve yüksek katkılı yarıiletkenlerde ( $N_d$  ve  $N_a$   $10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ 'den büyük ise) akım mekanizması sadece termiyonik emisyon teorisi ile açıklanamaz. Bu durumda toplam akım aşağıdaki denklem ile verilir (Arslan vd., 2009; Chattopadhyay ve Daw, 1986).

$$I_T = I_{TEo} \left\{ \exp \left( \frac{e(V - IR_s)}{kT} \right) - 1 \right\} + I_{GRo} \left\{ \exp \left( \frac{e(V - IR_s)}{2kT} \right) - 1 \right\} + I_{Tuno} \left\{ \exp \left( \frac{e(V - IR_s)}{E_0} \right) - 1 \right\} + \frac{V - IR_s}{R_{sh}} \quad (72)$$

Burada  $I_{TEo}$ ,  $I_{GRo}$  ve  $I_{Tuno}$  sırasıyla termiyonik emisyon, üretim-yeniden birleşme ve tünelleme akım mekanizmalarının doyma akımlarıdır.  $E_0$  tünelleme parametresini,  $R_{sh}$  ise diyotun paralel direncini ifade eder. Akım mekanizmalarının toplam akıma olan katkısı

sıcaklığın değişmesi ile değişmektedir. Yüksek sıcaklıklarda, termiyonik emisyon ve üretim-yeniden birleşme mekanizmaları baskındır. Oysa düşük sıcaklıklarda, tünelleme ve sızıntı akımları önemli rol oynar. Aynı zamanda, yapıda baskın olan iletim veya taşıma mekanizmaları, yüzey hazırlama, yüzeyde oksit katmanının oluşması ve metal-yarıiletken ara yüzeyinde engel yüksekliğinin oluşması gibi parametrelere de bağlıdır.

Tablo-2 ve Tablo-3'te, sıcaklığın azalması ile engel yüksekliğinin azaldığı ve idealite faktörünün arttığı görülmektedir. Engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün bu davranışının termiyonik akım mekanizmasından sapmalardan kaynaklandığı tahmin edilmektedir. Bu durumda, metal-yarıiletken Schottky yapılara termiyonik alan emisyonu veya alan emisyonu gibi muhtemel farklı akım mekanizmaları uygulanabilir. Akım mekanizması olarak TAE veya AE uygulanır ise, akım-gerilim arasındaki ilişki (Bohlin, 1986; Padovani ve Stratton, 1966),

$$I = I_{tun} \left\{ \exp \left( \frac{e(V - IR_s)}{E_0} \right) - 1 \right\} \quad (73 a)$$

ve

$$n_{tun} = \frac{E_{00}}{kT} \coth \left( \frac{E_{00}}{kT} \right) = \frac{E_0}{kT} \quad (73 b)$$

şeklinde verilir. Burada  $E_{00}$  tünelleme geçiş olasılığı etkisi ile ilişkili karakteristik tünelleme enerjidir ve aşağıdaki denklem ile tanımlanır.

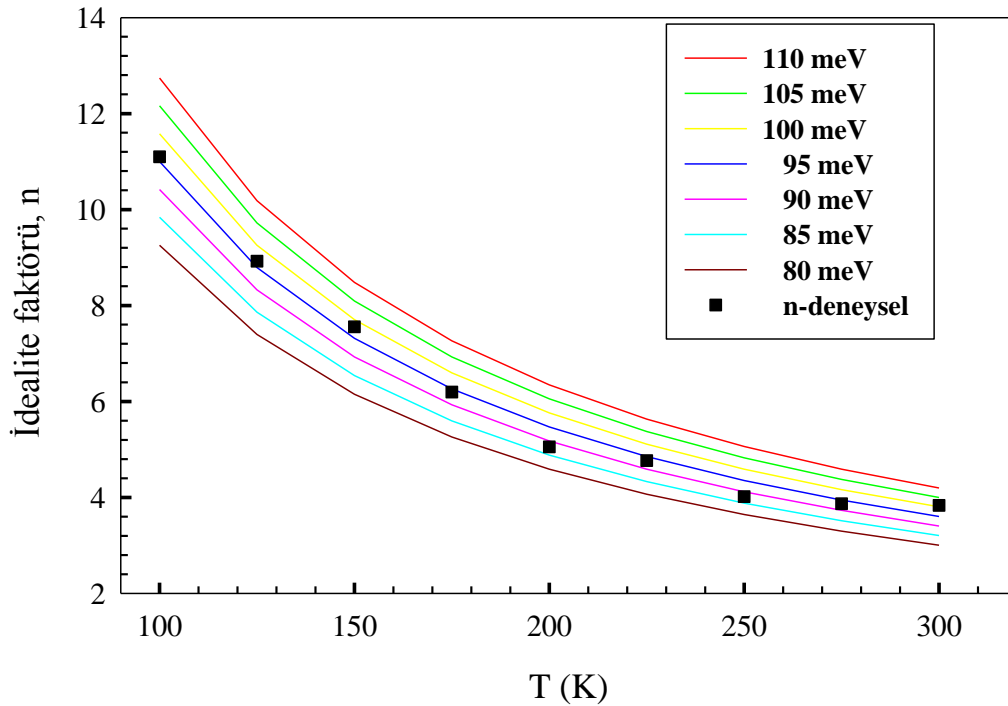
$$E_{00} = \frac{h}{4\pi} \left( \frac{N_d}{m_e^* \epsilon_s} \right)^{1/2} \quad (73 c)$$

Engel yüksekliğinin besleme sabiti ( $\beta$ ) göz önüne alınarak, Denklem (73b) tekrar düzenlenir ise,

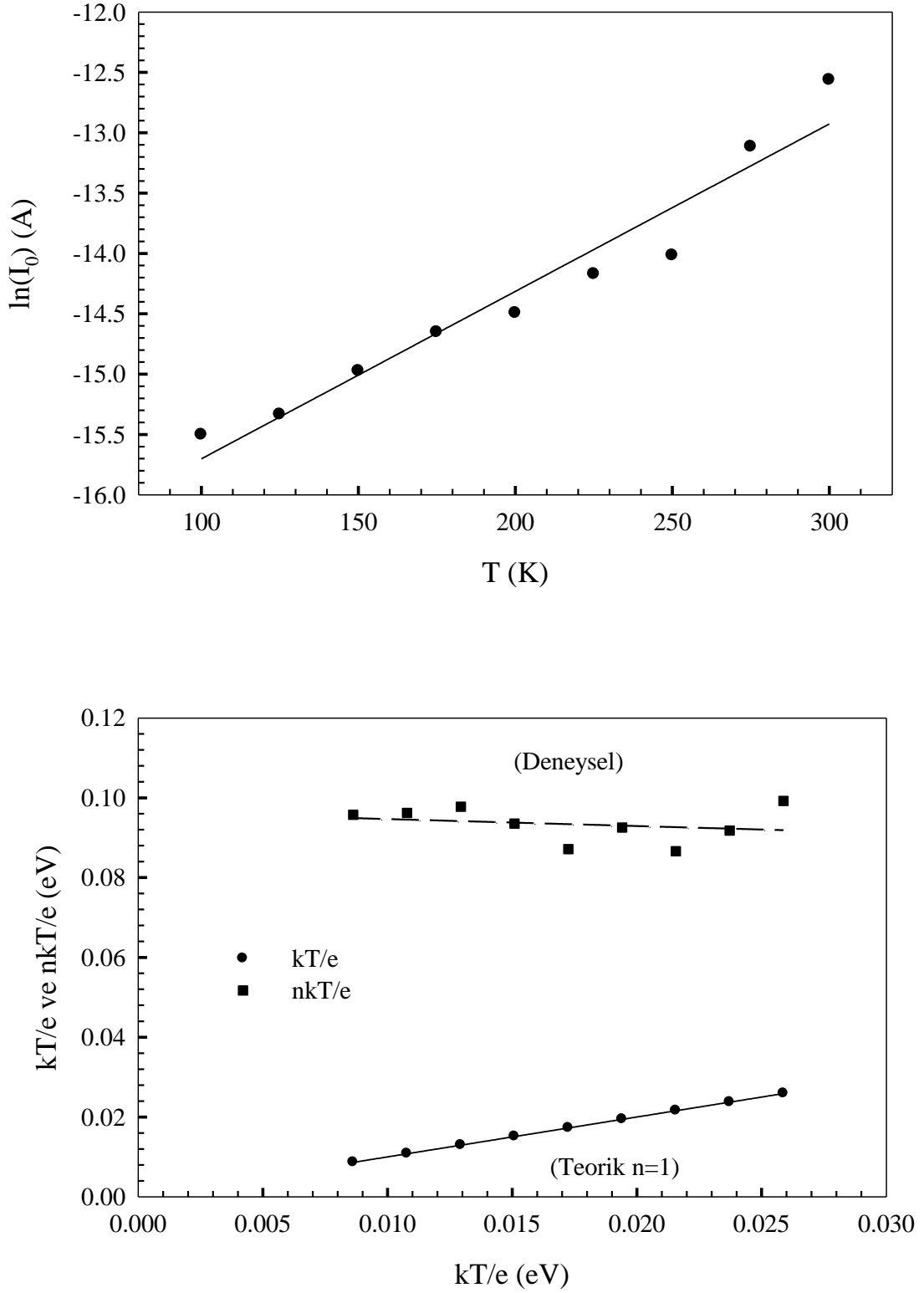
$$n_{tun} = \frac{E_0}{kT(1 - \beta)} \quad (73 d)$$

eşitliği elde edilir. Burada  $\beta = d\Phi_{b0}/dV$  ile tanımlanır. Denklem (73d) kullanılarak elde edilen farklı  $E_{00}$  değerleri için idealite faktörünün sıcaklık ile değişim eğrileri ( $\beta=0$  için) Şekil 3-8 ile verildi. Deneysel olarak bulunan idealite faktör değerleri ile teorik  $E_{00} = 95$  meV kullanılarak elde edilen eğrinin uyum içerisinde olduğu görüldü.

Şekil 3-9 (a)'ya göre doyma akımının sıcaklıkla doğrusal olarak değiştiği görülmektedir. Şekilden görüldüğü gibi ters doyma akımı sıcaklığa kuvvetli biçimde bağlıdır. Temel taşınma akım mekanizmaları hakkında detaylı bilgi edinmek için, deneysel ve teorik  $E_0 (=nkT/e) - kT/e$  değişim eğrileri Şekil 3-9 (b) ile verildi. Eğer AE baskın ise,  $E_0$  verilerinin şekilde kesitli düz çizgiler ile gösterilen doğru boyunca yer aldığı görüldü. Şekilde gösterildiği gibi,  $E_0$ 'ın sıcaklıkla değişmediği ve  $E_{00}$  değerine çok yakın olduğu tespit edildi. Ortalama  $E_0$  değeri 95 meV olarak bulundu. Bu değer de Şekil 3-8'deki  $n(T)$  değişim eğrisine Denklem (73b)'nin uydurma (fit) eğrisinden elde edilen  $E_{00}$  değerine eşit olduğu görüldü.



Şekil 3-8. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al yapısı için idealite faktörünün sıcaklık ile değişim eğrisi



Şekil 3-9. (a)  $\ln(I_0)$  –  $T$  ve (b) Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al yapısının deneysel ve teorik tünelleme akım parametreleri ( $nkT/e$ ) ve  $(kT/e)$ 'nin  $(kT/e)$ 'ye göre değişim eğrileri

Ayrıntılı incelemeler sonucu, alan emisyon mekanizmasının 100-300 K sıcaklık aralığında, Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al Schottky yapısını bütünüyle açıklayamayacağı görüldü. Saf alan emisyonu, genellikle, sadece düşük sıcaklık bölgelerinde veya yüksek katkı yarıiletkenlerin akım mekanizmasını açıklamakta kullanılır (Rhoderick ve Williams, 1988). Bizim ürettiğimiz CIS ince filminin konsantrasyonu ( $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) akım mekanizmasını açıklamakta kullanılan konsantrasyondan ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) küçük olması sebebiyle alan emisyon teorisi uygulanamaz. Özellikle yüksek sıcaklıklarda alan emisyonun yerine başka iletim mekanizmaları uygulanabilir.

Son zamanlarda, engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına sahip termiyonik emisyon mekanizması ile, sıcaklığın azalmasıyla engel yüksekliğinin azalmasının ve idealite faktörünün artmasının sebepleri başarılı bir şekilde açıklanmaktadır (Abay vd., 2003; Song vd., 1986). İlk olarak Song (1986), ara yüzeyde oluşan homojen olmayan engel yüksekliğine dayalı analitik potansiyel dalgalanma modelini kullanarak ortalama engel yükseklik ( $\overline{\Phi_{b0}}$ ) ve standard sapma ( $\sigma_0$ ) değerlerini hesapladı (Song vd., 1986). Engel yüksekliğinin homojen olmaması, film kalınlığının değişken olmasından, ara yüzey tabakasının kompozisyonundan veya ara yüzey yüklerinin homojen olmamasından kaynaklanabilir. Bu modele göre, Denklem (68a) ve Denklem (68b) ile verilen eşitlikler hala geçerlidir. Ancak bu eşitliklerden görünür (apparent) engel yüksekliği ( $\Phi_{ap}$ ) ve görünür idealite faktörü ( $n_{ap}$ ) hesaplanır. Görünür engel yüksekliği aşağıdaki denklem ile verilir (Tataroğlu ve Altındal, 2009).

$$\Phi_{ap} = \overline{\Phi_{b0}} - \frac{e\sigma_0^2}{2kT} \quad (74)$$

Burada  $\overline{\Phi_{b0}}$ , ortalama engel yüksekliği ve  $\sigma_0$  ise standart sapmadır. Sıcaklığa bağlı standart sapma değeri çok küçük olduğunda ihmal edilebilir. İdealite faktörünün sıcaklıkla değişimi Gaussian dağılımı ile tanımlanır.

$$\left( \frac{1}{n_{ap}} - 1 \right) = \rho_2 - \frac{e\rho_3}{2kT} \quad (75)$$

Burada  $\rho_2$  ve  $\rho_3$ , engel yüksekliği dağılımının voltaj değişimlerini nicel olarak tanımlayan, sıcaklığa bağlı voltaj katsayılarıdır.



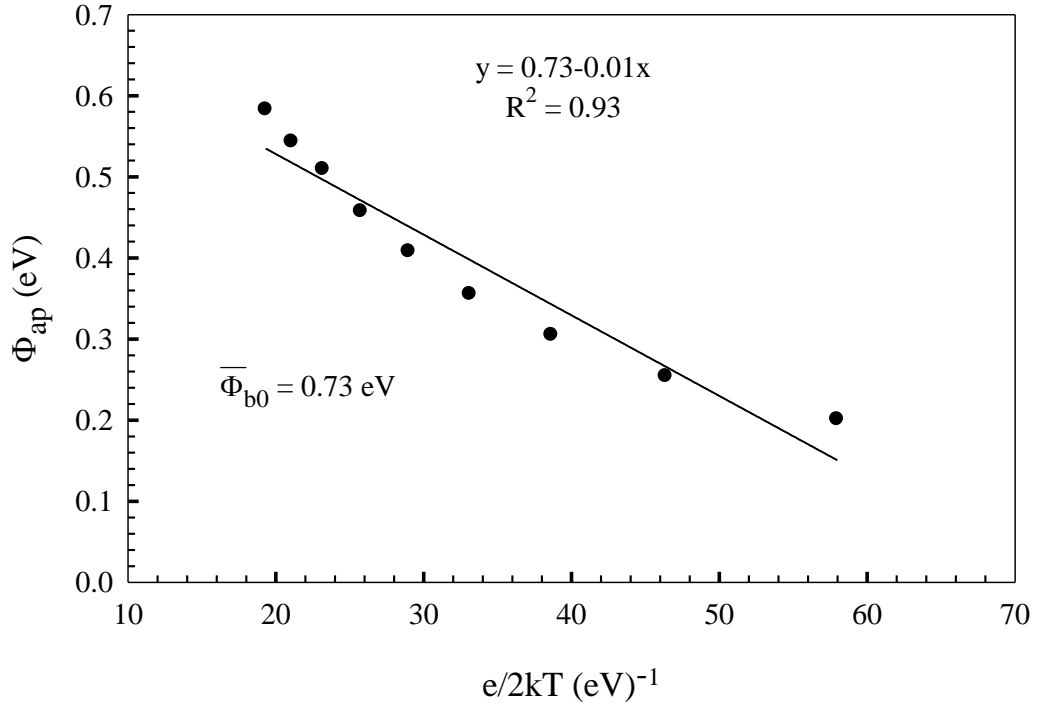
Şekil 3-10 ile verilen  $\Phi_{ap}$ -  $e/2kT$  değişim eğrisinin eğiminden ve  $e/2kT$  eksenini kestiği noktadan  $\overline{\Phi_{b0}}$  ve  $\sigma_0$  değerleri sırasıyla 0,73 eV ve 0,10 V olarak bulundu. Standart sapma değeri engel homojenliğinin bir ölçüsüdür. Engel yüksekliği değerinden çok küçük olması halinde, engel yüksekliğinin homojen olduğunu ifade eder. Hesaplanan standart sapma değeri için 0,10 V değeri çok büyük bir değerdir (Dökme vd., 2006). Bu yüzden, ara yüzeyde oluşan engel yüksekliğinin homojen olmadığı sonucuna varılır.

Şekil 3-11 ile  $(n_{ap}^{-1} - 1) - e/2kT$  değişim eğrisi verildi. Denklem (75)'e göre  $(n_{ap}^{-1} - 1) - e/2kT$  değişim eğrisinin x-ksenini kestiği noktadan ve eğiminden,  $\rho_2$  ve  $\rho_3$  voltaj katsayıları sırasıyla -0,656 V ve -4,80 mV olarak bulundu. Şekilde görüldüğü gibi idealite faktörü sıcaklık ile lineer olarak değişmektedir. Uygulanan voltaj ile idealite faktörünün lineer olarak değişmesi engel yüksekliğinin Gaussian dağılımının daralmasının bir sonucudur (Donoval vd., 1991).

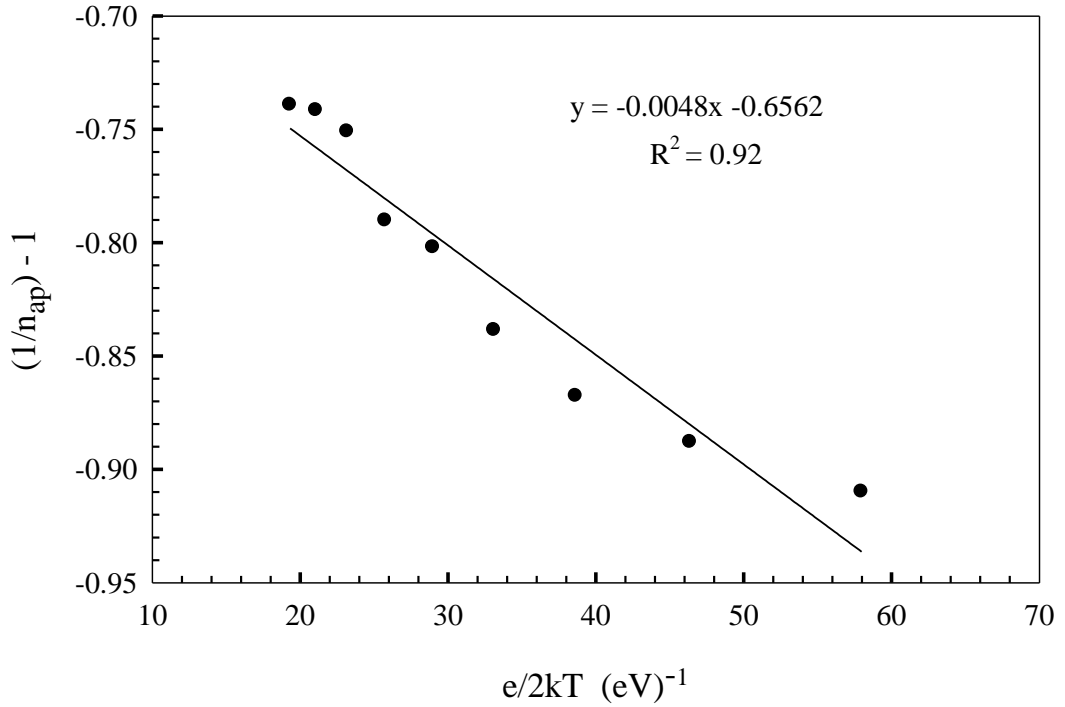
Denklem (68b) ve Denklem (74)'ün birleştirilmesi ile modifiye edilmiş Richardson sabitini içeren eşitlik aşağıda verildi.

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2\sigma_0^2}{2k^2T^2}\right) = \ln(AA^{**}) - \frac{e\overline{\Phi_{b0}}}{kT} \quad (76)$$

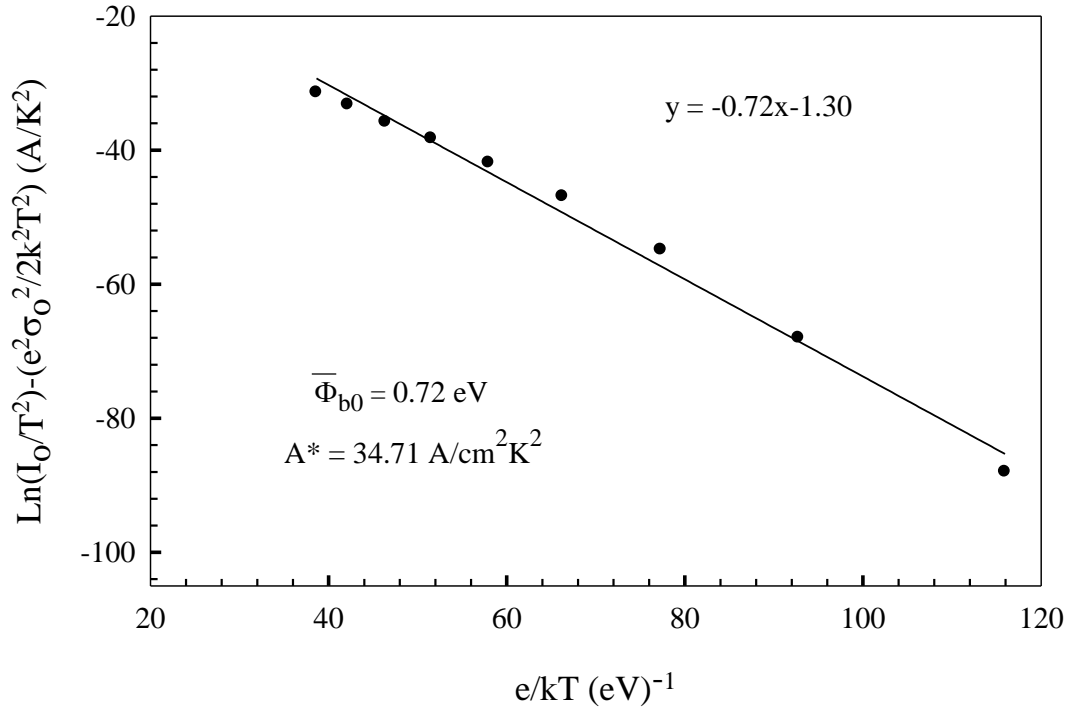
Modifiye edilmiş  $\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \left(\frac{e^2\sigma_0^2}{2k^2T^2}\right) - e/kT$  değişim eğrisinin eğiminden ortalama engel yüksekliği,  $e/kT$  eksenini kestiği nokta yardımı ile de modifiye edilmiş Richardson sabiti ( $A^{**}$ ) bulunur. Şekil 3-12'deki grafik yardımıyla  $A^{**}$  ve  $\overline{\Phi_{b0}}$  değerleri sırasıyla 34,71 A/cm<sup>2</sup>K<sup>2</sup> ve 0,72 eV olarak bulundu. Bu değerler bulunurken engel yüksekliklerinin sıcaklık sabitleri hesaba katılmadı. Şekil 3-12'de bulunan ortalama engel yüksekliği değerinin (0,72 eV), Şekil 3-10'da bulunan ortalama engel yükseklik değerine (0,73 eV) çok yakın olduğu görüldü. Bu sonuçlar neticesinde, CIS yapısının sıcaklığa bağlı ileri besleme  $I$ - $V$  karakteristikleri, engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına sahip termiyonik emisyon mekanizması ile başarılı bir şekilde açıklanabilmektedir.



Şekil 3-10. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al yapısının  $\Phi_{ap}$ -  $e/2kT$  değişim eğrisi



Şekil 3-11. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al yapısında  $n_{ap}^{-1} - 1$ 'in  $e/2kT$ 'ye göre değişim eğrisi



Şekil 3-12. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al yapısında modifiye edilmiş Richardson eşitliğinin  $e/kT$ 'ye göre değişim eğrisi

#### 4. SONUÇLAR

İki aşamalı büyütme yöntemi ile molibden kaplı cam ve cam altlık üzerine büyütülen p-tipi CuInSe<sub>2</sub> ince filmlerinin yapısal, optik ve elektrik özellikleri araştırıldı. Üretilen CuInSe<sub>2</sub> filmlerinin polikristal ve kalkopirit yapıda olduğu görüldü. XRD kırınım deseninde görülen piklerin, CuInSe<sub>2</sub> kalkopirit yapı için, (101), (112), (204)/(220), (116)/(312), (400) yansıma düzlemlerine ait oldukları ve bunlar arasında en şiddetli pikin (112) yansıma düzlemine ait olduğu belirlendi. Ayrıca CuInSe<sub>2</sub> filmin örgü parametreleri *a* ve *c*, sırasıyla 0,577 ve 1,161 nm olarak bulundu. Yüzey fotoğrafları incelendiğinde, film yüzeyinin tamamında açık renkli alanlar ile görülen çıkıntılı bölgelerin oluşması, film yüzeyinin homojen olmayan pürüzlü bir yapıya sahip olmasında kaynaklanmaktadır. EDS analizine göre, Cu-zengini çıkıntılı bölgelerin ve ara bölgelerin Cu/In atomik konsantrasyon oranları sırasıyla 1,32 ve 1,02 olarak bulundu. Optik ölçüm sonucu, CuInSe<sub>2</sub> ince filminin üç farklı yasak enerji aralığına sahip olduğu belirlendi ve yasak enerji aralığı değerleri sırasıyla 1,07, 1,17 ve 1,39 eV olarak bulundu. Hall ölçümü ile CuInSe<sub>2</sub> ince filminin taşıyıcı konsantrasyonu,  $4,0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  olarak bulundu. Mo/p-CuInSe<sub>2</sub>/Al Schottky yapısının 100-300 K sıcaklık aralığında 25 K'lik adımlarla ölçülen ileri ve geri besleme *I-V-T* karakteristikleri incelendi. İleri besleme *I-V* karakteristiklerinin termiyonik emisyon modeline göre analiz edilmesi sonucunda, sıcaklığın artması ile sıfır besleme engel yüksekliğinin arttığı, seri direnç ve idealite faktörünün azaldığı tespit edildi. Engel yüksekliğinin homojen olmayışı, engel yüksekliğinin Gaussian dağılımı ile açıklandı. Bu modele göre, ortalama engel yüksekliği  $\Phi_{b0} = 0,73 \text{ eV}$  ve standart sapma  $\sigma_0 = 0,1 \text{ V}$  olarak hesaplandı. Modifiye Richardson sabitini içeren eşitliğin  $e/kT$ 'ye göre değişim eğrisinden, Richardson sabiti ve ortalama engel yüksekliği sırası ile  $34,71 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$  ve  $0,72 \text{ eV}$  olarak bulundu.

## 5. ÖNERİLER

CuInSe<sub>2</sub> ince filmler Mo/CuInSe<sub>2</sub>/CdS/ZnO güneş pillerinde soğurma katmanı olarak kullanılmaktadır. Ancak, güneşten gelen elektromanyetik ışımayı soğurma katmanın maksimum soğurabilmesi için yasak enerji aralığının 1,4 eV civarında olması gerekir. Halbuki CuInSe<sub>2</sub> malzemesinin yasak enerji aralığı yaklaşık 1 eV'tur. Bu yüzden güneş pillerinde optiksel verim kayıplarına neden olmaktadır. CuInSe<sub>2</sub> ince filmlere Ga katkısı yapılarak yasak enerji aralığı 1,15 eV civarına yükselttilerek optik kayıplar azaltılır. CuIn<sub>0,7</sub>Ga<sub>0,3</sub>Se<sub>2</sub> yapılar Mo kaplanmış cam altlıklar üzerinde Mo/CuIn<sub>0,7</sub>Ga<sub>0,3</sub>Se<sub>2</sub>/Al Schottky yapılar elde edilerek akım iletim mekanizmaları araştırılabilir. Değişik sıcaklıklarda *I-V* ve *C-V* ölçümleri alınarak akım iletim mekanizmaları detaylı olarak incelenebilir. Sıcaklığa ek olarak değişik ışık şiddetlerinde *I-V* ve *C-V* ölçümleri yapılabilir. Ayrıca, cam altlıklar üzerinde büyütülen CuIn<sub>0,7</sub>Ga<sub>0,3</sub>Se<sub>2</sub> ince filmlerinin, 100-400 K sıcaklık aralığında iletkenlik ölçümleri yapılarak iletkenlik mekanizmaları tartışılabilir.

## 6. KAYNAKLAR

- Abay, B., Çankaya, G., Güder, H. S., Efeoğlu, H. ve Yoğurtçu, Y. K., 2003. Barrier characteristics of Cd/p-GaTe Schottky diodes based on I-V-T measurements Semicond. Sci. Technol., 18, 75.
- Abdullaev, M. A., Kamilov, I. K., Magomedova, D. Kh. ve Khokhlachev, P. P., 2003. Preparation and Properties Metal/CuInSe<sub>2</sub> Diode Structure, Inorganic Materials, 39, 2, 103-107.
- Arslan, E., Altındal, Ş., Özçelik, S. ve Özbay, E., 2009. Tunneling current via dislocations in Schottky diodes on AlInN/AlN/GaN heterostructures, Semicond. Sci. Technol., 24, 75003.
- Bacaksız, E., Basol, B. M., Altunbaş, M., Yılmaz, S., Tomakin, M. ve Abay, B., 2007. Effect of substrate temperature and post-deposition annealing on the properties of evaporated CdSe thin films, Phys. Stat. Sol.(b), 2, 497-504.
- Bandaranayake, R. J., Wen, G. W., Lin, J. Y., Jiang, H. X. ve Sorensen, C. M., 1995. Structural phase behavior in II-VI semiconductor nanoparticles, Appl. Phys. Lett., 67, 831.
- Bethe, H. A., 1942. Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers, MIT Radiation Lab. Rep., 43, 12.
- Biard, J., 1964. Unitary Semiconductor High Speed Switching Device Utilizing a Barrier Diode, 3463975.
- Bohlin, K. E., 1986. Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality Factor, J. Appl. Phys., 60, 1223.
- Bottomley, D. J., Mito, A., Niki, S. ve Yamada, A., 1997. Linear and Nonlinear Optical Properties of CuInSe<sub>2</sub> and CuGaSe<sub>2</sub> Epitaxial Thin Films on GaAs (001), J. Appl. Phys., 80, 2, 817-824.
- Braun, F., 1874. On the Current Conduction through Metal Sulphides, Ann. Phys. Chem., 153, 506.
- Chan, C. L., 1989. Al/p-CuInSe<sub>2</sub> Tunnel MIS Schottky Diodes & Surface Properties of Crystalline p-CuInSe<sub>2</sub>, PhD Thesis, McGill University Department of Electrical Engineering, Montreal.
- Chattopadhyay, P. ve Daw, A. N., 1986. On the current transport mechanism in a metal-insulator-semiconductor (MIS) diode, Solid State Electron, 29, 555.
- Cheung, S. K. ve Cheung, N. W., 1986. Extraction of Schottky Diode Parameters from Forward Current-Voltage Characteristics, J. Appl. Phys., Lett., 49, 85-87.
- Crowell, C. R. ve Rideout, V. L., 1969. Normalized Thermionic-field (T-F) Emission in Metal-Semiconductor (Schottky) Barriers Solid State Electron, 12, 89.
- Crowell, S. R. ve Sze, S. M., 1965. Electron-Optical-Phonon Scattering in the Emitter and Collector Barriers of Semiconductor-Metal-Semiconductor Structures, Solid State Electron, 8, 979.

- Çelik, A., Çevik, U., Bacaksız, E. ve Çelik, N., 2009. Nickel Diffusion in Polycrystalline CuInSe<sub>2</sub> Thin Films with a <112> Fiber Texture, Thin Solid Films, 517, 9, 2851-2854.
- Donoval, D., Barus, M. ve Zdimal, M., 1991. Analysis of I–V measurements on PtSi-Si Schottky structures in a wide temperature range, Solid State Electron, 34, 1365.
- Dökme, İ., Altındal, Ş. ve Bülbül, M. M., 2006. The Barrier Height Inhomogeneity in Al/p-Si Schottky Barrier Diodes with Native Insulator Layer, Appl. Surf. Sci., 252, 7749-7754.
- Firoz Hasan, S. M., Quadir, L., Begum, Kh. S., Subhan, M. A. ve Manan, Kh. M., 1999. Analysis of the optical absorption characteristics of CuInSe<sub>2</sub> thin films, Solar Energy Materials & Solar Cells, 58, 349-360.
- Gümüş, A., Türüt, A. ve Yalçın, N., 2002. Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs, J. Appl. Phys., 91, 245.
- Hook, J. R. ve Hall, H. E., 1995. Solid State Physics, Second Edition, Wiley, Manchester.
- Joseph, C. M. ve Menon, C. S., 1997. Room Temperature Preparation Method of Polycrystalline CuInSe<sub>2</sub> Thin Films, J. Vac. Sci. Technol. A., 15, 2, 431-432.
- Kindyak, A. S., Kindyak, V. V. ve Rud, Yu. V., 1997. The valence band structure in chalcopyrite Cu(In,Ga)Se<sub>2</sub> films, Semiconductors, 31, 9.
- Kovalyuk, Z. D., Orletskii, V. B., Sydor, O. N. ve Netyaga, V. V., 2004. Surface Barrier Sn-CuInSe<sub>2</sub>, Tech. Phy.Lett., 30, 5, 402–403.
- Kovalyuk, Z. D., Sydor, O. N. ve Netyaga, V. V., 2006. Mechanism of Current Transfer and Photosensitivity in Zn/CuInSe<sub>2</sub> Schottky Diodes, Tech. Phy.Lett., 32, 5, 459-462.
- Martinez, M. A. ve Guille'n, C., 2001. Proceedings of the International Conference on Advances in Materials and Processing Technologies, September, Madrid, 18-21, 1965.
- Matsushita, H., Tojo, Y. ve Takizawa, T., 2003. Schottky Properties of CuInSe<sub>2</sub> Single Crystals Grown by the Horizontal Bridgman Method with Controlling Se Vapor Pressure, J. Phys. Chem. Solids, 64, 1825-1829.
- Missous, M., Rhoderick, E. H. ve Singer, K.E., 1985. Thermal Stability of Epitaxial Al/GaAs Schottky Barriers Prepared by Molecular-Beam Epitaxy, J. Appl. Phys., 59, 9, 3189-3195.
- Mönch, W., 1987. Role of Virtual Gap States and Defects in Metal-Semiconductor Contacts, Phys. Rev. Lett., 58, 12, 1260-1263.
- Mönch, W., 1995. Semiconductor Surfaces and Interfaces, Second Edition, Springer, Berlin, 75-92.
- Norde, H., 1979. A Modified Forward I-V Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance, J. Appl. Phys., 50, 5052-5053.
- Özkan, M., 1998. CuInSe<sub>2</sub> İnce Filmlerinin Üretimi, Yapısal ve Optik Özellikleri, Yüksek Lisans Tezi, K.T.Ü., Fen Bilimleri Enstitüsü, Trabzon.

- Padovani, F. A. ve Stratton, R., 1966. Field and thermionic-field emission in Schottky barriers, Solid State Electron, 9, 695.
- Pickard, G. W., 1906. Means for Receiving Intelligence Communicated by Electric Waves, 836531.
- Pierce, G. W., 1907. Crystal rectifiers for electric currents, Phys. Review, 25, 31-60.
- Raffaella, R. P., Mantovani, J. G., Bailey, S. G., Help, A. F., Gordon, E. M. ve Haraway, R., 1997. Electrodeposit CuInSe<sub>2</sub> Thin Film Junctions, NASA/T.M., 97, 206322.
- Repins, I., Contreras, M., Romero, M., Yan, Y., Metzger, W., Li, J., Johnston, S., Egaas, B., DeHart, C., Scharf, J., McCandless, B. E. ve Noufi, R., 2008. Characterization of 19.9% Efficient CIGS Absorbers, 33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conference, May California, 520-42539.
- Rhoderick, E. H. ve Williams, R. H., 1988. Metal-Semiconductor Contacts, Second Edition, Oxford.
- Sato, K. ve Yasamura, Y., 1985. Study of Forward I-V Plot for Schottky Diodes with Series Resistance, J. Appl. Phys., 58, 3, 3655.
- Schottky, W., 1938. The Development of Silicon Crystal Rectifiers for Microwave Radar Receivers, Z. Phys., 113, 367-414.
- Shah, N. M., Ray, J. R., Patel, K. J., Kheraj, V. A., Desai, M. S., Panchal, C. J., ve Rehani, B., 2009. Structural, Electrical, and Optical Properties of Copper Indium Diselenide Thin Film Prepared by Thermal Evaporation Method, Thin Solid Films, 517, 3639.
- Sharma, B. L., 1984. Metal-Semiconductor Contacts Schottky Barrier Junctions and Their Applications, Plenum Press, New York and London, 1-56.
- Song, Y. P., Van Meirhaeghe, R. L., Laflere, W. H. ve Cardon, F., 1986. On the Difference in Apparent Barrier Height as Obtained from Capacitance Voltage and Current-Voltage-Temperature Measurements on Al/p-InP Schottky Barriers, Solid State. Electron, 29, 633.
- Sze, S. M., 1981. Physics of Semiconductor Devices, Second edition, John Wiley & Sons, New York.
- Sze, S. M., Crowell, S. R., ve Kahng, D., 1964. Photoelectric Determination of the Image Force Dielectric Constant for Hot Electrons in Schottky Barriers, J. Appl. Phys., 35, 2534.
- Tataroğlu, A. ve Altındal, Ş., 2009. The analysis of the series resistance and interface states of MIS Schottky diodes at high temperatures using I-V characteristics, J. Alloy. Compd., 484, 1, 405-409.
- Torrey, C. H. ve Whitmer, C. A., 1948. Crystal Rectifiers, McGraw Hill, New-York.
- Tung, R. T., 2001. Recent Advance in Schottky Barrier Concept, Mat. Sci. Eng. R., 35, 1-138.
- URL-1, <http://www.umich.edu/~chem402/extra/lattices/lattice.html>. 10 Şubat 2012.
- URL-2, <http://scialert.net/fulltext/?doi=jas.2011.401.410&org=11>. 10 Şubat 2012.



- Werner, J. H. ve Güttler, H. H., 1991. Barrier Inhomogeneities at Schottky Contacts, J. Appl. Phys., 69,3, 1522.
- Wilson, A. H., 1932. A Note on the Theory of Rectification, Proc. R. Soc., 136, 487-498.
- Yalcin, N., Al-Safar, I. S. ve Tomlimon, R. D., 1981. Space-Charge-Limited Current Effects in n-type CuInSe<sub>2</sub> /Au Schottky Diodes, J. Appl. Phys., 52, 5857.
- Zhu, S., Van Meirhaeghe, R. L., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G. P., Qu, X. P. ve Li, B. Z., 2000. Barrier Height Inhomogeneities of Epitaxial CoSi<sub>2</sub> Schottky Contacts on n-Si (100) and (111), Solid State Electron, 44, 663.

## **ÖZGEÇMİŞ**

1987 yılında Kocaeli ili İzmit ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini İzmit'te tamamladı. 2005-2010 yılları arasında KTÜ Fatih Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği lisans programını bölüm ikincisi olarak bitirdi. 2010 yılında KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans eğitime başladı ve aynı yıl Karadeniz Teknik Üniversitesinde Araştırma Görevlisi olarak atandı. Halen Karadeniz Teknik Üniversitesinde Araştırma görevlisi olan Yavuz ATASOY, Yüksek Lisans eğitime devam etmekte olup iyi derece İngilizce bilmektedir.