

**InSe ve InSe:Mn YARIİLETKENLERİNİN YASAK
ENERJİ ARALIĞINA ELEKTRİK ALANIN
ETKİSİ ve SCHOTTKY DİYOT DAVRANIŞLARI**

Tuba TEKLE

**Yüksek Lisans Tezi
Fizik Anabilim Dalı
Yrd. Doç Dr. Bekir GÜRBULAK
2012
Her hakkı saklıdır**

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**InSe ve InSe:Mn YARIİLETKENLERİNİN YASAK ENERJİ
ARALIĞINA ELEKTRİK ALANIN ETKİSİ ve SCHOTTKY DİYOT
DAVRANIŞLARI**

Tuba TEKLE

FİZİK ANABİLİM DALI

ERZURUM

2012

Her hakkı saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



TEZ ONAY FORMU

InSe ve InSe:Mn Yarıiletkenlerinin Yasak Enerji Aralığına Elektrik Alanın Etkisi ve Schottky Diyod Davranışları

Yrd. Doç. Dr. Bekir GÜRBULAK danışmanlığında, Tuba TEKLE tarafından hazırlanan bu çalışma 26/01/2012 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından. Fizik Anabilim Dalı'nda Doktora tezi olarak **oybirliği** ile kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Ali Ercan EKİNCİ

İmza :

Üye : Prof. Dr. Seydi DOĞAN

İmza :

Üye : Doç. Dr. Mustafa ARIK

İmza :

Üye : Doç. Dr. Songül DUMAN

İmza :

Üye : Yrd. Doç. Dr. Bekir GÜRBULAK

İmza :

Yukarıdaki sonucu onaylıyorum
Enstitü Müdürü

Bu çalışma; BAP projeleri ve Tübitak kapsamında desteklenmiştir.
Proje No: **2010/285**

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

ÖZET

Doktora Tezi

InSe ve InSe:Mn YARIİLETKENLERİNİN YASAK ENERJİ ARALIĞINA ELEKTRİK ALANIN ETKİSİ ve SCHOTTKY DİYOT DAVRANIŞLARI

Tuba TEKLE

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç Dr. Bekir GÜRBULAK

Bridgman-Stockbarger metoduyla büyütülen InSe ve InSe:Mn yarıiletken kristallerin sıcaklığa bağlı optik soğurma ölçüleri 10-320 K sıcaklık aralığında, 10 K'lik adımlarla alınmıştır. Eksiton ve yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi incelenmiştir. Yapıya katılan Mn elementi InSe kristalinin optik soğurma şiddetini artırmış ve soğurma kıyısının daha kısa dalga boyu tarafa kaymasına neden olmuştur. Numunelere 35 V'luk gerilim uygulanarak elektrik alanın soğurma üzerine etkisi incelenmiştir. Daha sonra, Metal/InSe/In ve Metal/InSe:Mn/In diyotlarının akım-gerilim ($I-V$) karakteristikleri 140-380 K sıcaklık aralığında 20 K'lik adımlarla alınmıştır. Sıcaklığın azalması ile idealite faktöründe artma, engel yüksekliğinde ise azalma gözlemlenmiştir. Bu davranış, metal yarıiletken arayüzeylerde engel yüksekliğinin Gaussian dağılıma sahip olduğu varsayılarak engel inhomojenliğine atfedilmiştir.

2012, 128 sayfa

Anahtar Kelimeler: InSe, InSe:Mn, Soğurma, Eksiton, Elektrik Alan, Schottky Engel Yüksekliği, Metal-Yarıiletken-Metal Kontaklar, Akım-Gerilim.

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

THE EFFECT of ELECTRIC FIELD on BAND GAP ENERGY of InSe and InSe:Mn SEMICONDUCTORS and THEIR SCHOTTKY DIODE BEHAVIOR

Tuba TEKLE

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

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Bekir GÜRBULAK

The optical absorption measurements of InSe and InSe:Mn semiconductor crystals grown by Bridgman-Stockbarger method have been carried out as a function of temperature with 10 K increments in the range 10-320 K. The variations of exciton and band gap energies of the crystals have been investigated as a function of temperature. It has been the doping of the Mn element to the structure of InSe had increased the absorption intensity of InSe crystal and caused the shifting of the absorption edge towards the shorter wavelength. A potential of 35 V was applied to the samples and its effect on optical absorption has been investigated. After then, the current-voltage (I - V) characteristics of Metal/InSe/In and Metal/InSe:Mn/In Schottky diodes have been taken with 20 K increments in the range 140-380 K. The experimental barrier height decreased while ideality factor increased as the temperature decreased. This behaviour has been attributed to the barrier inhomogeneities by assuming a Gaussian distribution of barrier heights at the metal-semiconductor interface.

2012, 128 Pages

Keywords: InSe, InSe:Mn, Absorption, Exciton, Electric Field, Schottky Barrier Height, Metal-Semiconductor-Metal Contacts. Current-Voltage.

TEŞEKKÜR

Doktora tezi olarak sunduğum bu alışma Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakóltesi Fizik Bölümünde yapılmıştır.

Doktora tez alışmalarında göstermiş olduğu özverili katkılarından dolayı ve çalışmam sırasında büyük yardımlarını gördüğüm, bilgi ve deneyimlerinden yararlandığım tez danışmanım değerli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Bekir GÜRBULAK'a en içten teşekkür ve saygılarımı sunarım. Çalışmalarım süresince öneri ve bilgilerinden istifade ettiğim saygıdeğer hocam Sayın Doç. Dr. Songül DUMAN'a ve Sayın Prof. Dr. Seydi DOĞAN'a desteklerinden dolayı teşekkür ederim. Tez süresince laboratuvarıda beraber çalıştığım arkadaşlarım Hatice ASIL, Kübra ÇINAR ve Zeynep Elkoca'ya manevi destek ve yardımlarından dolayı teşekkür ederim.

Fizik Bölümü laboratuvarlarında çalışma imkanı sağladığı için başta bölüm başkanımız Sayın Prof. Dr. Abdölmecit TÜRÖT olmak üzere tüm Fizik Bölümü elemanlarına ayrıca teşekkür ederim.

Hiçbir zaman yardımlarını ve desteklerini esirgemeyen sevgili eşim ve canım oğluma sonsuz teşekkür ederim.

Çalışmalarım esnasında bana destek veren TÜBİTAK'a ve Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'ne ayrıca teşekkür ederim.

Bu tezimi canım annem ve canım merhum babama atfediyorum...

Tuba TEKLE

Ocak 2012

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER DİZİNİ.....	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	ix
ÇİZELGELER DİZİNİ.....	xvi
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	12
2.1. Yarıiletken Malzemeler.....	12
2.2. Soğurma Katsayısı.....	14
2.3. Bantlar Arası Soğurma.....	16
2.3.1. Bantlar Arası Geçişler.....	16
2.4. Durum Yoğunluğu.....	20
2.5. Bant Kenarı Soğurmasının Frekansa Bağlılığı.....	24
2.6. Franz-Keldysh Etkisi.....	25
2.7. Eksiton.....	26
2.8. Eksitonların Bağlanma Enerjisi ve Yarıçap.....	29
2.9. Eksiton Soğurması.....	31
2.10. Stockbarger ve Bridgman Metoduyla Kristal Büyütme.....	33
2.11. Yarıiletkenlerin Yasak Enerji Aralığının Değişmesi.....	35
2.11.a. Yarıiletkenin Yasak Enerji Aralığına Sıcaklığın Etkisi.....	36
2.11.b. Yarıiletkenin Yasak Enerji Aralığına Basıncın Etkisi.....	37
2.11.c. Yarıiletkenin Yasak Enerji Aralığına Magnetik Alanın Etkisi.....	37
2.11.d. Yarıiletkenin Yasak Enerji Aralığına Elektrik Alanın Etkisi.....	39
2.11.e. Yarıiletkenin Yasak Enerji Aralığına Kusur Konsantrasyonunun Etkisi.....	40
2.12. Yarıiletkenlerde Soğurma.....	41
2.13. Kristal Örgü Soğurması.....	41
2.14. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlar.....	42
2.14.1. Omik Kontaklar.....	45

2.14.1.a. Omik Kontak Elde etme Yöntemleri.....	47
2.14.2. Doğrultucu Kontaklar.....	48
2.15. Metal (Omik)/ <i>n</i> -tipi Yarıiletken/ Metal (Doğrultucu) Yapısı.....	53
2.16. Schottky Diyotlarda Akım İletim Mekanizmaları.....	54
2.16.1. Engel üzerinden difüzyon ve termoiyonik emisyon (TE).....	55
2.16.2. Tünelleme	58
2.16.3. Deplasyon bölgesi jenerasyon-rekombinasyonu.....	60
2.17. Basit Eşitlikler.....	61
2.18. Metal/InSe ve Metal/InSe:Mn Schottky Diyodunda Akım-Voltaj (I-V) Ölçüleri ve Bazı Diyot Parametrelerinin Hesaplanması.....	62
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	65
3.1. Giriş.....	65
3.2. Numunelerin Özellikleri.....	65
3.3. InSe Yarıiletkenin Faz Diyagramı.....	67
3.4. InSe Yarıiletken Bileşiklerin Band Yapısı.....	67
3.5. Kristal Büyütme Teknikleri.....	69
3.5.1. Kristal Büyütme Tekniğinin Seçimi.....	70
3.5.2. Kristal Büyütme Fırını.....	71
3.5.3. Kristal Büyütme Prosedüründe Kullanılan Ampuller.....	72
3.5.4. Kristal Büyütme Ampullerinin Hazırlanması.....	73
3.5.5. Ampullerin temizlenmesi.....	73
3.5.6. Stokiyometrik oran.....	74
3.5.7. Kristal büyütme ameliyesi	75
3.5.8. Önreaksiyonun Önemi.....	76
3.5.9. Tek Kristal Büyütmede Dikkat Edilmesi Gereken Hususlar.....	76
3.5.10. Komponent elementlerin önreaksiyonu ve InSe-InSe:Mn kristallerinin büyütülmesi.....	77
3.6. Soğurma Ölçüleri İçin Numune Hazırlama.....	80
3.7. Metal /InSe ve Metal/InSe:Mn diyotlarının hazırlanması.....	81
3.8. Akım-Voltaj Karakteristiği Ölçümü.....	83

4. ARAŞTIRMA BULGULARI	84
4.1. Giriş.....	84
4.2. InSe ve InSe:Mn Tek Kristallerinde Soğurma Ölçüleri.....	84
5. TARTIŞMA ve SONUÇ	113
5.1. InSe ve InSe:Mn Tek Kristallerinin Büyütülmesi ve Soğurma Ölçümlerinin Değerlendirilmesi.....	113
5.2. Metal/InSe ve Metal/InSe:Mn Schottky Diyotların Sıcaklığa Bağlı Akım- Voltaj Ölçüm Sonuçları.....	119
KAYNAKLAR	122
ÖZGEÇMİŞ	128

SİMGELER DİZİNİ ve KISALTMALAR DİZİNİ

A	Diyodun Etkin Alanı
A^*	Richardson Sabiti
$a.c.$	Alternatif Akım
C	Kapasite
$^{\circ}C$	Santigrat Derece
e	Elektronun Yüğü
α	Soğurma Katsayısı
E_c	İletkenlik Bandının Enerjisi
E_f	Fermi Enerji Seviyesi
E_g	Yarıiletkenin Yasak Enerji Aralığı
E_v	Valans Bandının Enerjisi
h	Planck Sabiti
$I-V$	Akım-Voltaj
ϵ_s	Yarıiletkenin Dielektrik Sabiti
ϵ_0	Boşluğun Dielektrik Sabiti
Φ_b	Schottky Engel Yüksekliğı
$\bar{\Phi}_b$	Ortalama Engel Yüksekliğı
Φ_m	Metalin İş Fonksiyonu
Φ_s	Yarıiletkenin İş Fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin Elektron İlgisi
I_0	Satürasyon Akımı
J	Akım Yoğunluğı
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden Yarıiletkene Doğru Akan Akım Yoğunluğı
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden Metale Doğru Akan Akım Yoğunluğı
J_{sT}	Ters-Doyma Akım Yoğunluğı
K	Boltzman Sabiti

m_n^*	Elektronun Etkin Kütlesi
m_p^*	Değişin Etkin Kütlesi
N	İdealite Faktörü
N_a	Akseptör Konsantrasyonu
N_a^-	İyonize Olmuş Akseptör Konsantrasyonu
N_d	Donor Konsantrasyonu
N_d^+	İyonize Olmuş Donor Konsantrasyonu
N_v	Valans Bandındaki Deşik Konsantrasyonu
N_c	İletkenlik Bandındaki Elektronların Konsantrasyonu
m_e	Elektronun Kütlesi
n	İdealite Faktörü
n_i	Asal Elektron Konsantrasyonu
N_c	Yarıiletkenin İletkenlik Bandındaki Hal Yoğunluğu
N_d	Donor Konsantrasyonu
N_{ss}	Yarıiletkenle Denge Olan Arayüzey Hal Yoğunluğu
σ_s	Standart Sapma
Q	Birim Alan Başına Düşen Yük Yoğunluğu
T	Sıcaklık (Kelvin Cinsinden)
τ	Zaman Sabiti
τ_r	Elektronların Bölgeyi Geçmesi İçin Gerekli Zaman
V_{dif}	Difüzyon Potansiyeli
W	Uzay Yüğü Bölgesinin Genişliğı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1. (a) Metalin ve (b) yarıiletkenin özdirencinin sıcaklıkla değişimi.....	5
Şekil 2.1. Üç farklı tip materyal için enerji diyagramları	12
Şekil 2.2. (a) Donor ve (b) akseptor tipli yarıiletkenlerin bant diyagramları.....	14
Şekil 2.3. (a) Bir yarıiletkende elektron boşluk çiftinin oluşumu (b) dx kalınlıklı numunede optik soğurma	15
Şekil 2.4. Gelen fotonun soğurulması ve foton yayınlanmasının gösterimi	17
Şekil 2.5. Dolu olan daha aşağıda bulunan E_i enerjili ilk seviye ve boş olan daha üstteki E_s enerjili son seviye arasındaki bant arası optiksel soğurulma. İki bant arasındaki enerji farkı E_g 'dir.....	18
Şekil 2.6. Katılardaki bant arası geçişler. (a) Doğrudan bant aralığı (b) Dolaylı bant aralığını temsil ediyor.....	19
Şekil 2.7. Direkt band aralıklı bir yarıiletkende bant kıyı yapısının basit şeması.....	22
Şekil 2.8. Eksitonun enerji seviyesi	27
Şekil 2.9. Serbest taşıyıcı soğurması.....	28
Şekil 2.10. (a) Wannier-Mott eksiton olarak da adlandırılan serbest eksitonların şematik gösterimi (b) Frenkel eksiton olarak da adlandırılan sıkı bağlı eksitonların şematik	28
Şekil 2.11. Eksitonik etkiler içeren direk bant aralıklı yarıiletkenler için bant diyagramı gösterimi	33
Şekil 2.12. Yaklaşık omik kontakların akım-gerilim karakteristikleri; a) küçük doğrultuya sahip omik kontak, b) direnci gerilime bağlı olan omik kontak.....	46
Şekil 2.13. a) Metal-Yarıiletken kontak şeması, b) Kontakta önceki metal-yarıiletken (n-tipi) kontakın enerji-bant şeması ve c) Kontakta sonraki metal-yarıiletken (n-tipi) kontakın enerji-bant diyagramı.....	50
Şekil 2.14. a) Metal-Yarıiletken kontak şeması, b) Termal denge durumu enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı, c) düz beslem durumu için enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı ve d) ters beslem durumu için enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı	51

Şekil 2.15. Metal-p-tipi yarıiletken kontakların farklı beslemeler altındaki enerji-bant diyagramları. (a) Termal denge, (b) düz beslem, (c) ters beslem durumlarındaki enerji bant diyagramları	52
Şekil 2.16. n+nM yarıiletken yapının termal dengede enerji-band diyagramı	53
Şekil 2.17. Doğru gerilim altında beş temel iletim prosesi. (1) Termoyonik emisyon. (2) Tünelleme. (3) Rekombinasyon (yeniden birleşme). (4) Elektronların difüzyonu. (5) Deliklerin difüzyonu	54
Şekil 2.18. Doğru beslem altında bir Schottky diyot için taşıyıcı geçişleri ve akımları	56
Şekil 2.19. a) FE ve b) TFE mekanizmalarının oluşumu	59
Şekil 3.1. InSe yarıiletkeninin perspektif görünümü	66
Şekil 3.2. Bazı InSe Yapıları; (A) tetragonal MInSe ₂ , (B) hegzagonal InSe, ve (C) kübik InSe	66
Şekil 3.3. InSe yarıiletken bileşiğinin faz diyagramı	67
Şekil 3.4. ϵ -InSe yarıiletken bileşiğinin band yapısı	68
Şekil 3.5. β -InSe Yarıiletkeninin bant enerji spektrumu	69
Şekil 3.6. Kristal büyütme sisteminin şematik görünüşü	72
Şekil 3.7. Çeşitli şekillerde kapatılmış tek kristal büyütme ampullerinin şematik görünüşü	73
Şekil 3.8. InSe ve InSe:Mn numunelerini büyütme işleminde uygulanan program	78
Şekil 3.9. Yatay büyütme fırını; 1. Kuvars ampul, 2. Alümine tüp, 3. Zirkonyum battaniye, 4. Aluminyum folyo, 5. Kanthal rezistans (Cr-Al-Fe), 6. Termoçift, 7. Hava boşluğu	79
Şekil 3.10. Soğurma ölçülerinin yapıldığı sistemin blok diyagramı	80
Şekil 3.11. Omik kontak termal işlemi için fırın ve kontrol ünitesi şeması	82
Şekil 4.1. a) InSe ve b) InSe:Mn tek kristalinde farklı sıcaklıklarda soğurma katsayısının enerjiye bağlı değişim	85
Şekil 4.2. InSe tek kristalinde ($\Delta U = 0$ V ve 35 V) için farklı sıcaklıklarda soğurma katsayısının enerjiye bağlı değişimi	86
Şekil 4.3. InSe:Mn tek kristalinde ($\Delta U = 0$ V ve 35 V) için farklı sıcaklıklarda soğurma katsayısının enerjiye bağlı değişimi	86
Şekil 4.4. InSe ve InSe:Mn tek kristallerine alan uygulamadan önce farklı sıcaklıklarda soğurma katsayısının enerjiye bağlı değişimi	87

Şekil 4.5. InSe ve InSe:Mn tek kristalinde $\Delta U = 35V$ uyguladıktan sonra farklı sıcaklıklarda soğurma katsayısının enerjiye bağlı değişimi	87
Şekil 4.6. Cd/InSe:Mn diyoduna ait sıcaklığa bağlı (I-V) karakteristikleri	88
Şekil 4.7. Cd/InSe:Mn Schottky diyot için idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi	90
Şekil 4.8. Cd/InSe:Mn/In schottky diyot için deneysel engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi	91
Şekil 4.9. Engel yüksekliğinin iki Gaussian dağılımına göre Cd/InSe:Mn Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ ve modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_s^2/2k^2T^2 \sim (kT)^{-1}$ Richardson grafikleri	92
Şekil 4.10. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Cd/InSe:Mn Schottky kontağının $1/(2kT)$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri	93
Şekil 4.11. Cd/InSe diyoduna ait sıcaklığa bağlı (I-V) karakteristikleri	95
Şekil 4.12. Cd/InSe Schottky diyot için idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi	97
Şekil 4.13. Cd/InSe Schottky diyot için deneysel engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi	98
Şekil 4.14. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Cd/InSe:Mn Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ ve modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_s^2/2k^2T^2 \sim (kT)^{-1}$ Richardson grafikleri	99
Şekil 4.15. Engel yüksekliğinin iki Gaussian dağılımına göre Cd/InSe Schottky kontağının $1/(2kT)$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri	100
Şekil 4.16. Sn/InSe:Mn diyoduna ait sıcaklığa bağlı (I-V) karakteristikleri	101
Şekil 4.17. Sn/InSe:Mn Schottky diyot için idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi ..	103
Şekil 4.18. Sn/InSe:Mn Schottky diyot için deneysel engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi	104
Şekil 4.19. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Sn/InSe:Mn Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ ve modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_s^2/2k^2T^2 \sim (kT)^{-1}$ Richardson grafikleri	105
Şekil 4.20. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Sn/InSe:Mn Schottky kontağının $1/(2kT)$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri	106

Şekil 4.21. Sn/InSe diyoduna ait sıcaklığa bağlı (I-V) karakteristikleri	107
Şekil 4.22. Sn/InSe Schottky diyot için idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi	109
Şekil 4.23. Sn/InSe Schottky diyot için deneysel engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi	110
Şekil 4.24. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Sn/InSe/In Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ ve modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2\sigma_s^2/2k^2T^2 \sim (kT)^{-1}$ Richardson grafikleri	111
Şekil 4.25. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Sn/InSe:Mn Schottky kontakının $1/(2kT)$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri	112
Şekil 5.1. InSe ve InSe:Mn tek kristallerinde elektrik alan uygulanmadan 1. eksiton enerjisinin ve yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi	116
Şekil 5.2. InSe ve InSe:Mn tek kristallerinde elektrik alan uygulandığında ($\Delta U = 35$ V) 1. eksiton enerjisinin ve yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi	117
Şekil 5.3. InSe ve InSe:Mn tek kristallerinde ($\Delta U = 0$ ve $\Delta U = 35$ V) 1. eksiton enerjisinin ve yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi	118

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. İş fonksiyonlarına göre doğrultucu ve omik kontaklar	44
Çizelge 4.1. Cd/InSe:Mn/In diyoduna ait sıcaklığa bağlı lnI-V grafiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri	89
Çizelge 4.2. Cd/InSe/In diyoduna ait sıcaklığa bağlı lnI-V grafiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri	96
Çizelge 4.3. Sn/InSe:Mn/In diyoduna ait sıcaklığa bağlı lnI-V grafiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri	102
Çizelge 4.4. Sn/InSe/In diyoduna ait sıcaklığa bağlı lnI-V grafiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri	108
Çizelge 5.1. InSe ve InSe:Mn numunelerinde elektrik uygulamadan ve alan uygulandığında yasak enerji aralığı ve eksiton enerjisi değerleri.....	117

1. GİRİŞ

Yarıiletkenler üzerindeki çalışmalar yaklaşık bir yüzyıldır devam etmektedir. Çalışmalar, teknolojik gelişmelerin ışığında bu konuya olan ilginin her geçen gün artırdığını göstermektedir. Yarıiletken teknolojisinin ilerlemesinde tek kristallerin araştırılması ve büyütülmesinin öneminin yanı sıra büyütülen kristallerin devre elemanı olacak mukavemete, büyüklüğe ve kristal yapıya sahip olması da önemlidir. Özellikle elektronik endüstrisinde kullanılan malzemenin tamamına yakınının başlangıç hali tek kristaldir. Bunun nedeni tek kristal halinde özelliklerin ve elektriksel davranışın daha kolay yöntemlerle kontrol edilebilir olmasıdır. Kristal hali materyal analizini ve karakterizasyonunu daha kolay hale getirir. Bununla beraber son 20 yıl içinde amorf katılar da en az tek kristaller kadar teknolojide yaygın biçimde kullanılmaya başlanmıştır. Amorf katılarda, kristal katılardaki anlayışa benzer bir dizilme söz konusu değildir. En azından uzak mesafe dizilmesine bakıldığında atomların belli düzene göre sıralanmaları söz konusu değildir. Buna rağmen kısa mesafe düzenine bakıldığında mikroyapı anlamında düzenli olmayan dizilmelerin var olduğu gözlenmektedir.

Kristaller üzerinde yapılan araştırmaların teknolojide oldukça fazla uygulama alanı bulabilmesi gerçeği araştırmacıları bu konular üzerinde çalışmaya teşvik etmektedir. Yarıiletken bileşiklerden yapılan aygıtlar arasında transistör, anahtar, diyot, fotovoltaik pil, termistörler, güneş pilleri ve dedektör örnek verilebilir. Bu aygıtlar devre elemanı olarak tek başlarına kullanılabildikleri gibi entegre devrelerin bir parçasını da oluşturabilirler. Ayrıca ikili ve üçlü yarıiletkenler görünür ve kırmızı ötesi ışık yayan diyotlar, kırmızı ötesi detektörler, dönüştürücüler, yükselteçler, optik parametrelili osilatörler, uzak kırmızı ötesi jeneratörlerin yanı sıra, optik sinyal üretmek ve onları kaydetmek için de kullanılırlar.

Kristal yapıda atomlar düzgün olarak dizilmiştir ve her doğrultuda ve düzlemde farklı fiziksel özellikler gösterirler. Eğer bir yapının doğrultuya ve düzleme göre fiziksel

özelliği farklılık göstermiyorsa izotropik, doğrultuya ve düzleme göre fiziksel özelliği farklılık gösteriyorsa anizotropik bir yapıdadır.

Kristal yapı gösteren katıları, sınıflandırmanın en kolay ve basit yolu, onları metaller ve metal olmayanlar (ametaller) diye ikiye ayırmaktır. Metaller yüksek elektriksel iletkenliğe sahiptirler ve serbest elektronları vardır. Buna karşılık ametaller yalıtkan özellik gösterirler ve sadece yörünge elektronları bulunur. Kristal özellikli ametallere katılarda, katının oluşması sırasında atomların valans elektronlarının özelliklerine göre üç grupta sınıflandırılabilirler. Bunlar; iyonik kristaller, kovalent kristaller ve moleküler kristallerdir.

Maddenin kristal özellikleri teknolojik olarak önemlidir. Katı bir kristal yapıda, yaklaşık 10^{28} atom/m³ sayıda atom üç boyutta düzgün biçimde dizilmiştir. Eğer bir kristal tamamıyla doğru denge şartlarında ve dış kuvvetlerin etkisi olmaksızın büyütülürse ideale yakın bir biçimde büyütülebilir. Ancak iyi bir tek kristal hiç bir zaman bu ideal şartlarda büyütülemez, kristal içinde bazı yabancı atomlar ve kristal yapı bozuklukları en az düzeyde bile olsa mutlaka oluşur. Kristaller ikiye ayrılır. Basit kristaller ve komplike (karışık) kristaller. Birçok kristal pozitif ve negatif yüklü iyonlardan oluşabilir. Gerçekte kristal yapıya sahip bir katı tümüyle tek tip bir sıralanmadan ibaret değildir. Bu katıda atomik sıralamalardan oluşan küçük bölgecikler vardır. Polikristalde ise düzenli atomik sıralanış sadece birkaç angstromdan birkaç cm²'ye kadar olan tane boyutuna sahip kristal bölgeleri kadardır. Bir polikristal tane sınırları ile çevrili çok sayıda küçük tek kristal bölgeleri içerir. Küçük bir bakır telde bu bölgeciklerden milyonlarca vardır. Bu tür kristallere polikristaller denir. Bu kristalleşme alanlarına tane, bölgeler arasındaki ayırma kısımlarına tane sınırları (grain boundary) denir. Sistemin atomları belirli bir sıcaklıkta termal denge halinde, eğer bu en küçük serbest enerji konfigürasyonu ise, katı belirli bir kristal durumuna yönelir. Doğal olarak farklı tip düzenlenmeler farklı enerjilere sahiptir. Böylece, belli bir sıcaklıkta, belirli bir atomik konfigürasyon diğerlerinden daha fazla sayıda oluşacaktır. Herhangi bir sıcaklıktaki en kararlı düzenlenme (dizilme) çok karmaşık şekilde atomlar arasındaki

kuvvetlere, atomlar arasındaki uzaklıklara ve atomların büyüklüğüne bağlıdır. Eğer bir katı cisim tümü ile aynı düzende ise veya tek bölgecikten oluşuyorsa tek kristaldir.

Katıların sınıflandırılması, atomik düzene, bağlanma enerjisine, elektriksel, optiksel, fiziksel ve kimyasal özelliklere veya kristal yapının geometrik özelliklerine dayandırılır. Katıların en önemli özelliği onların amorf (cam) ve kristal yapıda bulunmalarıdır. Amorf bir katıdaki atomlar, herhangi bir uzun yada kısa mesafede atomik düzenin olmadığı düzensiz bir tarzdadır.

Kristal yapı ise atomların belirli bir geometrik düzene göre dizilmesi ile oluşmaktadır. Kristal, belirli bir yerleşim düzeni içerisinde bir araya gelen atomların, ortaya koydukları yerleşim düzeninin üç boyutta tekrarı ile oluşur. Bütün metaller, çoğu seramik malzemeler ve bazı polimerler kristal yapıya sahiptirler.

Katı cisimler elektrik özelliklerine (özdirençlerine) göre metaller, yarıiletkenler ve yalıtkanlar olmak üzere 3 gruba ayrılırlar.

- a) Metallerin özdirenci $\rightarrow \rho=10^{-6}-10^{-4}$ ohm.cm,
- b) Yarıiletkenlerin özdirenci $\rightarrow \rho=10^{-4}-10^{10}$ ohm.cm,
- c) Yalıtkanların özdirenci ise $\rightarrow \rho \geq 10^{10}$ ohm.cm, aralığında değişmektedir.

Ancak özdirenç kriterleri tam açık değildir. Metallerin, yarıiletkenlerin ve yalıtkanların özdirenç kriterine göre ayırt edilmesi her zaman geçerli değildir. Zira yarıiletkenlerin özdirenci, bazı sıcaklık aralığında metallere benzer ve bazı sıcaklıklarda da (mutlak sifira yaklaştığında) yalıtkanlara benzer davranış göstermektedir (Caferov 1998). Metallerde özdirencin sıcaklıkla değişimine bakılmalıdır.

$$\rho = \rho_0 \alpha \Delta T \quad (1.1)$$

İle verilir. ρ_0 , 0°C derecede özdirenç, metalin termal genleşme katsayısı ve T , mutlak sıcaklıktır. Metallerin özdirenci, sıcaklıkla doğru orantılı olarak değişmektedir. Örnek

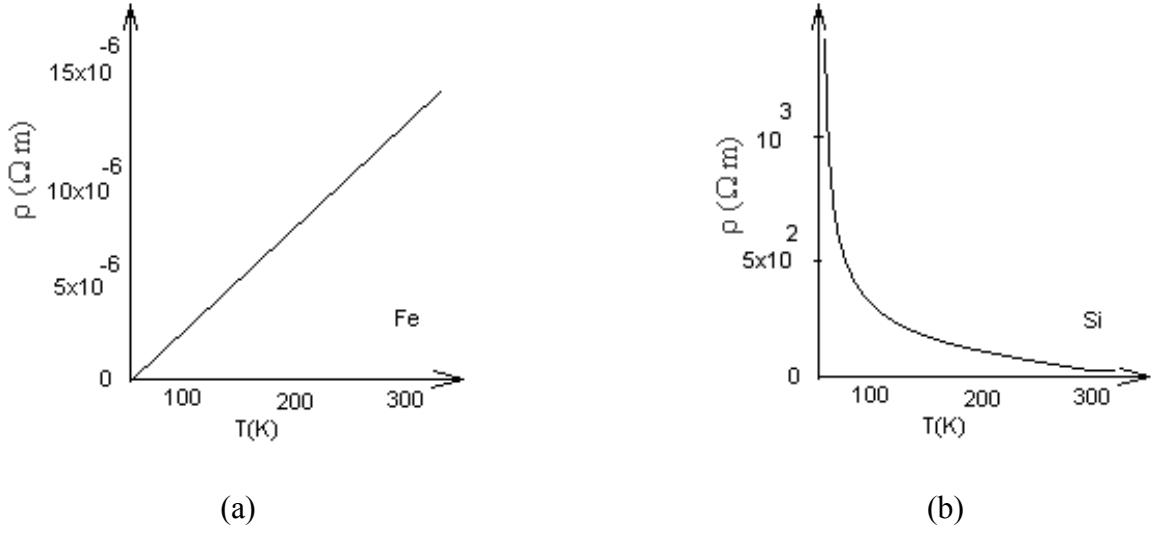
olarak demir (Fe) Şekil 1.1a'da verilmiştir. Yarıiletkenlerde ise öz direnç sıcaklıkla eksponansiyel olarak azalmaktadır. ayrıca; Silisyum için Şekil 1.1b'de verilmiştir.

$$\rho = A \exp\left[\frac{E_g}{kT}\right] \quad (1.2)$$

Burada E_g yarıiletkenin yasak enerji aralığı, k Boltzmann sabitidir. A bir sabittir. İletkenlik ise;

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{ne\mu} \quad (1.3)$$

olup, burada n , elektronun konsantrasyonu, e , elektronun yükü ($1,6 \times 10^{-19}$ C) μ , ise elektronun mobilitesidir. Metallerde elektronların tamamı oda sıcaklığında iyonlaşmış durumdadır. Bu nedenle elektronların konsantrasyonu çok yüksektir ($n=10^{22}$ cm⁻³) ve sıcaklığa bağlı değildir, fakat mobiliteleri bir miktar azalmaktadır. Katkısız saf yarıiletkenlerde elektronun konsantrasyonu eksponansiyel artmaktadır ve mobilitesi az miktarda azalmaktadır. Bunların sonucunda (1.3) eşitliğine uygun olarak metallerin öz direnci sıcaklıkla artmakta veya iletkenliği küçülmektedir. Katkısız yarıiletkenlerde, metallerin aksine, elektronların konsantrasyonu sıcaklık arttıkça eksponansiyel olarak artmakta ve elektronların mobilitesi az miktarda küçülmektedir. Bu iki işlemin sonucunda, yarıiletkenlerin öz direnci sıcaklık arttıkça (1.3) eşitliğine uygun olarak azalmaktadır.



Şekil 1.1 a) Metallerin öz direncinin b) Yarıiletkenlerin öz direncinin sıcaklıkla değişimi

Devre elemanı teknolojisi fizik alanında teorik ve deneysel olarak önem taşıyan araştırma konularından biridir. Karakteristiklerinin çoğunun bilinmesi ve yapılarının kolay olması nedeniyle, metal yarıiletken kontaktların önemi ve kullanım alanları her geçen gün artmaktadır.

Üretilen bir devre elemanının istenilen performansta çalışabilmesi, devre yapısına ait bütün özelliklerin bilinmesine ve doğabilecek olumsuzlukların giderilmesine bağlıdır. Bundan dolayı yarıiletken tabanlı elektronik devre elemanlarının fiziksel ve elektronik özelliklerini ayrıntılı olarak araştırmak oldukça önemlidir. Yapılan araştırmaların amacı, bir yandan bu yapıların fiziksel özelliklerini belirlemek, diğer yandan da bu fiziksel özelliklerden faydalanarak yeni devre elemanları geliştirmektir. Son yıllarda katıhal ve yarıiletken devre elemanları fiziğinde önemli mesafeler kaydedilmiştir ancak, Schottky engel yüksekliğinin oluşum mekanizmaları henüz tam olarak belirlenmemiştir (Tung 2001).

Son zamanlarda III-VI tabakalı yarıiletkenlerden InSe mekaniksel, elektriksel ve optiksel olarak özel niteliklerinden, dolayı oldukça dikkat çekicidir (Mosca *et al.* 2002).

Güneş pili uygulamalarında yaygın olarak Si kullanılmasına rağmen, yarıiletken ikili bileşiklere dayalı olan güneş pilleri de gittikçe ilgi çekmektedir (Khare *et al.* 1990). GaSe ve InSe yarıiletkenler tabakalı yapıya sahiptirler. Ayrılabilen doğal ve düzgün tabakaları olduğundan dolayı yüksek kalitede optik özellikler kolaylıkla elde edilebilir (V.P. Savchyn 2000). InSe 1,3eV band aralığına sahip olduğundan güneş pilleri teknolojisinde kullanmak için iyi bir adaydır (Segura *et al.* 1979; Guesdon *et al.* 1987). InSe; fotovoltaik uygulamalarda (Guesdon *et al.* 1987), fotodiyotlarda ve anahtarlama devrelerinde (Kenawy *et al.* 1991) geniş bir uygulama alanına sahiptir. Son yıllarda, katıhal iyonik iletkenlerin kullanıldığı mikrobataryalar ve kapasitörler gibi mikro aygıtlarda, ticari ve endüstriyel uygulamalar kadar fotoiletkenlikte de polikristal indiyumselenit materyallerin potansiyel uygulamaları mevcuttur (Micocci *et al.* 1995).

InSe kristali *n*-tipi yarıiletken olmasına rağmen % 0,05-0,50 Sb, As, Zn ve Cd katkılanmasıyla elektrik özelliği *p*-tipine değiştirilebilir (Shigetomi *et al.* 1989; Micocci *et al.* 1991). Katkılanmamış ve Cd katkılanmış InSe tek kristalleri 1 ve 4-5 eV foton enerjisi aralığında yüksek ışık hassasiyeti göstermiştir.

Sn ve As katkılı InSe numunesinin elektriksel ve optiksel özellikleri incelenmiş, Sn katkılanmış InSe numunesinin *n*-tipi iletkenliğe ve As katkılanmış numunenin ise *p*-tipi iletkenliğe sahip olduğu belirtilmiştir. Sn katkılı *n*-InSe kristalinde taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklığa bağımlılığından iletkenlik bandının 0,06 eV aşağısında donör seviyelerinin lokalize olduğu ve bu seviyelerin emisyon bandında ışımalı rekombinasyon işlemiyle ilgili olduğu belirtilmiştir (Shigetomi *et al.* 2003).

Gürbulak *et al.* (1999), InSe ve InSe:Er tek kristallerini Brigdman-Stockbarger metodunu kullanarak büyütmüş ve ısı prop tekniğini kullanarak InSe ve InSe:Er numunelerinin *n*-tipi iletkenliğe sahip olduğunu belirtmiştir. InSe ve InSe:Er tek kristalleri için bağlanma enerjilerini sırasıyla 20,5 ve 21,0 meV olarak ve 300 K'de, direkt yasak enerji aralığını 1,256 ve 1,253 eV olarak hesaplamıştır. InSe ve InSe:Ho tek kristalinde 10 K sıcaklığında $n=1$ ve $n=2$ eksiton seviyeleri için enerji değerleri sırasıyla 1,315 ve 1,332 eV olarak belirtilmiştir.

Katkılanmamış InSe ve çeşitli Ho konsantrasyonları ile katkılanmış InSe, yatay Bridgman-Stockbarger metodu ile büyütülmüştür. Soğurma ölçümleri 10–320 K sıcaklık aralığında gerçekleştirilmiştir. InSe ve InSe:Ho numunelerinin eksiton bağlanma enerjileri, diklik parametreleri ve Urbach enerjileri sıcaklığın fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Ho katkısı soğurma kenarındaki uzun dalgaboylarına doğru kaymaya sebep olmuştur. Ho katkısı diklik parametrelerinde azalmaya, eksiton bağlanma enerjisinde ve Urbach enerjisinde artışa sebep olmuştur. Ho, InSe’de optik olarak aktif bir elementtir ve Ho katkısı malzemenin yasak enerji aralığında uzun dalgaboylarına doğru bir kaymaya sebep olmuştur. Sonuç olarak, eksiton bağlanma enerjisinde önemli bir artış gözlenmiştir. Ho katkısıyla 15 meV’den 55 meV’a eksiton bağlanma enerjisinin artışı, oda sıcaklığındaki optoelektronik uygulamalar için ve yüksek numune sıcaklıklarında eksitonik davranışın korunması bakımından başarılıdır. (Tüzemen 2004).

Polikristal kadmiyum katkılı InSe ince filmler, 200°C sıcaklıkta tutulan cam altlıklar üzerine Cd ve α -In₂Se₃’nin termal buharlaştırılmasıyla elde edilmiştir. Bu filmlerin oda sıcaklığındaki kırılma indisi, $n(\lambda)$, ve 300–450 K’lik sıcaklık aralığında yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlılığı incelenmiştir. Artan sıcaklık ile soğurma kenarı çok düşük enerji değerlere doğru kaymıştır. Temel soğurma kenarı, yasak enerji aralığının $-6,14 \times 10^{-4}$ (eV/K)’lik sıcaklık katsayısına sahip olduğu belirtilmiştir (Qasrawi 2005).

Metal-yarıiletken (MS) kontakların doğrultma özelliği 1874 yılında F. Braun tarafından keşfedilmiş olup daha kapsamlı teorik çalışmalar 1930’lu yıllarda Schottky tarafından yapılmıştır. Bu nedenle bu tür yapılar Schottky yapı olarak adlandırılır. Bu yapıların en belirgin özelliği metal ile yarıiletken arasında var olan bariyer yüksekliğidir ve bu nedenle bu tür yapılar doğrultucu özellik gösterirler (Sze 2007).

Metal-yarıiletken Schottky kontaklarda, Schottky engel inhomojenliği hem bilimsel hem de teknolojik açıdan büyük ilgi uyandırdı. Schottky engelin inhomojenliğini tanımlamak için iki farklı model kabul edilmiştir (Ohdomari *et al.* 1980). Termoyonik

akım iletiminden sapmalar engel yüksekliği inhomojenliğinin varlığı kabul edilerek açıklanmıştır ve inhomojenlikle ilgili olarak iki farklı yaklaşım ileri sürülmüştür (Zhu *et al.* 2000). Gauss dağılımı kullanılarak engel yüksekliğinin uzaysal dağılımının varsayımı, gerçek Schottky diyotların anormal elektriksel karakteristiklerinin büyük bir kısmını açıklayan çok başarılı modellerden biri olmuştur (Song *et al.* 1986; Zhu *et al.* 2000). İkinci olarak, mıhlama kavramına dayanan yeni bir model Tung tarafından önerilmiştir (Tung *et al.*1992). Bu model Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerinin analizinde başarılı bir şekilde uygulanmıştır (Lahnor *et al.* 1995; Zhu *et al.* 2004). Model, mıhlamanın, ters besleme kıyasla doğru beslemeden daha güçlü bir şekilde etkilendiği ve yüksek ters beslem altında mıhlama etkisinin sonunda azalabileceğini söyler. Farklı engel yüksekliğine sahip küçük lokal bölgelerin varlığı Ballistic Electron Emission Spectroscopy (BEES) kullanılarak deneysel olarak gösterilmiştir (Detavernier *et al.*1998; Vanalme *et al.* 1999; Im *et al.* 2001; Forment *et al.* 2001). Düşük engel yüksekliğine sahip Schottky diyotlar, kızılötesi (infrared) ve nükleer parçacıklı dedektörler, transistör kapıları, mikrodalga diyotlar, termal görüntüleme sensör olarak ve infrared dedektörleri gibi kriyojenik (soğuk) sıcaklıklarda çalışan aygıtlarda uygulamalar bulmuştur (Schmitsdorf *et al.* 1997). Bu nedenle, Schottky engel diyotların akım voltaj ($I-V$) karakteristiklerinin sadece oda sıcaklığında analizi, onların iletim işlemleri hakkında veya metal-yarıiletken arayüzeyinde engel oluşumunun yapısı hakkında detaylı bilgi vermez (Chand and Bala 2005). $I-V$ karakteristiklerinin sıcaklığa bağımlılığı iletim mekanizmasının farklı yönlerini anlamamıza izin verir (Jiang *et al.* 2003). Termoiyonik yayınlama teorisine dayanan Schottky engel diyotların $I-V$ karakteristiklerinin analizinde genellikle sıcaklığın azalması ile idealite faktöründe (n) bir artış ve engel yüksekliğinde ($SBH\Phi_b$) anormal bir azalma gözlemlenmiştir (Zhu *et al.* 2000).

Duman *et al.* 2007’de yaptıkları çalışmada modifiye edilmiş Bridgman-Stockbarger metoduyla büyüttükleri n -InSe:Sn yarıiletkenine Au-Ge buharlaştırarak elde ettikleri Schottky diyotların 80-320 K sıcaklık aralığında 20 K’lik adımlarla alınan ölçümlerinden oda sıcaklığındaki (300 K) engel yüksekliği değerini $0,70 \pm 0,01$ eV

olarak hesaplamışlardır. Ayrıca 80-320 K sıcaklık aralığında engel boyunca akımın TFE (termoionik alan emisyonu) mekanizması ile iletildiği açıklanmıştır.

Au-Be/*p*-InSe: Cd diyodunun elektriksel analizi, karanlık ortamda 296 K sıcaklığındaki akım-voltaj (*I-V*), kapasite-voltaj (*C-V*) ve kapasite-frekans (*C-f*) ölçümlerinden faydalanılarak yapılmıştır. Aynı şartlarda hazırlanmış Au-Be/*p*-InSe: Cd Schottky engel diyotlarının engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri termoionik emisyon teorisi uygulanarak deneysel akım-voltaj (*I-V*) karakteristiklerinden hesaplanmıştır. Au-Be/*p*-InSe: Cd Schottky diyotları için idealite faktörü 1,49 ve 1,11 arasında ve Engel yüksekliği değerlerini ise 0,74 eV ve 0,82 eV aralığında değişim göstermiştir. *I-V* karakteristiklerinden bulmuştur. Yüksek akımda seri direnç etkisi gözlenmiştir. Seri direnç değerleri Cheung ve Norde metodları kullanılarak *I-V* ölçümlerinden belirlenmiştir (Duman *et al.* 2009).

Ag/*p*-GaSe: Gd Schottky engel diyodunun oda sıcaklığındaki akım-voltaj ve kapasite-voltaj ölçümlerinden yararlanarak bazı parametreler belirlenmiştir. Aynı şartlarda hazırlanan Schottky diyotların engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri sırasıyla 0,69'dan 0,85 eV'a ve 1,13'den 1,74 eV'a kadar değişim göstermiştir. Schottky diyotlar için engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri arasındaki lineer ilişkiden, engel yüksekliği değeri 0,83 eV olarak bulunmuştur (Duman *et al.* 2010).

Tung (1991) Schottky diyotlarla ilgili yaptığı çalışmalarda, Schottky engel diyotlarda deneysel olarak elde edilen *I-V* karakteristiklerinin bazen termiyonik emisyon modeli ile uyuşmayabileceğini ifade etmiştir. İdealite faktörünün 1,03'den büyük olması durumunda bu durumun termiyonik emisyon modeli ile direkt olarak açıklanamayacağını ve genellikle Schottky engel yüksekliğinin uygulama gerilimine bağlı olabileceğini açıklamıştır. Ayrıca idealite faktörünün 1'den daha büyük çıkmasını; imaj kuvvet etkisiyle engelin azalması, jenerasyon-rekombinasyon akımları, arayüzey halleri ve tünelleme gibi mümkün mekanizmalara atfetmiştir.

Literatürde farklı diyotlar üzerinde yapılan çalışmalarda da benzer sonuçlar elde edilmiştir. Örneğin; termoiyonik emisyon teorisine dayanan Schottky engel diyotların ($I-V$) karakteristiklerinin analizinde genellikle sıcaklığın azalması ile idealite faktöründe (n) bir artış ve engel yüksekliğinde (Φ_b) anormal bir azalma gözlemlenmiştir (Zhu *et al.* 2000). Düşük sıcaklıklarda idealite faktöründeki görünür artış ve engel yüksekliğindeki azalma kalınlığın homojen olmaması ve ara yüzey yükünün düzensizliği gibi başka etkilerden kaynaklanabileceği belirtilmiştir (Chand 1995). Bu durum fazladan bir akım artışına neden olur. Bariyer yüksekliği ve idealite faktörü arasındaki doğrusal ilişkiden dolayı yukarıdaki durumun ara yüzey ve bariyer yüksekliklerindeki homojensizliğe bağlı olduğu söylenebilir.

GaN nano-Schottky diyodunun idealite faktörü 323 K'de 11,2 iken 500 K'de 7,9'a düşmüştür. 573 K'den sonra sıcaklığın artmasıyla idealite faktörü artmaya başlamıştır. Diğer taraftan engel yüksekliği sıcaklığın yükselmesiyle artmıştır. Bu idealite faktörü ve engel yüksekliğindeki anormal davranışın sebebi yarıiletken ve Schottky metali (Au) arasındaki arayüzeyde olan termoiyonik alan emisyonu ile Gaussian dağılımından ileri geldiği belirtilmiştir (Lee *et al.* 2008). Nathan *et al.* 1996 yılında yaptıkları çalışmalarda, Schottky engel yüksekliğini ve idealite faktörünü sıcaklığa bağlı olarak ölçmüşlerdir. İdealite faktörünün azaldığını ve $I-V$ (akım-voltaj) engel yüksekliğinin sıcaklıkla arttığını bulmuşlardır.

I/T ye karşı $\ln(I_0/T^2)$ grafiğinde sıcaklığın azalması ile lineerlikten sapma gözlemlenmiştir. Bu bulgular, Gaussian dağılım fonksiyonunun termoiyonik emisyon mekanizması ve engel inhomojenliği kavramı ile birleştirilmesiyle açıklanmıştır (Lonergan and Jones 2001; Gümüş *et al.* 2002; Sehgal *et al.* 2003).

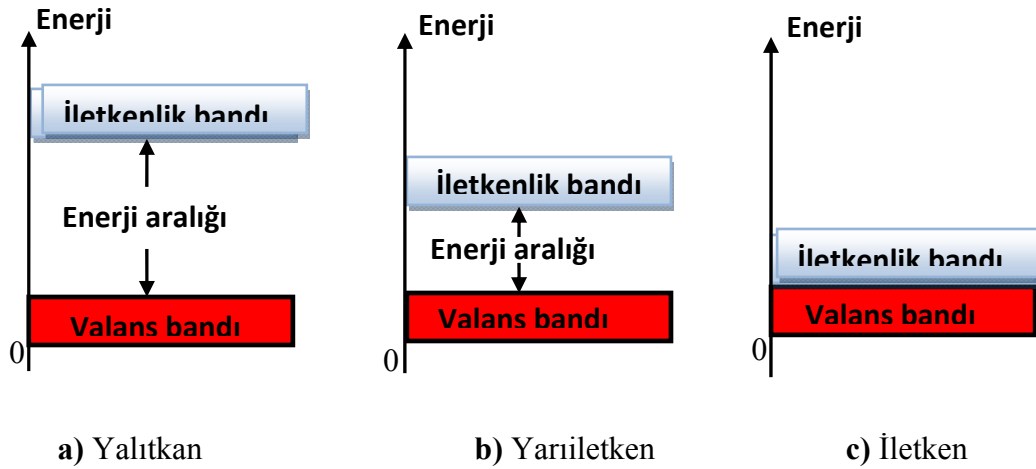
Smit *et al.* 2002 yılında yaptıkları çalışmada ultra küçük boyutlardaki Schottky diyotlarda, Schottky engelinin diyot boyutları ile ilişkisini incelemiş ve engel kalınlığının diyot boyutları ile doğru orantılı olduğunu belirtrmişlerdir. Diyot boyutları küçüldükçe engel kalınlığı azalmıştır.

Doktora tezi olarak sunulan bu çalışmanın birinci bölümü, konu ile ilgili literatür çalışmasını içeren 'Giriş'; ikinci bölümü, 'Kuramsal Temeller'; üçüncü bölümü, InSe ve InSe:Mn tek kristallerinin büyütülmesi, büyütülen bu kristallerin optik soğurma spektrumunun alınması, optik soğurma olayını gerçekleştirmek için gerekli olan deney düzeneği ve ölçüm sisteminin yanısıra Metal/InSe ve Metal/InSe:Mn Schottky diyotlarının hazırlanması ve incelenmesi için gerekli olan deney sistemi hakkında bilgi içeren 'Materyal ve Yöntem'; dördüncü bölümü sıcaklığa bağlı olarak alınan soğurma ölçüleri, Metal/InSe ve Metal/InSe:Mn Schottky diyotlarının sıcaklığa bağlı alınan $I-V$ ölçülerinden faydalanılarak bulunan temel diyot parametrelerini içeren 'Araştırma Bulguları' ve beşinci bölümü ise ölçülerin değerlendirilmesi sonucunda elde edilen parametre ve bilgilerin yorumlanmasını içeren 'Tartışma ve Sonuç'tan oluşmaktadır.

2. KURAMSAL TEMELLER

2. 1. Yarıiletken Malzemeler

Maddelerin iletken, yalıtkan veya yarıiletken olarak sınıflandırılmasında enerji bantları oldukça etkindir. Yalıtkan, yarıiletken ve iletken maddelerin enerji bantları Şekil 2.1’de verilmiştir. Şekil 2.1.a’ da görüldüğü gibi enerji aralığı bir yalıtıkanda çok geniştir ve serbest elektronlar, valans bandından iletkenlik bandına geçemezler. Dolayısıyla iletkenlik bandı çok az sayıda serbest elektron içerir. Bir iletkende ise valans bandı ile iletkenlik bandı çakışır (Şekil 2.1.c). Dolayısıyla harici bir enerji uygulanmaksızın valans elektronların çoğu iletkenlik bandına geçebilir. Şekil 2.1 incelendiğinde yarıiletken bir maddenin enerji aralığının; bir yalıtıkana göre daha dar olduğu görülür.

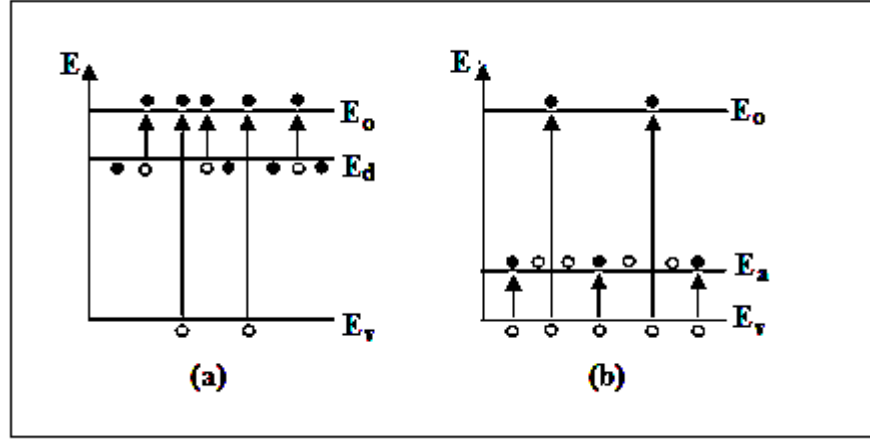


Şekil 2.1. Üç farklı tip materyal için enerji diyagramları

Yarıiletken malzemelerin iletkenlikleri yalıtkan ve metaller arasında yer alır. Yarıiletkenlerin birçok önemli özellikleri vardır; Elektrik iletkenlikleri genellikle artan sıcaklıkla artar. Bu malzemelerin iletkenlikleri yapının katkılanması ile önemli ölçüde değişebilir. Elektrik iletkenlikleri termal enerjiyle uyarma ve ışınlama gibi çeşitli dış etkenlerle değişebilir (Seeger 1999).

Bu malzemelerin iletkenliği sıcaklığa, optik uyarmaya, katkı konsantrasyonuna ve manyetik alana çok Őiddetli olarak bağlı olup, elektriksel özelliklerin büyüklüğünün çok hassas bir Şekilde farklılaŐmasıyla değişime uğramaktadır. Yarıiletken malzemelerin elektronik devre uygulamaları için ana malzeme olarak kullanılması bu yüzdedir. 0 K’de iletkenlik bandı boş iken valans bandı elektronlarla doludur. Enerji bandı, boş olan iletkenlik bandının tabanı ile valans bandının tavanı arasındadır. Bu yarıiletkenler için 0-4 eV aralığına tekabül eder. Ne zamanki sıcaklık 0 K zerine çıkarsa elektronlar valans bandından iletkenlik bandına geçmeye baŐlar. Bunun sonucunda valans bandında boŐluklar meydana gelirken iletkenlik bandındaki boş seviyelerin bir kısmı dolar. Yarıiletkenlerin diğer önemli özelliği kristale katkılanan yabancı atomların kontrollü olarak eklenmesi ile elektriksel özelliklerinin deđiŐtirilebilmesidir. Bu elektronik aygıtlar için oldukça önem taŐır. Eğer yarıiletken kristale bilerek katkı atomu eklenirse bu malzeme katkılı yarıiletken olarak adlandırılır. İki çeşit katkılı yarıiletken vardır (Streetman 1995).

Yarıiletkende elektron veren katkı atomuna verici (donor) denir. İletkenliği donor katkısıyla karakterize olunan yarıiletkene *n*-tipi yarıiletken denir. *n*-tipi yarıiletkenlerde çoğunluk yük taşıyıcıları elektronlar, azınlık yük taşıyıcıları ise hollerdir. Donor tipli katkı, yarıiletkenin yasak bandının içinde izin verilmiŐ enerji düzeyinin oluşmasına yol açar (Şekil 2.2a). Bu enerji düzeyi iletim bandının biraz aşağısında yerleŐmektedir. Yarıiletkenlerde elektronları alan katkı atomlarına alıcı (akseptör) denir ve iletkenliği akseptör tipli katkıyla belirlenen yarıiletken, *p*-tipi yarıiletken olarak tanımlanır. *p*-tipi yarıiletkende çoğunluk yük taşıyıcıları hollerdir ve azınlık yük taşıyıcıları elektronlardır. Akseptor tipli katkı, yarıiletkenin yasak bandının içinde (valans bandının maksimumunun üstünde) enerji düzeyi (E_a) oluşturur (Şekil 2.2b). Akseptor atomlarının iyonlaŐma süreci Şekil 2.2b’de küçük oklarla gösterilmektedir. İyonlaŐma sonucunda valans bandında serbest holler oluşur (Caferov 1998).



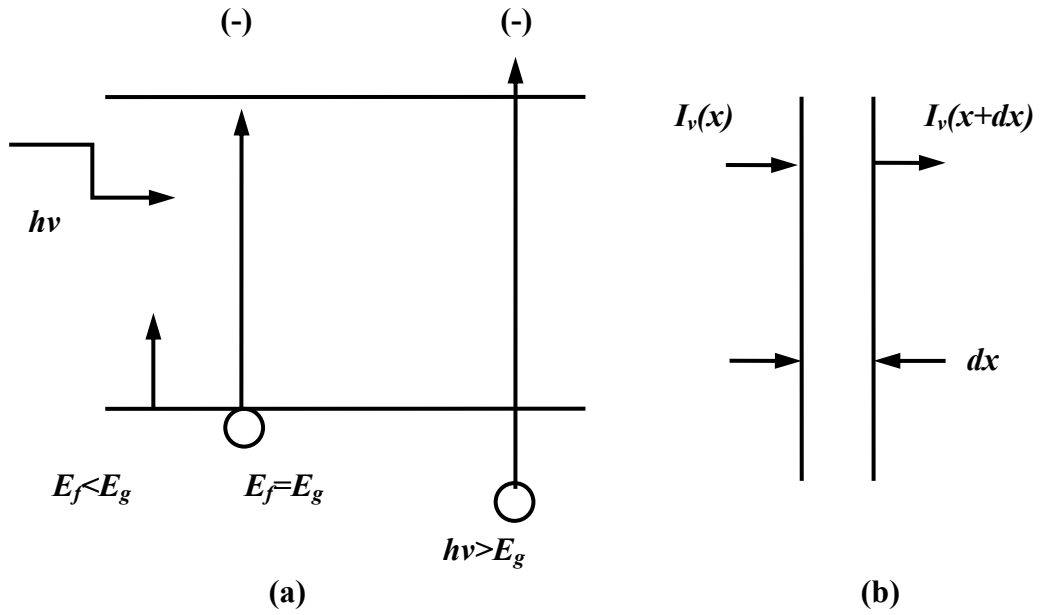
Şekil 2.2. (a) Donor ve (b) akseptor tipli yarıiletkenlerin bant diyagramları

2.2. Soğurma Katsayısı

Soğurma ölçüsü çalışmaları, katkı ve kusurların titreşim özellikleri, katının elementer uyarılmalarının tabiatı ve bunlar arasındaki etkileşimleri hakkında sağlıklı bir bilgi vermektedir. Dolayısıyla Katihal Fiziği alanında ana çalışma konularından birini teşkil etmektedir. Yarıiletkenin direkt ve indirekt yasak enerji aralığının belirlenmesi, fonon enerjilerinin hesaplanması, kusur seviyelerinin belirlenmesi, eksitonun olup olmadığının yanısıra eksiton enerjileri, bağlanma enerjileri ve enerji seviyeleri birkaç teknik dışında (fotoluminesans, fotoiletkenlik, transmission, elektriksel ve elektromanyetik deneyleri) genelde soğurma deneyleri ile tayin edilir. Soğurma deneylerinde kullanılan numunelerin başka deneylerde de kullanılması bakımından soğurma deneyleri bir avantaja sahiptir. Bir yarıiletken bir ışık vasıtasıyla aydınlatıldığı zaman bu fotonlar ya yarıiletken tarafından soğurulur ya da fotonun enerjisine ve yarıiletkenin yasak enerji aralığına bağlı olarak yarıiletkenden geçer. Metal olmayan malzemelerde kusurlar ve safsızlıklar, yasak enerji aralığında elektronik seviyelere sahip olan lokalize olmuş elektron ya da boşluk merkezleri olarak düşünülebilir. Eğer fotonun enerjisi yasak enerji aralığından daha küçük ($E_f < E_g$) ise fotonlar kolayca soğurulmazlar. Bu durumda ışık malzeme boyunca geçirilir ve yarıiletken bu fotonlar için şeffaf diye adlandırılır. Eğer yarıiletkenin yasak enerji aralığında kusurlardan dolayı enerji seviyeleri varsa, bu seviyeler arasındaki geçişler ana malzemenin şeffaf olduğu spektral bölgede soğurma ve

lümnesans spektrumu verirler. Bunun sonucunda da, her bir kirlilik ya da kusur merkezi bir veya daha fazla bant içeren kendi soğurma ve lümnesans spektrumu tarafından karakterize edilir. Fotonun enerjisi $E_f = h\nu > E_g$ olduğu zaman foton valans elektronları ile etkileşir ve elektronları iletkenlik bandına uyarabilir. Valans bandı birçok elektron ve iletkenlik bandı da birçok boş seviye içerdiğinden dolayı etkileşme ihtimali $E_f > E_g$ olduğu zaman daha yüksektir. Bu etkileşme sonucu iletkenlik bandında bir elektron ve valans bandında bir boşluk oluşturulur.

E_f 'nin farklı değerleri için temel soğurma işlemleri Şekil 2.3a'da verilmiştir. $E_f = h\nu > E_g$ olduğu zaman bir elektron boşluk çifti oluşturulur ve fazlalık enerji yarıiletkene ısı olarak aktarılır. Şekil 2.3b'de numune yüzeyine gelen foton akısı şiddeti $I(x)$ ile gösterilir ve birimi enerji/cm².sn'dir. Şekil 2.3b'de sonsuz küçük dx kalınlığına düşen ışık şiddeti ve $(x + dx)$ mesafesinden çıkan ışık şiddeti gösterilmektedir.



Şekil 2.3. a) Bir yarıiletkende elektron boşluk çiftinin oluşumu **b)** dx kalınlıklı numunede optik soğurma

dx mesafesinde birim zamanda soğurulan enerji,

$$\alpha I_v(x) dx \quad (2.1)$$

şeklinde verilir. Burada α soğurma katsayısıdır. Soğurma katsayısı cm^{-1} biriminde olup birim uzunlukta soğurulan foton sayısı ile ilişkilidir. Şekil 2.3b'den yararlanarak

$$I_v(x+dx) - I_v(x) = \frac{dI_v(x)}{dx} dx = -\alpha I_v(x) dx \quad (2.2)$$

ya da

$$\frac{dI_v(x)}{dx} dx = -\alpha I_v(x) dx \quad (2.3)$$

yazılabilir. Eğer $x = 0$ 'da $I_v(x) = I_{v0}$ şartı kullanılarak (2.3) eşitliği çözümlerse,

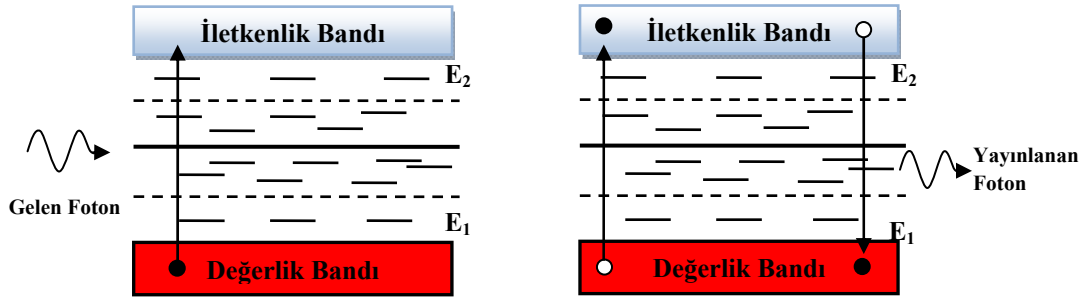
$$I_v(x) = I_{v0} e^{-\alpha x} \quad (2.4)$$

elde edilir. (2.4) eşitliğinden görüldüğü gibi ışık akısının şiddeti yarıiletken malzeme boyunca mesafe ile eksponansiyel olarak azalmaktadır. (2.4) eşitliğinin çözümünden α kolaylıkla hesaplanabilir. α 'nın ölçülmesi bir ışık kaynağı ve monokromatör içeren bir spektrometre ile kolaylıkla yapılabilir. Soğurma katsayısı yarıiletkenlerde yasak enerji aralığı ve fotonun enerjisi ile ilişkilidir. Soğurma katsayısı $h\nu > E_g$ ya da $\lambda < (1,24 / E_g)$ olduğu durumda hızlı bir şekilde artmaktadır. $h\nu < E_g$ durumunda ise küçük değerler alır ve bu durumda bu enerji bölgesinde yarıiletken şeffaf olarak görünür.

2.3. Bantlar Arası Soğurma

2.3.1. Bantlar Arası Geçişler

Atomdaki bir elektron iki enerji seviyesi veya hali arasında geçiş yaparsa, ya bir foton soğurur ya da bir foton yayınlar, bu geçişten $dE/h = \nu$ (dE seviyeler arasındaki enerji farkı olmak üzere) frekanslı bir foton yayılır.

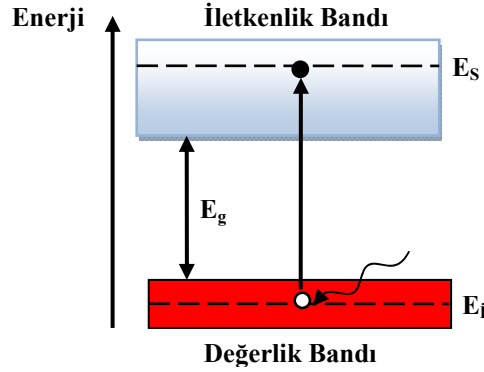


Şekil 2.4. Gelen fotonun soğurulması ve foton yayınlanmasının gösterimi

Soğurma ve yayınlanma işlemleri Şekil 2.4'te gösterilmektedir. Şimdi Şekil 2.4'te gösterildiği gibi eğer elektron E_1 düşük enerji seviyesindeyse bu durumda $(E_2 - E_1)$ 'lik enerjiye sahip bir foton soğurarak E_2 üst seviyesine geçebilir. Elektron E_2 seviyesinde ise, bir foton yayınlamaya taban seviyeye inebilir. Bu yayınlama işlemi iki farklı yol ile olabilir. Bunlar:

- Elektronun tamamen rastgele yolla düşük seviyeye inmesi işlemi olan kendiliğinden yayınlama,
- Elektronun $(E_2 - E_1)$ enerjili gelen fotonla uyarılmasıyla, E_2 'den E_1 'e foton yayınlamaya geçiş yapar. Uyarılan elektron er veya geç bu işlemi rasgele yapar.

İzole edilmiş atomların farklı enerji seviyeleri arasındaki optiksel geçişler soğurulan ve yayınlanan fotonların spektrumunda keskin çizgilere neden olur. Şekil 2.5'de bir katıdaki iki bandın enerji diyagramı basitçe gösterilmektedir. Bantlar arasındaki enerji aralığına E_g bant aralığı denir. Bant arası optiksel geçişler seçim kurallarına uygunsa, gerçekleşir. Bu geçiş sırasında, elektron bir foton soğurarak daha düşük enerjili banttan yukarıdaki daha yüksek enerjili banda geçer. Pauli sınırlama ilkesine göre daha üstteki son durumun boş olması gerekir. Gönderilen bir foton ile dolu değerlik bandından boş iletkenlik bandına bir elektron uyardığını düşünelim.



Şekil 2.5. Dolu olan daha aşağıda bulunan E_i enerjili ilk seviye ve bos olan daha üstteki E_s enerjili son seviye arasındaki bant arası optiksel soğurulma. İki bant arasındaki enerji farkı E_g 'dir.

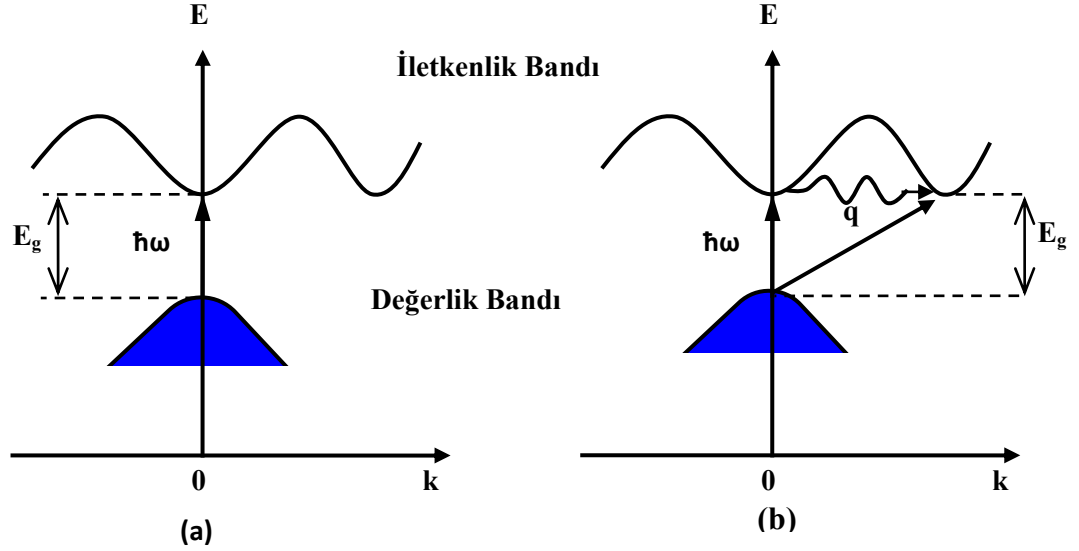
Enerjinin korunumu kanunu uygulanırsa bantlar arası geçiş için;

$$E_s = E_i + \hbar\omega \quad (2.5)$$

yazılabilir. Burada E_i daha düşük enerjili banttaki elektronun enerjisi, E_s daha yüksek enerjili son durumun enerjisi ve $\hbar\omega$ gönderilen fotonun enerjisidir.

$(E_s - E_i)$ 'nin minimum değerinin E_g olduğu Şekil 2.5'te açıkça görülmektedir. Bu durum, soğurmanın bir eşik enerjisiyle başladığını gösterir: bantlar arası geçişler $\hbar\omega > E_g$ olmadıkça mümkün olmayacaktır. Bu nedenle bantlar arası geçişler E_g 'deki düşük enerji eşliğinden bantların en yüksek limitindeki daha yüksek değerlere uzanan sürekli bir soğurma spektrumuna neden olur. Elektron, uyarılmayla dolu olmayan daha düşük E_i enerjili ilk durumunu terk eder. Bu ilk durumda bir boşluk oluşumuna neden olur. Bantlar arası soğurma yöntemi ilk durumda bir boşluk ve son durumda bir elektron oluşturur ve bu nedenle bir elektron-boşluk çiftinin oluşumu gibi düşünülebilir.

Aşağıdaki bölümlerde bantlar arası soğurulma oranının katının bant yapısına nasıl bağlı olduğu incelenecektir. Fotonun soğurulması esnasında momentum korunmasından dolayı elektronun k dalga vektörü değişmediğinden bu olay $E-k$ ekseninde incelenmiştir.



Şekil 2.6. Katılardaki bant arası geçişler. (a) Doğrudan bant aralığı (b) Dolaylı bant aralığını temsil ediyor.

Bandlar arasındaki soğurma, katının bant yapısına bağlıdır. Bant arası geçişler Şekil 2.6'da tanımlanmaktadır. Şekil 2.6(a) doğrudan bant aralıklı bir katının $E-k$ diyagramını, Şekil 2.6(b) dolaylı bant aralıklı bir katının eşdeğer diyagramını gösterir. Momentum uzayında, iletkenlik bandının minimumunun ve değerlik bandının maksimumunun yerlerinin farklı olmasına göre bant aralığı doğrudan veya dolaylı olarak belirtilir. Doğrudan bant aralıklı yarıiletkenlerde iletkenlik bandının minimumunda bulunan elektronlar, değerlik bandının maksimumundaki boşluklarda doğrudan birleşirler, momentum korunur ve bir foton yayınlanır. Bant aralıkları arasındaki fark optiksel özellikler için son derece önemlidir. $E-k$ diyagramındaki dikey çizgiler foton soğurulmasını gösterir. Şekil 2.6(b) bant aralığı dolaylıysa, elektronun valans bandından iletkenlik bandının tabanına sıçradığında elektron dalga vektörünün önemli derecede değişmesi gerektiğini gösteriyor. Bu sıçrama sadece bir fotonun soğurulmasıyla mümkün değildir; geçiş momentumun korunumunu sağlayacak foton geçişini de kapsar.

2.4. Durum Yoğunluğu

Durum yoğunluk fonksiyonu bandlar içerisinde durumların dağılımını tanımlar. Etkin durum yoğunlukları sürekli bandlar içinde uzanan hem ilk hem de son elektron durumları için hesaplanır. Bir band içindeki elektronlar için durum yoğunluklarının birim hücre başına düşen enerji oranı,

$$g(E)dE = 2g(k)dk \quad (2.6)$$

ifadesi ile verilir. Burada $g(k)$ momentum uzayında durum yoğunluğudur, 2 çarpanı ise elektron 2 farklı spine ve her bir spin için ayrı bir k seviyesine sahip olduğu için yazılır.

$$g(E) = \frac{2g(k)}{dE/dk} \quad (2.7)$$

Burada, dE/dk band diyagramında E - k dispersiyon eğrisinin gradyentidir. $g(k)$, k ve $(k + dk)$ yarıçaplı k uzayında artan hacimde k seviyelerinin sayısı hesaplanarak bulunur. k uzayında birim hacim başına seviyelerin sayısı $(1/(2\pi)^3)$ hacim artışı $(4\pi k^2 dk)$ ile çarpılır ve böylece $g(k)$

$$g(k)dk = \frac{1}{(2\pi)^3} 4\pi k^2 dk \quad \Rightarrow \quad g(k) = \frac{k^2}{2\pi^2} \quad (2.8)$$

ile verilir. Eğer numunenin band yapısından E ile k arasındaki ilişki bilinirse $g(E)$, (2.7) eşitliği kullanılarak hesaplanabilir. Parabolik bir bandta m^* kütesine sahip elektronlar için $g(E)$,

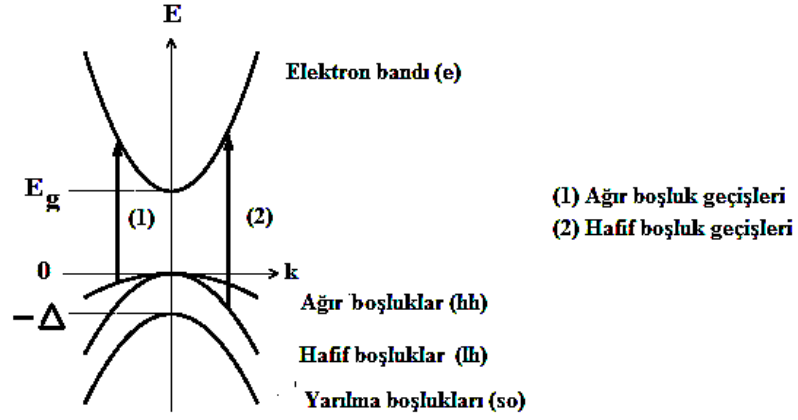
$$g(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

ile verilir serbest elektron kütlesi m_0 yerine $2m^*$ alındığında sadece serbest elektronlar için standart bir formül olur.

Sonuç olarak durum yoğunluk faktörü, E_i ve E_f band yapısı $\hbar\omega$ ile ilişkili olduğu zaman $g(E)$ değerlendirilerek bulunabilir. Bir katıdaki atom yoğunluğu oldukça büyük olduğu için durum yoğunluk faktörü ve bununla uyumlu olarak geçiş oranı da oldukça yüksek olacaktır. Bir katıdaki direkt soğurma katsayısı α için genellikle bulunan değer 10^6 - 10^8 m^{-1} arasındadır.

(2.7) eşitliğinde verilen durum yoğunluk faktörü bilinirse soğurma katsayısının frekansa olan bağımlılığı hesaplanabilir. Bu, Şekil 2.7'de gösterilen basitleştirilmiş band yapısı için analitik olarak hesaplanabilir.

Şekil 2.7'de, $E = 0$ valans bandının maksimum noktasına, $E = E_g$ iletkenlik bandının minimum noktasına karşılık gelir. Ağır hol (hh) bandı, hafif hol bandı (lh), spin-yörünge bandı (so) ve elektron bandı (e) olmak üzere dört bant ve iki optik geçiş gösterilmiştir. (2) geçişi bir hafif hol geçişi, (1) geçişi ağır bir hol geçiştir. Geçişler ayrıca iletkenlik bandı ve spin-yörünge bandı arasında da gerçekleşebilir, fakat bu geçişler şekilde gösterilmemiştir.



Şekil 2.7. Direkt band aralıklı bir yarıiletkende bant kıyı yapısının basit şeması

Bandların dispersiyonu, spin-yörünge holleri için m_{so}^* , hafif holler için m_{lh}^* , ağır holler için m_{hh}^* ve elektronlar için m_e^* gibi etkin kütleler tarafından belirlenir ve bu, aşağıdaki iletkenlik, ağır hol, hafif hol ve spin-yörünge bandları için ($E-k$) ilişkileri,

$$E_c(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad (2.10)$$

$$E_{hh}(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hh}^*} \quad (2.11)$$

$$E_{lh}(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{lh}^*} \quad (2.12)$$

$$E_{so}(k) = -\Delta - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{so}^*} \quad (2.13)$$

Şekil 2.7'den, bir ağır hol veya bir hafif hol için enerji korunumu;

$$\hbar\omega = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (2.14)$$

bağıntısını gerektirir. Burada, $m_{hh}^* = m_h^*$ ya da m_{lh}^* sırasıyla ağır hol yada hafif hol geçişleri içindir.

İndirgenmiş elektron-hol kütlesi (μ) olduğuna göre

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \quad (2.15)$$

eşitliği yazılır. Bu ifade (2.14) bağıntısında daha basit bir formda yeniden yazılırsa

$$\hbar\omega = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu} \quad (2.16)$$

elde edilir. Katıların elektron-hol yoğunluğu için (2.16) bağıntısı, (2.7) ve (2.8) denklemlerinde yerine konularak çözülebilir.

$$\hbar\omega < E_g \text{ için } g(\hbar\omega) = 0$$

$$\hbar\omega \geq E_g \text{ için } g(\hbar\omega) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2\mu}{\hbar^2} \right)^{3/2} (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (2.17)$$

elde edilir. Böylece bant aralığı enerjisinden daha büyük foton enerjileri için $(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$ şeklinde durum yoğunluk faktörü ortaya çıkar.

2.5. Bant Kenarı Soğurmasının Frekansa Bağlılığı

Optiksel soğurma katsayısı α , açısal frekansı ω olan bir fotonun soğurulmasıyla bir elektronun ψ_i ilk kuantum seviyesinden ψ_f son kuantum seviyesine uyarılması sonucu, kuantum mekaniksel geçiş oranı $W_{i \rightarrow f}$ ile belirlenir. Bu yüzden $W_{i \rightarrow f}$ hesaplanmalı ve α 'nın frekansa bağımlılığı türetilmelidir. Geçiş oranı Fermi kuralı ile verilir.

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 g(\hbar\omega) \quad (2.18)$$

Geçiş oranı, matris elementi (M) ve durum yoğunluğuna ($g(\hbar\omega)$) bağlıdır. Matris elementi, elektron üzerinde ışık dalgasının neden olduğu dış pertürbasyon etkisini tanımlar.

(2.18) bağıntısında verilen Fermi kuralı, müsaade edilmiş bandlar arası dipol geçiş için soğurma oranının, (2.17) bağıntısı ile verilen durum yoğunluğu ile orantılı olduğunu belirtmektedir. Böylece $\alpha(\hbar\omega)$ için,

$$\hbar\omega < E_g \text{ için } \alpha(\hbar\omega) = 0$$

$$\hbar\omega \geq E_g \text{ için } \alpha(\hbar\omega) \propto (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (2.19)$$

yazılır. Eğer $\hbar\omega < E_g$ ise herhangi bir soğurma yoktur ve band aralığından daha büyük foton enerjileri için soğurma $(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$ ile artar. Ayrıca, (2.17) bağıntısında verilen $(\mu^{3/2})$ faktöründen dolayı daha büyük indirgenmiş kütleli geçişlerin daha güçlü soğurmaya neden olacağı beklenir. (2.19) bağıntısı deneysel veriler ile karşılaştırılabilir.

2.6. Franz-Keldysh Etkisi

1958'de birbirlerinden bağımsız olarak W. Franz ve L.V. Keldysh harici bir dış elektrik alan (ε) uygulanmasıyla band kıyısı soğurmasının değişimini çalışmış ve iki önemli etkiyi belirtmişlerdir.

1. E_g 'den küçük foton enerjileri için soğurma katsayısı (2.19) denkleminde belirtildiği gibi artık sıfır olmayacaktır. α 'nın frekansa bağımlılığı

$$\alpha(\hbar\omega) \propto \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m_e^*}}{3|e|\hbar\varepsilon}(E_g - \hbar\omega)^{3/2}\right) \quad (2.20)$$

ile verilecektir. Bu ifade band kıyısının elektrik alan arttıkça daha düşük enerjilere kaydığını göstermektedir.

2. $\hbar\omega > E_g$ için soğurma katsayısı bir osilatör fonksiyonu ile modüle edilir. $\alpha(\hbar\omega)$ 'da osilasyonlar Franz -Keldysh osilasyonları olarak adlandırılır. Bu iki etki birleştirilmiş olarak Franz-Keldysh etkisi olarak bilinir.

Kramers-Kronig eşitliği,

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\kappa(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (2.21)$$

ile verilmektedir.

Bu denklemden, band aralığından düşük frekanslarda, soğurma katsayısındaki değişimin kırılma indisinde bir değişime neden olacağı görülmektedir. Böylece elektrik alan uygulanması numunenin hem soğurmasını, hem de kırılma indisini değiştirecektir.

Elektrik alan uygulanması sonucu optiksel sabitlerdeki bu değişim elektrooptik etkiye bir örnektir. Bu değişimler alan dahilinde lineer ya da karesel olabilir. Elektrik alan uygulanması ile kırılma indisinin gerçek ve imajiner kısımlarındaki değişimler, yansımanın da,

$$R = \frac{|\tilde{n} - 1|}{|\tilde{n} + 1|} = \frac{(n - 1)^2 + \kappa^2}{(n + 1)^2 + \kappa^2} \quad (2.22)$$

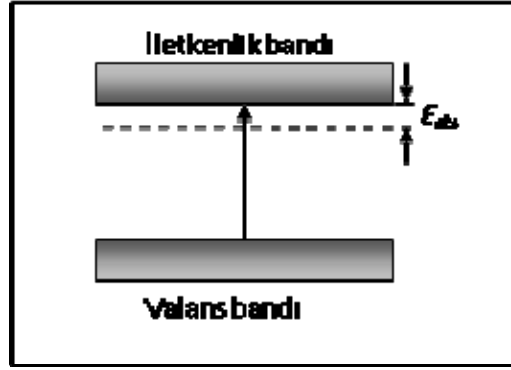
eşitliği vasıtasıyla değişeceğini belirtmektedir.

2.7. Eksiton

Eksiton soğurmasının gerçekleşebilmesi için yapıda uyarılmış bir elektronun olması gerekmektedir. Yapıda uyarılmış elektronun bulunması ise iletkenlik bandındaki elektron ile valans bandındaki holun serbest halde bulunması anlamındadır. Bir yarıiletken ya da yalıtkan içinde bantlar arası geçişle bir fotonun soğurulması iletkenlik bandında bir elektron ve valans bandında bir hol meydana getirir. Uzayda aynı noktada oluşturulan zıt yüklü parçacıklar karşılıklı Coulomb etkileşmesi ile birbirlerini çekerler. Bu çekici etkileşme elektron-hol çiftinin oluşumuyla sonuçlanır ve bu nedenle optik geçişlerdeki oranda artar. Bununda ötesinde elverişli koşulların sağlandığı durumda bağlı bir elektron hol çifti de oluşturulabilir. Bu nötr bağlı çifte eksiton denir. Bu elektron ve hol çifti birbirlerini çeker ve iki parçacık her biri diğeri etrafında döndüğü bir bağ durumu oluşturur. Eksitonun bağlanma enerjisi çok küçük olup yaklaşık 0,01 eV'tur. Eksiton seviyesi Şekil 2.8'de gösterildiği gibi iletkenlik bandının çok az aşığındadır. Eksiton soğurmasını içeren fotonun enerjisi

$$h\nu = E_g - E_{eks} \quad (2.23)$$

şeklinde verilir. E_g eksiton bağlanma enerjisidir (Omar 1993).



Şekil 2.8. Eksitonun enerji seviyesi

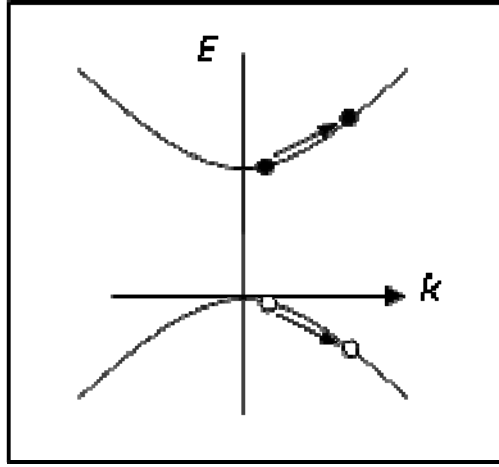
En basit şekilde eksiton birbiri etrafında sabit yörüngede hareket eden elektron ve hol ile bir pozitronyum atomuna benzer küçük hidrojenik sistem olarak düşünülebilir. Eksitonlar çoğu kristal yapıda gözlenirler. İki temel tipi vardır. Bunlar;

- Serbest eksiton olarak da adlandırılan Wannier-Mott eksitonlar
- Sıkı bağlı eksiton olarak da adlandırılan Frenkel eksitonlar

Frenkel eksitonları yalıtkan kristallerde ve moleküler kristallerde bulunurken Wannier-Mott eksitonları başlıca yarıiletkenlerde gözlenir. Eksitonun iki genel durumu Şekil 2.10'da şematik olarak gösterilir. Şekiller bir kristal içinde birbiri etrafında yörüngesel hareket yapan elektron ve holü gösterir. Wannier-Mott tipi eksitonlar birçok atomu çevreleyen büyük bir yarıçapa sahiptir ve kristal içinde özgürce hareket edebildiklerinden dolayı serbest eksiton olarak da adlandırılırlar.

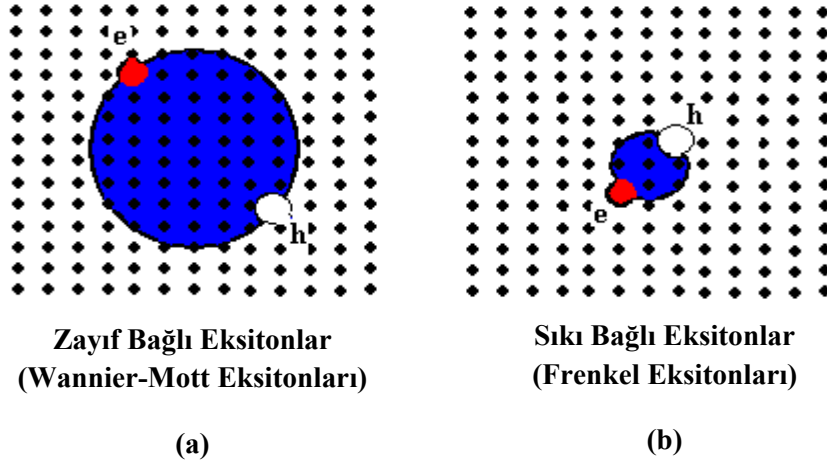
Serbest taşıyıcılar (elektron ve holler) başka bir bant içine uyarılmaksızın ışınımı soğurabilir. Bir foton soğurulmasında, elektron (veya hol) aynı bant içinde başka bir yere geçiş yapabilir (Şekil 2.9). Bu tür prosesler genellikle bant içi geçiş (intraband transition) olarak adlandırılır (Omar 1993).

Serbest yük taşıyıcı soğurmasında bir fotonun enerjisi yasak enerji aralığı değerinden büyük olduğunda, aynı anda hem temel soğurma, hem de serbest yük taşıyıcı soğurma olayı meydana gelebilir (Omar 1993).



Şekil 2.9. Serbest taşıyıcı soğurması

Frenkel eksitonları birim hücrenin büyüklüğü ile mukayese edilebilecek kadar küçük yarıçapa sahiptirler. Bu atom veya moleküllere sıkı bağlı olarak sınırladığından dolayı sıkı bağlı eksitonlar olarak da adlandırılırlar. Sıkı bağlı eksitonlar serbest eksitonlardan daha az hareketlidirler ve kristal içerisinde bir atomdan diğerine geçerek hareket edebilirler.



Şekil 2.10. (a) Wannier-Mott eksiton olarak da adlandırılan serbest eksitonların şematik gösterimi (b) Frenkel eksiton olarak da adlandırılan sıkı bağlı eksitonların şematik gösterimi

Frenkel eksitonları Şekil 2.10(b)'de gösterildiği gibi üretildikleri atom yerinde konumlanırlar. Dolayısı ile eksitonlar konumları belirlenmiş her bir atom veya molekülün uyarılmış durumları olarak düşünülebilir. Bunlar çok küçük yarıçapa ve büyük bağlanma enerjisine (tipik olarak 0,1eV'dan birkaç eV'ye kadar) sahiptirler.

Bunun anlamı Frenkel eksitonlarının oda sıcaklığında genellikle kararlı olmalarıdır. Eksitonlar kristal boyunca bir atom yerinden diğerine spin uyarılmasıyla kristal boyunca hareket eden magnon dalgaları ile aynı yolla hareket ederler.

Özet olarak; Serbest eksitonlar yarıiletkenlerde hemen E_g 'nin altındaki foton enerjilerinde gözlenirler. Bunlar oldukça küçük bağlanma enerjisine sahiptirler ve en iyi şekilde düşük sıcaklıklarda gözlenirler. Serbest eksitonlar elektrik alan ile kolayca iyonize olurlar. Serbest eksitonlar birbirleriyle etkileşebilirler ve yüksek yoğunlukta eksiton-eksiton etkileşmesinden dolayı çok farklı özellikler gösterirler. Frenkel eksitonları çok küçük yarıçapa ve büyük bağlanma enerjisine sahiptirler. Bunlar yalıtkan kristallerde ve moleküler malzemelerde oda sıcaklığında kolayca gözlenirler. Katı halde gözlenen eksitonlar ile her bir atomlar veya molekülün uyarılmış seviyeleri arasında güçlü bir benzerlik söz konusudur. Kararlı eksitonlar sadece çekici potansiyelin, eksitonu fononlara karşı çarpışmasına engel olmaya yeterli olduğunda oluşacaktır. T sıcaklığında termal olarak uyarılan fononun maksimum enerjisi yaklaşık olarak $k_B T$ olduğu için bu durum eksitonun bağlanma enerjisi $k_B T$ 'den daha büyük olduğunda sağlanacaktır. Wannier-Mott eksitonu (serbest eksiton) büyük yarıçaplarına uygun olarak aşağı yukarı 0,01 eV değerinde küçük bağlanma enerjisine sahiptir. Oda sıcaklığında $k_B T \approx 0,025$ eV olduğundan dolayı eksitonlar birçok maddede düşük sıcaklıklarda kolayca gözlenirler. Diğer taraftan Frenkel eksitonları (sıkı bağlı eksiton) oda sıcaklığında onları sabit yapan 0,1-1 eV civarındaki daha büyük bağlanma enerjilerine sahiptirler (Fox 2001).

2.8. Eksitonların Bağlanma Enerjisi ve Yarıçap

Serbest eksitonda, elektron ve hol arasındaki mesafe Şekil 2.10a'da gösterildiği gibi atomik mesafeden çok daha büyüktür. Bu Wannier eksitonunun etkin bir tanımıdır ve zayıf bağlı elektron hol çiftine serbest eksiton denmesinin ne anlama geldiğini daha doğru bir şekilde açıklar. Elektron-hol arasındaki mesafe çok büyük olduğunda, elektron hol arasındaki atomların ayrıntılı yapıları ortalaması üzerine iyi bir yaklaşımdır. Üniorm bir dielektrik madde içinde parçacıkların hareket ettikleri

düşünülürse o zaman pozitronyuma benzer hidrojenik sistemde olduğu gibi serbest eksiton modellenebilir.

Hidrojenimsi atomların hareketinin kütle merkezinin hareketine ve relatif harekete ayrıldığı atom fiziğinden bilinmektedir. Relatif hareket iç yapıyı belirlerken kütle merkezinin hareketi bir bütün olarak atomun kinetik enerjisini tanımlar. Bağlı durumların enerjileri relatif hareket için Schrödinger eşitliğinin öz değer fonksiyonları bulunarak ya da varyasyon metodu gibi yaklaşım teknikleri kullanılarak belirlenebilir. Bununla birlikte esas sonuçlar Bohr modeli kullanılarak iyi açıklanır.

Bohr modelinin eksitonlar üzerindeki uygulamalarında elektron ve holün yüksek dielektrik sabitli bir ortam boyunca hareket ettiği gerçeği dikkate alınmalıdır. μ indirgenmiş kütle, bir hidrojen atomunda elektron proton sistemi uygulamalarındaki

0,995 m_0 değeri yerine $\left(\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right)$ denklemindeki gibi olacağı hatırlanmalıdır. Bu

iki nicelik ile bohr modelinin standart sonuçları kullanılabilir. Bağlı durumlar baş kuantum sayısı n ile karakterize edilirler.

İyonizasyon sınırında n . seviyenin relatif enerjisi;

$$E(n) = -\frac{\mu}{m_0} \frac{1}{\epsilon_r^2} \frac{R_H}{n^2} = -\frac{R_X}{n^2} \quad (2.24)$$

ile verilir. R_H hidrojen atomunun Rydberg sabitidir (13,6 eV).

$$R_X = \left(\frac{\mu}{m_0 \epsilon_r^2} \right) R_H \quad (2.25)$$

Buradaki R_X niceliği eksiton Rydberg sabitidir. Elektron hol yörüngesinin yarıçapı

$$r_n = \frac{m_0}{\mu} \varepsilon_r n^2 a_H = n^2 a_X \quad (2.26)$$

ile verilir. a_H ; ($5,29 \times 10^{-11}$ m) hidrojen atomunun Bohr yarıçapı ve $a_X = \left(\frac{m_0 \varepsilon_r}{\mu} \right) a_H$, a_X eksiton Bohr yarıçapıdır. (2.24) ve (2.26) eşitlikleri en büyük bağlanma enerjisine ve en küçük yarıçapa sahip $n=1$ durumunu gösterir. $n>1$ ise daha zayıf bağlı ve daha büyük yarıçaplı durumları belirtir.

R_x 'in artmaya ve a_x 'in E_g 'deki gibi azalmaya meyletmesi dikkat çekmektedir. (2.24) ve (2.26) eşitliklerinden görüldüğü üzere bu durum eksitonun bağlanma enerjisinde bir artışa ve yarıçapta bir azalmaya neden olur. Band aralıkları 5 eV'tan daha büyük olan yalıtkanlarda, a_x birim hücrenin büyüklüğü ile mukayese edilebilir ve Wannier modeli artık geçerli değildir. InSb gibi dar band aralıklı yarıiletkenlerde R_x çok küçük olduğu için serbest eksiton etkilerinin gözlemlenmesi zordur. Bu nedenle serbest eksiton davranışları 1–3 eV arasında değişen orta büyüklükte band aralığına sahip yarıiletkenlerde daha iyi gözlemlenir.

2.9. Eksiton soğurması

Serbest eksitonlar InSe gibi direkt band aralıklı yarıiletkenlerde belirgin biçimde gözlemlenirler. Eksitonlar valans ve iletkenlik bantları arasındaki direkt optik geçişler sonucu oluşur ve bu durumda aynı k vektörüne sahip bir elektron ve hol ile elektron-hol çifti oluşur.

Eksitonlar sadece elektron ve hol grup hızları V_e ve V_h aynı olduğunda meydana gelebilirler. Bu elektron ve hollerin bağlı bir çift olarak birlikte hareket edebilmesi için gerekli bir şarttır. Bant içindeki bir elektronun grup hızı

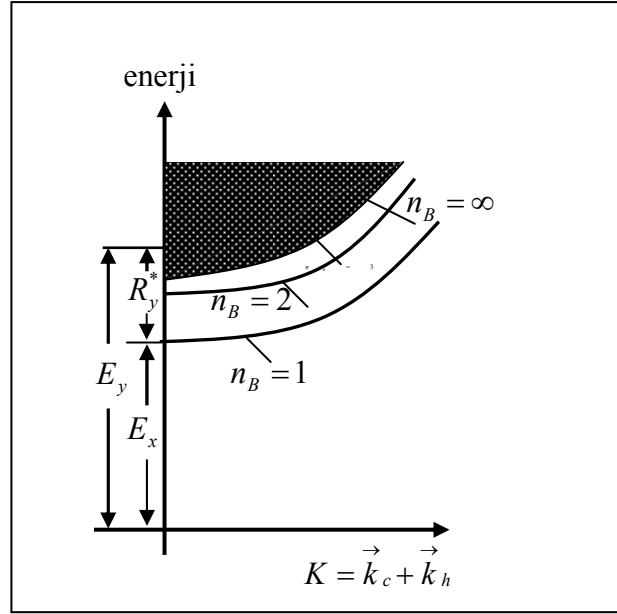
$$V_g = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k} \quad (2.27)$$

ile verilir. Bu $V_e=V_h$ şartının sadece eğer iletkenlik ve valans bantlarının eğimleri geçişin gerçekleştiği Brillouin bölgesi noktalarında aynı olması durumunda yerine getirilebileceği anlamına gelir. Tüm bantlar zone merkezinde sıfır eğime sahiplerdir. Bu nedenle $k=0$ 'da direk geçiş boyunca eksitonlar oluşabilir. Direk bant aralıklı bir yarıiletken bu geçişlerde foton enerjisi E_g 'ye karşılık gelir. Bu nedenle temel bant aralığının yakınındaki spektral bölge içinde güçlü eksiton etkilerini gözlemeyi bekleriz.

$k=0$ 'da direk geçişle üretilen eksitonun enerjisi elektron hol çiftinin oluşması için gerekli enerjiye (E_g) eşittir ve 2.24 eşitliği ile verilen bağlanma enerjisinden Coulomb etkileşmesinden dolayı bir miktar azdır. Bu nedenle eksiton enerjisi

$$E_n = E_g - \frac{R_X}{n^2} \quad (2.28)$$

ile verilecektir. Foton enerjisi E_n ye eşit olduğu zaman eksitonlar oluşturulabilir. Serbest elektron hol çiftiyle karşılaştırıldığında eksiton durumlarının oluşması enerji bakımından daha elverişli olduğundan eksitonların oluşma ihtimaliyetinin artması beklenir. Bu nedenle E_n ye eşit enerji seviyelerinde güçlü optik soğurma gözlenmesi beklenir. Bu temel bant aralığının hemen aşağısındaki enerjilerde optik spektrumlar içinde gözlenecektir. Bu durum bant spektrumu Şekil 2.11'de şematik olarak gösterilmiştir.



Şekil 2.11. Eksitonik etkiler içeren direk bant aralıklı yarıiletkenler için bant diyagramı gösterimi

Serbest eksitonlar sadece çok saf numunelerin soğurma spektrumunda gözlenebilir. Bu durum serbest elektron ve holleri serbest bırakan kusurların eksiton oluşması sağlayan Coulomb etkileşmesini perdeleyen bir etkiden dolayıdır ve sonuçta bağlanma kuvvetleri güçlü bir şekilde azaltılır. Bu nedenle genellikle eksitonik etkiler serbest taşıyıcı yoğunluğu çok yüksek olduğu için katkılanmış yarıiletkenlerde ve metallerde gözlenmez (Fox 2001).

2.10. Stockbarger ve Bridgman Metoduyla Kristal Büyütme

Stockbarger metoduyla kristal büyüme Bridgman tekniğinin geliştirilmiş şeklidir. Bridgman tekniğinde sabit sıcaklık gradyentine sahip sabit fırın içinde ampul hareketliken Stockbarger metodunda ampul ve fırın hareketli olmayıp fırın tüpünün sıcaklık gradyenti belirli adımlarla düşürülür. Birinci durumda büyütülmek istenilen kristal, fırın tüpü boyunca oluşan sıcaklık gradyenti boyunca yatay veya düşey olarak hareket ettirilebilir. Bu metodlara sırasıyla düşey Bridgman veya yatay Bridgman metotları denilmektedir. Bu metotla kristal büyütme için genellikle iki zonlu veya üç

zonlu fırınlar kullanılmaktadır. Fırının üst zonu bileşiğin erime sıcaklığından 50-100°C fazla, alt zonu ise 50-100°C düşük sıcaklıklarda tutulur. Büyütme tüpü önce soğutma bölgesine girecek şekilde ucu aşağı doğru olacak pozisyonda yönlendirilir. Bu kristalin bir doğrultuda büyümesini sağlar. Konik şeklindeki uçların en uygun tüp şekilleri olduğu gözlenmiştir. Silika ile etkileşmeyen fakat onun yumuşama sıcaklığının üstündeki bir sıcaklıkta eriyen ve buhar basıncı bir atmosferden büyük olan maddeler silika ampul içinde büyütülebilir.

Silika ampul oturağının sıcaklık gradiyenti boyunca sabit hızlarla indirilmesi için çeşitli teknikler kullanılmaktadır. Potanın oturağı bir metal çubuk üzerine oturtulur. Bu çubuk mekanik olarak ya elle ya da bir elektrik motoru ile aşağı indirilir. İnme hızı 0,05–0,10 cm/saat arasında değişmektedir. Daha nitelikli kristaller için daha düşük iniş hızları gerekmektedir. Silika ampulün bir seramik çubuk yerine bir metal çubuk üzerine oturtulmasının sebebi ısı akışının kristal boyunca olmasını sağlamak içindir. Fırın içindeki izotermeler yatay doğrultuda oluşmaktadır. Bunun sonucu olarak büyümekte olan, katı-sıvı ara yüzeyindeki sıcaklık izoterm eğrileri de yatay doğrultuda oluşur.

Stockbarger metoduyla kristal büyütme için genellikle yaklaşık 25°C/cm sıcaklık gradiyenti uygun olmakla beraber bazı kristaller için daha keskin gradiyentler gerekebilir. Kristalleşmenin ampulün ucundan başlayıp yukarı doğru devam etmesini sağlamak için ampul oluşturulan sıcaklık gradiyenti boyunca uygun bir noktaya sabitleştirilir. Büyütülmek istenilen kristalin özelliklerine göre sıcaklık gradiyenti 4–10 °C/saat'lik adımlarla düşürülerek işlem sürdürülür (Shih *et al.* 1986).

Bridgman tekniğini kullanarak bir kristali büyütme için büyütme ampulü (metal eritme kabı) kullanılmaktadır. Uygun ampulün belirlenmesi bir kristali büyütme için önemli bir faktördür çünkü büyütülen materyalin saflığı, tipi, oryantasyonu gibi fiziksel özelliklerini etkilemektedir. Özel büyütülmüş materyaller için uygun bir ampulün seçiminden önce birçok kriterin göz önüne alınması gerekmektedir. Kullanılan ampul materyali şu özelliklere sahip olmalıdır (Brice 1973; Goodman 1974);

- Kullanılan ampül eriyik ile reaksiyona girmemelidir. Aksi takdirde bu, metal eritme kabında büyütülecek olan kristallerin kontaminasyonuna ve istenilen kristalden farklı kristallerin elde edilmesine neden olur.
- Ampulün termal genleşme katsayısı büyütülecek olan kristalinkinden küçük olmalıdır. Aksi takdirde kristal ampulden daha fazla genişir ve bu da ampulde çatlakların oluşmasına neden olur.
- Ampulün erime noktası kristalin erime noktasından büyük olmalıdır.
- Daha iyi kalitede kristaller elde etmek amacıyla daha uygun sıvı – katı arayüz izotermi için, ampul büyütülecek kristalden daha düşük termal iletkenliğe sahip olmalıdır.

Büyütülen kristal tipini ve kalitesini etkileyen diğer önemli faktör ise ampulün şekli ve boyutlarıdır. Bridgman ampulleri her zaman dairesel kesite ve sivri taban şekline sahiptirler. Sivri uçlu ampuller sivri uça bir çekirdeklenmenin oluşmasını ve büyütme işleminde tek kristallerin elde edilmesini sağlar (Goodman 1974).

Geniş ampullerin kullanılması ile 10 mm'den daha geniş çaplı polikristal külçelerin elde edilebileceği gösterilmiştir. Öte yandan, küçük ampul çapları (çapı<10 mm) için monokristal külçelerin büyüdüğü gözlemlenmiştir (Cardetta *et al.* 1972). Bundan dolayı, taban şekli ve ampulün çapı büyütülen kristalin tek veya polikristal olduğunu belirlemektedir.

2.11. Yarıiletkenlerin Yasak Enerji Aralığının Değişmesi

Yarıiletkenlerin yasak enerji aralığının dış etkenlerle değiştirilmesi mümkündür. Bu dış etkenler;

1. Sıcaklık, 2. Basınç, 3. Manyetik alan, 4. Elektrik alan, 5. Kusurların konsantrasyonlarının değişmesi

olarak sıralanabilir.

2.11.a. Yarıiletkenin yasak enerji aralığına sıcaklığın etkisi

Sıcaklık arttıkça kristal örgünün titreşimi artar ve kristal örgüsü genişler. Çoğu yarıiletkenlerde sıcaklıkla yasak enerji aralığı küçülür. Bu ise temel soğurmanın uzun dalga boylu bölgeye kaymasına sebep olur. Sıcaklık arttıkça elektron–fonon etkileşmesi artar. Bu dikkate alınırsa yasak enerji bandının termal değişim değeri aşağıdaki gibi ifade edilir.

$$\frac{dE_g}{dT} = \left(\frac{dE_g}{dT} \right)_p + \left(\frac{dE_g}{dT} \right)_{e-f} \quad (2.29)$$

Denklem (2.29)'daki sıcaklık katsayısının işareti ne sadece ilk terimin işaretine ne de sadece ikinci terimin işaretine bağlıdır. Toplam sıcaklık katsayısı sistemin yapısına ve elektronik dalga fonksiyonuna bağlıdır. Pozitif sıcaklık değişimi bandtaki elektronik seviyelere bağlıdır. Denklem (2.29)'un sabit basınçlı birinci teriminde, kristalin örgüsü değiştiğinden kristalde bozulma meydana gelir ve kristalin yasak enerji aralığı değişebilir. (2.29) denkleminin birinci terimi negatif veya pozitif değerler alabilir. İkinci terimi ise bütün kristaller için sürekli olarak negatiftir ve kristalin kendi yapısının bir sonucudur.

2.11.b. Yarıiletkenin yasak enerji aralığına basıncın etkisi

Hidrostatik basınç; atomlar arasındaki mesafeyi küçülttüğünden yasak enerji aralığının daralmasına sebep olabilir (Allakhverdiev *et al.* 1985). Yasak enerji aralığının

küçülmesinin sebebi, örgü parametrelerinin (a, b, c) küçülmesi ve k 'nın ($k=\pi/a$) değişmesinden kaynaklanabilir.

Direkt band geçişli yarıiletkenlerin bir çoğunda (TlInTe₂, TlInSe₂, TlSe) hidrostatik basınç arttıkça E_g ' nin soğurma kenarının kısa dalga boyu bölgesine kaydığı gözlenmiştir. İndirekt band geçişli yarıiletkenlerde, yasak enerji aralığının hidrostatik basınca bağlılığı karmaşık karakter taşımaktadır. Spektrumun analizinden yararlanarak soğurma spektrumunun küçük değerlerinde indirekt bant geçişleri incelenebilir. Yasak enerji aralığının basınçla değişiminin negatif değer alması, valans bandının tabakalı yapıya sahip olması ve iletkenlik bandının düzensizliği ile izah edilebilir (Allahverdiev *et al.* 1985). Basınç yarıiletkenin yasak enerji bandının enerji değerinin küçülmesine sebep olmaktadır ve ani değişimler faz geçişleri ile izah edilmektedir.

2.11.c. Yarıiletkenin yasak enerji aralığına magnetik alanın etkisi

Magnetik alanın etkisi altında olan yarıiletkenin soğurma eğrisi, alanın olmadığı hale göre değişiklik gösterir. Elektromagnetik teoriden bilindiği üzere B vektörü $A(x,y,z)$ vektör potansiyeli ile, $B = rotA$ ilgilidir. Bu durumda -e yüküne ve P momentumuna sahip olan elektron $A(x,y,z)$ vektör potansiyeli ile belirlenen magnetik alanda,

$$P = p + eA \quad (2.30)$$

olacaktır. Burada P magnetik alan varken, p ise magnetik alanın 0 olduğu haldeki momentumlardır. Kinetik enerji $T=p^2/2m_0$ olduğuna göre elektron için Hamiltonyen fonksiyonu,

$$H = T + U(x, y, z) = \frac{1}{2m_0}(p + eA)^2 + U(x, y, z) \quad (2.31)$$

ile ifade edilir. Burada $U(x,y,z)$ potansiyel enerjidir.

Manyetik alanın etkisi altında yarıiletkenin soğurma eğrisi alanın olmadığı hale göre değişiklik gösterir. Manyetik alanda elektronun enerjisi harmonik osilatörün enerjisine benzerdir ve harmonik osilatörün enerjisi,

$$E_B = \hbar\omega_0 (n+1/2), \quad n=0,1,2\dots$$

ve manyetik alanda elektronun tam enerjisi

$$E = E_c + \hbar^2 k_z^2 / 2m^* + E_B = E_c + \hbar^2 k_z^2 / 2m^* + \hbar\omega_0 (n+1/2) \quad (2.32)$$

E_c iletkenlik bandının enerjisidir. Elektronun 1. yörüngeden 2. yörüngeye geçmesi için $\hbar\omega_0$ kadar enerji gereklidir ve elektronun manyetik alanın etkisi altında, ışığın enerjisini soğurarak 2. yörüngeye geçtiği anda keskin spektrum vermelidir. Bu keskin spektrum elektronun, izinli yörüngeler arasındaki geçişlerini gösterir. (2.32) denkleminde verildiği gibi $E(k_z)$ elektronun enerji spektrumu, herbir banda parabolün çokluğu ile ifade edilir. Bu paraboller enerji koordinatına nazaran birbirinden $\hbar\omega_0$ kadar enerjetik mesafede olacaktır. Enerji spektrumu n 'nin değerlerine uygun kesikli seviyelerden ibarettir. Manyetik alan olmadığında bu seviyeler kesikli ve sürekli seviyeler olarak gözlenmez. Manyetik alana yerleştirilen kristalin içindeki elektronun enerji seviyelerine Landau seviyeleri denir. Manyetik alan elektronun enerjisini kuantlaştırdığı gibi, hem iletkenlik ve hem de valans bandının da yerini değiştirir, yani bantları kaydırır. (2.32) denkleminde görüldüğü gibi elektronun iletkenlik bandında en küçük kinetik enerjisi ($n=0$) olduğunda, bu sıfırdan farklı olup $1/2 \hbar\omega_0 = e\hbar B / 2m^*$ kadardır. Yani, manyetik alanda iletkenlik bandının minimumu $1/2 \hbar\omega_0$ kadar üst seviyeye kaymaktadır. Buna uygun olarak m_p boşlukların minimum enerjisi, manyetik alanda $e\hbar B / 2m_p$ kadar artacaktır. Bu ise valans bandının maksimumunun aşağı doğru kaydığını gösterir.

böylece manyetik alanın tesiri altında yarıiletkenlerin yasak bandının enerjisi ΔE_g kadar artacaktır.

$$\Delta E_g = \frac{e\hbar B}{2} \left(\frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_p} \right) = \frac{e\hbar B}{2m^*} \quad (2.33)$$

ve $1/m^* = 1/m_n + 1/m_p$ ile verilir. (18) denkleminde görüldüğü gibi yasak enerji aralığının manyetik alan etkisiyle kayması m_n, m_p ile ters orantılıdır. Manyetik alanın etkisi altında yasak enerji bandının büyümesi, soğurma spektrumunun temel soğurma kenarının kısa dalga boylu bölgeye kaymasını gerektirir. Soğurmaya bağlı olarak enerjinin manyetik alan altında değerlendirilmesi yapılarak m^*, m_n ve m_p hesaplanabilir.

2.11.d. Yarıiletkenlerin yasak enerji aralığına elektrik alanın etkisi

Dış elektrik alana yerleştirilen yarıiletkenlerde enerji bandlarının bükülmesi gözlemlenebilir. Bu durumda elektronlar valans banttan iletkenlik bandına tünel yoluyla geçebilirler. Tünel engelinin yüksekliği,

$$d = \frac{E_g}{e\delta} \quad (2.34)$$

ile verilir. Burada tünelleme engelinin yükseklik enerjisi E_g , tünel engel yüksekliği d ve dış elektrik alanın potansiyeli δ 'dir. δ artıca engel yüksekliği azalır ve elektronların tünelleme yolu ile geçişi kolaylaşır. Dış elektrik alan altında kalan yarıiletkene ışın demeti düşürüldüğünde elektron geçişi dış elektrik alan olmadığı hale göre $\hbar\omega$ enerjisinden daha küçük enerjiyle mümkün olmaktadır. $\delta \neq 0$ olduğunda elektron geçişine

uygun $\hbar\omega$ 'nın değeri yasak enerji aralığının küçük değerinde de mümkündür. Bu durum engelin yüksekliğini daha da azaltır ve

$$d' = \frac{(E_g - \hbar\omega)}{e\delta} \quad (2.35)$$

şeklinde ifade edilir. Işık enerjisinin etkisi altında, dış elektrik alanına konulmuş yarıiletkenlerde elektronların fotonları soğurarak tünel yoluyla valans banttan iletkenlik bandına geçme hadisesine Franz-Keldysh etkisi denir (Salimova 1985).

2.11.e. Yarıiletkenin yasak enerji aralığına kusur konsantrasyonunun etkisi

Dejenere olmuş yarıiletkenlerin temel soğurma spektrumununun hesaplanması çok zordur. Çünkü;

$$N^{1/3} a_o \gg 1, \quad a_o = \frac{4\pi\epsilon\hbar^2}{m_o e^2} \quad (2.36)$$

kusur merkezlerinin konsantrasyonunun (N) çok büyük olması şarttır. Yukarıdaki ifadeye göre, iletkenlik ve valans bandları kenarları arasında optik geçişler mümkün değildir. Bandların serbest taşıyıcılarla dolması sonucunda soğurma spektrumunun kenarı kısa dalga boylu kenara kayar. Buna Burstein-Moss etkisi denir. Eğer yarıiletkenlerde hem akseptör hem de donör seviyeleri varsa, diğer bir deyişle birbirlerini kompanse eden seviyeler mevcut ise ve bu seviyeler band meydana getiriyorsa o zaman kompanse oranının derecesinin değişmesi ile soğurma eğrisinin kenarının uzun dalga boylu bölgeye kayması mümkündür. Dejenere olmuş yarıiletkenlerde yukarıda bahsedilenlerden başka; band kenarının bozulmasından dolayı optik geçişlerin ihtimali değişir. Bunun çok veya az olması ihtimal dâhilindedir.

2.12. Yarıiletkenlerde Soğurma

Soğurma, bir malzemenin içerisinde elektriksel yüklerin üzerine gelen elektromanyetik dalgalarla etkileşmesi sonucunda ortaya çıkan enerji kaybı olarak tanımlanmaktadır. Yarıiletken malzemelerde soğurma olayları temel soğurma, serbest yük taşıyıcılarının soğurması ve katkı atomlarının soğurması şeklinde meydana gelmektedir.

Temel soğurma, bir elektronun gelen ışıktan bir foton soğurup valans bandından iletkenlik bandına geçmesi olayıdır. Soğurulan fotonun enerjisi yasak enerji aralığına eşit veya büyük olmalıdır. Dolayısıyla frekans şartını $\nu \geq (E_g/h)$ sağlamalıdır. frekansı $\nu_0 = E_g/h$ soğurma kenarı olarak adlandırılır. Temel soğurma olayında soğurma katsayısı

$$\alpha = A(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (2.37)$$

formülü ile bulunur. Burada A bantların özelliklerini içeren bir sabit, E_g yasak enerji aralığıdır (Omar 1993).

2.13. Kristal Örgü Soğurması

$A^{III}B^{VI}$ ikili yarıiletkenlerin atomlarının kimyasal etkileşmelerinde iyon etkileşmesi de söz konusudur. Yarıiletken bileşiklerde iyonlar arasındaki ilişkiyi elektrik dipollerinin ilişkisine benzetmek doğru bir düşüncedir. Yarıiletkenlerin üzerine ışık düşürüldüğünde bütün dipoller elektromanyetik şuaıyla karşılıklı etkileşmektedir. Elektromanyetik şuanın kristal tarafından soğurulması, kristale düşen ışık şuasının frekansının dipollerin titreşimlerinin frekansına uygun olduğu anda ortaya çıkar. Kristal örgüsünün titreşimlerinin uyarılması ile ilgili olan yarıiletkenin soğurması, örgü soğurması olarak adlandırılır. Kristal örgüsü elektromanyetik ışını yalnız o kristale özel ve uygun olan frekanslarda soğurduğu için, kristal örgüsünün soğurma spektrumu, spektrumun küçük enerjili infrared aralığına yerleşir ve karakteristik piklere sahip olabilir.

Kristal ışık şuasını soğurduğunda momentum korunmalıdır. Bunun anlamı, kristal fotonları soğurduğunda hem fotonların momentumları ($q=\hbar/\lambda_{foton}$) fononların o andaki momentumları ($p=\hbar/\lambda_{fonon}$) ile eşit olacak hem de fonon momentumu, fotonun momentumundan küçük olacaktır (dalga boyu büyük olduğundan). Bu açıdan o andaki momentumunun korunumu için kristal tarafından birkaç fononda yayınlanır ve soğurma spektrumu karmaşık hal alır.

2.14. Metal-Yarıiletken Schottky Diyotlar

Yarıiletken ve metalin arayüzeyinin oluşumundaki etkileri 1930'lu yıllarda incelenmeye başlanmıştır. Arayüzeydeki potansiyel engelinin oluşumu üzerine çeşitli modeller önerilmeye başlanmıştır (Brillson 1982). Metal/yarıiletken kontaklarda doğrultma mekanizması ile ilgili ilk adım, 1931 yılında Schottky, Störmer ve Waibel'in kontakta akım aktığında tüm kontak boyunca bir potansiyel düşüşü olacağını göstermeleri ile atılmıştır. Kuantum mekaniğinin gelişimi bu döneme rastladığı için 1932 yılında Wilson ve bazı araştırmacılar doğrultma olayını kuantum mekaniksel tünelleme yoluyla açıklamaya çalışmışlardır. 1938 yılında Schottky ve Mott birbirinden bağımsız olarak doğrultmanın gözlenen yönünün elektronların potansiyel engeli üzerinden normal sürüklenme ve difüzyon şeklinde geçişi ile açıklanabileceğini ileri sürmüşlerdir. Schottky-Mott teorisine göre, oluşan potansiyel engelin nedeni metal ve yarıiletkenin iş fonksiyonları arasındaki nicelik farkıdır. Potansiyel engelin büyüklüğü ise, yine bu modele göre metalin iş fonksiyonu ile yarıiletkenin elektron ilgisinin farkı alınarak elde edilir (Rhoderick ve Williams 1988). Daha sonra yapılan araştırmalar, Schottky engel yüksekliğinin, metalin iş fonksiyonundan daha çok metal/yarıiletken kontağın hazırlanma yöntemlerine bağlı olduğunu göstermiştir. Elde edilen sonuçlara göre, bu teorinin eksikliği metal/yarıiletken arayüzeyde bir tabakanın varlığını dikkate almamasıydı. Oysa bu tabaka pratikte her zaman mümkündür ve ancak kontağın hazırlanma şartlarına göre kalınlığı ve kimyasal yapısı değişebilir. Başka bir deyişle, çok ince de olsa metal/yarıiletken arayüzeydeki bir tabakanın varlığı ve tabaka içinde bulunabilecek iyonlar nedeniyle oluşan elektronik arayüzey hal yoğunlukları, yarıiletkene ait Fermi seviyesinin yasak enerji aralığındaki hareketini

sınırlandırmaktadır (Fermi level pinning). Schottky-Mott teorisinin yalnızca ideal durumlar için geçerli olacağı ancak daha sonra anlaşılabilirdi. Bu sonuç üzerine, Bardeen yeni bir model önererek, metal/yarıiletken arayüzeyde yeterli sayıda lokal elektronik hallerin olması durumunda, potansiyel engel yüksekliğinin metalin iş fonksiyonundan bağımsız olacağını belirlemiştir. (Wilmsen 1985).

Üretilen bir devre elemanının istenilen performansta çalışabilmesi, devre yapısına ait bütün özelliklerin bilinmesine ve doğabilecek olumsuzlukların giderilmesine bağlıdır. Bundan dolayı yarıiletken tabanlı elektronik devre elemanların fiziksel ve elektronik özelliklerini ayrıntılı olarak araştırmak oldukça önemlidir. Yapılan araştırmaların amacı, bir yandan bu yapıların fiziksel özelliklerini belirlemek, diğer yandan da bu fiziksel özelliklerden faydalanarak yeni devre elemanları geliştirmektir. Son yıllarda katıhal ve yarıiletken devre elemanları fiziğinde önemli mesafeler kaydedilmiştir ancak, Schottky diyotlarda Schottky engel yüksekliğinin oluşum mekanizmaları henüz tam olarak belirlenememiştir (Tung 2001).

Kontak durumuna getirilen iki maddede yük alışverişi olur. Termal dengeye ulaşıldığında fermi enerji seviyeleri aynı düzeye gelir. Bu durum iki metal arasında olduğu gibi, metal ile yarıiletkenler (n -tipi veya p -tipi) arasında da olabilir.

Bir metal ile bir yarıiletken, kontak durumuna getirildiğinde, yeni yapı metal-yarıiletken diye adlandırılır ve maddelerin iş fonksiyonlarına göre; doğrultucu kontak ve omik kontak olarak sınıflandırılır.

Schottky diyotlar bir metal ile yarıiletkenin kontak edilmesiyle oluşturulur. Schottky diyotların fiziği çok basit görünmekle beraber gerçekte oldukça karmaşıktır. Metal-yarıiletken kontaklar, doğrultucu ve omik olmak üzere ikiye ayrılırlar (Miller 2005). Metal-yarıiletken kontaklarda iletkenliği sağlayan yük taşıyıcıları (holler ve elektronlar) bir yönden diğer yöne daha kolay iletiliyorsa bu tür kontakta doğrultucu kontak denir.

Yani doğru beslem altında akım çok iyi iletilirken, ters beslem altında hemen hemen hiç iletilmemektedir.

Omik kontaklarda ise taşıyıcılar her yönde kolay iletilir. Kontakın omik veya doğrultucu olmasını, metal ile yarıiletkenin iş fonksiyonları belirler. Φ_m metalin, Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonları olmak üzere, metal-*n* tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_m > \Phi_s$ ise “doğrultucu kontak” ve $\Phi_m < \Phi_s$ olması durumunda ise “omik kontak” oluşur. Metal-*p* tipi yarıiletkenlerde ise durum bunun tersidir. Yani, Φ_m metalin, Φ_s yarıiletkenin iş fonksiyonları olmak üzere, metal-*p* tipi yarıiletken kontaklarda $\Phi_m > \Phi_s$ ise “omik kontak” ve $\Phi_m < \Phi_s$ olması durumunda ise “doğrultucu kontak” oluşur.

Kontak için metalin seçiminde şu şartlar gerçekleştirilmelidir;

- a) *n*-tipi yarıiletkende kullanılan metalin çıkış işi yarıiletkenin çıkış işinden daha küçük olmalıdır; *p*-tipi yarıiletken için, metalin çıkış işi yarıiletkeninkinden daha büyük olmalıdır.
- b) *n*-tipi yarıiletken için kullanılan metal, bu yarıiletkende donör özelliği göstermelidir; *p*-tipi yarıiletken için metal, akseptör özelliği göstermelidir (Caferov 1998).

Çizelge 2.1. İş fonksiyonlarına göre doğrultucu ve omik kontaklar

İş Fonksiyonları İlişkisi	Yarıiletken Türü	Kontak Türü
$\Phi_m > \Phi_s$	<i>n</i> -tipi	Doğrultucu
$\Phi_m < \Phi_s$	<i>n</i> -tipi	Omik
$\Phi_m > \Phi_s$	<i>p</i> -tipi	Omik
$\Phi_m < \Phi_s$	<i>p</i> -tipi	Doğrultucu

2.14.1. Omik kontaklar

Omik kontakların yarıiletkenlerde en yaygın kullanım amacı, minimum dirençle yarıiletkene akım vermek veya yarıiletkenden akım almaktır. Omik kontakların sahip olması gereken en önemli karakteristiği, devre elemanının aktif bölgesinde düşen potansiyelle kıyaslandığında kontak üzerindeki düşmenin ihmal edilebilir mertebede olmasıdır. Ayrıca omik kontak, devre elemanının uzun zamanlı çalışma şartları altında verimini/niteliğini bozmamalı ve hiçbir azınlık taşıyıcısını enjekte etmemelidir (Eun ve Cooper 1993). Omik metal-yarıiletken kantağın özellikleri aşağıdaki şartlara uymalıdır;

- 1) Kontakların akım-gerilim karakteristiği doğrultucu olmamalıdır, yani kontak direnci akımın yönü ile bağlı olmamalıdır.
- 2) Kontak direnci akımın değeri ile bağlı olmamalıdır.
- 3) Kontak direnci yarıiletkenin direncinden çok küçük (en az bir kat) olmalıdır.
- 4) Kontakta akım geçerken gürültü olmamalıdır.
- 5) Kontak malzemesi yarıiletkenle mekanik olarak iyi birleşmelidir.

Kontağa düşen gerilimin, kontakta geçen akıma oranı omik kantağın direnci olarak tanımlanır.

$$R = \frac{V}{I} \quad (2.38)$$

Kontak direnci ne kadar az ise, kontak o kadar omiktir.

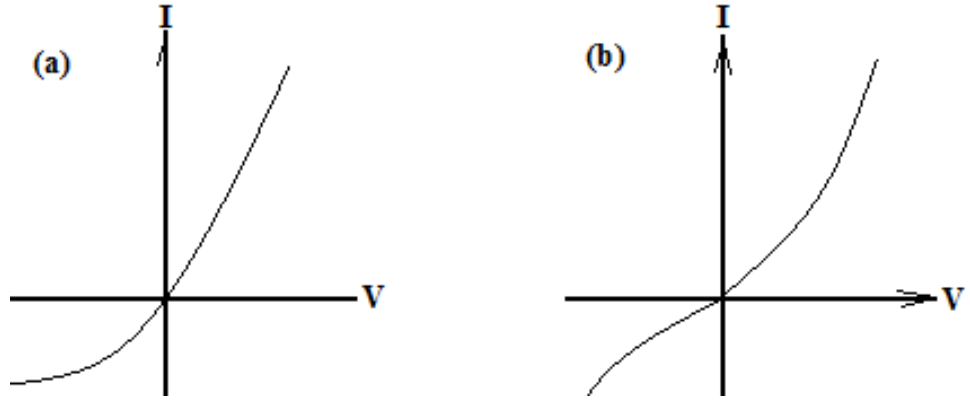
Omik kantağın direnci onun alanına bağlıdır. Bu nedenle farklı alanlı omik kontakların dirençlerini karşılaştırmak için, omik kantağın öz direnci anlamı kullanılır. Contağa düşen gerilimin kontakta geçen akım yoğunluğuna oranı

$$R = \frac{V}{J} \quad (2.39)$$

omik kontakın öz direnci olarak tanımlanır.

Deneysel çalışmalarda, tam lineer akım-gerilim karakteristikli metal-yarıiletken kontakı yapmak zordur. Kontakın akım-gerilim karakteristiği lineer olmadığı takdirde, kontakın doğrultma derecesi, akımın doğru ve ters yönlerdeki değerlerinin oranısıyla belirlenmektedir (Şekil 2.12). Bu akımların oranı kontakın doğrultma katsayısı olarak tanımlanır. İdeal omik kontakın doğrultma katsayısı birdir.

Simetrik akım-gerilim karakteristikli omik kontakın lineerlikten sapması, lineer olmayan katsayı ile belirlenmektedir (Şekil 2.12). Statik direncin, diferansiyel dirence oranı (sabit bir akım değeri için) omik kontakın lineer olmayan katsayısı olarak tanımlanır. Lineer akım-gerilim karakteristikli ideal omik kontakın lineer olmayan katsayısı birdir.



Şekil 2.12. Yaklaşık omik kontakların akım-gerilim karakteristikleri; a) küçük doğrultmaya sahip omik kontak, b) direnci gerilime bağlı olan omik kontak

Kontak için metalin seçiminde aşağıdaki şartlar gerçekleştirilmelidir:

a) *n*-tipi yarıiletkende kullanılan metalin çıkış işi yarıiletkenin çıkış işinden daha küçük olmalıdır; *p*-tipi yarıiletken için, metalin çıkış işi yarıiletkeninkinden daha büyük olmalıdır.

b) *n*-tipi yarıiletken için kullanılan metal, bu yarıiletkende donör özelliği göstermelidir; *p*-tipi yarıiletken için metal, akseptör özelliği göstermelidir.

Kontaklar yapıldıktan sonra, elektrik özellikleri incelenmelidir. Bunun için birkaç yöntem kullanılabilir. Metal-yarıiletken kontağın akım-gerilim karakteristiği kontağın omikliğinin göstergesidir.

2.14.1.a. Omik kontak elde etme yöntemleri

Omik kontak yapmak için birkaç yöntem kullanılmaktadır: Basınçla oluşmuş kontak en basit kontak yapma yöntemidir. Bu tür omik kontak oluşturmak için, metalik tel, yarıiletken kristalin yüzeyine bastırılmaktadır. İyi esneklik özelliğine sahip olan metaller kullanılmaktadır. Telin ucu küresel formda olmalıdır. Küresel form elektrolitik dağlama yöntemiyle gerçekleştirilmelidir. Metal-yarıiletken sisteminde elektrik akım atması geçerken omik kontak oluşabilir. Bu tür omik kontak yapma yöntemi elektrik atmasıyla omik kontak yapma yöntemi olarak tanımlanır. Metal-yarıiletken sınır bölgesinin elektrik bozulması ve bölge direncinin azalması omik kontak oluşmasının nedenidir.

Eritme yöntemiyle yapılmış kontak en iyi omik karakteristiklere sahip ve mekanik olarak çok dayanıklı kontaklardan biridir ve grafit kasetlerde, vakum veya hidrojen atmosferinde gerçekleştirilmektedir.. Bu yöntemde kurşun, indiyum, alüminyum, kalay ve altın alaşımları omik malzemeler olarak kullanılmaktadır. *n*-tipi yarıiletkene omik

kontak malzemesi gibi kullanılan alaşımın bileşiminde donör katkıları, ve *p*-tipi yarıiletken için kullanılan alaşımlarda akseptör katkıları kullanılmaktadır.

Bazı yarıiletkenlerde (CdS, Se v.s) omik kontak buharlaştırma yöntemiyle yapılmaktadır. Bu yarıiletkenler için buharlaştırma tek bir omik kontak yapma yöntemidir. Bu tür yarıiletkenlere omik kontak yapmak için, önce yüksek vakumda yarıiletken üzerine kontak malzemesi buharlaştırılır ve sonra ergitme yöntemiyle kontak oluşturulur.

Elektrolitik çökme yöntemi düşük dirençli yarıiletkenlere omik kontak yapmak için kullanılmaktadır. Bu yöntemde çökelen metal, anot olarak ve yarıiletken katot olarak kullanılırlar. Bakır (Cu), nikel (Ni), palladyum (Pd), çinko (Zn), indiyum (In), kalay (Sn) elektrolitik yöntemle kolayca yarıiletkenlerin yüzeyine kaplanabilir. Bu yöntemle hazırlanmış kontakların karakteristikleri elektriksel gürültüye sahip olma nedeniyle, pratikte çok geniş kullanılmamaktadır.

Kimyasal çökme, yüksek dirençli yarıiletkenlere omik kontak yapmak için kullanılabilir. Isısal basınç yöntemiyle, metal ve yarıiletkenin yüzeylerinin birbirine bağlanması gerçekleşmektedir. Bu omik kontak yapma yönteminde, ince metalik tel (0,1-0,2 mm yarıçapında) basıncın etkisiyle, ısıtılmış yarıiletkenin yüzeyine bağlanmaktadır. Isısal basınç yöntemiyle çok küçük alanlı (0,02mm²) omik kontaklar yapılabilir (Caferov 1998).

2.14.2. Doğrultucu kontaklar

Metal/yarıiletken yapılarda doğrultma işlemi, bu yapılarda akım-gerilim ilişkisine bakılarak incelenebilir. Bu olay bir metal ve bir *n*-tipi yarıiletkenin kontak durumuna getirilmesi durumunda şu şekilde gerçekleşir: Metalin iş fonksiyonu Φ_m , yarıiletkenin iş fonksiyonu Φ_s , yarıiletkenin elektron ilgisi χ_s olsun ve $\Phi_m > \Phi_s$ olsun. Kontakta önceki durumda, Şekil 2.13'te görüldüğü gibi yarıiletkenin Fermi seviyesi metalin Fermi seviyesinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarıdadır. Fermi enerjileri farklı olan malzemeler arasında termodinamik olarak bir denge söz konusu olmadığından, iki sistem birbiriyle temas

haline getirildiğinde iş fonksiyonu küçük olan sistemden iş fonksiyonu büyük olana doğru taşıyıcı geçişi olur. Bunun sonucu olarak yarıiletken yüzeyinden metale elektronlar geçerken, geride iyonize olmuş donörler bırakırlar. Yük alışverişi tamamlandıktan sonra termodinamik denge durumunda her iki sistemin Fermi seviyeleri aynı hizaya gelir. Yani yarıiletkenin enerji seviyeleri Şekil 2.13'te görüldüğü gibi $(\Phi_m - \Phi_s)$ kadar alçalmıştır (Rhoderick 1988; Ziel 1968). Yarıiletken tarafındaki iyonize donörlerin oluşturduğu uzay yükü bölgesi ile metal tarafında oluşan yüzey yükü bölgesindeki zıt yükler nedeniyle, kontakta oluşan dipol tabakası eklem üzerinde bir potansiyel engeli meydana getirir. Schottky-Mott teorisine göre metal/yarıiletken Schottky kontağın engel yüksekliği, metalin iş fonksiyonu ile Φ_m yarıiletkenin elektron ilgisi χ_s arasındaki farka eşittir;

$$\Phi_b = \Phi_m - \chi_s \quad (2.40)$$

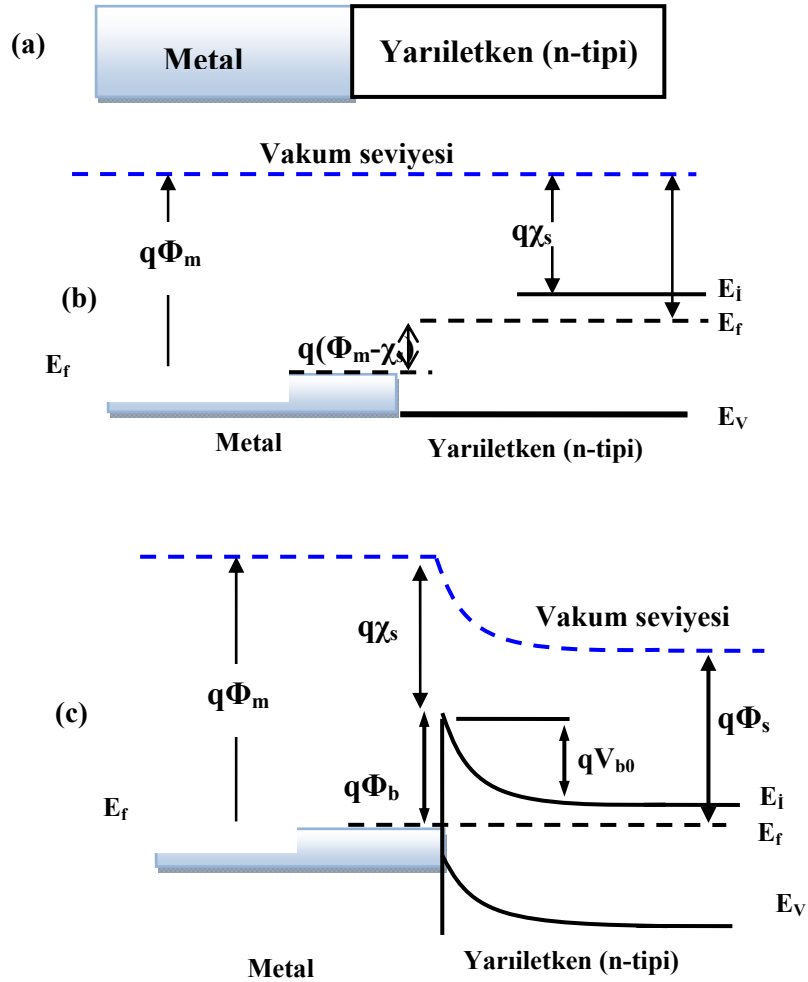
Kontağın yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği difüzyon potansiyeli cinsinden

$$eV_{b0} = \Phi_m - \Phi_s \quad (2.41)$$

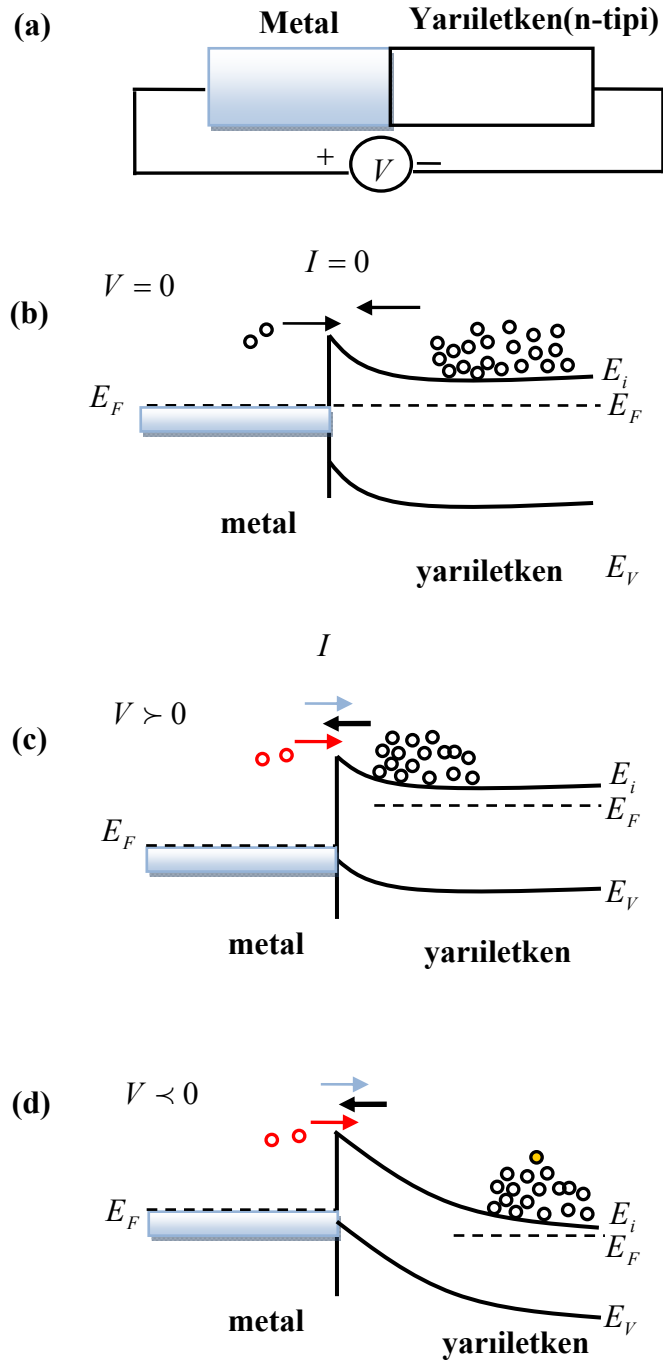
şeklinde ifade edilebilir. Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki elektronlar metale geçerken bu engelle karşılaşırırlar. Kontakın yarıiletken tarafındaki iyonize olmuş donörler (pozitif yükler), yarıiletken içinde hareketsiz oldukları için birer uzay yüküdürler. Şekil 2.14'de görüldüğü gibi, termal denge durumunda metal ve yarıiletken içindeki bazı elektronların termal yolla kazandıkları enerji, potansiyel engelini aşmaya yetebilecek büyüklükte olduğu zaman kontakta eşit ve zıt yönde bir I_0 sızıntı akımı geçer. Şayet yarıiletkene bir $-V$ gerilimi uygulanırsa metalden yarıiletkene geçecek elektronlar için engel yüksekliği değişmez. Bu nedenle yarıiletkenden metale doğru olan akımın değeri sabit kalır. Fakat yarıiletken tarafında, iletkenlik bandı eV kadar yükseleceği için yarıiletkenden metale geçecek elektronlar için engel yüksekliği eV kadar azalacaktır. Dolayısıyla metalden yarıiletkene doğru akan akım $\exp(eV/kT)$ faktörü kadar artacaktır. Bu durumda oluşan net akım;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.42)$$

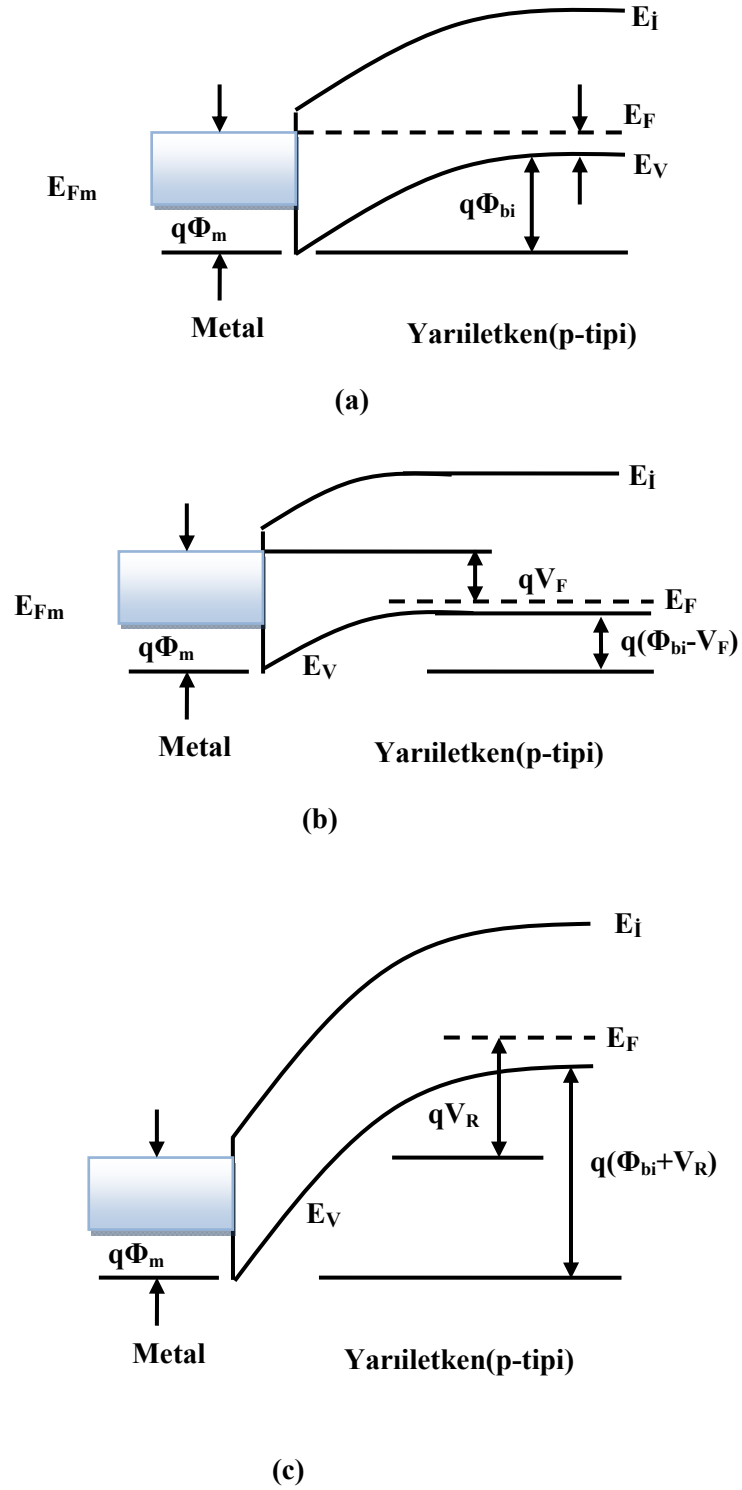
ile verilir (Rhoderick 1988; Ziel 1968). Bu ifadede I net akımı pozitifdir. Bu duruma, düz beslem durumu denir. Yarıiletken tarafına $+V$ gerilimi uygulandığında iletkenlik bandı eV kadar alçalır ve yarıiletken tarafındaki engel yüksekliği eV kadar artar. Oluşan net akım $-I_0$ değerine yaklaşır. Bu beslem durumuna, ters beslem durumu denir (Rhoderick 1988; Ziel 1968).



Şekil 2.13. a) Metal-Yarıiletken kontak şeması, b) Kontak öncesi metal-yarıiletken (n-tipi) kontakın enerji-bant şeması ve c) Kontak sonrası metal-yarıiletken (n-tipi) kontakın enerji-bant diyagramı



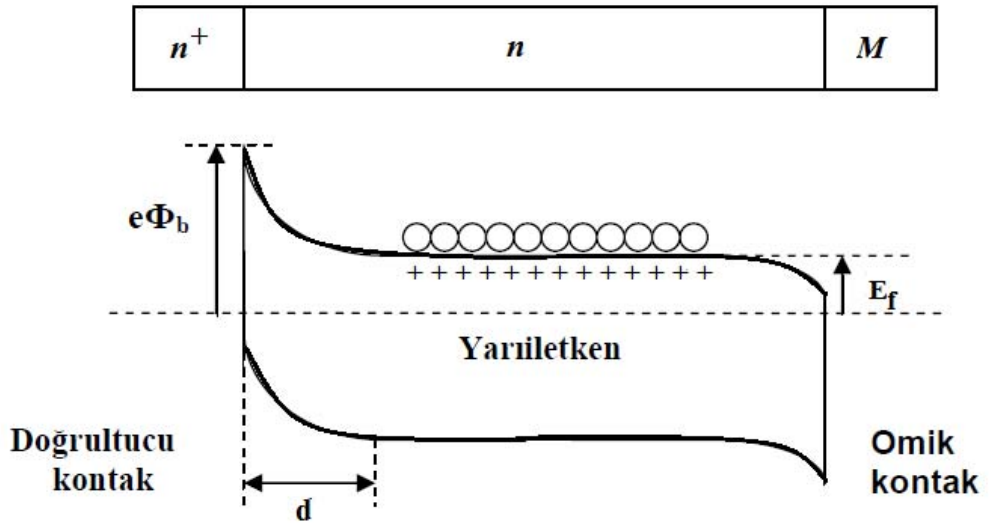
Şekil 2.14. a) Metal-Yarıiletken kontak şeması, b) Termal denge durumu enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı, c) düz beslem durumu için enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı ve d) ters beslem durumu için enerji-bant diyagramları ve taşıyıcı akışı



Şekil 2.15. Metal-*p*-tipi yarıiletken kontakların farklı beslemeler altındaki enerji-bant diyagramları. (a) Termal denge, (b) düz beslem, (c) ters beslem durumlarındaki enerji bant diyagramları (Sze 2007).

2.15. Metal (Omik)/ n -tipi Yarıiletken/ Metal (Doğrultucu) Yapısı

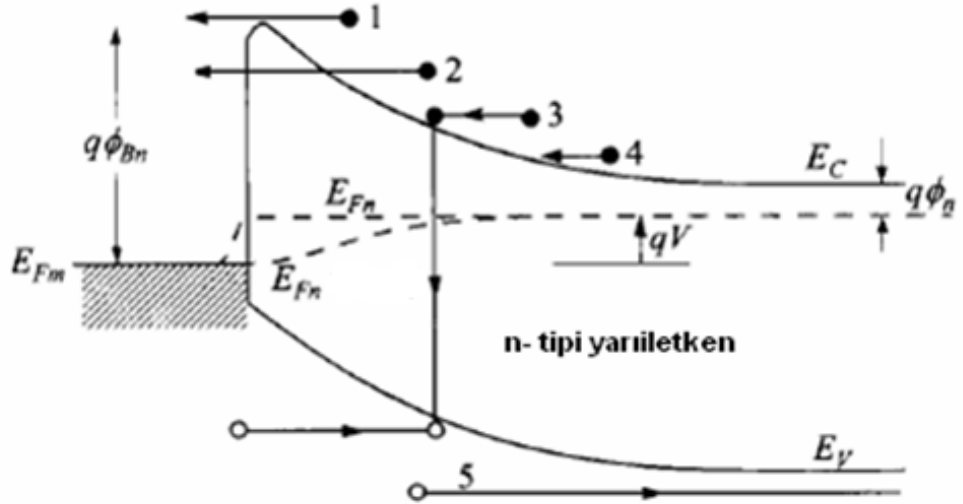
Metal (Omik)/ n -tipi Yarıiletken/Metal (Doğrultucu) yapısı; n -tipi yarıiletkenin bir yüzeyinin aşırı katkılanması sonucu elektron bakımından çok zengin n^+ omik kontağı ve diğer yüzeyine uygulanan nM doğrultucu kontağından oluşmaktadır. Şekil 2.16'da görüldüğü gibi elektronlar için engel yüksekliği $e\Phi_b = eV_d + E_F$ 'ye eşittir. Bu yapıya ait enerji-bant diyagramı aşağıdaki şekilde verilmiştir. n^+ omik kontak tarafına negatif bir gerilim uygulandığında, yapı doğru beslenmiş olur. n^+nM yapısı diyot gibi davrandığı için, böyle bir yapı yarıiletken diyot olarak adlandırılır (Sağlam 1991).



Şekil 2.16. n^+nM yarıiletken yapının termal dengede enerji-bant diyagramı

2.16. Schottky Diyotlarda Akım İletim Mekanizmaları

Metal-yarıiletken arayüzeyinde gerçekleşen akım iletimi birden fazla mekanizma ile gerçekleşir. Schottky diyotlarda en muhtemel durum, potansiyel engeli üzerinden atlama yani termoiyonik emisyonudur. Bu mekanizma, Schottky engel yüksekliğini elde etmekte yaygın olarak kullanılan standart bir modeldir. Diğer mekanizmalar, alan emisyonu (FE) ve termoiyonik alan emisyonunu (TFE) içine alan engel boyunca tünelleme, deplasyon bölgesinde rekombinasyon ve nötral bölgede rekombinasyon mekanizmalarıdır (Rhoderick 1988).



Şekil 2.17. Doğru gerilim altında beş temel iletim prosesi. (1) Termoiyonik emisyon. (2) Tünelleme. (3) Rekombinasyon (yeniden birleşme). (4) Elektronların difüzyonu. (5) Deliklerin difüzyonu (Sze M. S. 2007)

Oda sıcaklığında orta dereceli katkılı ($N_d < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) kristal yarıiletkenlerde hakim olan mekanizma (1), (2) veya (1) ve (2)'nin kombinasyonudur.

2.16.1. Engel üzerinden difüzyon ve termioyonik emisyon (TE)

Engel üzerinden yarıiletkenenden metale doğru geçen elektron, yüksek olan deplasyon bölgesi içinden hareket etmelidir. Bu bölgeden geçiş sırasında elektronun hareketi sürüklenme ve difüzyon işlemi ile yönetilir. Elektronun metal içindeki hareketi metal içindeki uygun bölgelerin yoğunluğu ile yönetilir. Bu yüzden engel üzerinden iletim ve deplasyon bölgesindeki difüzyon ve sürüklenme diye adlandırılan bu iki işlem birbirini izler ve daha yüksek direnç gösteren akımı belirler. Kendi orjinal önermelerinde Wanger, Schottky ve Spenke akımın difüzyon ve sürüklenme işlemleri ile limitlendiğini öngörürler. Difüzyon teorisi diyod akımı için aşağıdaki formülü öngörür;

$$I = qSN_c\mu\delta_m \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.43)$$

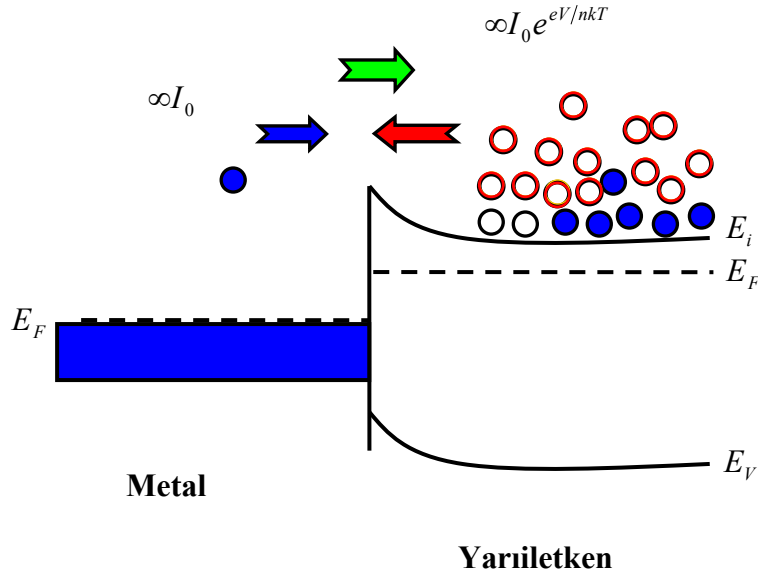
Burada S diyodun alanı, N_c yarıiletkenin iletim bandındaki elektron yoğunluğu, μ elektron hareketliliğidir. (2.43) denklemindeki δ_m voltaja bağlı olduğundan, bu eşitlikteki üstel faktör, ideal bir Schottky diyodunda olması gerektiği gibi doyuma ulaşmaz. Daha sonra Bethe'nin yaptığı çalışma diyod akımının engel üzerinde termioyonik emisyonu ile limitlendiği ve (2.46)'daki formülle uyuşmadığını göstermektedir. İki mekanizma arasındaki fark deplasyon bölgesindeki quasi-fermi seviyesinin pozisyonu ile gösterilir (Sharma B.L. 1984)

Termioyonik emisyon ilk olarak Bethe tarafından aşağıdaki kabullerle tanımlanmıştır:

- i) engel yüksekliği kT değerinden büyük olmalı
- ii) termal denge sağlanmış olmalı
- iii) akım akışı dengeyi bozmamalı

Eğer sadece bu mekanizma baskınsa Fermi seviyesi deplasyon bölgesinde sabit olmalı ve metal bölgesindekiyle çakışmalıdır. Bundan dolayı akım sadece bariyer yüksekliği ile sınırlandırılır.

Sıcak bir yüzeyden termal enerjileri nedeniyle taşıyıcıların salınması olayı termoiyonik emisyon olarak bilinir. Metal-yarıiletken kontaklarda termoiyonik emisyon teorisi, taşıyıcıların termal enerjileri nedeniyle potansiyel engelini aşarak yarıiletkenden metale veya metalden yarıiletkene geçmesidir. Orta derecede katkılanmış bir yarıiletken için bu süreç taşıyıcı iletimine önemli oranda katkıda bulunur. Metal/yarıiletken kontağa bir gerilim uygulandığında metal ve yarıiletkendeki Fermi seviyeleri artık aynı hizada olmayacak ve termal olarak uyarılmış elektronlar engelin diğer tarafına geçeceklerdir. Yarıiletken tarafındaki elektronlar için engel yüksekliği, uygulanan gerilime göre değişir. Doğru beslem altında elektronlar için engel yüksekliği azalacak ve bu sayede yarıiletkenden metale doğru olan akım artacaktır. Ters beslem durumunda ise engel artacak ve yarıiletkenden metale doğru olan akım azalacaktır. Metaldeki elektronların göreceği potansiyel engel uygulanan gerilimle önemli oranda değişmez, dolayısıyla metalden yarıiletkene doğru olan akım hemen hemen aynı kalır (Şekil 2.18).



Şekil 2.18. Doğru beslem altında bir Schottky diyot için taşıyıcı geçişleri ve akımları

Yukarıda bahsedildiği şekilde, metal-yarıiletken kontaklardaki akım mekanizmaları ilk olarak Bethe tarafından ve daha ayrıntılı olarak da Crowell ve Sze tarafından ortaya atılmıştır (Rhoderick 1988). Bu akım aşağıdaki gibi yazılabilir;

$$I(V) = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.44)$$

Bu ifadedeki, q elektron yükü, k Boltzmann sabiti, T mutlak sıcaklık, V uygulanan gerilim ve n idealite faktörüdür. Yukarıdaki denklemde yer alan I_0 ters beslem doyma akımı olup

$$I_0 = AA^* T^2 \exp\left[-\frac{q\phi_b}{kT}\right] \quad (2.45)$$

ile verilir (Rhoderick 1988). Bu ifadede bulunan A diyotun alanı, Φ_b Schottky engel yüksekliği ve A^* Richardson sabitir. Bu sabit,

$$A^* = \frac{4em_n^* k^2}{h^3} \quad (2.46)$$

ile verilir (Rhoderick 1988). Burada e elektron yükü, h Planck sabiti ve m_n^* elektronun iletkenlik bandı içindeki etkin kütesidir. Etkin kütlelerin gerçek değeri sorusu oldukça karmaşıktır. GaAs gibi küresel enerji alanlı bir yarıiletken için etkin kütle yönden bağımsızdır. Bununla birlikte yöne bağımlı enerji alanlarına sahip Ge ve Si gibi yarıiletkenler için etkin kütle yöne bağımlıdır (Sharma B.L. 1984).

2.45 denklemde açıklanan termoiyonik yayılım teorisi, deplasyon bölgesindeki elektron çarpışmasını göz ardı etme varsayımını temel alır. Bu sadece yüksek hızlı yarıiletkenler için doğrulanabilir. Birçok araştırmacı, termoiyonik emisyon ile difüzyon işlemini, iki sistemin ardı ardına yapıldığını varsayarak ve iki işlemde akan akımı eşitleyen quasi-fermi seviyesini bularak, tek bir teoride birleştirdi. En fazla almış ve yeniden birleşmiş hızı V_R 'yi engelin tepesinde metaldeki elektron akımını $V_R(n^* - n_o^*)$ eşitleyerek tanımlamıştır. Burada n_o^* sıfır bölgesinde engelin tepesindeki elektron yoğunluğunu göstermektedir. Crowell ve Sze'nin analizleri, I_0 için aşağıdaki ifadeyi doğurmuştur:

$$I_o = \frac{SqN_c v_R}{1 + \frac{v_R}{v_D}} \exp(-\phi_B / kT) \quad (2.47)$$

Burada V_D deplasyon bölgesi boyunca efektif yayılım hızıdır. Termioyonik emisyon teorisine göre hız $V_R=V/4$. $V_D \gg V_R$ için 2.47 nolu denkleminin 2.45 nolu denklemine indirgeneceği açıktır ve termioyonik emisyon teorisi uygulandığında, $V_R \ll V_D$ için difüzyon teorisi geçerlidir ve 2.47 nolu denklem 2.43 nolu denkleme benzer hale gelir (Sharma B.L. 1984).

2.16.2. Tünelleme

Metal-yarıiletken arayüzeyindeki tünelleme mekanizmasında, elektronlar engel genişliğinin (deplasyon bölge genişliği) kalın olmadığı durumlarda engelin üzerinden atılmaksızın Schottky engeli boyunca tünellenebilirler (Rhoderick 1988).

Schottky engeli boyunca olan elektronların tünellenmesi Padovani tarafından geniş olarak ele alınmıştır. Padovani'ye göre engel boyunca gerçekleşen elektron tünellemesi ya yarıiletkenin Fermi seviyesinden metale doğru (alan emisyonu, FE) elektron tünellemesiyle ya da yüksek enerjilere uyarılabilecek ve dar üçgen potansiyel boyunca tünellenebilecek olan elektronların termal enerjisi yardımıyla (Termioyonik alan emisyonu, TFE) akıma katkıda bulunur. Alan emisyonu (FE) veya doğrudan tünellemenin oluşumu, yarıiletkenin aşırı oranda katkılı olduğu durumda Fermi seviyesinin iletkenlik bandı ile çakışması sonucu kuvvetle muhtemeldir. (Şekil 2.19).

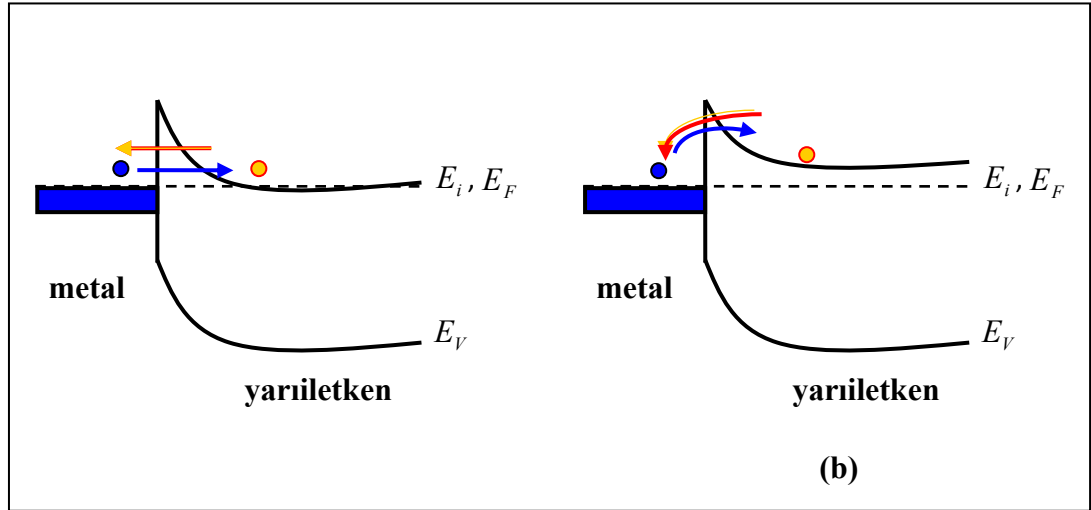
Alan emisyonu ve termioyonik alan emisyon için akım,

$$I = I_0 \exp\left[\frac{qV}{E_0}\right] \quad (2.48)$$

ile verilir. Bu ifadede $\left[\frac{E_0}{kT} \right] = \frac{E_{00}}{kT} \coth \left[\frac{E_{00}}{kT} \right]$ ve

$$E_{00} = \frac{\hbar}{2} \left[\frac{N_d}{m_n^* \epsilon_s} \right]^{1/2} \quad (2.49)$$

dır. Burada E_{00} tünelleme olasılığını temsil eden karakteristik enerji, m_n^* elektronun etkin kütlesi, ϵ_s yarıiletkenin dielektrik sabiti, N_d donör konsantrasyonudur. kT/qE_{00} oranı termoiyonik emisyon ve tünelleme mekanizmaları hakkında önemli bilgiler verir. E_{00} , deplasyon bölgesi kenarında iletkenlik bandının tabanıyla çakışan enerjiye sahip bir elektron için karşı tarafa geçme ihtimaliyetinin $1/e$ ' ye karşılık gelen Schottky engelinin difüzyon potansiyelidir. $kT \ll qE_{00}$ ise alan emisyonu (FE), $kT \sim qE_{00}$ ise termoiyonik alan emisyon (TFE) ve $kT \gg qE_{00}$ ise termoiyonik emisyon (TE) mekanizmalarının olması beklenir (Rhoderick 1988).



Şekil 2.19. a) FE ve b) TFE mekanizmalarının oluşumu

2.16.3. Deplasyon bölgesi jenerasyon-rekombinasyonu

Deplasyon bölgesindeki jenerasyon-rekombinasyon etkileri termoiyonik emisyon akım iletim mekanizması bileşenine paralel bir artış verir. Bu etki özellikle orta sıcaklık bölgesinde önemli bir mekanizmadır (Rhoderick 1988).

Uzay yükü bölgesindeki rekombinasyonun etkisi Yu *et al.* (1968) tarafından ayrıntılı olarak açıklanmıştır. Schottky diyotlarda rekombinasyonun olduğu durumlardaki akım yarıiletken iletim mekanizması *p-n* eklem diyotun akım iletim mekanizmasına benzemektedir. Sah *et al.* (1957) düz beslemdeki küçük gerilim bölgesinde baskın olan rekombinasyon akım yoğunluğunun yaklaşık olarak

$$J_r = J_{r0} \exp\left[\frac{qV}{kT}\right] \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad (2.50)$$

ile verilebileceğini bildirmişlerdir. Burada olup $J_{r0} = \frac{qn_i w}{2\tau_r}$ bu ifadede yer alan n_i asal elektron konsantrasyonu, w deplasyon tabaka genişliğini ve τ_r elektronların bu bölgeyi geçmesi için gerekli zamanı ifade eder.

Rekombinasyon mekanizmasının tam tersi olan jenerasyon olayı ise deplasyon bölgesinde elektron-boşluk çiftlerinin meydana gelmesidir ve ters beslem durumunda ortaya çıkar. Jenerasyon mekanizmasıyla oluşan akım $J_g = \frac{qn_i w}{2\tau_r}$ ile verilir. Deplasyon bölgesinin genişliği uygulanan ters beslem gerilimi ile orantılı olduğu için jenerasyon akımı ters beslemde gerilim arttıkça artar. Düşük sıcaklıklarda etkisi daha fazladır. Çünkü termoiyonik emisyon bileşeninden daha düşük aktivasyon enerjisine sahiptir.

2.17. Basit Eşitlikler

Soğurma $I=I_0\exp(-ad)$ ile verilir. Soğurma katsayısı (Moss 1959),

$$T = (1 - R)^2 \exp(-A) = (1 - R)^2 \exp(-\alpha d) \quad (2.51)$$

denklemini kullanarak geçiş (transmission) denklemlerinden elde edilir. R yansımaya katsayısı ($R= 0,2605$) (Babonas *et al.* 1986), A soğurma, α optik soğurma katsayısı, d numune kalınlığıdır. Çoğu yarıiletkenlerde temel soğurma kenarı eksponansiyel bir kanuna uyduğundan, eksponansiyel kuyruğun yukarısında yarıiletkenlerin soğurma katsayıları

$$\alpha\hbar\omega = B(\hbar\omega - E_g)^n \quad (2.52)$$

denkleminde elde edilir. B bir sabit olup, n soğurma nedeni olan elektronik geçişlere bağlı olarak 1/2, 3/2, 2 ve 3 değerlerini alır. $n=1/2$ spektrumun yüksek enerji bölümünde direkt müsaadeli geçiş, $n=3/2$ direkt geçiş, $n=2$ indirekt geçiş (spektrumun düşük enerjili bölgesi) $n=3$ müsaadesiz indirekt geçişi verir.

Aşağıdaki ampirik ifade, enerji aralığının sıcaklığa bağlılığını açıklar (Varshni 1967).

$$E_g(T) = E_g(0) - \delta T^2/T + \beta \quad (2.53)$$

Enerjinin sıcaklığa bağlılığı, Debye sıcaklığından (θ_D) düşük sıcaklık bölgesinde (2.53) denklemini ile değişir. Burada $\delta=dE_g/dT$, β sabiti Debye sıcaklığı θ_D 'nin yaklaşık bir değeridir. $E_g(0)$ mutlak sıfırda yasak enerjisi bandının enerji değeridir. δ ve β maddeye

bağlı olan sabitlerdir. $T > \theta_D$ olduğunda yasak enerji aralığı sıcaklığa kuvvetli bağlıdır. Elektron-fonon etkileşmesi fazladır ve değerce negatiftir. Düşük sıcaklıklarda E_g sabittir ve sıcaklığa bağlı değildir. Genellikle direkt ve indirekt enerji aralığı artan sıcaklıkla azalır. dE_g/dT pozitif ve negatif değerler alan elektron-fonon etkileşmesine ve örgü genişlemesine bağlıdır.

Numunelerin indirekt ve direkt optik soğurmalarının enerji aralıkları (2.52) denkleminde $\alpha^{1/2}=0$ ve $\alpha^2=0$ lineer extrapolasyonlarıyla $(\alpha^{1/2}-\hbar\omega)$ ve $(\alpha^2-\hbar\omega)$ bağımlılıkları kullanılarak enerjiye karşılık soğurma katsayısı grafiklerinin yüksek enerjili ve düşük enerjili kısımlarından elde edilir.

2.18. Metal/InSe ve Metal/InSe:Mn Schottky Diyodunda Akım-Voltaj ($I-V$) Ölçüleri ve Bazı Diyot Parametrelerinin Hesaplanması

Metal/InSe ve Metal/InSe:Mn Schottky diyodlarının akım-voltaj ölçümlerinin ve bazı diyot parametrelerinin hesaplanması için deney düzeneği kurulup, 80 K sıcaklığına ulaşıp denge sağlandıktan sonra bu sıcaklık değerinden başlanarak 20 K'lık adımlarla 80-380 K sıcaklık aralığında akım-voltaj ($I-V$) ölçümleri alınmıştır.

($I-V$) ölçümlerinden hareketle diyodun doğru beslem tarafındaki değişiminden idealite faktörü ve engel yüksekliği değerleri hesaplanmıştır. İdealite faktörünü hesaplamak için kullanılan eşitlik;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.54)$$

ile verilmektedir. Bu ifadede $eV \gg nkT$ olması durumunda üstel terim yanında 1 ihmal edilebilir. Bu durumda ifadenin yeni hali;

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{nkT}\right) \right] \quad (2.55)$$

şeklinde olur. (2.55) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp, sonra da V 'ye göre türevi alınırsa idealite faktörü için (2.56) eşitliği elde edilir.

$$n = \frac{e}{kT} \frac{dV}{d(\ln I)} \quad (2.56)$$

$\ln I - V$ grafiği çizildiğinde, doğru beslem kısmındaki lineer bölgeye bir doğru fit edilerek bu doğrunun eğiminden $dV/(\ln I)$ değeri elde edilir. Bulunan bu değerle birlikte e , k ve T değerleri (2.56) ifadesinde yerine yazılarak her bir sıcaklığa karşılık gelen idealite faktörü değerleri hesaplanır. Fit edilen doğrunun $V=0$ 'da düşey eksenini kestiği nokta I_0 doyma akım yoğunluğunu verir. (2.55) eşitliğindeki I_0 doyma akım yoğunluğu,

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left[-\frac{e\Phi_{ap}}{kT}\right] \quad (2.57)$$

eşitliği ile verilmektedir. (2.57) eşitliğinin her iki tarafının tabii logaritması alınıp Φ_{ap} 'ye göre çözümlerse, (2.58) ile verilen engel yüksekliği ifadesi elde edilir.

$$e\Phi_{ap} = kT \ln\left[\frac{AA^*T^2}{I_0}\right] \quad (2.58)$$

Bu ifadede A , diyotun etkin alanı ($A=78,54 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$) A^* , Richardson sabiti olup, n -tipi InSe için $14,4 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ dir. Standart sapma engel homojenliğinin bir ölçüsüdür, engel yüksekliğinin Gaussion dağılımı

$$\Phi_{ap} = \Phi_b - \frac{e\sigma_s}{2kT} \quad (2.59)$$

(2.59) eşitliği ile verilir (Song *et al.* 1986; Chand and Kumar 1997).

$$\left[\frac{1}{n_{ap}} - 1 = -\rho_2 + \frac{e\rho_3}{2kT} \right] \quad (2.60)$$

Burada, n_{ap} deneysel olarak hesaplanmış idealite faktörü; ρ_2 ve ρ_3 ise engel yüksekliği dağılımının voltaj deformasyonunu tanımlar. Φ_{ap} , deneysel engel yüksekliğidir. σ_s 'nin sıcaklığa bağımlılığı genellikle küçüktür ve sıcaklıkla değişimi ihmal edilebilir. Engel yüksekliği inhomojenliği modelinde sıcaklıkla idealite faktöründe gözlemlenen değişim (2.60) eşitliği verilir (Werner and Güttler 1991).

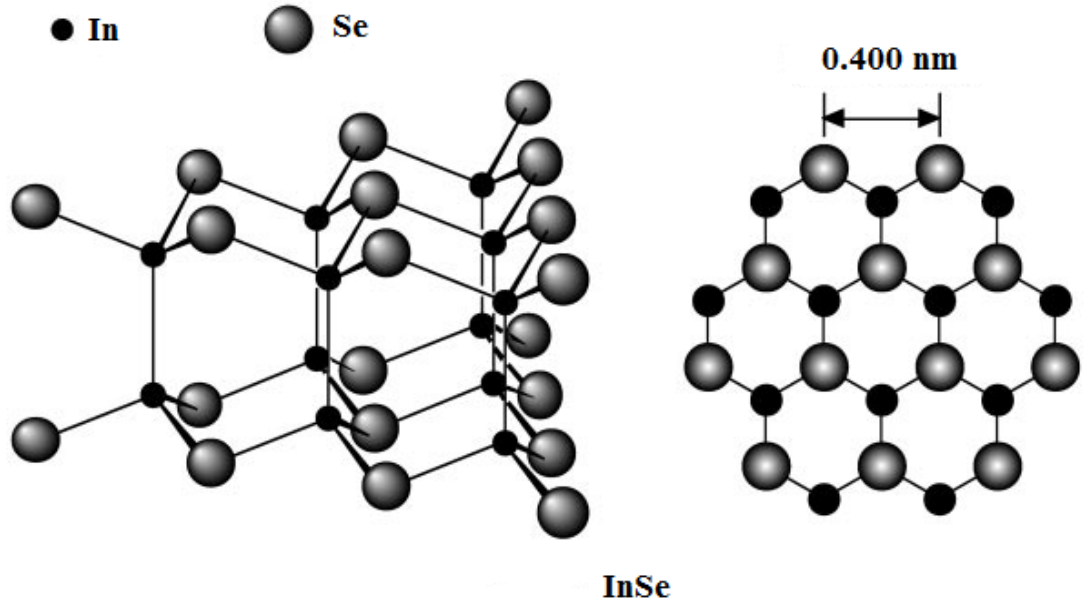
3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Giriş

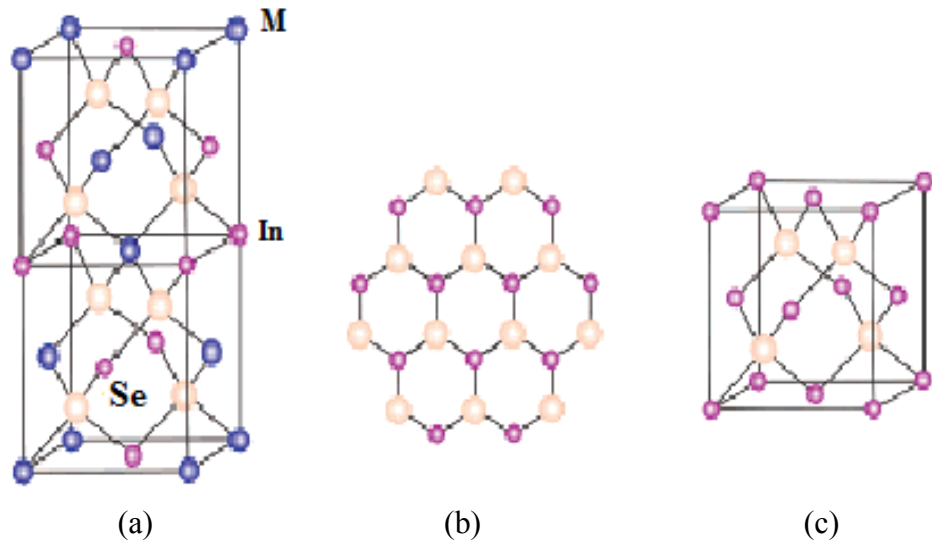
Bu bölüm, modifiye edilmiş Bridgman/Stockbarger metodu kullanılarak erime sıcaklıkları 1050°C'ye kadar olan tek kristallerin büyütülmesine imkân sağlayan kristal büyütme sistemi; InSe tek kristalinin ve mangan (Mn) katkılanarak oluşturulan InSe:Mn kristalinin büyütülmesi ve soğurma ölçülerinin alınması için gerekli deneysel prosedürün yanı sıra InSe:Mn Schottky diyotlarının yapımı için numune hazırlanması, temizlenmesi ve diyodun üretimiyle ilgili bilgileri ve hazırlanan diyodun (*I-V*) karakteristik parametrelerinin ölçümünde kullanılan deney düzeneği hakkında bilgileri kapsamaktadır.

3.2. Numunelerin Özellikleri

Yarıiletkenler genellikle tek kristal şeklinde büyütülmektedir. Tek kristallerin elektrik özellikleri sadece kimyasal bileşimlerine bağlı olmayıp, yapı içerisindeki atomların dizilişine de bağlıdır. İndiyum III-A grubu elementidir ve atom numarası 49, kütle numarası 114,818 g/mol'dür. Selenyum ise periyodik cetvelin VI-A grubunda yer alır ve atom numarası 34, kütle numarası ise 78,6 g/mol'dür. (Guesdon *et al.* 1987). InSe tek kristalleri tabakalı yapıya sahip olup tabakalı yapılar oldukça fazla anizotropik özelliklere sahiptir. Atomlar birbirlerine kovalent veya iyonik bağla bağlanmışlardır ve her bir tabaka arasında Van-der Waals bağı vardır. InSe, Se-In-In-Se tabakaları şeklinde kristalleşir (Olguin *et al.* 2003). Eksiton seviyelerine sahip olup koyu siyah renklidir. InSe tek kristali Şekil 3.1'de görüldüğü gibi Se-In-In-Se yapısında kristalleşir.



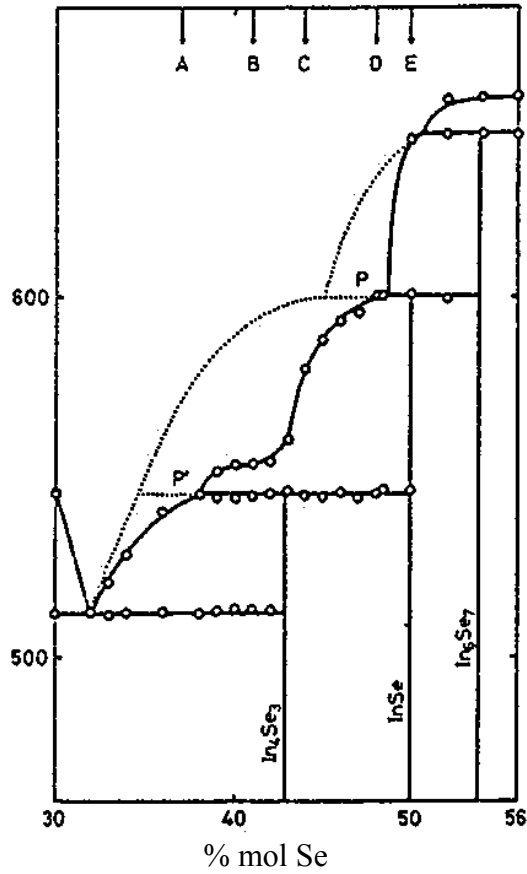
Şekil 3.1. InSe yarıiletkeninin perspektif görünümü (Hayashi 2000)



Şekil 3.2. Bazı InSe Yapıları; (a) tetragonal $MInSe_2$, (b) hekzagonal InSe, ve (c) kübik InSe (Kim H.J. *et al.* 2006)

3.3. InSe Yarıiletkenin Faz Diyagramı

Tek kristal elde etmek için, kristal büyütme işleminden önce bu kristallere ait faz diyagramlarının bilinmesi ve incelenmesi gerekir. Faz diyagramlarının koordinatları; basınç sabit kabul edilerek sıcaklık ve kompozisyon olarak ele alınmaktadır. Yarıiletken bileşiklerden, tek kristal elde edilebilmesi için erime sıcaklığı ve bileşiğin karşılıklı çözünebilirliği gibi verilerin bilinmesi gerekir. InSe'nin erime sıcaklığı $660 \pm 5^\circ\text{C}$ olup, faz diyagramı Şekil 3.3'te verilmiştir.

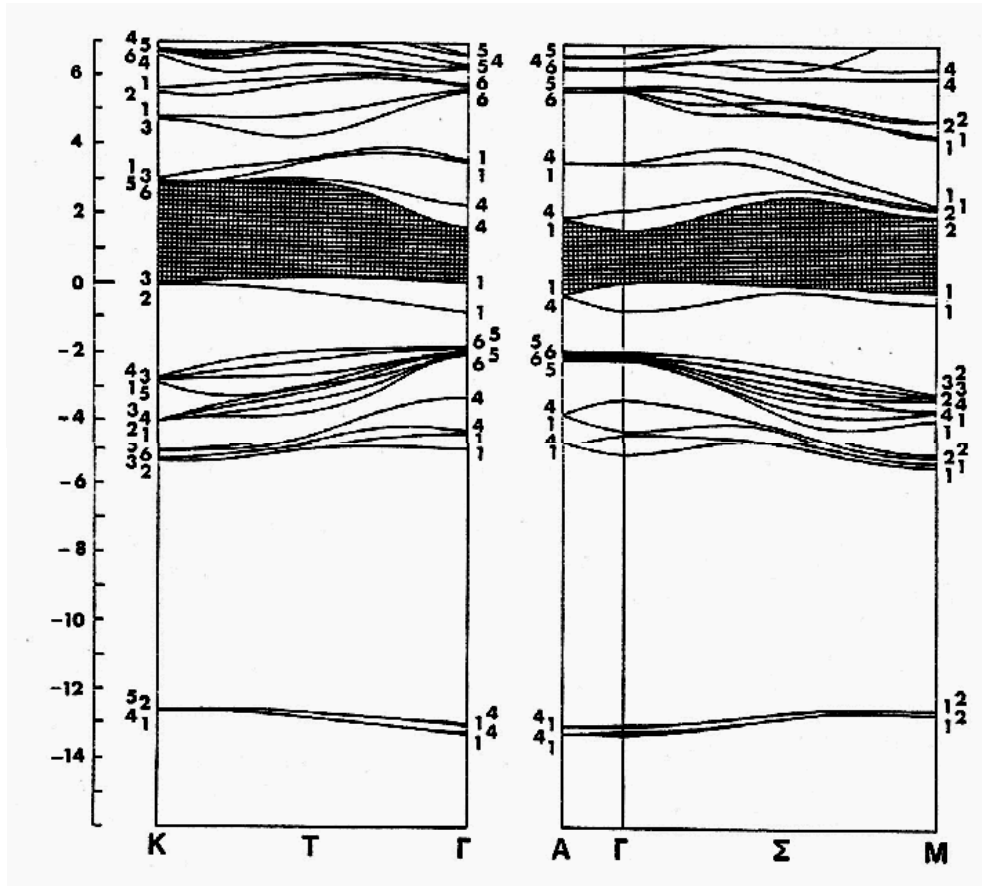


Şekil 3.3. InSe yarıiletken bileşiğinin faz diyagramı (Imai *et al.* 1981)

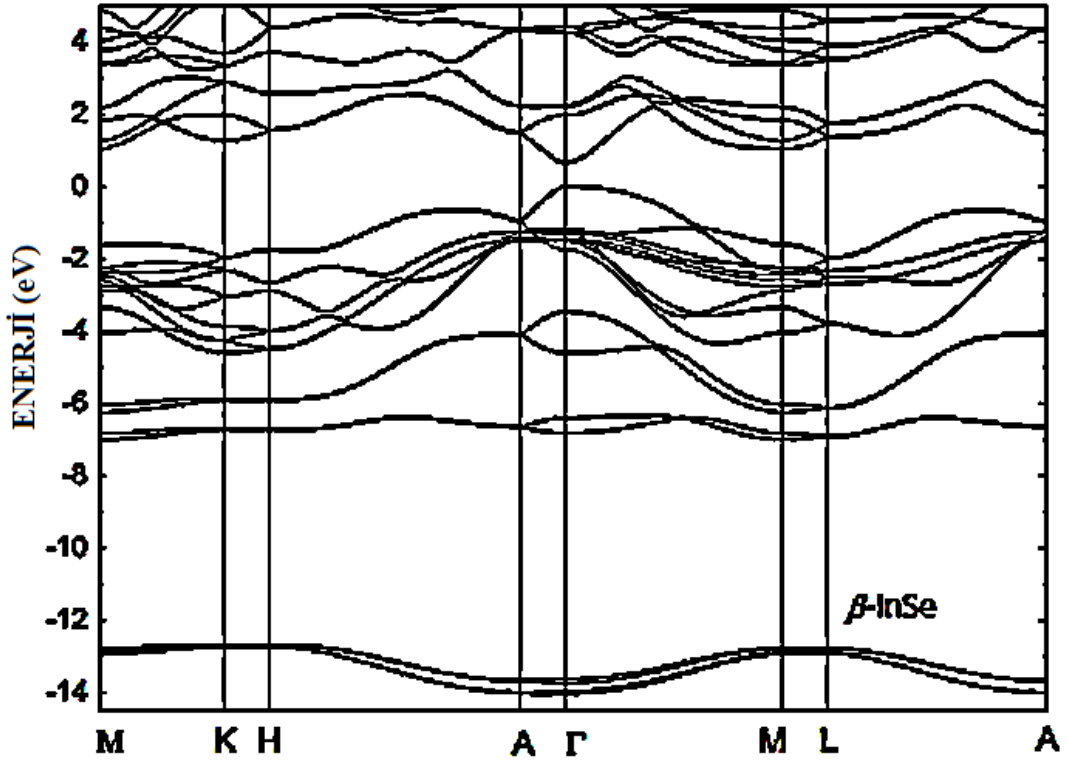
3.4. InSe Yarıiletken Bileşiklerin Band Yapısı

$A^{III}B^{VI}$ bileşiklerden InSe'nin ϵ -InSe, β -InSe, γ -InSe politipleri mevcuttur. Sırasıyla ϵ , β ve γ -politiplerinin uzay grupları D^1_{3h} , D^4_{6h} , C^5_{3v} 'dir (Schlüter 1973). Bridgman

metoduyla büyütülen InSe kristalleri genellikle γ -politipi ile rombohedral (trigonal) bir kristal yapısına sahiptir (Gousskov *et al.* 1982). Metalorganik kimyasal buhar depozisyonu ile (MOCVD) büyütülmüş InSe filmlerinin hekzagonal birim hücresi ile β -politipine sahip olduğu belirtilmiştir (Choi and Yu 2003). Şekil 3.4'te ϵ -InSe yarıiletken bileşiğinin bant yapısı ve Şekil 3.5'de ise β -InSe yarıiletken bileşiğinin bant yapısı verilmiştir.



Şekil 3.4. ϵ -InSe yarıiletken bileşiğinin band yapısı (Depeursinge *et al.* 1978)



Şekil 3.5. β -InSe Yarıiletkeninin bant enerji spektrumu (Glukhov 2010)

3.5. Kristal Büyütme Teknikleri

Kristal, belirli bir yerleşim düzeni içerisinde bir araya gelen atomların ortaya koydukları yerleşim düzeninin üç boyutta tekrarı ile meydana gelir. Büyütülmek istenen kristallerin özelliklerine göre çeşitli kristal büyütme metotları geliştirilmiştir. Başlıca metotlar prensipte herhangi bir sıcaklıkta uygulanabilir, fakat daha düşük ve daha yüksek sıcaklıklarda deneysel hususlar değişebilir ve teorinin anlaşılabilmesi için farklı yaklaşımlarda bulunulması gerekir. Kristal büyütme kontrollü faz değişimiyle gerçekleştirilir. Kristal büyütme metotları;

- Katı büyütme, katı-katı (S→S) faz geçişini içeren işlem,
- Eriyik büyütme, sıvı-katı (L→S) faz geçişini içeren işlem,

-Buhar büyütme, gaz-katı ($V \rightarrow S$) faz geçişini içeren işlemler olarak üç kategoride toplanabilir.

$S \rightarrow S$ işlemi belli metallerde erime noktası ile oda sıcaklığı arasında kristal yapıda bir değişimin olduğu belli durumlar dışında nadiren kullanılır. $L \rightarrow S$ işlemi çeşitli ve önemlidir. Normal veya doğrudan donma en basit tekniktir. Bölgesel arıtma (zone refining) bir $S \rightarrow L \rightarrow S$ prosesi olmasına rağmen $L \rightarrow S$ kategorisine dahil edilir. Sıvı faz, solüsyon, flux büyütme veya sıvı faz epitaksiyelde olduğu gibi bilerek katılmış yabancı maddeleri ihtiva eder. $V \rightarrow S$ işlemi süblimleşmeyi ($S \rightarrow V \rightarrow S$ prosesi) ve yarıiletkenleri epitaksiyel büyütmede kullanılan buhar faz reaksiyonlarını içerir. Gazlı faz saf olabilir veya büyütülen materyal için taşıma aracı olarak kullanılan gazları (taşıyıcı gazları) içerebilir.

3.5.1. Kristal büyütme tekniğinin seçimi

Yarıiletken bileşiklerin büyütülmesinde büyütme tekniğinin seçimi çok önemlidir. Büyütme tekniğinin seçiminde dikkat edilmesi gereken hususlar;

1. Bileşiğin kimyasal aktifliği ve bileşiği oluşturan elementlerin özellikleri,
 2. Büyüme sıcaklığında bileşiğin buhar basıncı,
 3. Bileşiğin buhar basıncı,
 4. Stokiyometriden sapmadan kaynaklanan kompozisyon değişimi ve halâ tek kristal olup olmadığı,
 5. Faz dönüşümlerinin olup olmadığı (Shay and Wernick 1975),
- şeklinde sıralanabilir.

Büyütülmek istenilen yarıiletken bileşiklerde kullanılan elementlerin (In, Se) hem buhar basınçlarının bir hayli yüksek olması hem de ampule yapışma problemleri mevcuttur. Bu tür problemlerin minimuma indirilmesinde en önemli faktör kullanılmak istenilen

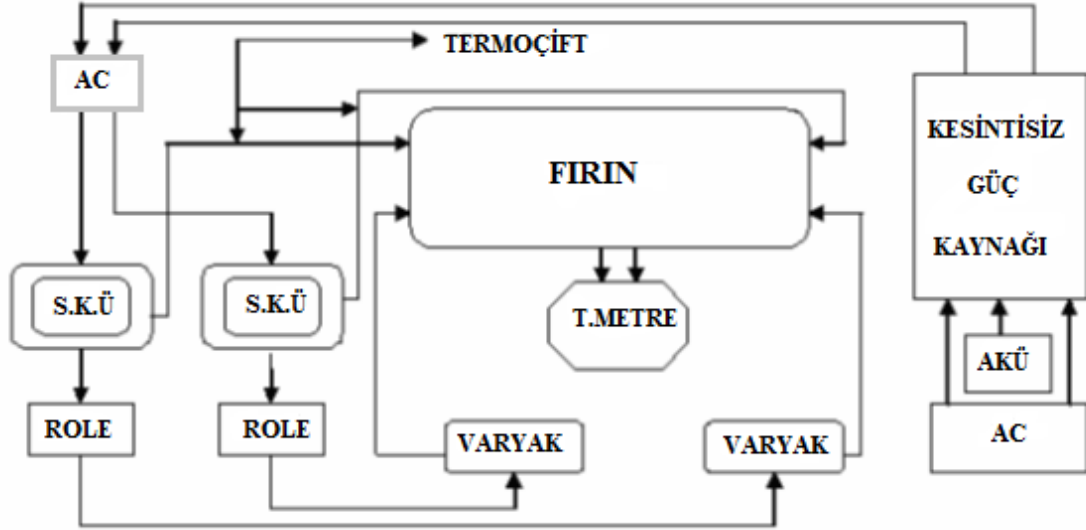
büyütme tekniğinin seçimidir. InSe kristallerinin büyütülmesinde kristal büyütme laboratuvarı şartlarında modifiye edilmiş Bridgman-Stockbarger büyütme metodu kullanılmıştır. Bu metotta, kapalı bir kuvars tüp içinde eriyik halde bulunan elementlerin, zon sıcaklığının kontrollü değişimiyle büyüme doğrultusunda kristalleşmeleri sağlanır. Ampul sabit bir konumda bırakılarak iki zonlu fırının sıcaklığı değiştirilir. Böylece kristalleşme, hareketsiz olan ampul içinde gerçekleşeceğinden muhtemel titreşimlerin minimuma indirileceği açıktır.

3.5.2. Kristal büyütme fırını

Kristal büyütme fırını, modifiye edilmiş Bridgman-Stockbarger büyütme metodu ile kristalleri büyütmeye imkân verecek şekilde iki bölge (zonlu) olarak tarafımızdan imalatı gerçekleştirilmiştir.

Büyütme fırını tüpü iç çapı 4 cm, dış çapı 5 cm olan 1800°C'e dayanıklı 100 cm uzunluğunda alumina boru kullanılarak hazırlanmıştır. 0,8 mm çaplı 4 adet Kanthal rezistans teli 6 mm çap ve 2 mm spiral şekilde hazırlanmıştır. Elde edilen spiral rezistansların yalıtımı 4 numara seramik boncuklarla yapılmış ve her bir rezistans için, fırın tüpünün zon başlangıçlarına delinmiş 1 mm çaplı çapraz iki deliğin birinden geçirilip diğerinden çıkarılmak suretiyle sabitleştirilerek, ısıtma rezistansının ikisi birinci zona, diğer ikisi de ikinci zona sarılarak fırın dizayn edilmiştir. Fırın tüpü etrafına sarılan rezistans telden geçen akımın oluşturacağı elektrik ve magnetik alanı sıfırlamak için her bir zona sarılan iki spiralden birinci spiralin zon başlangıç ucu, ikinci spiralin bitiş ucuna birleştirilerek elde edilen iki uç seramik klemenslere bağlanmıştır. Fırın tüpünün her iki zonu sıcaklık kontrolü için her zonu merkezine açılan 2 mm çaplı deliklerden geçen K-tipi termocift yerleştirilmiştir. Alumina borunun ve ısıtıcı telin etrafı zirkonyum battaniye ile sarılarak termal izolasyon sağlanmıştır. Kristalin erime sıcaklığında, çalkalama işleminin gerçekleştirilmesi için küçük bir motor kullanılarak fırının yatay ve dikey pozisyonlar arasındaki hareketi sağlanmıştır. Fırın tüpü 2,5 cm köşebent demirden yapılan kafes kutu içerisine yerleştirildikten sonra,

termoçift ve elektrik bağlantıları fırın ön paneline monte edilmiştir. İki zonlu kristal büyütme sisteminin şematik görünüşü Şekil 3.6’da verilmiştir.



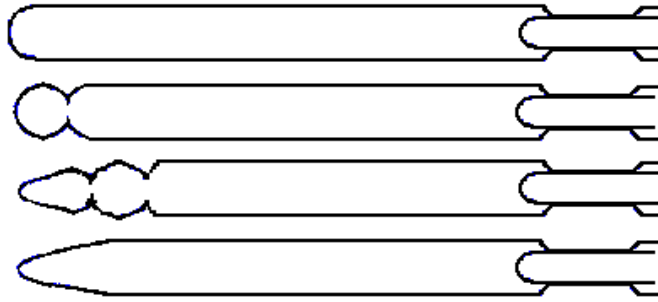
Şekil 3.6. Kristal büyütme sisteminin şematik görünüşü (Gürbulak 1997)

3.5.3. Kristal büyütme prosedüründe kullanılan ampuller

Kristal büyütme işleminde cam, kuartz, seramik ve molibden potalar genellikle büyütme ampulleri olarak kullanılırlar. Bu ampuller, yapı içerisinde ve dışında fazlaca kirlilik ihtiva ettiği gibi sonradan dokunma veya reaksiyon yoluyla da kirlenebilirler. Bu özel halleri göz önüne alınarak kullanım bakımından avantaj sağlayacak olan ampul seçimi hususunda tercih yapılır. Kuartz ampul kolay şekil verilebilme, yüksek erime sıcaklığına sahip olma ve az kirlilikler ihtiva etmesine rağmen kristal büyütme işleminde kullanılan kuartz ampul içerisinde su buharı, karbon ve sülfürdioksit, oksijen gazı, alüminyum, demir ve titanyum gibi kirlilikler bulunmaktadır. Bu kirlilikleri minimuma indirmek için birçok temizleme işlemi geliştirilmiştir. Kristal büyütülecek ampuller, gaz çıkarma fırınında 1000-1050°C’de 24 saat vakum altında pişirilerek gazların neden olduğu kirliliklerin ortadan kaldırılmasına çalışılmıştır.

3.5.4. Kristal büyütme ampullerinin hazırlanması

Tek ve polikristal büyütmede kullanılan ampullerin amaca uygun olabilmesi için İmanieh tarafından belirtilen özelliklerin tümünü ihtiva eden materyal olmamasına rağmen en yakın materyal kuartz olduğundan dolayı, bu çalışmada kuartz, büyütme ampulü olarak kullanılmıştır. Büyütme ampullerinin hazırlanmasında 1m boyunda iç çapı 10 mm ve et kalınlığı 1,5 mm olan kuartz borulardan ihtiyaç duyulan uzunlukta kesilen boruların bir ucu oksijen-asetilen hamlacı ile amaca uygun biçimde şekillendirilerek kapatılmıştır. Çeşitli şekillerde kapatılmış tek kristal büyütme ampullerinin şematik görünüşü Şekil 3.7’de verilmiştir.



Şekil 3.7. Çeşitli şekillerde kapatılmış tek kristal büyütme ampullerinin şematik görünüşü

3.5.5. Ampullerin temizlenmesi

İç çapı 10 mm ve et kalınlığı 1,5 mm olan 25 cm boyunda kesilip şekillendirilen silika tüpler aşağıda belirtilen aşamalardan geçirilerek temizlenmiştir:

- Yüzey kirlerinin uzaklaştırılması için deiyonize su ile yıkanmış,
- Yüzeydeki metalik kirlerin uzaklaştırılması için ampul %40 oranında sulandırılmış HNO₃ ile dolu olarak 4 saat bekletilmiş,
- Ampul deiyonize su ile tekrar çalkalanmış,
- Ampulün iç ve dış çeperlerinde bulunan toz ve yağ parçacıklarının ortadan kaldırılması için 24 saat sıvı temizlik deterjanı ile yıkanarak temizlenmiş,

- Herhangi bir artık bulaşmanın uzaklaştırılması için %40 oranında sulandırılmış HF ile ampulün iç ve dış yüzeyleri 5 dakika süreyle yıkanmış, yıkandıktan sonra kurumaya bırakılmış,
- Dokunmayla kirlenmeyi önlemek için baştan sona yapılan işlemlerin tümünde plastik eldiven kullanılmış,
- Ampullerden gazların çıkarılması için, gaz çıkarma fırını içinde 1050°C’de 24 saat vakum altında pişirilmiş,
- Ampuller son defa sıvı temizleme banyosuna yatırılmış ve 45 dakika ultrasonik banyoda bırakılıp kurutma ve koruma altına alınmıştır.

3.5.6. Stokiyometrik oran

Stokiyometrik oran bileşik kristallerde A atomlarının sayısının B atomlarının sayısına oranını belirler. InS stokiyometrik bir kristal ise In (indiyum) atomlarının sayısının S (sülfür) atomlarının sayısına oranı 1’dir. Diğer bir çeşit bileşik kristal olan HF₂’de bu oran 1/2’dir. Stokiyometri varsa ve bu devam ediyorsa kristal kusursuz büyüyor demektir. Fakat bu mümkün değildir. Kristalde bulunan fazla atomlar arayere oturabilir veya başka bir atomun yerine geçebilir. Stokiyometriden ne kadar uzaklaşırsa o kadarda kusur artar. X konsantrasyonunda A atom boşluğu mevcut ise A_(1-x)B şeklinde yazılır. Bu yazılış kristalin A’ca fakir olduğunu gösterir. Bu durumdan dolayı oluşan kusurlar, atomların düzensizliğinden kaynaklanan fiziksel kusurlardır.

Bu çalışmada komponent elementlerin toplam ağırlığı; ampullerin et kalınlıkları iç çapları ve boyları göz önüne alınarak 35 ile 50 gram arasında değişen oranlarda belirlenmiştir. Büyütülen tek kristallerden sadece örnek olması açısından 40 g, InSe elde edebilmek için gerekli stokiyometrik oran aşağıda verildiği gibidir. In elementinin ağırlığı W_{In} ise

$$W_{Se} = \frac{W_{In}}{A_{In}} \quad (3.1)$$

kristali oluşturacak iki elementin toplam ağırlığı

$$W_{(In)} + W_{(Se)} = 40g \quad (3.2)$$

denklemleri kullanılarak hesaplanmıştır. Burada W ve A sırasıyla bileşiğin içerisindeki elementin ağırlığı ve kütle numaralarıdır. Büyütölen kristallerin içerisinde kullanılan elementlerin Ga (6N=99,9999) dışında hepsi 5N saflıktadır. In elementinin yüzeyindeki bakır oksidin uzaklaştırılması için % 40 oranında seyreltilmiş HNO₃ kullanılmış ve HNO₃'ten temizlemek için asetonla yıkanıp deiyonize su ile temizlendiğinden tamamen emin oluncaya kadar çalkalanmıştır. Önceden tartılarak beher içinde hazırlanmış deiyonize suya daldırılarak In ile birlikte tartılıp ve çok hızlı bir şekilde kurutulmaya çalışılmıştır. Ampulün içerisine elementler aktarılıp Leybord-Heraeus Leybovac PT 15150/4 turbomoleküler vakum sistemine ampul monte edilip ve ~10⁻⁶ mbar basınç altında kapatılmıştır.

3.5.7. Kristal büyütme ameliyesi

Üçlü yarıiletkenlerin büyütölmeleri tek aşamada yapılabildiği gibi genelde iki aşamada da yapılmaktadır.

- 1.Sentezleme
- 2.Tek kristal büyütme ameliyesidir.

Ampuller içerisinde karışımın daha iyi olabilmesi ve homojenliğin sağlanabilmesi amacıyla ön reaksiyon fırınında sentezleme işlemi yapılır.

3.5.8. Önreaksiyonun önemi

Kristal büyütmek için kullanılan elementler, homojen bir şekilde birbirleri içinde ki karışımını sağlamak amacıyla önreaksiyon işlemine tabi tutulmaktadır. Bu yüzden önreaksiyon yapılmasının çok önemli iki sebebi ortaya çıkmaktadır.

- 1) Çalkalama imkânı verebilecek şekilde dizayn edilen önreaksiyon fırınları komponent elementlerin birbirleriyle iyice karışmasını sağlamaktadır,
- 2) Kullanılan elementlerin (In,Se) bir kısmının tek başına buhar basınçları çok yüksek olduğu bilinmektedir. Bu elementlerin karışımlarından meydana gelen ikili bileşiklerde ise karışımın homojenliğini ve kimyasal reaksiyonun son bulmasından sonra buhar basınçları fevkalade aşağı değerlere düşmektedir. Bunun sonucunda önreaksiyona girmiş bileşiğin patlama riski ortadan kalkmakta ve doğabilecek muhtemel tehlikeyi bertaraf etmektedir.

3.5.9. Tek kristal büyütmeye dikkat edilmesi gereken hususlar

Yarıiletken tek kristaller büyütülürken aşağıdaki işlemlerin takip edilmesi gerekmektedir.

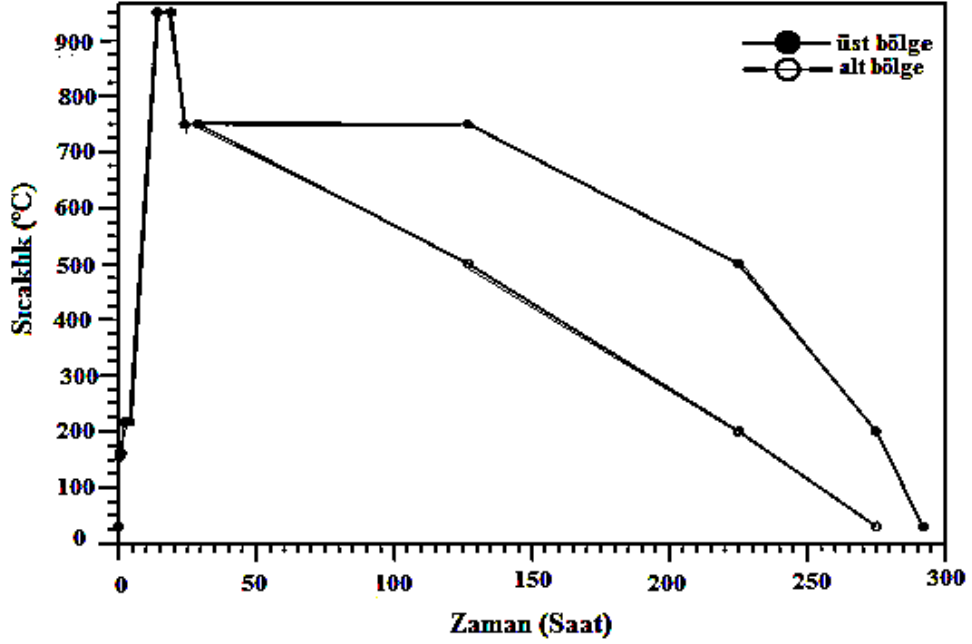
1. Bileşikte kullanılan elementler saf (~6N) olmalı,
2. Stokiyometrik oranları belirlenen elementlerin tartımın da plastik cımbız kullanılmalı,
3. Kullanılan terazinin çok hassas olmasına (en az 10^{-4} g) dikkat edilmeli,
4. Erime sıcaklıkları göz önüne alınarak büyütmek için kullanılan ampullerin temiz, kolayca şekil verilebilir özellikte ve kendi içerisinde mümkün oldukça az sayıda yabancı madde ihtiva etmeli,
5. Elementleri, büyütmeye ampullerine transfer ederken eldiven kullanılmalı,
6. Ampuller, büyütülmek istenilen kristalin yapısı dikkate alınarak şekillendirilmeli,
7. Kullanılan elementlerin ampulle reaksiyona girip girmediği tespit edilmeli,
8. Büyütme ampulleri kesinlikle kaplanmalı (karbon v.s.),
9. Elementler ampule transfer edildikten sonra ampulün içerisindeki basınç yeterince aşağı düşürülmeli (10^{-6} - 10^{-9} mbar),

10. Kullanılan elementlerin dış etkenlerle etkileşip etkileşmediği tespit edilmeli,
11. Büyütülmek istenen kristalin erime sıcaklığı, faz geçişinin olup olmadığı varsa sıcaklığı bilinmeli ve elementlerin buhar basıncı bilinmeli,
12. Elde edilecek kristallerin genel özellikleri iyi bilinmeli,
13. Büyütülecek kristalin özelliklerine bağlı olarak büyüme safhası 5 ile 30 gün arasında değişebileceğinden elektrik kesintisine karşı kesintisiz güç kaynağı büyüme sistemine adapte edilmeli,
14. Bütün işlemlerin yapıldığı ortam gürültüden, sarsıntıdan uzak ve ortam temiz olmalıdır (Gürbulak 1997).

3.5.10. Komponent elementlerin önreaksiyonu ve InSe ve InSe:Mn kristallerinin büyütülmesi

Komponent elementlerin önreaksiyonu için kapatılmış ampuller kanthal DSD-Cr-Al-Fe alaşımı telden dizayn edilen kafes içerisine yerleştirildikten sonra kafesin iki ucundan yapılan bağlantı telleri vasıtasıyla çalkalama fırınına, belirlenen uygun mesafesine, fırın tüpüne paralel olacak şekilde tespit edilmiştir. Çalkalama fırınının sıcaklık gradyenti Gürbulak tarafından hazırlanmıştır.

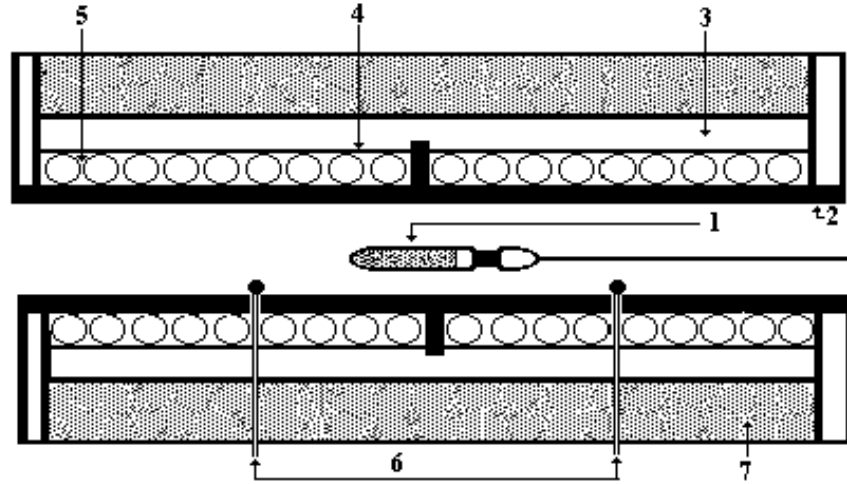
In, Se ve Mn ile kapatılan ampuller kesit diyagramı Şekil 3.9'da verilen iki zonlu büyüme fırınına paralel olarak yerleştirilmiştir. Seçilen ısıtma programı programlanabilir sıcaklık kontrol ünitesi (PSKÜ) set edilerek önreaksiyon işlemine geçilmiştir.



Şekil 3.8. InSe ve InSe:Mn numunelerini büyütme işleminde uygulanan program

Şekil 3.8'de görüldüğü gibi, InSe karışımı için iki saat içerisinde 160°C'ye yükseltilen sıcaklık, indiyumun erime sıcaklığından ($In_e:157^\circ C$) yukarı olup selenyumun erime sıcaklığından ($Se_e:217^\circ C$) aşağı olmasına dikkat edilmiştir. Sebebi termal iletkenlik sonucu indiyumun reaksiyona girip selenyumu eriteceğinden In ile Se arasında reaksiyon başlayacaktır. Bu durum ampul içerisinde meydana gelen sıcaklığın ve basıncın ani artmasını engelleyecektir. Bu sıcaklıkta 4 saat bekletildikten sonra, 4 saat içerisinde 217°C'ye çıkılmış ve bu sıcaklıkta 8 saat muhafaza edilmiştir. Çünkü 215°C'ye In ve Se arasında oluşan ekzotermik reaksiyon devam ettiğinden dolayı meydana gelebilecek patlama veya ampulde çatlama gibi risklerin tamamıyla ortadan kalkması için geniş zamana ihtiyaç duyulmaktadır. Bilindiği üzere selenyumun 700°C ile 900°C arasında yüksek buhar basıncına sahip olduğundan (Imanieh 1986) 10 saatte 950°C'ye çıkılıp 1 saat bekletilmiş ve 4 saat indiyum ve selenyumun homojen dağılımını sağlamak için fırın $\approx 40^\circ$ lik açı yapacak şekilde aşağı-yukarı hareket ettirilerek çalkalanma işlemine maruz bırakılmış ve fırın yatayla 70° lik açı yapacak

şekilde sabitleştirilmiştir. 5 saat içerisinde sıcaklık 750°C'ye düşürülmüş ve 5 saat bu sıcaklıkta bekletilmiştir.



Şekil 3.9. Yatay büyütme fırını; 1.Kuvars ampul, 2. Alümine tüp, 3. Zirkonyum battaniye, 4. Alüminyum folyo, 5. Kanthal rezistans (Cr-Al-Fe), 6. Termoçift, 7. Hava boşluğu (Gürbulak 1998)

Bazı araştırmacılar (Shih 1986, Irie 1979) polikristalin öğütülüp ikinci bir ampule transfer edilmesinin oksitlenme ve selenyum kaybına neden olacağı fikri dikkate alınarak büyütülecek kristallerin tek ampulde ve tek aşamada büyütülmesinin denenmesi ve sonucun incelenmesi amacıyla InSe kristalinin bu metotla büyütülmesine karar verilmiştir.

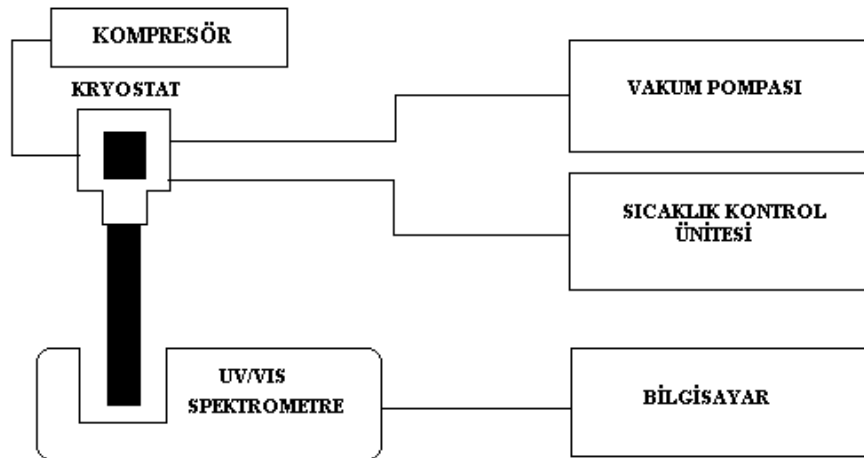
Daha sonra fırının üst zon sıcaklığı sırasıyla önce, 98 saat 750°C'de sabit tutulmuş, 98 saatte 500°C'ye, 50 saatte 200°C'ye ve 17 saatte 30°C'ye düşürülmüştür. Fırının alt zon sıcaklığı ise 98 saatte 500°C'ye, 98 saatte 200°C'ye ve 30 saatte 50°C'ye düşürülmüş ve fırın kapatılmıştır. Böylece aynı anda ve aynı büyütme programı kullanılarak, InSe ve InSe:Mn tek kristallerini büyütme işlemi 12 günde tamamlanmıştır.

Büyütme işlemi sonunda fırından çıkarılan ampuller uygun bir kesici yardımıyla kesilerek külçe kristalin, herhangi bir zor veya deformasyona uğramaması sağlanmıştır. Kristalin kirlenmesinden kaçınmak için külçenin çok temiz bir ortamda muhafaza edilmesi, bu kristal üzerinde yapılacak incelemelerin doğruluğu açısından gereklidir.

3.6. Soğurma Ölçüleri İçin Numune Hazırlama

Bridgman-Stockbarger metodu ile büyütülen kristaller, ayna gibi parlak, pürüzsüz ve temiz yüzeylere sahip olduklarından dolayı herhangi bir mekanik parlatmaya ve bu kristallerin oksijen ile reaksiyona girme hızlarının oldukça düşük olması sebebiyle kimyasal temizleme işlemine gerek duyulmamıştır. Tabakalı yapıya sahip olma kimyasal temizlik açısından dezavantaj olarak görülmektedir. Çünkü temizleme prosesi esnasında, kimyasalın tabakalar arasına nüfuz ederek kristalin elektriksel özelliklerini değiştirmesi mümkündür.

InSe ve InSe:Mn kristallerinden, soğurma bant kenarını ve bu aralıktaki optik soğurma işlemini incelemek için her bir kristalden 45 ± 5 μm kalınlığında ve 3×3 (mm^2) boyutlarında numuneler alınmıştır. Numunelere elektrik alan uygulayabilmek için, (Edwards Pumps (model E01)) kaplama ünitesi içerisinde ortamın vakumu 10^{-5} Torr değerine düştükten sonra, kimyasal olarak temizlenmiş indiyum elementi buharlaştırılarak numunelere kontak yapılmıştır. Numuneler ısı iletim yağı kullanılarak kapalı devre helyum kroystatın içerisinde bulunan numune tutucusuna sabitleştirilmiştir. Kapalı devre kroystat otomatik sistem vasıtasıyla çalışma aralığı dalgaboyu cinsinden 190-1100 nm olan Perkin Elmer UV\VIS Lambda 2S spektrometrenin içerisindeki boşluğa optik pencerenin tam karşısına gelecek şekilde yerleştirilmiştir (Şekil 3.10).



Şekil 3.10. Soğurma ölçülerinin yapıldığı sistemin blok diyagramı

3.7. Metal/InSe ve Metal/InSe:Mn Diyotlarının Hazırlanması

Yapılan çalışmada 150 ± 5 μm kalınlığında InSe ve InSe:Mn yarıiletkeni kullanılmıştır. Schottky diyot yapmak için alınan sonuçların güvenilir olabilmesi için öncelikle, kullanılacak numune yüzeyinin organik ve mekanik kirlilerden arındırılması gerekmektedir. InSe ve InSe:Mn numuneleri tabakalı yapıya sahip olduğundan dolayı herhangi bir mekanik ve kimyasal temizleme işlemi yapılmamıştır.

Bu numunelere buharlaştırılacak metallerin kimyasal olarak temizlemesinde aşağıdaki işlemler takip edilmiştir.

1. $\text{H}_2\text{O} + \text{HCl}$ (10:1) içinde 5 dakika yıkama,
2. Deiyonize su ile yıkama,
3. Asetonda ultrasonik olarak 5 dakika yıkama,
4. Tekrar deiyonize su ile yıkama
5. Metanolde ultrasonik olarak 5 dakika yıkama,
6. Deiyonize su ile iyice yıkama,
7. Azot gazı (N_2) ile kurutma.

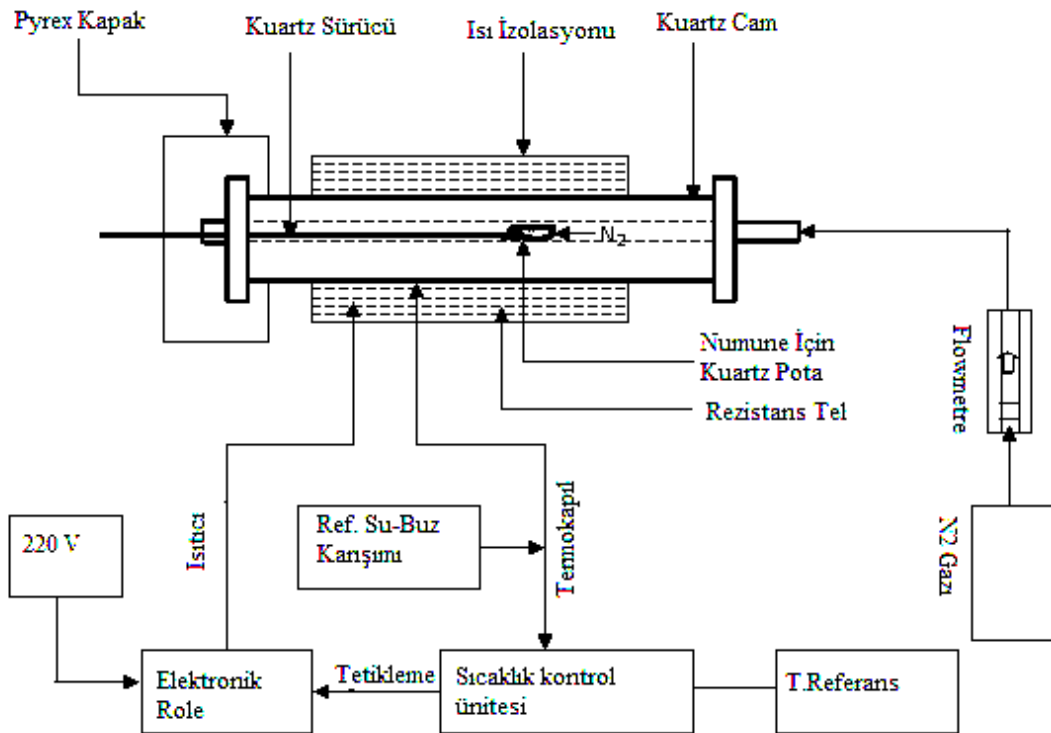
Numunelere omik kontak yapıldıktan sonra, numuneleri tavlama için kullanılan kuvars potalar sırası ile ultrasonik olarak, aseton, metanol ve deiyonize su ile 5'er dakika yıkanmıştır. İlk aşamada, kullanılan numunenin mat tarafına omik kontak yapılması gerekir. Buharlaştırmada kullanılan ısıtıcı ilk önce %10'luk HCl ile yıkandıktan sonra deiyonize su ile iyice yıkanmış ve daha sonra kurutularak kaplama ünitesindeki yerine yerleştirilmiştir. Oksitlenme türü kirliliklerden arındırılması için ısıtıcı yakılmıştır.

Omik kontak yapımı için kullanılan In kimyasal olarak temizlendikten sonra ısıtıcının üzerine yerleştirilerek 10^{-5} Torr basınç değeri altında eritilmiş ve daha sonra InSe ve InSe:Mn numunelerinin daha mat olan yüzeyine buharlaştırılmıştır. Daha sonra, vakum ortamından alınan numune kuvars potada tavlama fırınına konulmuş ve N_2 ortamında farklı tavlama sıcaklıkları altında ($100\text{-}350^\circ\text{C}$) tavlansak en iyi tavlama sıcaklığı ve

tavlama süresi belirlenmeye (1-5 dakika) çalışılmıştır. Tavlama işlemi neticesinde omik kontak direncinin düşük çıkmasından dolayı optimum değer olarak 300 °C'de 3 dakikalık süre belirlenmiş ve omik kontak işlemi tamamlanmıştır. Tavlama işlemine ait fırın ve kontrol ünitesi şeması Şekil 3.11'de verilmiştir.

Omik kontak işleminden hemen sonra, numune tekrar vakum ortamına alınmış ve ön yüzeyine 10^{-5} Torr basınç altında çeşitli metaller buharlaştırılarak 0,1 mm çapında Schottky diyot yapılmaya çalışılmıştır.

Elde edilen Metal/InSe ve Metal/InSe:Mn diyotların oda sıcaklığında ($I-V$) ölçümleri alınmış ve temel diyot parametreleri (idealite faktörü, engel yüksekliği gibi) hesaplanmıştır.



Şekil 3.11. Omik kontak termal işlemi için fırın ve kontrol ünitesi şeması (Gürbulak 1998)

3.8. Akım-Voltaj Karakteristiği Ölçümü

Sıcaklığa bağlı olarak ($I-V$) karakterizasyon işlemleri için kryostata uygun numune tutucu yapılmıştır. Çalışılan Metal/InSe ve Metal/InSe:Mn diyotları numune tutucusuna yerleştirilerek Kapalı devre Leybold kryostat içerisine konularak uygun bağlantıları yapılarak “Keitley 487 Picoammeter/Voltage Source” cihazı ile akım-voltaj ($I-V$) karakteristiklerinin sıcaklığa bağlı ölçümleri 140 K’den başlanılarak, 20 K’lik adımlarla 380 K sıcaklığına kadar alınmıştır.

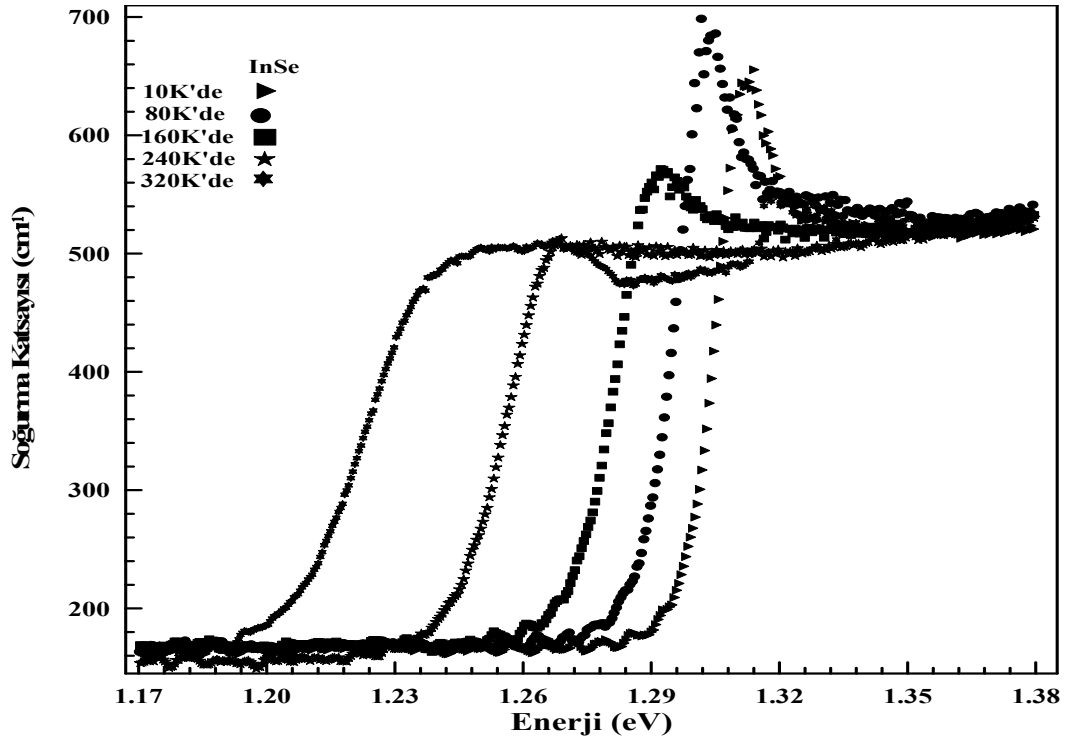
4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. Giriş

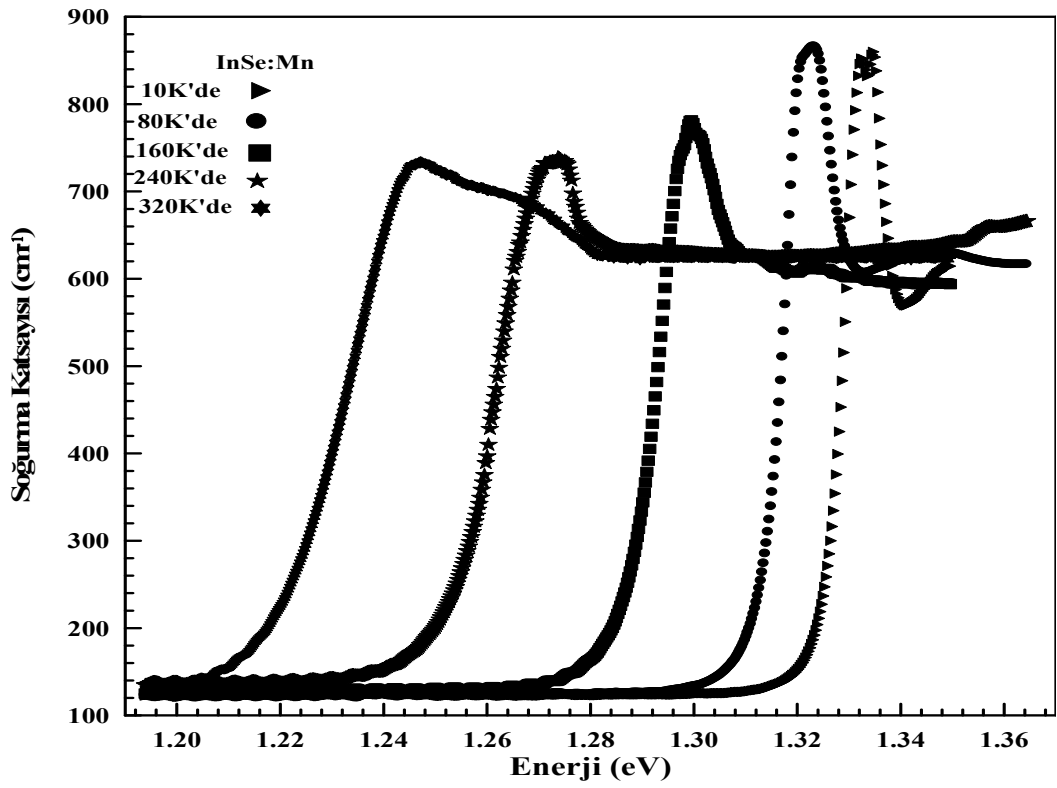
Bu bölümde, InSe ve InSe:Mn numunelerine yaklaşık 7 kV/cm'lik elektrik alan uygulanarak sıcaklığa bağlı olarak alınan optik soğurma verileri; InSe ve InSe:Mn tek kristallerine çeşitli metallerin buharlaştırılmasıyla elde edilen Schottky diyodunun sıcaklığa bağlı olarak alınan akım-voltaj ($I-V$) ölçümleri neticesinde elektriksel karakterizasyonu için gerekli olan temel diyot parametrelerinin sıcaklıkla değişimlerinin değerlendirilmesinin sonuçları yer almaktadır.

4.2. InSe ve InSe:Mn Tek Kristallerinde Soğurma Ölçüleri

Yarıiletkenlerin kristal yapısını, direkt ve indirekt yasak enerji aralıklarını, numunede eksiton enerji seviyelerini ve bağlanma enerjilerini tayin etmek için kullanılan tekniklerden birisi de optik soğurma deneylerdir. InSe ve InSe:Mn tek kristallerinin soğurma ölçüleri için sıcaklık 10 K'e düşürülmüş ve blok diyagramı Şekil 3.10'da verilen sistem dengeye ve yeterince kararlı duruma gelmesi için her sıcaklıkta 5 dakika beklenilmiştir. Her adımda sistemin dengede olduğu gözlemlendikten sonra 10 K ile 320 K aralığında 10 K'lik soğurma ölçüleri, numune üzerine 35 V gerilim uygulanarak alınmıştır. 40 V üzerinde uygulanan gerilim değerlerinde aşırı ısınmadan dolayı numunenin devre dışı kaldığı gözlemlenmiştir. Perkin Elmer UV/VIS Lambda 2S-Spektrometresi yardımıyla alınan soğurma (absorbans) verileri (2.51) eşitliği yardımıyla soğurma katsayısı değerlerine dönüştürülerek dalgaboyuna bağlı değişimleri elde edilmiştir. InSe ve InSe:Mn numunelerinde soğurma ölçümleri kullanılarak soğurma katsayısı, yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi, eksiton enerji seviyeleri ve soğurma ölçümleri üzerine elektriksel alanın etkisi incelenmiş ve soğurma katsayısının foton enerjisine bağlı değişimleri sırasıyla Şekil 4.1-5'te verilmiştir.

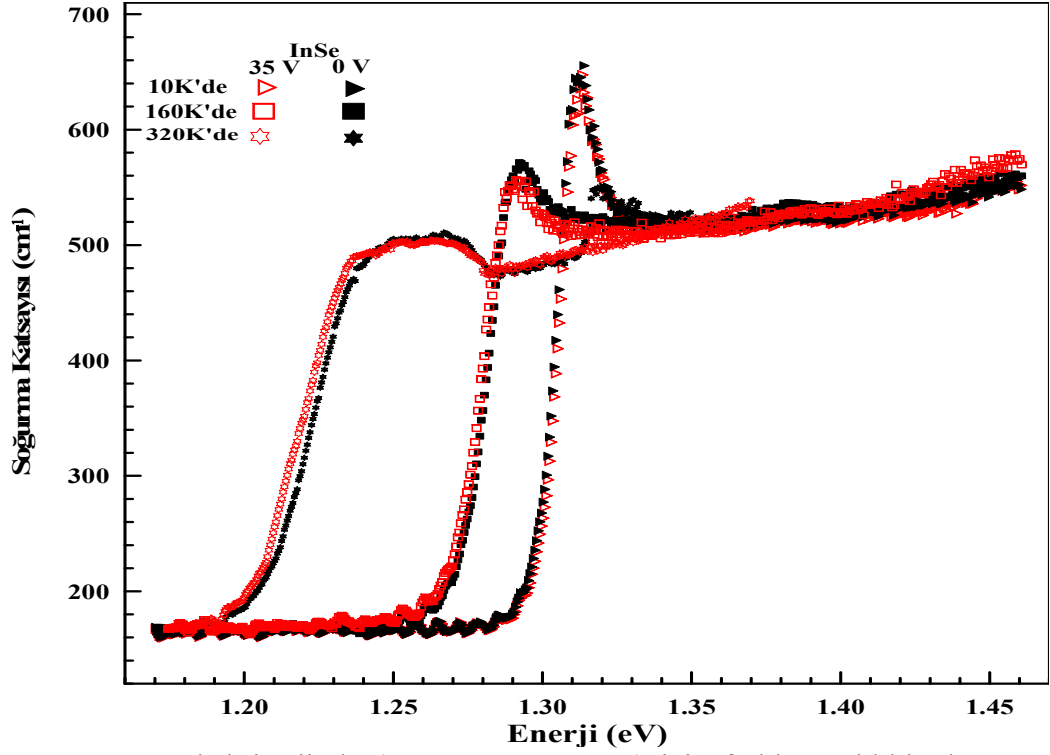


(a)

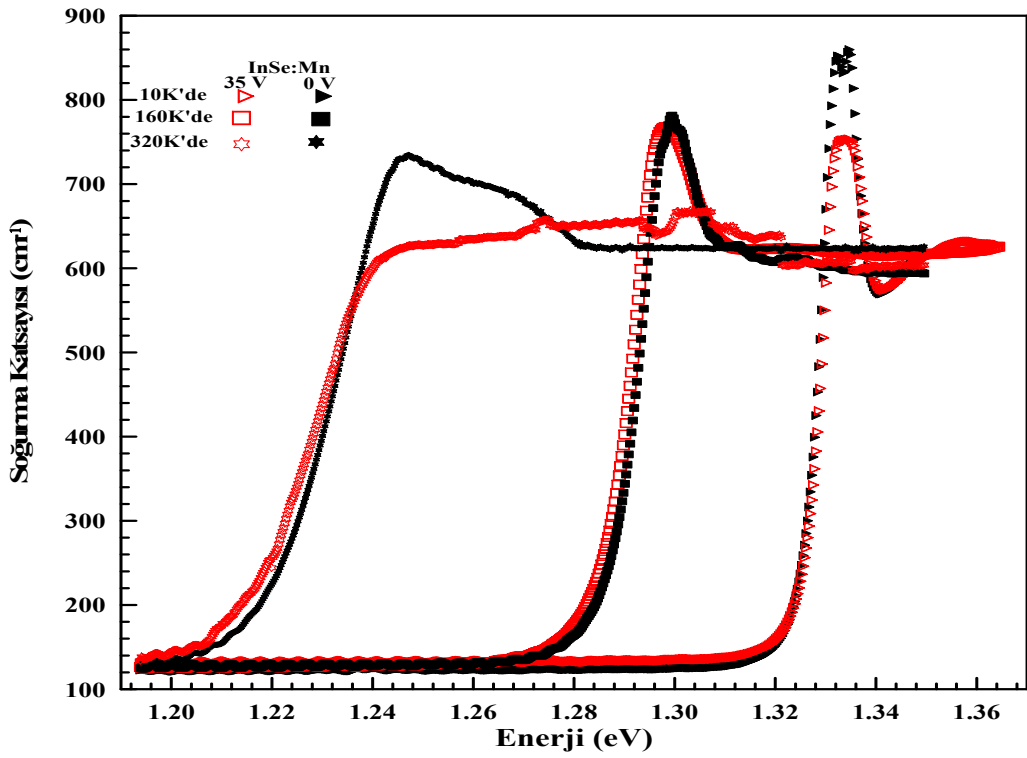


(b)

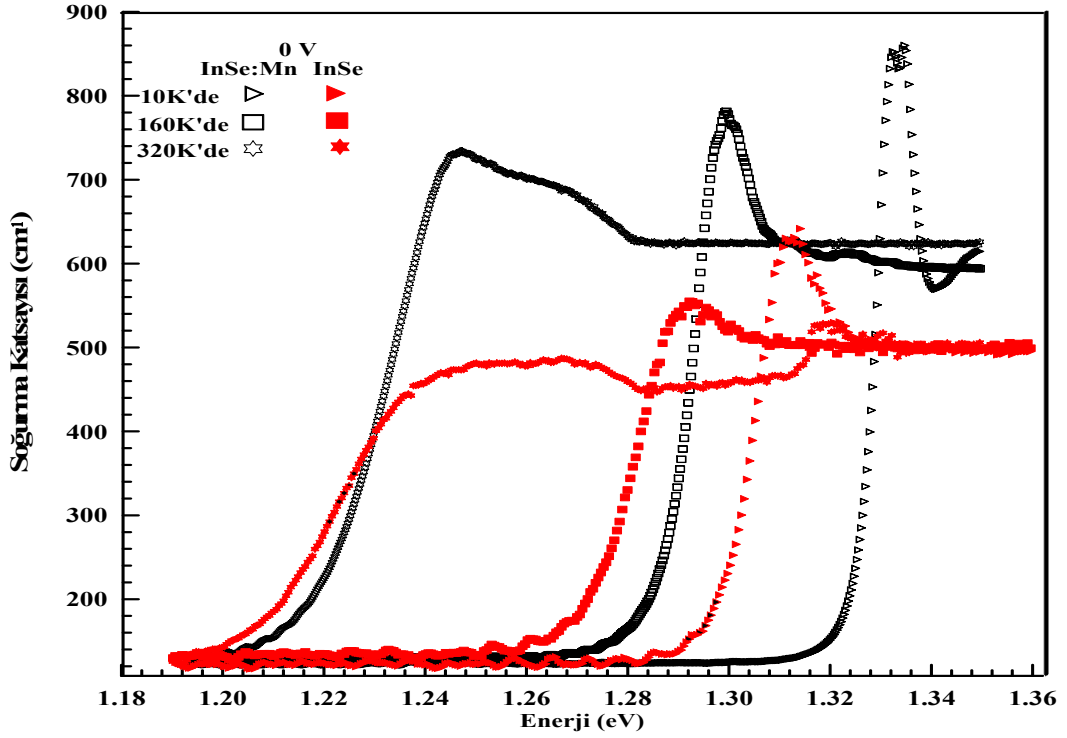
Şekil 4.1. a) InSe ve b) InSe:Mn tek kristalinde farklı sıcaklıklarda soğurma katsayısının enerjiye bağlı değişimi



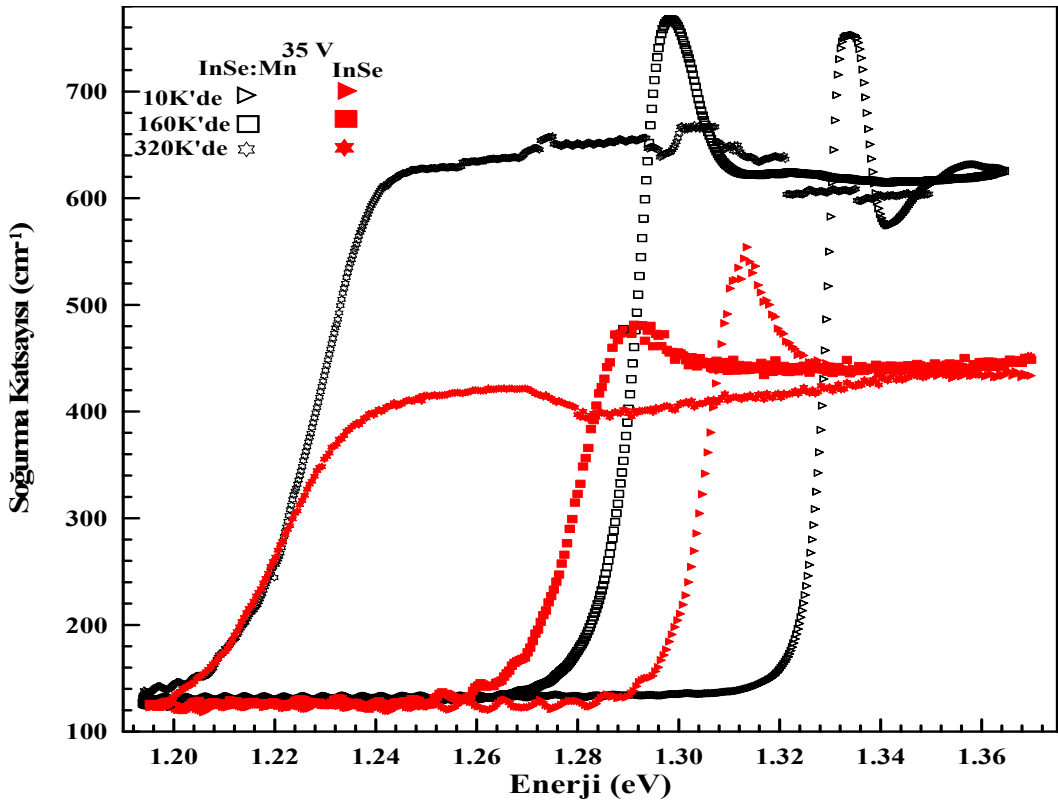
Şekil 4.2. InSe tek kristalinde ($\Delta U = 0\text{ V}$ ve 35 V) için farklı sıcaklıklarda soğurma katsayısının enerjiye bağlı değişimi



Şekil 4.3. InSe:Mn tek kristalinde ($\Delta U = 0\text{ V}$ ve 35 V) için farklı sıcaklıklarda soğurma katsayısının enerjiye bağlı değişim

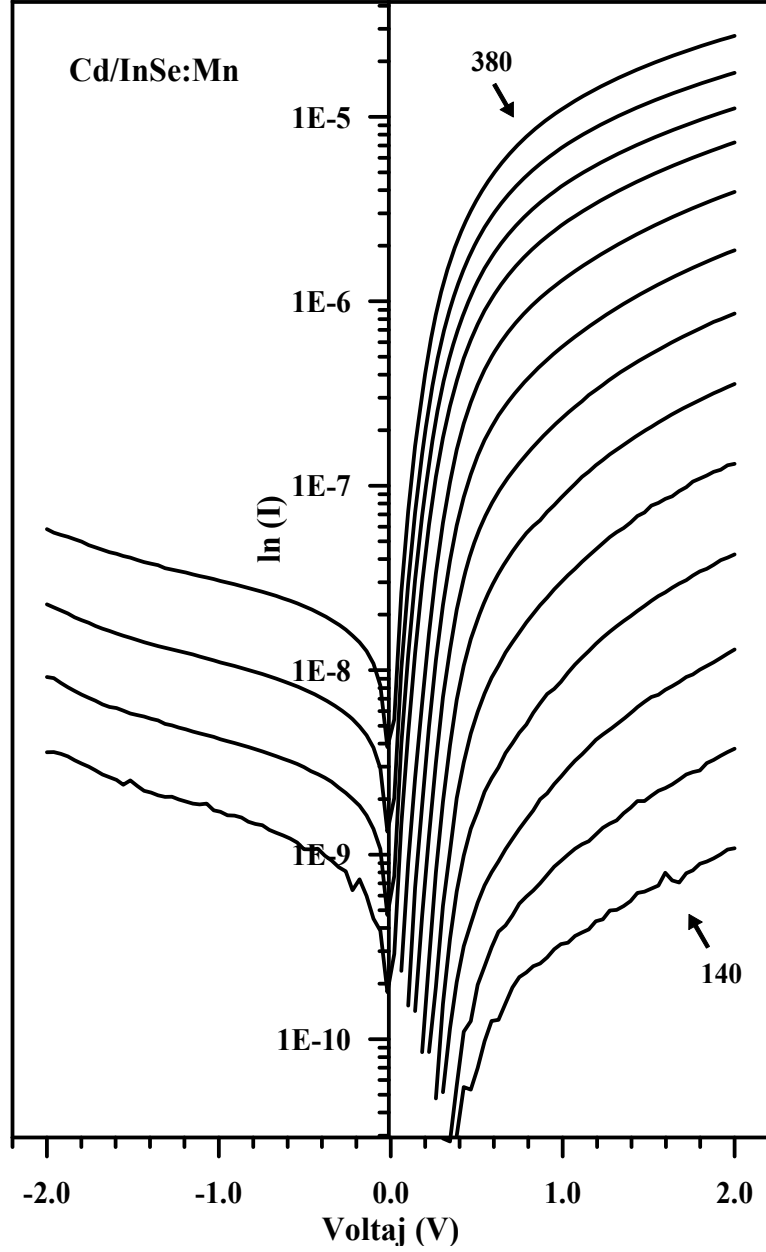


Şekil 4.4. InSe ve InSe:Mn tek kristallerine alan uygulamadan önce farklı sıcaklıklarda soğurma katsayısının enerjiye bağlı değişimi



Şekil 4.5. InSe ve InSe:Mn tek kristalinde $\Delta U = 35\text{V}$ uyguladıktan sonra farklı sıcaklıklarda soğurma katsayısının enerjiye bağlı değişimi

Cd/InSe:Mn diyodunun 140-380 K sıcaklık aralığında 20 K'lik adımlarla alınmış ($I-V$) grafiği karakteristikleri Şekil 4.6'da verilmiştir.



Şekil 4.6. Cd/InSe:Mn diyoduna ait sıcaklığa bağlı akım-voltaj karakteristikleri

Deneysel olarak doyma akım yoğunluğu, $\ln I-V$ grafiğindeki eğrinin doğru kısmının düşey eksenini kestiği noktadan tespit edilmiştir. ($I-V$) eğrileri, azalan sıcaklık ile daha

yüksek beslem tarafına kaymıştır. Seri direnç etkisinden dolayı, artan beslem voltajı ile lineerlikten saptma gözlemlenmiştir.

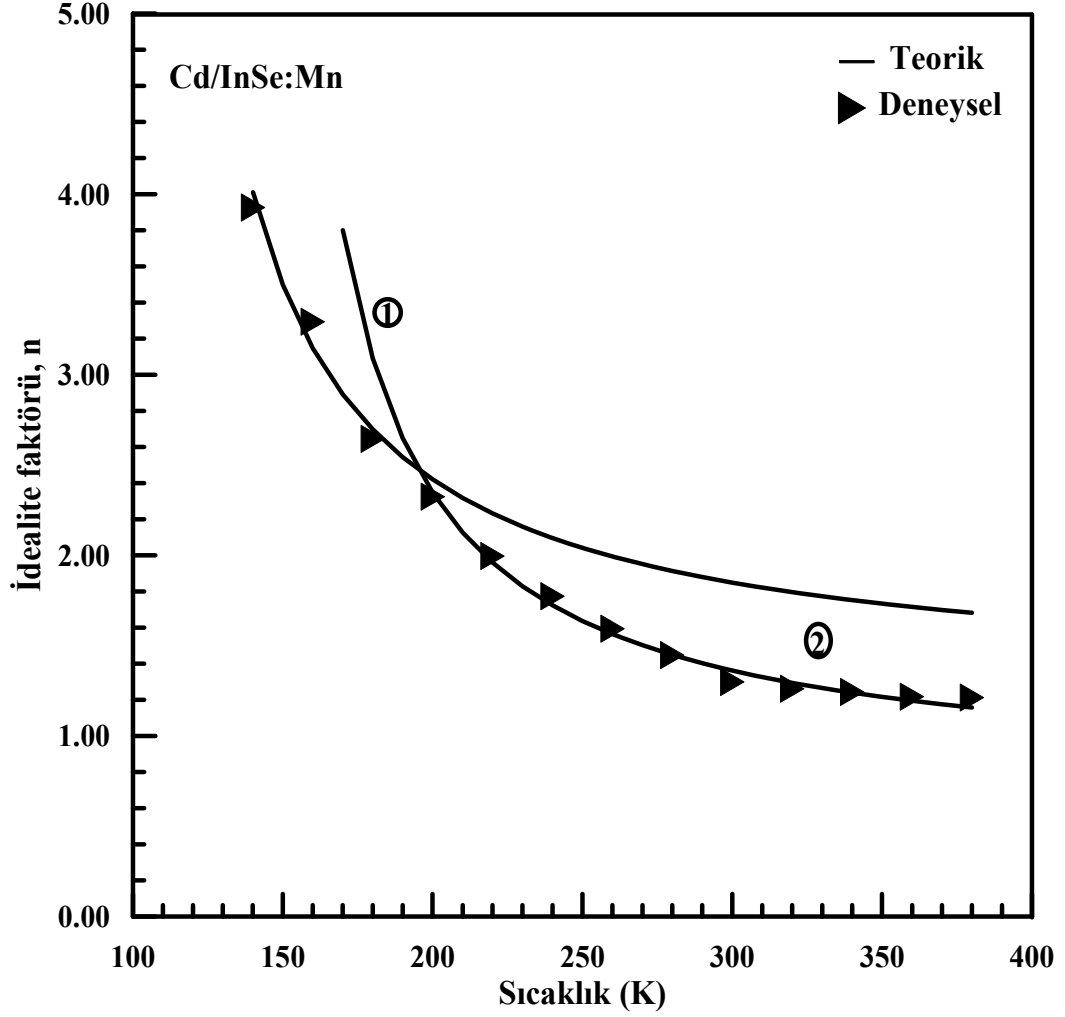
Diyot için her bir sıcaklıkta idealite faktörü (n) ve engel yüksekliğinin (Φ_{ap}) deneysel değerleri, (2.56) ve (2.58) denklemlerine göre, sırasıyla, düz beslem $\ln I-V$ grafiklerinin doğru kısmının eğim ve düşey eksenini kestiği noktanın değerlerinden hesaplanmıştır. Bu grafiklerden elde edilen idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve doyma akımı (I_0) değerleri gibi bazı parametreler Çizelge 4.1’de verilmiştir.

Çizelge 4.1. Cd/InSe:Mn diyoduna ait sıcaklığa bağlı $\ln I-V$ grafiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri

T(K)	İdealite Faktörü	Engel Yüksekliği (eV)	$n^{-1}-1$	$1/(2kT)$ (eV) ⁻¹	I_0 (A)	$\ln(I_0/T)$ (A/K ²)	$1/kT$ (eV) ⁻¹
380	1,212	1,025	-0,175	15,256	$5,77296 \times 10^{-9}$	-30,85	30,512
360	1,217	1,000	-0,178	16,103	$2,03731 \times 10^{-9}$	-31,78	32,206
340	1,243	0,970	-0,196	17,050	$7,52733 \times 10^{-10}$	-32,67	34,10
320	1,26	0,940	-0,207	18,116	$2,48962 \times 10^{-10}$	-33,65	36,232
300	1,298	0,925	-0,229	19,324	$4,03985 \times 10^{-11}$	-35,34	38,648
280	1,447	0,897	-0,309	20,704	$8,79720 \times 10^{-12}$	-36,73	41,408
260	1,594	0,865	-0,372	22,297	$1,79358 \times 10^{-12}$	-38,17	44,594
240	1,773	0,817	-0,436	24,155	$6,24981 \times 10^{-13}$	-39,06	48,31
220	1,996	0,750	-0,499	26,350	$3,63590 \times 10^{-13}$	-39,43	52,70
200	2,325	0,685	-0,57	28,986	$2,29387 \times 10^{-13}$	-39,7	57,972
180	2,645	0,628	-0,622	32,206	$1,33578 \times 10^{-13}$	-40,03	64,412
160	3,293	0,562	-0,696	36,232	$7,85186 \times 10^{-14}$	-40,33	72,464
140	3,926	0,496	-0,745	41,408	$4,13782 \times 10^{-14}$	-40,7	82,960

Artan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri azalırken, engel yüksekliği değerleri artmıştır. Φ_{ap} deneysel değerleri, sırasıyla, 140-380 K sıcaklık aralığında 1,025 eV’tan (380K) 0,496 eV’a (140K) kadar ve idealite faktörü ise 1,212’den (380K) 3,926’ya (140K) kadar değişim göstermiştir.

Cd/InSe:Mn diyodunun deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişim grafikleri sırasıyla Şekil 4.7 ve Şekil 4.8’de verilmiştir.

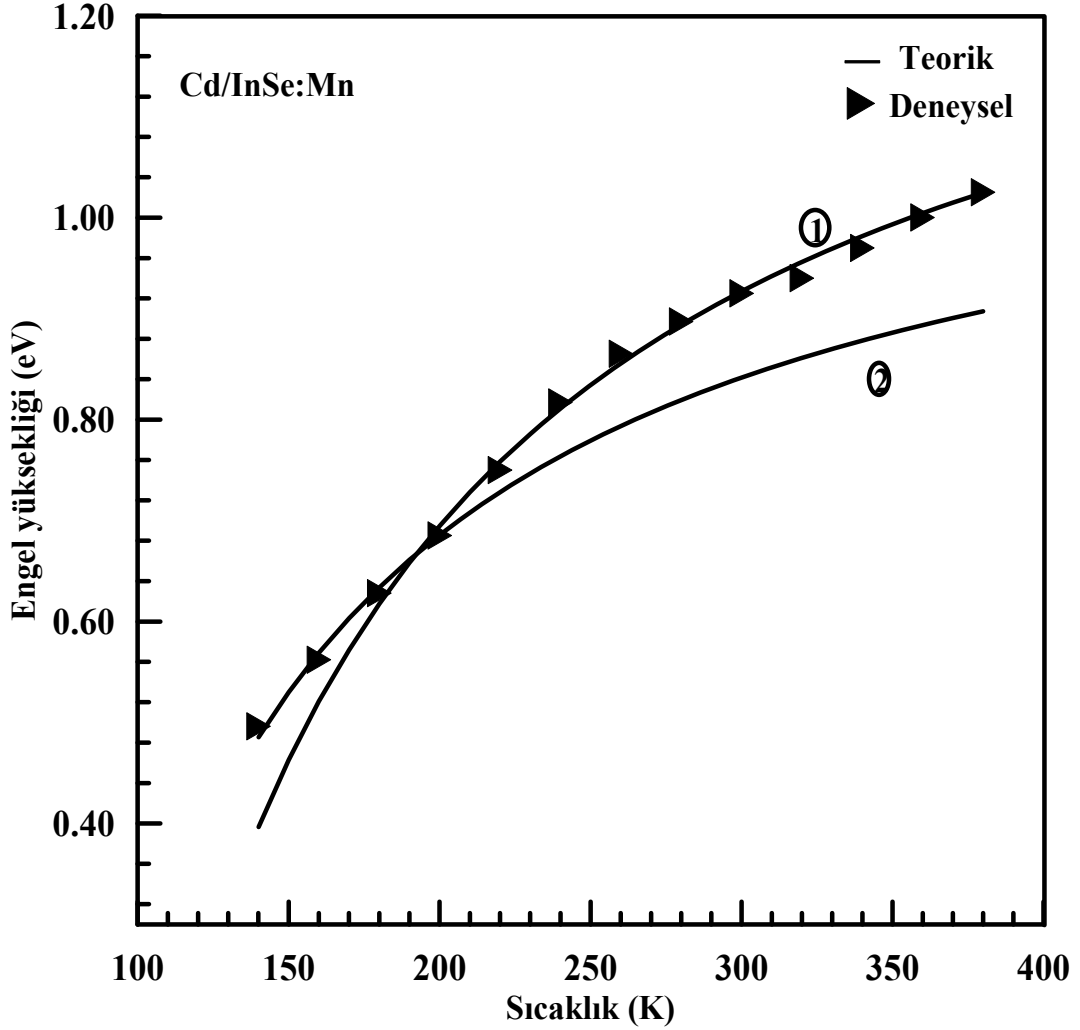


Şekil 4.7. Cd/InSe:Mn Schottky diyot için idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi.

(1) sürekli eğrisi; 200-380 K’de $\rho_2=0,351$ $\rho_3=0,0319$ V ve (2) sürekli eğrisi 140-200 K’de $\rho_2= 0,204$, $\rho_3=0,0132$ V değerlerine sahip engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımı için (2.60) eşitliği kullanılarak hesaplanmış idealite faktörünün teorik değerlerini göstermektedir.

Benzer şekilde, diyot, ikili engel yüksekliği dağılımı içerdiği için, $n_{ap} \sim (T)^{-1}$ ve $\Phi_{ap} \sim (T)^{-1}$ grafiklerinin iki sıcaklık aralığında farklı karakteristiklere sahip olması

gerekir (Şekil 4.30). $n_{ap} \sim (T)^{-1}$ grafiğinde lineer çizgilerin eğimi ve düşey ekseni kesim noktaları, sırasıyla, voltaj katsayıları olan ρ_3 ve ρ_2 'yi verir.

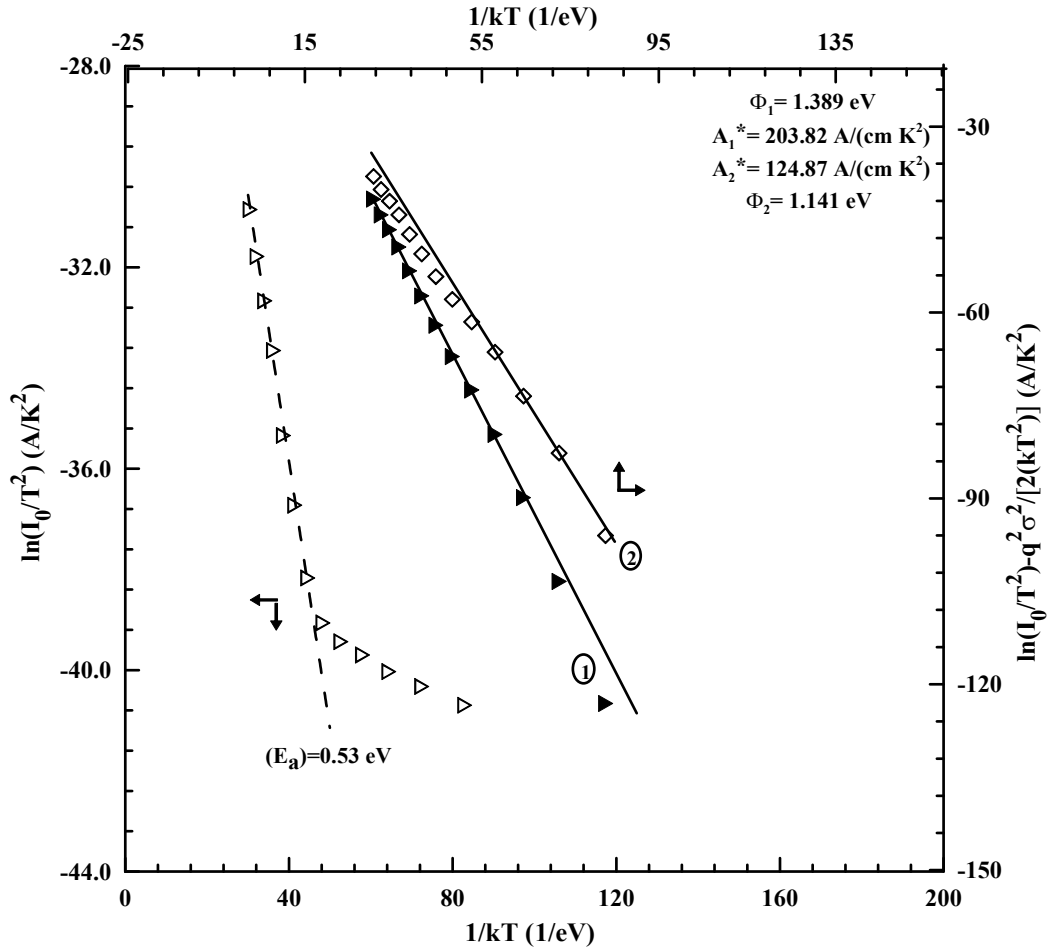


Şekil 4.8. Cd/InSe:Mn Schottky diyot için deneysel engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi.

(1) sürekli eğrisi 200-380 K'de $\Phi_{bo} = 1,391$ eV ve $\sigma_s = 0,155$ V ve (2) sürekli eğrisi 140-200 K'de $\Phi_{bo} = 1,153$ eV ve $\sigma_s = 0,127$ V değerlerine sahip engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımı için (2.59) eşitliği kullanılarak Φ_{ap} 'nin hesaplanmış teorik değerlerini göstermektedir.

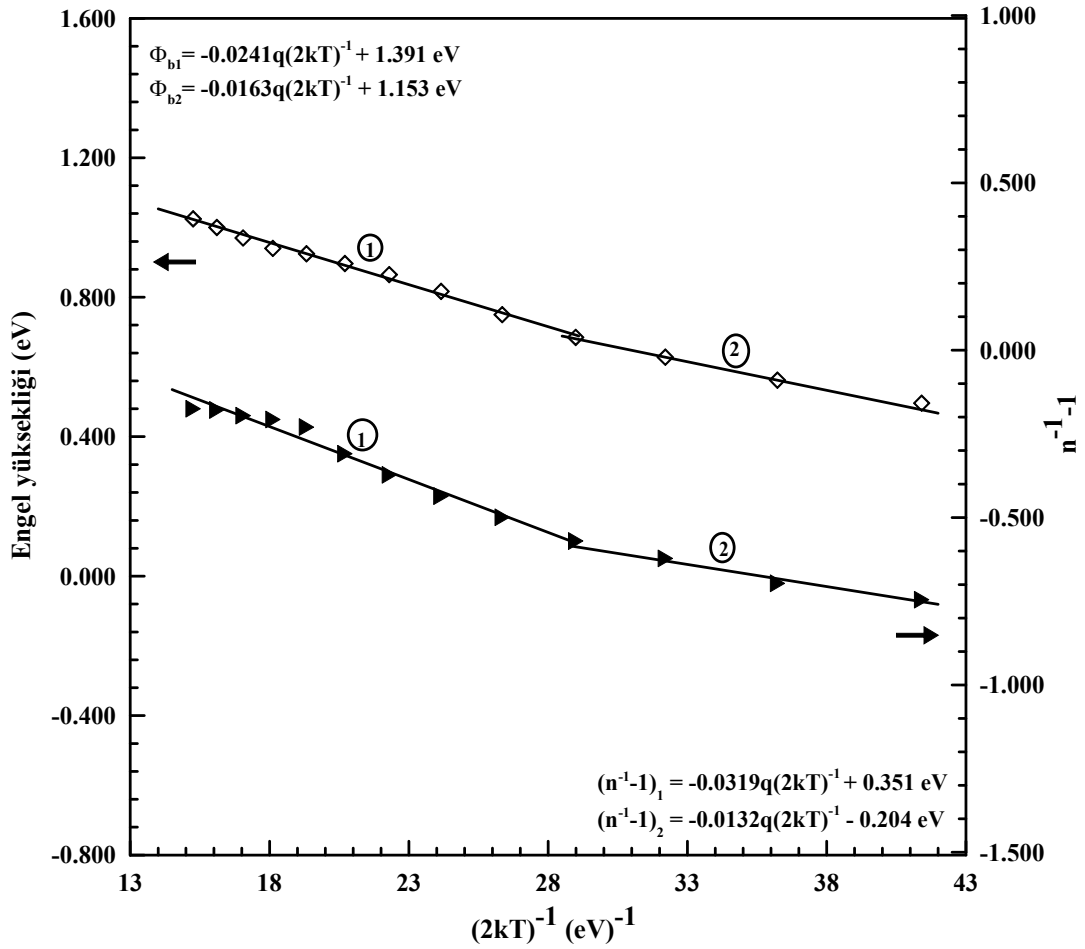
Şekil 4.9’da, (2.57) eşitliğine göre aktivasyon enerjisinin hesaplanması için çizilen sıcaklığa bağlı $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ grafiği verilmiştir. Bu grafikte lineer kısmın eğiminden 0,53 eV aktivasyon enerjisi değeri elde edilmiştir.

Şekil 4.10’da, engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Cd/InSe:Mn Schottky kontağının $1/2kT$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri verilmiştir. Deneysel $n_{ap} \sim (T)^{-1}$ grafiğinden ρ_2 için, 200-380 K aralığında (dağılım 1) -0,351 ve 140-200 K aralığında (dağılım 2) 0,204 değerleri elde edilmiştir. Eğimlerden elde edilen ρ_3 değerleri de 200-380 K aralığında -0,0319 V ve 140-200 K aralığında -0,0132V olarak elde edilmiştir (Şekil 4.10).



Şekil 4.9. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Cd/InSe:Mn Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ ve modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_s^2 / 2k^2 T^2 \sim (kT)^{-1}$ Richardson grafikleri.

Dolu üçgenler $\sigma_s = 0,155V$ ve boş dörtgenler $\sigma_s = 0,127 V$ için hesaplanmış çizimleri göstermektedir. Düz çizgiler (1) ve (2): 200-380 K ve 140-200 K sıcaklık aralığında verilere en iyi fitleri göstermektedir.



Şekil 4.10. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Cd/InSe:Mn Schottky kontağının $1/(2kT)$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri

Ayrıca, yukarıda bahsedildiği gibi, $\ln I_0 / T^2 \sim (kT)^{-1}$ aktivasyon enerjisi grafiği, düşük sıcaklıklarda lineerlikten sapar. Bu uyumsuzluğu açıklamak için, (2.57) eşitliğindeki deneysel engel yüksekliği Φ_{ap} yerine Φ_{b0} kullanılarak ve engel yüksekliğinin Gaussian dağılımına göre (2.57) ve (2.59) eşitlikleri birleştirilerek yeniden yazılırsa

$$\ln\left[\frac{I_0}{T^2}\right] - \left[\frac{q^2\sigma^2}{2k^2T^2}\right] = \ln(AA^*) - \frac{q\bar{\phi}_{b0}}{kT} \quad (4.1)$$

elde edilir.

Böylece, bu ifadeye göre, deneysel I_0 değerleri kullanılarak modifiye edilmiş grafik elde edilebilir ve bu grafik, verilen diyot alanı için Richardson sabiti A^* belirleyen koordinattaki kesim noktası ($= \ln(AA^*)$) ve ortalama Φ_{b0} değerini direkt bir şekilde veren eğime sahip lineer bir çizgi vermelidir.

Böylece, Şekil 4.9'da boş dörtgenler ve dolu üçgenler ile gösterilen σ' nın iki değeri

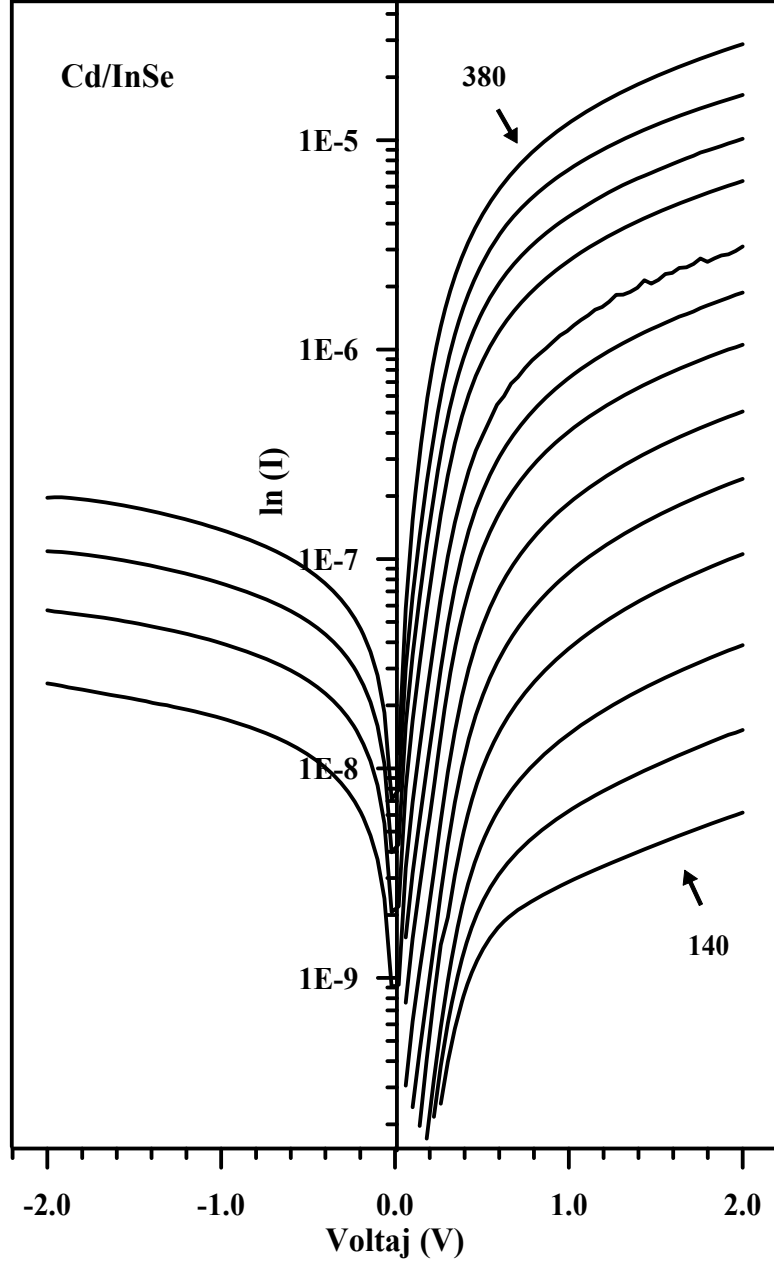
için modifiye edilmiş $\ln\left[\frac{I_0}{T^2}\right] - \frac{q^2\sigma_s^2}{2k^2T^2} \approx (kT)^{-1}$ grafikleri verilmiştir. Bu düzeltilmiş

deneysel verilere uyan en iyi lineer fit (200-380 K sıcaklık aralığında) 1,389 eV, (140-200 K aralığında) 1,141 eV değerinde olan ortalama engel yükseklikleri verilmiştir. Bu grafikte, lineer çizgilerin düşey eksen kesim noktalarından Richardson sabiti A^* , engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısını kullanmaksızın, 200-380 K sıcaklık aralığı için 203,82 A/cm²K² ve 140-200 K sıcaklık aralığı için 124,87 A/cm²K² olarak elde edilmiştir. Şekil 4.9'da σ' nın iki değeri kullanılarak, 200-380 K ve 140-200 K sıcaklık aralıkları için

çizilen modifiye edilmiş $\ln\left[\frac{I_0}{T^2}\right] - \frac{q^2\sigma_s^2}{2k^2T^2} \approx (kT)^{-1}$ grafiklerinden, sırasıyla, elde edilen

1,389 eV ve 1,141 eV değerleri, bu sıcaklık aralıkları için Şekil 4.10'daki $\Phi_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ grafiğinden elde edilen ortalama engel yüksekliği değerlerine (1,391 eV ve 1,153 eV) yaklaşık olarak uymaktadır.

Cd/InSe diyodunun 140-380 K sıcaklık aralığında 20 K'lik sıcaklık aralığında (I - V) grafiği karakteristikleri Şekil 4.11'de verilmiştir.



Şekil 4.11. Cd/InSe diyoduna ait sıcaklığa bağlı akım-voltaj karakteristikleri

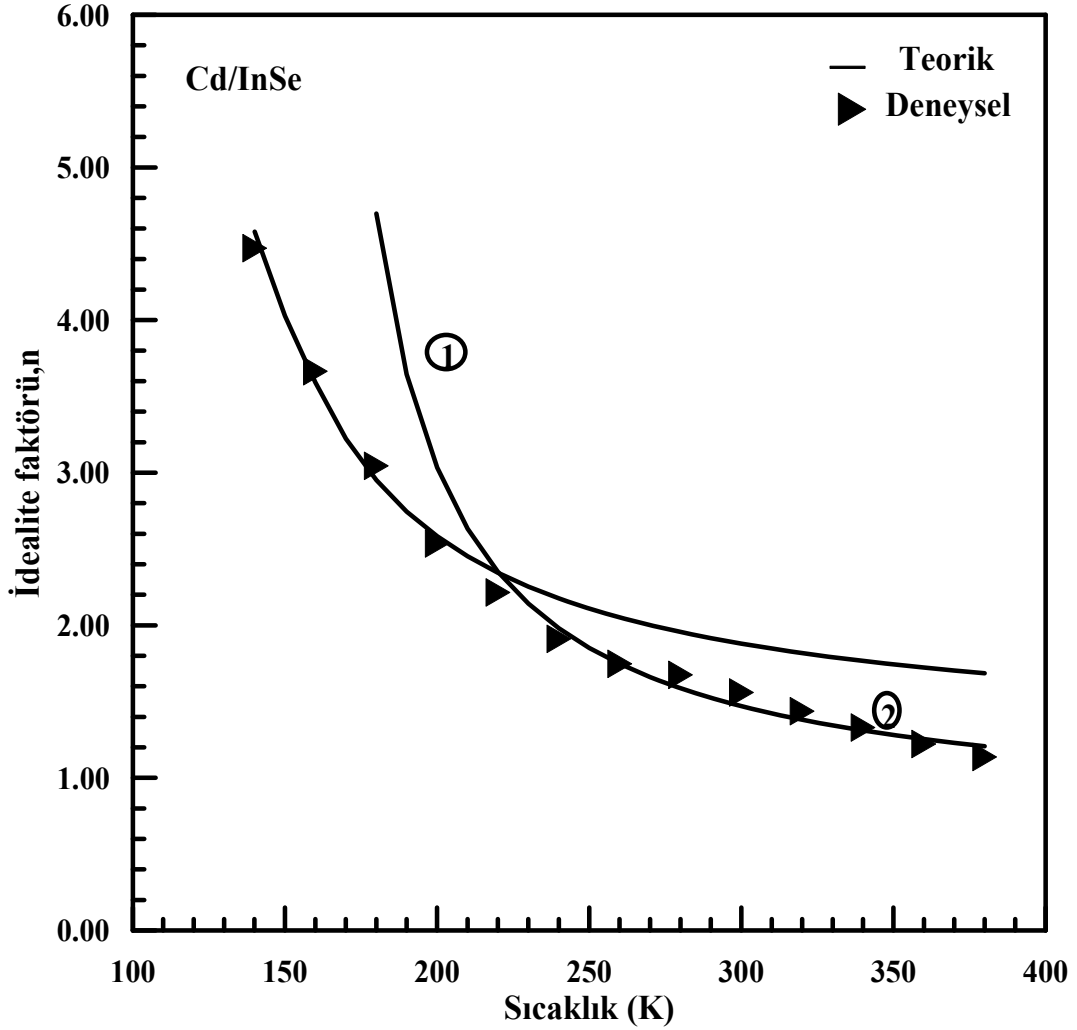
I - V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve doyma akımı (I_0) değerleri gibi bazı parametreler Çizelge 4.2'de verilmiştir.

Çizelge 4.2. Cd/InSe diyoduna ait sıcaklığa bağlı $\ln I-V$ grafiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri

T(K)	İdealite Faktörü	Engel Yüksekliği (eV)	$n^{-1}-1$	$1/(2kT)$ (eV) ⁻¹	I_0 (A)	$\ln(I_0/T^2)$ (A/K ²)	$1/kT$ (eV) ⁻¹
380	1,136	0,926	-0,12	15,256	$8,65406 \times 10^{-9}$	-30,45	30,512
360	1,221	0,891	-0,181	16,103	$5,07088 \times 10^{-9}$	-30,87	32,206
340	1,33	0,855	-0,248	17,050	$2,83272 \times 10^{-9}$	-31,34	34,100
320	1,436	0,82	-0,303	18,116	$1,44552 \times 10^{-9}$	-31,89	36,232
300	1,559	0,788	-0,358	19,324	$6,16411 \times 10^{-10}$	-32,61	38,648
280	1,675	0,75	-0,403	20,704	$2,85598 \times 10^{-10}$	-33,25	41,408
260	1,746	0,711	-0,427	22,297	$1,29903 \times 10^{-10}$	-33,89	44,594
240	1,911	0,671	-0,477	24,155	$5,33054 \times 10^{-11}$	-34,62	48,310
220	2,214	0,632	-0,548	26,350	$1,88762 \times 10^{-11}$	-35,48	52,700
200	2,535	0,583	-0,606	28,986	$5,3771 \times 10^{-12}$	-36,55	57,972
180	3,044	0,533	-0,681	32,206	$4,16591 \times 10^{-12}$	-36,59	64,412
160	3,664	0,479	-0,727	36,232	$2,41169 \times 10^{-12}$	-36,9	72,464
140	4,471	0,42	-0,776	41,408	$1,80522 \times 10^{-12}$	-36,92	82,960

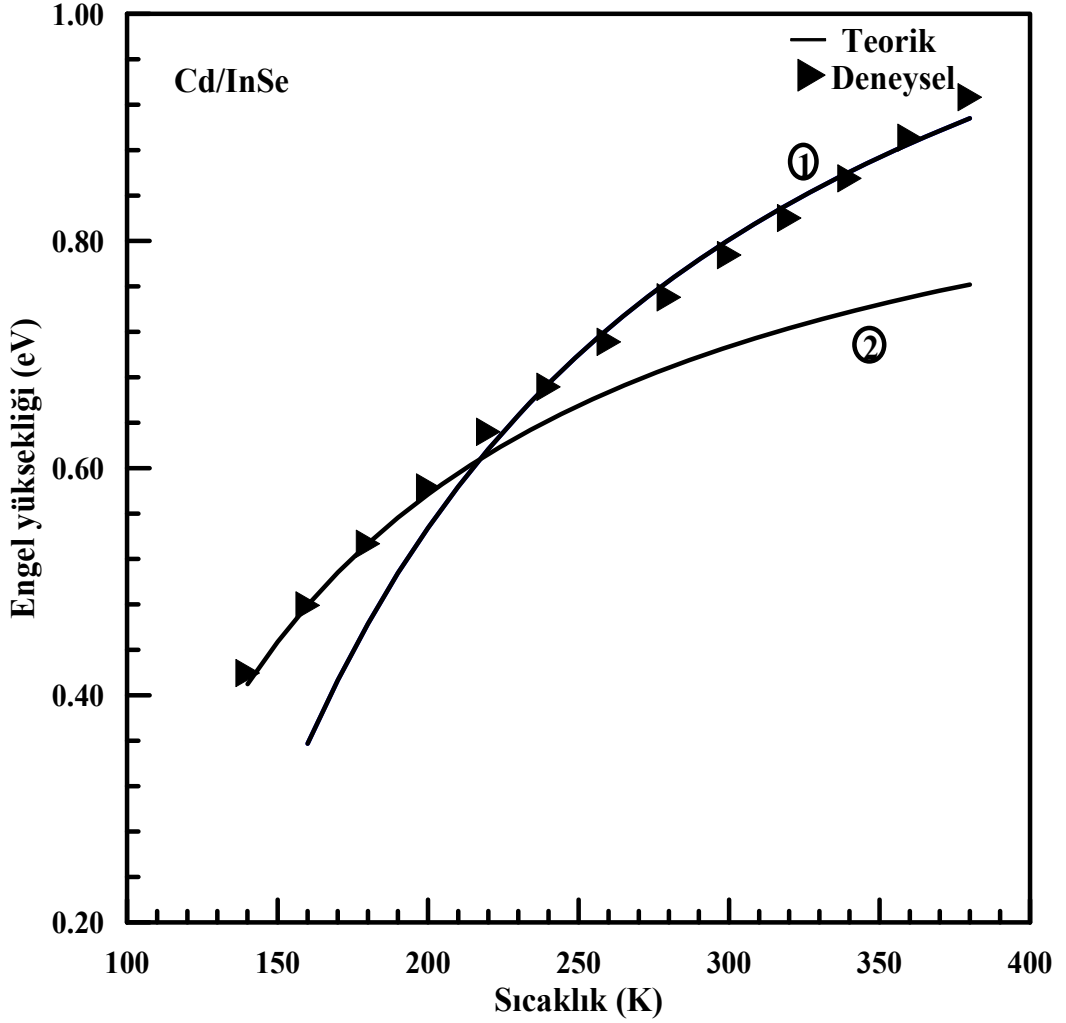
Artan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri azalırken, engel yüksekliği değerleri artmıştır. Φ_{ap} deneysel değerleri, sırasıyla, 140-380 K sıcaklık aralığında 0,926 eV'tan (380K) 0,42 eV'a (140K) kadar ve idealite faktörü ise 1,136'den (380K) 4,471'e (140K) kadar değişim göstermiştir.

Cd/InSe diyodunun deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişim grafikleri sırasıyla Şekil 4.12 ve Şekil 4.13'te verilmiştir.



Şekil 4.12. Cd/InSe Schottky diyot için idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi.

(1) sürekli eğrisi; 220-380 K'de $\rho_2=0,382$ $\rho_3=0,0363$ V ve (2) sürekli eğrisi 140-220 K'de $\rho_2= 0,178$, $\rho_3=0,0150$ V değerlerine sahip engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımı için (2.60) eşitliği kullanılarak hesaplanmış idealite faktörünün teorik değerlerini göstermektedir.

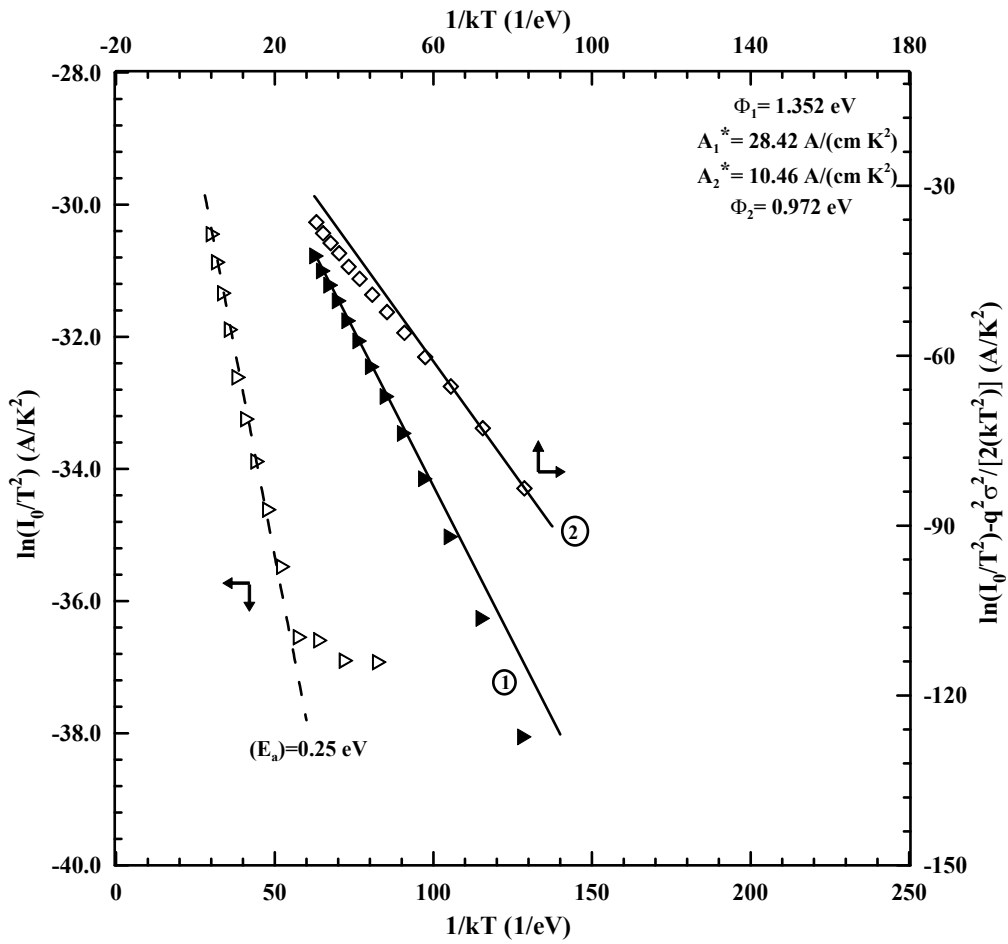


Şekil 4.13. Cd/InSe Schottky diyot için deneysel engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi.

(1) sürekli eğrisi 220-380 K'de $\Phi_{bo} = 1,308$ eV ve $\sigma_s = 0,162$ V ve (2) sürekli eğrisi 140-220 K'de $\Phi_{bo} = 0,966$ eV ve $\sigma_s = 0,116$ V değerlerine sahip engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımı için (2.59) eşitliği kullanılarak Φ_{ap} 'nin hesaplanmış teorik değerlerini göstermektedir.

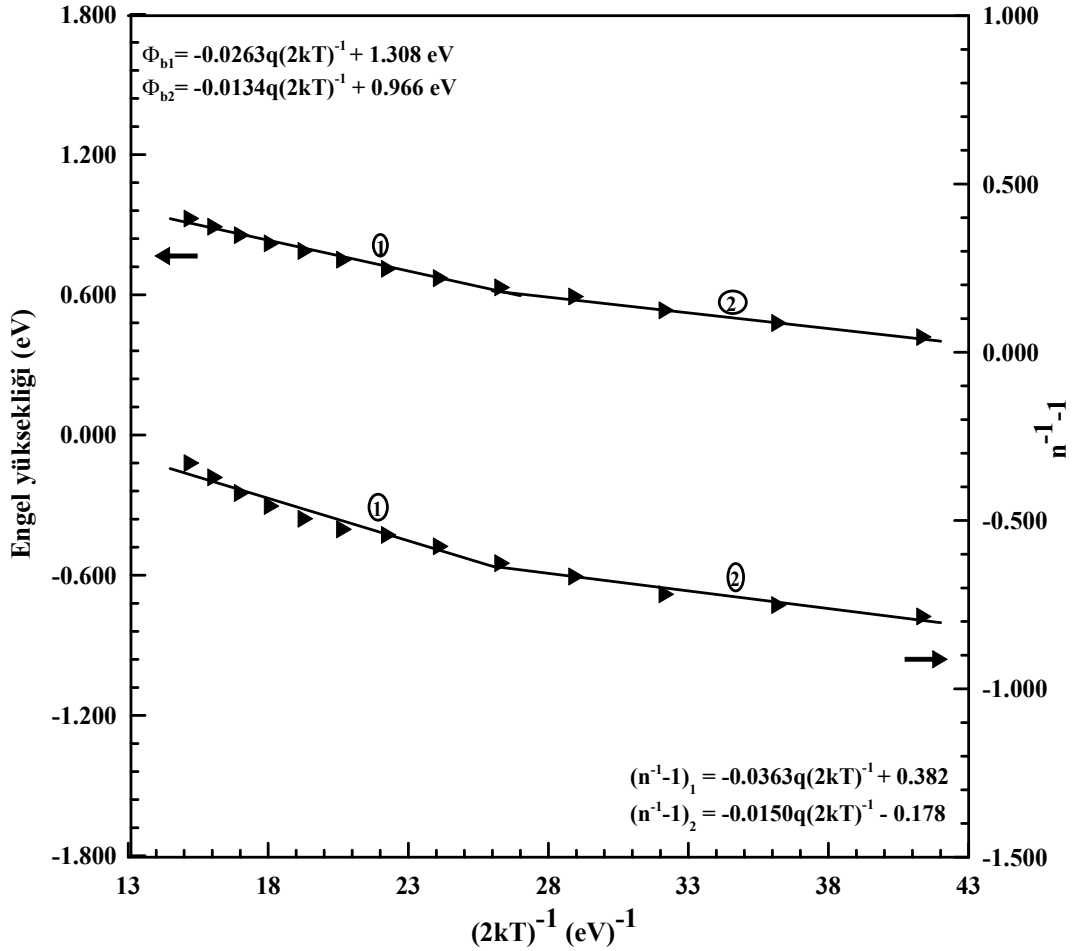
Şekil 4.14'te, (2.57) eşitliğine göre aktivasyon enerjisinin hesaplanması için çizilen sıcaklığa bağlı $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ grafiği verilmiştir. Bu grafikte lineer kısmın eğiminden 0,25 eV aktivasyon enerjisi değeri elde edilmiştir.

Şekil 4.15'te, engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Cd/InSe Schottky kontağının $1/2kT$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri verilmiştir. Deneysel $n_{ap} \sim (T)^{-1}$ grafiğinden ρ_2 için, 220-380 K aralığında (dağılım 1) -0,382 ve 140-220 K aralığında (dağılım 2) 0,178 değerleri elde edilmiştir. Eğimlerden elde edilen ρ_3 değerleri de 220-380 K aralığında -0,0363 V ve 140-220 K aralığında -0,0150V olarak elde edilmiştir (Şekil 4.15).



Şekil 4.14. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Cd/InSe Schottky diyet için $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ ve modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_s^2 / 2k^2 T^2 \sim (kT)^{-1}$ Richardson grafikleri.

Dolu üçgenler $\sigma_s = 0,162V$ ve boş dörtgenler $\sigma_s = 0,116 V$ için hesaplanmış çizimleri göstermektedir. Düz çizgiler (1) ve (2): 220-380 K ve 140-220 K sıcaklık aralığında verilere en iyi fitleri göstermektedir.

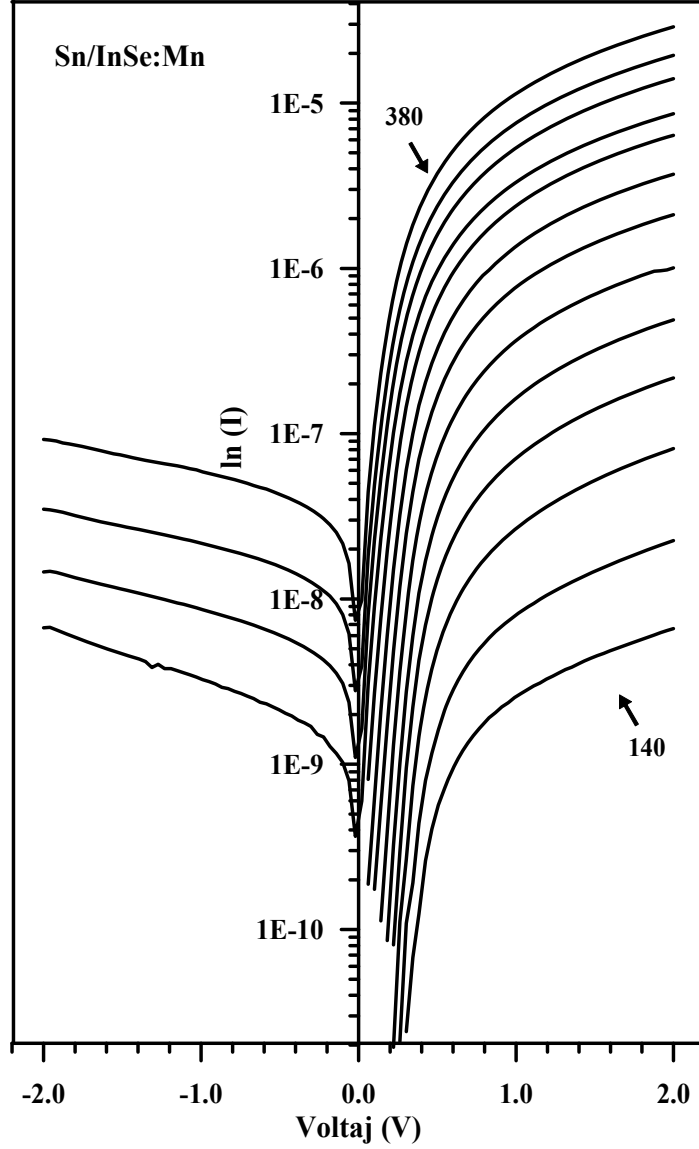


Şekil 4.15. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Cd/InSe Schottky kontağının $1/(2kT)$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri

Bu düzeltilmiş deneysel verilere uyan en iyi lineer fit (220-380 K sıcaklık aralığında) 1,352 eV, (140-220 K aralığında) 0,972 eV değerinde olan ortalama engel yükseklikleri verilmiştir. Bu grafikte, lineer çizgilerin düşey eksenini kesim noktalarından Richardson sabiti A^* , engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısını kullanmaksızın, 220-380 K sıcaklık aralığı için $28,42 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ ve 140-220 K sıcaklık aralığı için $10,46 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olarak elde edilmiştir. Şekil 4.14'te σ 'nın iki değeri kullanılarak, 220-380 K ve 140-220 K sıcaklık aralıkları için çizilen modifiye edilmiş $\ln\left[\frac{I_0}{T^2}\right] - \frac{q^2\sigma_s^2}{2k^2T^2} \approx (kT)^{-1}$ grafiklerinden,

sırasıyla, elde edilen 1,352 eV ve 0,972 eV değerleri, bu sıcaklık aralıkları için Şekil 4.35'deki $\Phi_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ grafiğinden elde edilen ortalama engel yüksekliği değerlerine (1,308 eV ve 0,966 eV) yaklaşık olarak uymaktadır.

Sn/InSe:Mn diyodunun 140-380 K sıcaklık aralığında 20K'lik adımlarla alınmış (I - V) grafiği karakteristikleri Şekil 4.16'da verilmiştir.



Şekil 4.16. Sn/InSe:Mn diyoduna ait sıcaklığa bağlı akım-voltaj karakteristikleri

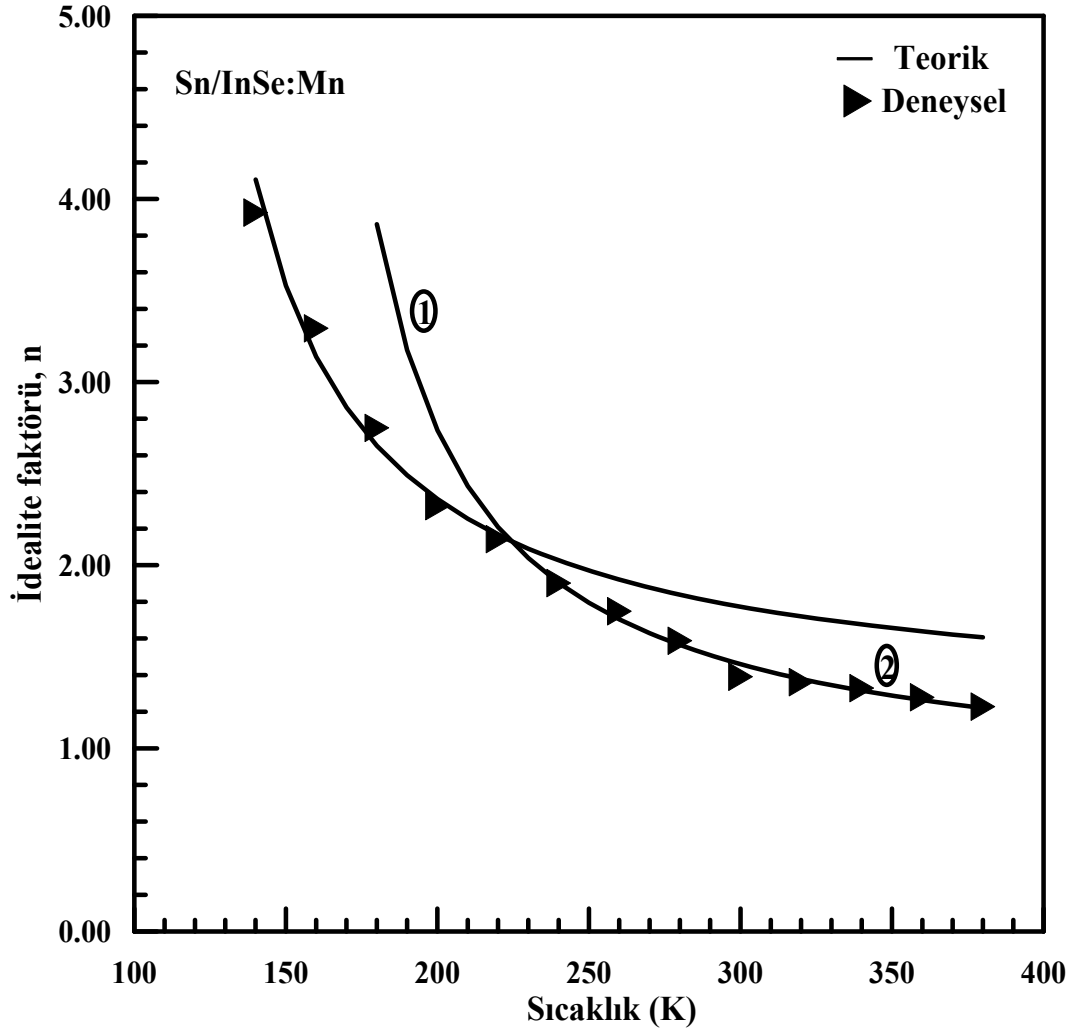
I - V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve doyma akımı (I_0) değerleri gibi bazı parametreler Çizelge 4.3'te verilmiştir.

Çizelge 4.3. Sn/InSe:Mn diyoduna ait sıcaklığa bağlı $\ln I-V$ grafiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri

T(K)	İdealite Faktörü	Engel Yüksekliği (eV)	$n^{-1}-1$	$1/(2kT)$ (eV) ⁻¹	I_0 (A)	$\ln(I_0/T^2)$ (A/K ²)	$1/kT$ (eV) ⁻¹
380	1,227	1,000	-0,185	15,256	$1,10962 \times 10^{-8}$	-30,20	30,512
360	1,278	0,977	-0,217	16,103	$4,22279 \times 10^{-9}$	-31,05	32,206
340	1,328	0,946	-0,247	17,050	$1,69294 \times 10^{-9}$	-31,85	34,100
320	1,361	0,915	-0,265	18,116	$6,09178 \times 10^{-10}$	-32,76	36,232
300	1,390	0,890	-0,281	19,324	$1,53819 \times 10^{-10}$	-34,00	38,648
280	1,587	0,854	-0,370	20,704	$5,22588 \times 10^{-11}$	-34,94	41,408
260	1,748	0,815	-0,428	22,297	$1,66356 \times 10^{-11}$	-35,94	44,594
240	1,902	0,776	-0,474	24,155	$4,62021 \times 10^{-12}$	-37,06	48,310
220	2,142	0,728	-0,533	26,350	$1,57988 \times 10^{-12}$	-37,96	52,700
200	2,321	0,681	-0,569	28,986	$4,39737 \times 10^{-13}$	-39,05	57,972
180	2,749	0,619	-0,636	32,206	$2,30876 \times 10^{-13}$	-39,48	64,412
160	3,293	0,562	-0,696	36,232	$7,85136 \times 10^{-14}$	-40,33	72,464
140	3,926	0,496	-0,745	41,408	$4,13782 \times 10^{-14}$	-40,70	82,960

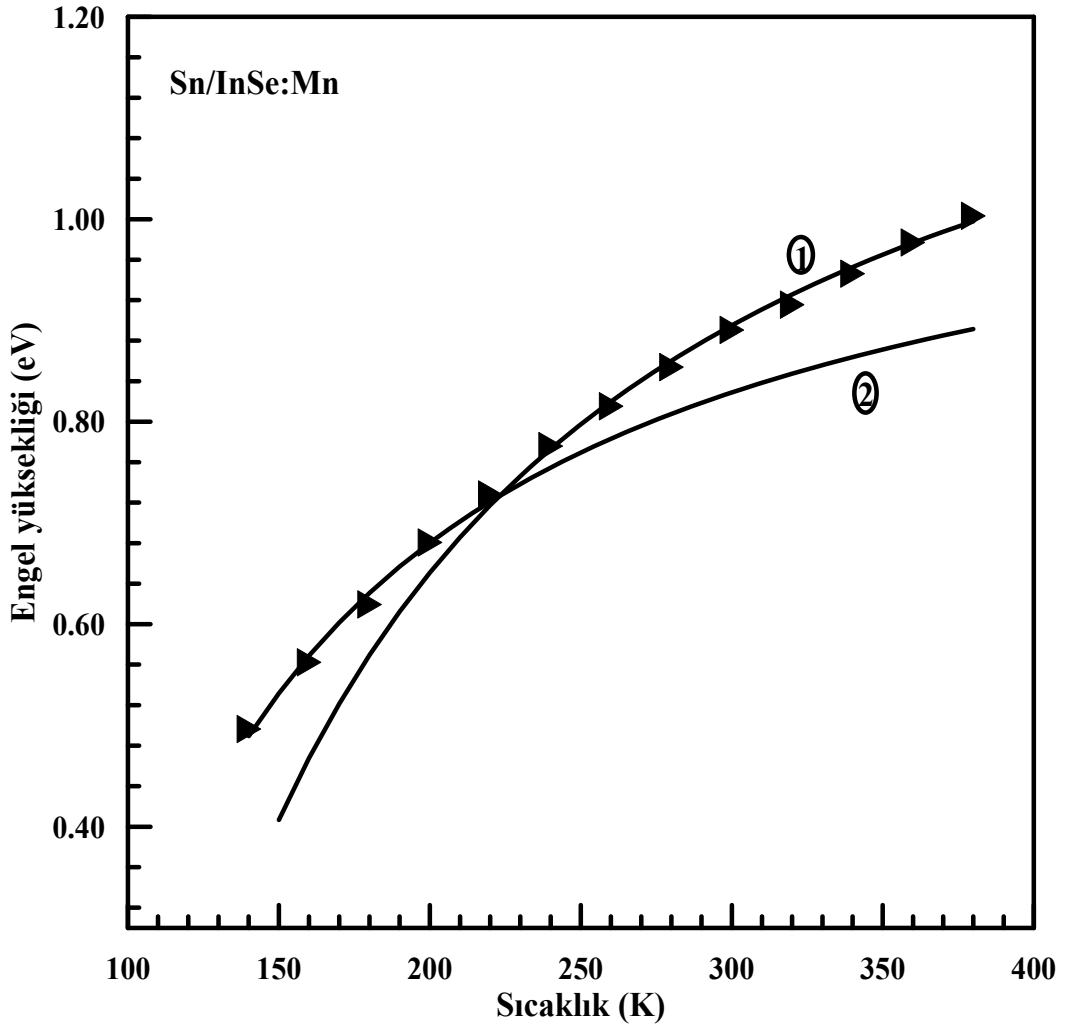
Artan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri azalırken, engel yüksekliği değerleri artmıştır. Φ_{ap} deneysel değerleri, sırasıyla, 140-380 K sıcaklık aralığında 1,000eV'tan (380K) 0,496 eV'a (140K) kadar ve idealite faktörü ise 1,227'den (380K) 3,926'ya (140K) kadar değişim göstermiştir.

Sn/InSe:Mn diyodunun deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişim grafikleri sırasıyla Şekil 4.17 ve Şekil 4.18’de verilmiştir.



Şekil 4.17. Sn/InSe:Mn Schottky diyot için idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi.

(1) sürekli eğrisi; 220-380 K’de $\rho_2=0,325$ $\rho_3=0,0331$ V ve (2) sürekli eğrisi 140-220 K’de $\rho_2= 0,156$, $\rho_3=0,0145$ V değerlerine sahip engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımı için (2.60) eşitliği kullanılarak hesaplanmış idealite faktörünün teorik değerlerini göstermektedir.

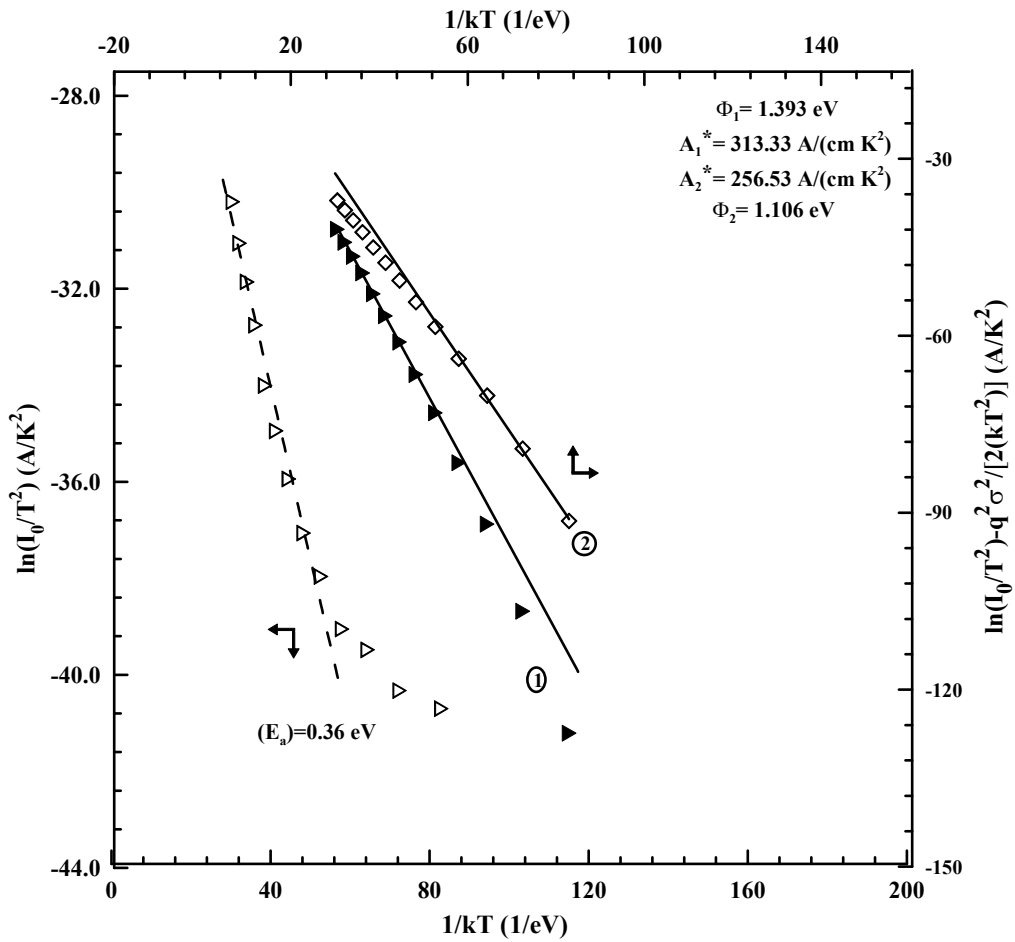


Şekil 4.18. Sn/InSe:Mn Schottky diyot için deneysel engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi.

(1) sürekli eğrisi 220-380 K'de $\Phi_{bo} = 1,384$ eV ve $\sigma_s = 0,159$ V ve (2) sürekli eğrisi 140-220 K'de $\Phi_{bo} = 1,126$ eV ve $\sigma_s = 0,124$ V değerlerine sahip engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımı için (2.59) eşitliği kullanılarak Φ_{ap} 'nin hesaplanmış teorik değerlerini göstermektedir.

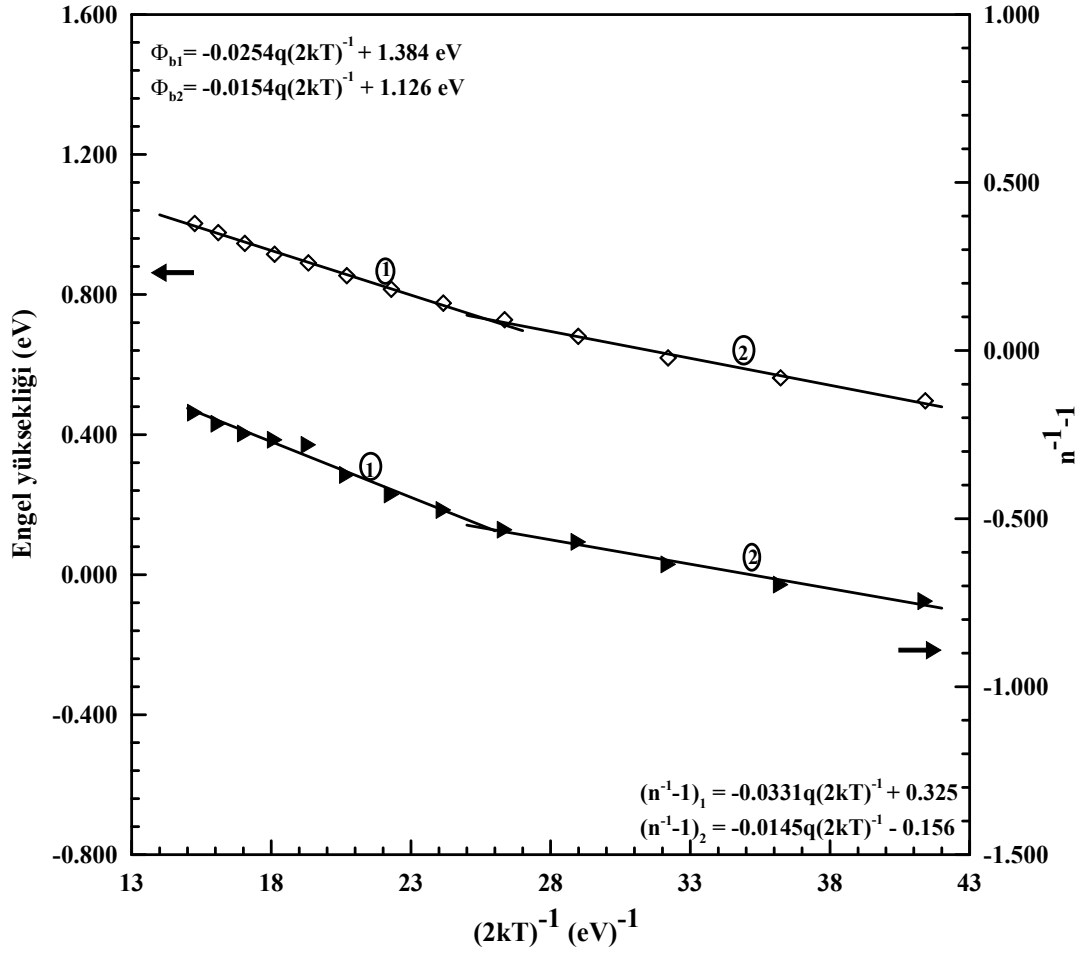
Şekil 4.19'da, (2.57) eşitliğine göre aktivasyon enerjisinin hesaplanması için çizilen sıcaklığa bağlı $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ grafiği verilmiştir. Bu grafikte lineer kısmın eğiminden 0,36 eV aktivasyon enerjisi değeri elde edilmiştir.

Şekil 4.20'de, engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Sn/InSe:Mn Schottky kontağının $1/2kT$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri verilmiştir. Deneysel $n_{ap} \sim (T)^{-1}$ grafiğinden ρ_2 için, 220-380 K aralığında (dağılım 1)-0,325 ve 140-220 K aralığında (dağılım 2) 0,156 değerleri elde edilmiştir. Eğimlerden elde edilen ρ_3 değerleri de 220-380 K aralığında -0,0331 V ve 140-220 K aralığında-0,0145V olarak elde edilmiştir (Şekil 4.20).



Şekil 4.19. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Sn/InSe:Mn Schottky diyet için $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ ve modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_s^2 / 2k^2 T^2 \sim (kT)^{-1}$ Richardson grafikleri.

Dolu üçgenler $\sigma_s = 0,159$ V ve boş dörtgenler $\sigma_s = 0,124$ V için hesaplanmış çizimleri göstermektedir. Düz çizgiler (1) ve (2): 220-380 K ve 140-220 K sıcaklık aralığında verilere en iyi fitleri göstermektedir.



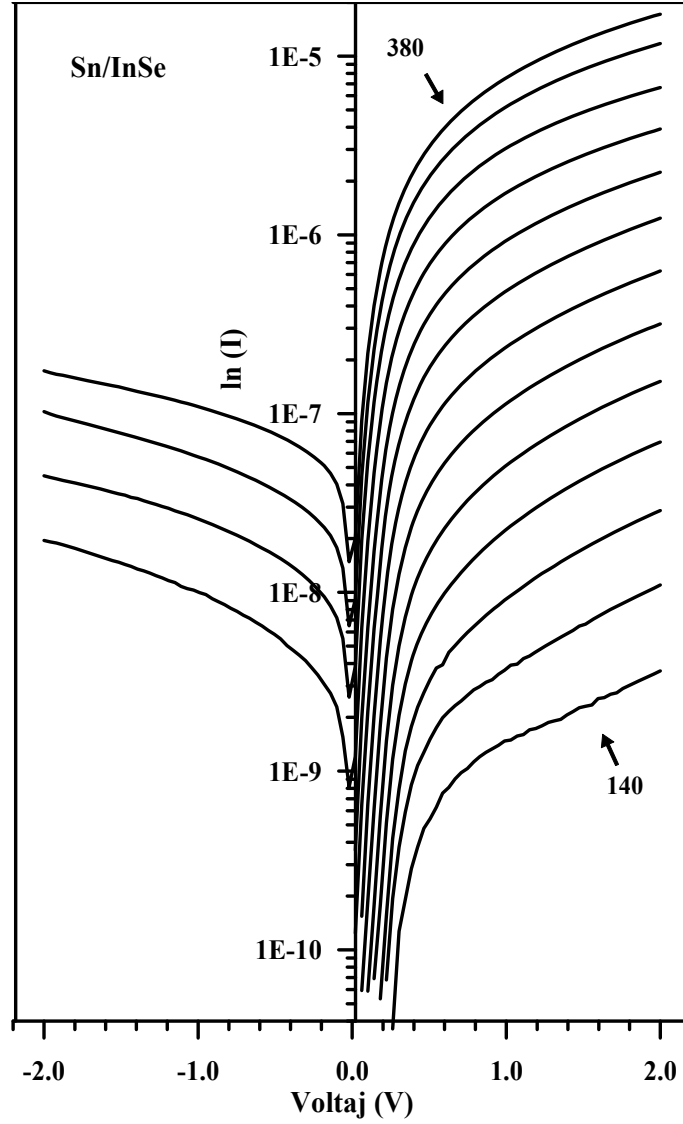
Şekil 4.20. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Sn/InSe:Mn Schottky kontağının $1/(2kT)$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri

Bu düzeltilmiş deneysel verilere uyan en iyi lineer fit (220-380 K sıcaklık aralığında) 1,393 eV, (140-220 K aralığında) 1,106 eV değerinde olan ortalama engel yükseklikleri verilmiştir. Bu grafikte, lineer çizgilerin düşey eksen kesim noktalarından Richardson sabiti A^* , engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısını kullanmaksızın, 220-380 K sıcaklık aralığı için $256,53 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ ve 140-220 K sıcaklık aralığı için $313,33 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olarak elde edilmiştir. Şekil 4.19'da σ' 'nin iki değeri kullanılarak, 220-380 K ve 140-220 K

sıcaklık aralıkları için çizilen modifiye edilmiş $\ln\left[\frac{I_0}{T^2}\right] - \frac{q^2\sigma_s^2}{2k^2T^2} \approx (kT)^{-1}$

grafiklerinden, sırasıyla, elde edilen 1,393 eV ve 1,106 eV değerleri, bu sıcaklık aralıkları için Şekil 4.40'daki $\Phi_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ grafiğinden elde edilen ortalama engel yüksekliği değerlerine (1,384 eV ve 1,126 eV) yaklaşık olarak uymaktadır.

Sn/InSe diyodunun 140-380 K sıcaklık aralığında 20 K'lik adımlarla alınmış (I - V) grafiği karakteristikleri Şekil 4.21'de verilmiştir.



Şekil 4.21. Sn/InSe diyoduna ait sıcaklığa bağlı akım-voltaj karakteristikleri

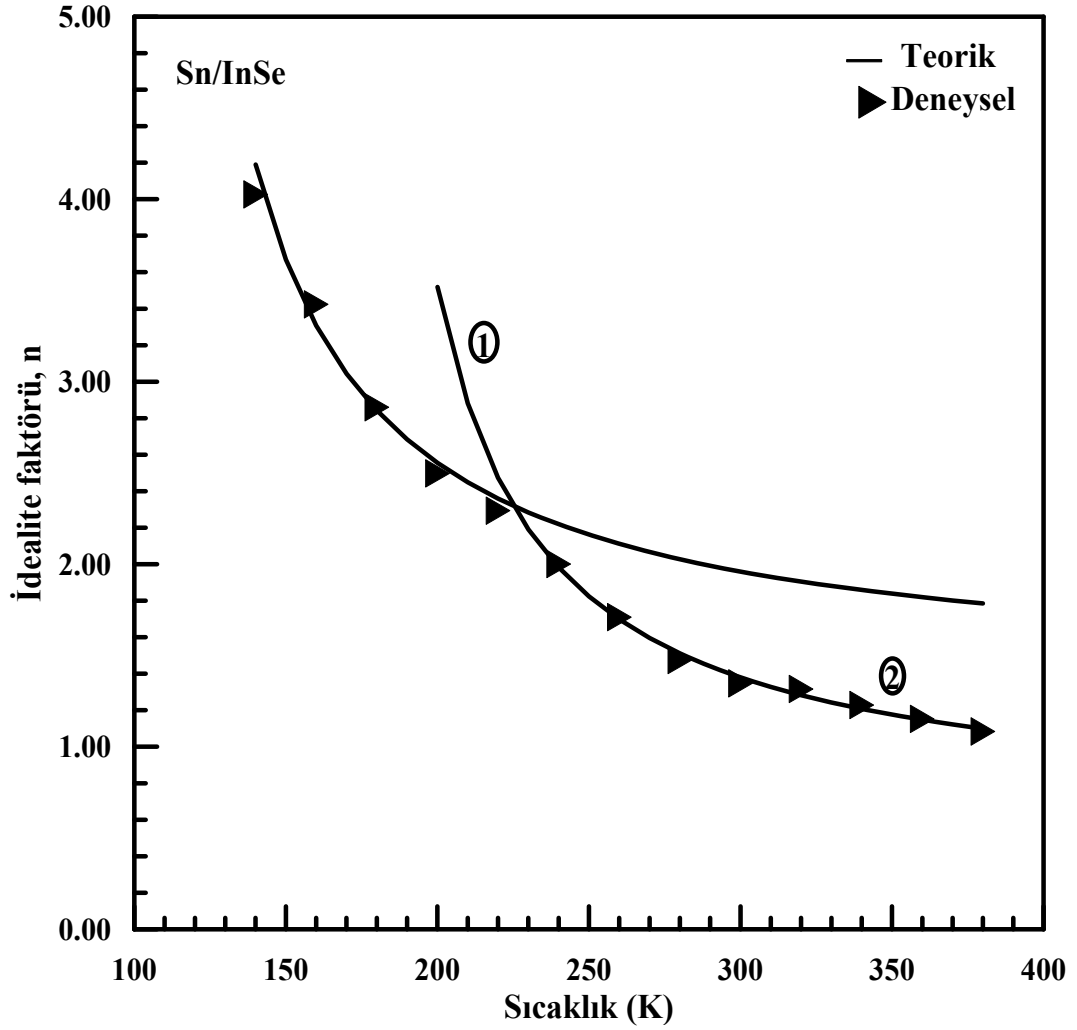
I - V karakteristiklerinden elde edilen idealite faktörleri, engel yükseklikleri ve doyma akımı (I_0) değerleri gibi bazı parametreler Çizelge 4.4'te verilmiştir.

Çizelge 4.4. Sn/InSe diyoduna ait sıcaklığa bağlı $\ln I-V$ grafiklerinden elde edilen temel diyot parametreleri

T(K)	İdealite Faktörü	Engel Yüksekliği (eV)	$n^{-1}-1$	$1/(2kT)$ (eV) ⁻¹	I_0 (A)	$\ln(I_0/T^2)$ (A/K ²)	$1/kT$ (eV) ⁻¹
380	1,083	0,915	-0,076	15,256	1,23363E-008	-30,09	32,206
360	1,152	0,895	-0,132	16,103	4,50622E-009	-30,99	34,10
340	1,228	0,856	-0,185	17,050	2,7872E-009	-31,36	36,232
320	1,315	0,825	-0,24	18,116	1,19246 x10 ⁻⁹	-32,08	38,648
300	1,347	0,803	-0,258	19,324	3,41828 x10 ⁻¹⁰	-33,2	41,408
280	1,474	0,771	-0,322	20,704	1,20814E-010	-34,11	44,594
260	1,709	0,733	-0,415	22,297	4,82949E-011	-34,88	48,31
240	2,001	0,691	-0,5	24,155	2,08547E-011	-35,55	52,70
220	2,293	0,65	-0,546	26,350	7,22248E-012	-36,44	57,972
200	2,497	0,605	-0,6	28,986	2,72493E-012	-37,23	64,412
180	2,859	0,557	-0,65	32,206	9,71824E-013	-38,05	72,464
160	3,424	0,489	-0,708	36,232	6,55373E-013	-38,2	82,96
140	4,026	0,442	-0,752	41,408	1,87676E-013	-39,19	96,618

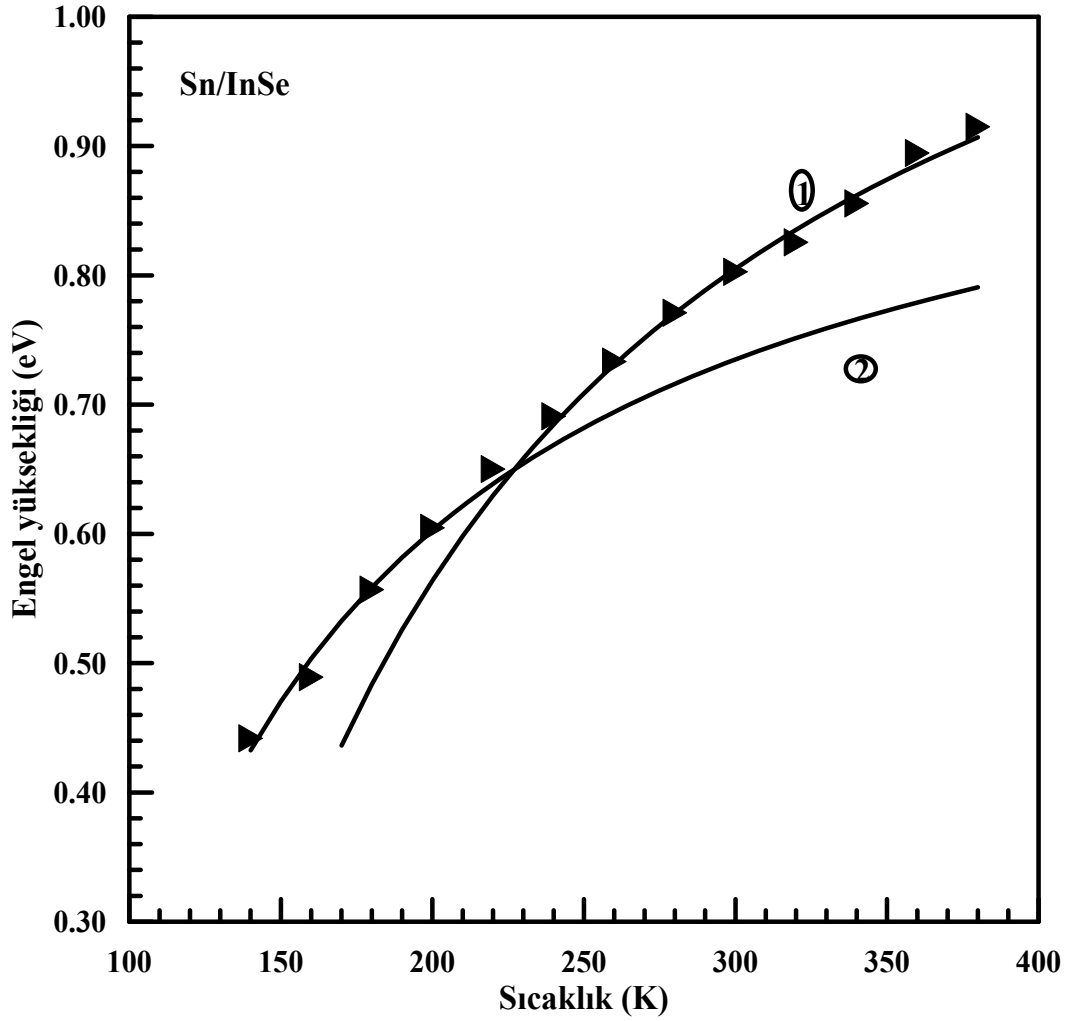
Artan sıcaklıkla idealite faktörü değerleri azalırken, engel yüksekliği değerleri artmıştır. Φ_{ap} deneysel değerleri, sırasıyla, 140-380 K sıcaklık aralığında 0,915eV'tan (380K) 0,442 eV'a (140K) kadar ve idealite faktörü ise 1,083'den (380K) 4,026'ya (140K) kadar değişim göstermiştir.

Sn/InSe diyodunun deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği değerlerinin sıcaklığa bağlı değişim grafikleri sırasıyla Şekil 4.22 ve Şekil 4.23'te verilmiştir.



Şekil 4.22. Sn/InSe Schottky diyot için idealite faktörünün sıcaklıkla değişimi.

(1) sürekli eğrisi; 220-380 K'de $\rho_2=0,606$ $\rho_3=0,0456$ V ve (2) sürekli eğrisi 140-220 K'de $\rho_2= 0,252$, $\rho_3=0,0123$ V değerlerine sahip engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımı için (2.60) eşitliği kullanılarak hesaplanmış idealite faktörünün teorik değerlerini göstermektedir.

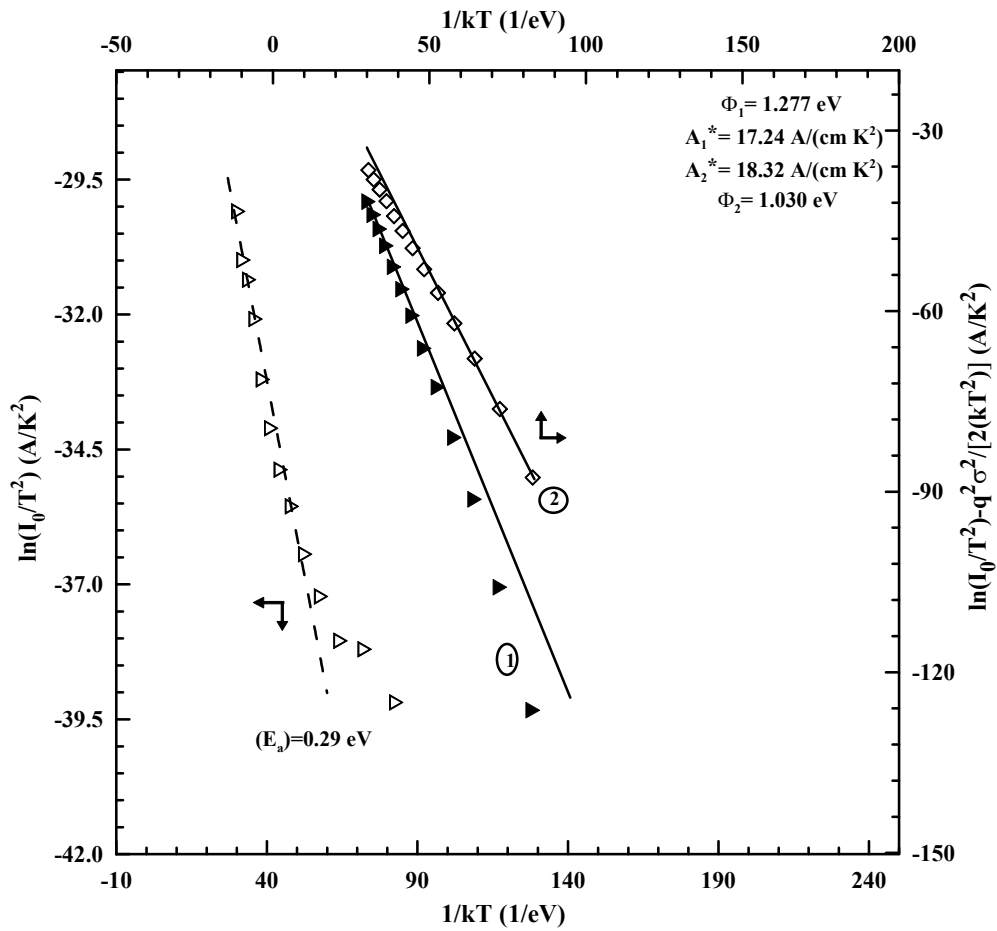


Şekil 4.23. Sn/InSe Schottky diyot için deneysel engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi.

(1) sürekli eğrisi 220-380 K'de $\Phi_{bo} = 1,287$ eV ve $\sigma_s = 0,158$ V ve (2) sürekli eğrisi 140-220 K'de $\Phi_{bo} = 0,999$ eV ve $\sigma_s = 0,117$ V değerlerine sahip engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımı için (2.59) eşitliği kullanılarak Φ_{ap} 'nin hesaplanmış teorik değerlerini göstermektedir

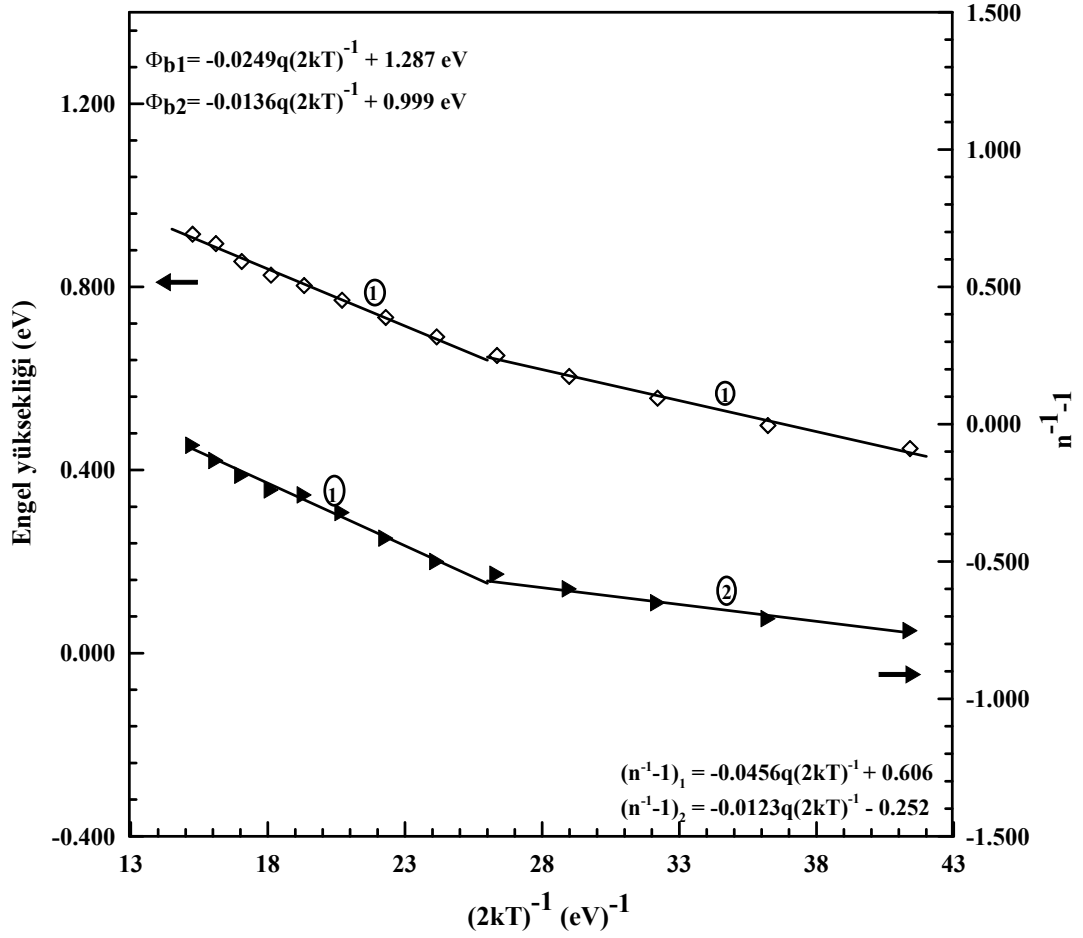
Şekil 4.24'te, (2.57) eşitliğine göre aktivasyon enerjisinin hesaplanması için çizilen sıcaklığa bağlı $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ grafiği verilmiştir. Bu grafikte lineer kısmın eğiminden 0,29 eV aktivasyon enerjisi değeri elde edilmiştir.

Şekil 4.25'te, engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Sn/InSe Schottky kontağının $1/2kT$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri verilmiştir. Deneysel $n_{ap} \sim (T)^{-1}$ grafiğinden ρ_2 için, 220-380 K aralığında (dağılım 1) -0,606 ve 140-220 K aralığında (dağılım 2) 0,252 değerleri elde edilmiştir. Eğimlerden elde edilen ρ_3 değerleri de 220-380 K aralığında -0,0456 V ve 140-220 K aralığında -0,0123V olarak elde edilmiştir (Şekil 4.25).



Şekil 4.24. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Sn/InSe Schottky diyot için $\ln(I_0/T^2) \sim (kT)^{-1}$ ve modifiye edilmiş $\ln(I_0/T^2) - q^2 \sigma_s^2 / 2k^2 T^2 \sim (kT)^{-1}$ Richardson grafikleri.

Dolu üçgenler $\sigma_s = 0,158V$ ve boş dörtgenler $\sigma_s = 0,117 V$ için hesaplanmış çizimleri göstermektedir. Düz çizgiler (1) ve (2): 220-380 K ve 140-220 K sıcaklık aralığında verilere en iyi fitleri göstermektedir.



Şekil 4.25. Engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımına göre Sn/InSe Schottky kontağının $1/(2kT)$ değerlerine karşı deneysel idealite faktörü ve engel yüksekliği eğrileri

Bu düzeltilmiş deneysel verilere uyan en iyi lineer fit (220-380 K sıcaklık aralığında) 1,277 eV, (140-220 K aralığında) 1,030 eV değerinde olan ortalama engel yükseklikleri verilmiştir. Bu grafikte, lineer çizgilerin düşey eksen kesim noktalarından Richardson sabiti A^* , engel yüksekliğinin sıcaklık katsayısını kullanmaksızın, 220-380 K sıcaklık aralığı için $18,32 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ ve 140-220 K sıcaklık aralığı için $17,24 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ olarak elde edilmiştir. Şekil 4.24'te σ 'nın iki değeri kullanılarak, 220-380 K ve 140-220 K sıcaklık

aralıkları için çizilen modifiye edilmiş $\ln\left[\frac{I_0}{T^2}\right] - \frac{q^2 \sigma_s^2}{2k^2 T^2} \approx (kT)^{-1}$ grafiklerinden,

sırasıyla, elde edilen 1,277 eV ve 1,030 eV değerleri, bu sıcaklık aralıkları için Şekil 4.45'teki $\Phi_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ grafiğinden elde edilen ortalama engel yüksekliği değerlerine (1,287 eV ve 0,999 eV) yaklaşık olarak uymaktadır.

5. TARTIŞMA ve SONUÇ

5.1. InSe ve InSe:Mn Tek Kristallerinin Büyütülmesi ve Soğurma Ölçümlerinin Değerlendirilmesi

Teknolojide birçok alanda kullanılabilen tabakalı yapıda olan $A^{III}B^{VI}$ grubuna ait InSe ve mangan (Mn) katkılı InSe tek kristallerinin soğurması üzerine elektrik alanın etkisini incelemek amacıyla tek kristaller kuartz tüplerde büyütülmüş, yüzeyleri parlak, düzgün, homojen ve tabakalı yapıya sahiptirler. Bu numuneler deneysel çalışmalara uygun büyüklükte olup soğurma ve elektronik deneyler yapmaya elverişlidirler. InSe ve InSe:Mn yarıiletken kristallerin elektrik alan altında sıcaklığa bağlı olarak alınan soğurma verileri kullanılarak, hesaplanan soğurma katsayısı, eksiton enerji değerleri ve yasak enerji aralığının değişimi incelenmiştir.

Büyütülen kristallerin deneysel ölçülere uygun olmaları, teknolojide kullanılabilir niteliklerde ve tek doğrultuda büyütülmeleri gerekmektedir. Bu amaçla, iç çapı 4 cm, dış çapı 5 cm olan, 1800°C'ye dayanıklı 100 cm uzunluğunda alumina borunun kullanıldığı iki bölgeli (zonlu) ve yatayla 60-70° açı yapacak şekilde 20-1050 °C erime sıcaklığına sahip tüm bileşiklerin büyütülmesine elverişli bir kristal büyütme fırını modifiye edilmiştir (Şekil 3.6). Bu fırının sıcaklık kalibrasyonu yapıldıktan sonra, tek kristal büyütme işlemi için elverişli olduğu test edilmiştir.

Modifiye edilmiş Bridgman-Stockbarger metodu ile büyütülen InSe ve InSe:Mn kristallerinin ayna gibi parlak, pürüzsüz ve temiz yüzeylere sahip oldukları gözlemlenmiştir. Deneysel ölçüler için külçe kristalden mikrometre kalınlığında yarılarak elde edilen numunelerde herhangi bir mekanik parlatma işlemine gerek duyulmadığı gibi, bu kristallerin oksijen ile reaksiyona girme hızlarının oldukça düşük olması nedeniyle kimyasal temizleme işlemine de gerek duyulmamıştır. Tek kristalleri büyütme işlemi 12 günde tamamlanmış ve ısı-prob tekniği kullanılarak InSe

numunesinin *n*-tipi elektriksel iletkenliğe, InSe:Mn numunesinin ise *p*-tipi elektriksel iletkenliğe sahip oldukları belirlenmiştir.

Bu çalışmada, soğurma ölçüleri için 45 ± 5 μm kalınlığında hazırlanan InSe ve InSe:Mn numuneleri Şekil 3.10'da verilen deney sistemine yerleştirilmiştir. Sıcaklık 10 K'e düşürülmüş ve sistem dengeye gelinceye kadar beklenilmiştir. Sıcaklıkların her adımında 5 dakika beklenilmiş ve sistemin dengede olduğu belirlendikten sonra 10 K'lik adımlarla 10-320 K sıcaklık aralığında bir DC güç kaynağı ile 35 V gerilim uygulanarak elektriksel alanlar oluşturularak soğurma ölçüleri alınmıştır. Numunelerin optik soğurma değerleri, (2.4) eşitliğinde kullanılarak soğurma katsayısı değerleri elde edilmiştir. InSe ve InSe:Mn numunelerinde soğurma katsayılarının foton enerjisi ile değişimleri Şekil 4.1-5'te verilmiştir. InSe ve InSe:Mn numunelerinde eksiton pikleri gözlemlenmiştir. Ancak oda sıcaklığında, Rydberg sabiti (R_x), $k_B T > R_x$ olduğu için eksiton piki tamamen kaybolmuştur. 10 K'de eksiton pikleri daha da keskin hale gelmiş ve pik şiddetleri en büyük değerini almıştır. Yüksek sıcaklıklarda fonon-fonon ve fonon-elektron etkileşmeleri oldukça yoğundur ve yarıma ihtimali çok düşüktür. Çünkü, eksitonların ayrılmasının asıl sebebi fononlar ile çarpışmalardır. Yüksek sıcaklıklarda çarpışma ihtimali artarken eksitonun ömrü kısalmıştır. Bu, soğurma spektrumunda eksiton çizgisinin genişlemesi sonucunu verir. Yüksek sıcaklıklardan düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe eksiton pikleri numunenin kalitesine ve kalınlığına bağlı olarak belirginleşir. Numune saflığı daha iyi ve sıcaklık daha düşük olduğunda ($\leq 10\text{K}$) eksiton pikleri daha kararlı olur ve daha fazla eksiton seviyesi gözlemlenebilir.

Düşük sıcaklıklarda fononların sayısı azaldığından fonon-fonon, fonon-elektron etkileşmelerinin azalması sonucu eksitonun 2. hatta 3. enerji seviyelerini belirten soğurma pikleri ortaya çıkabilir. Kirliliklerin varlığı, serbest taşıyıcılar tarafından Coulomb etkileşiminin perdelenmesine sebep olur. InSe ve InSe:Mn numunelerinde kirliliklerin fazla olması ve Coulomb etkileşiminin perdelenmesi neticesinde eksiton oluşumunun engellenmesinden dolayı 2. eksiton seviyeleri kısmen, 3.eksiton piki ise gözlemlenememiştir. Mn katkılama işlemi ile kusur konsantrasyonu daha fazla artmış ve 2. eksiton seviyesi belirgin olarak gözlemlenememiştir.

Yarıiletkenlerde yasak enerji aralığı genel olarak sıcaklık artıka azalmaktadır. Sıcaklık artışı, hem eksiton piki enerji pozisyonu ve enerji aralığında daha uzun dalgaboylarına doğru kaymaya ve hem de eksiton piki genişliğinde bir artışa yol açmıştır. Şekil 4.1-4.5'deki bu kaymalar eksiton-fonon, eksiton-kusur etkileşimi ile açıklanır. Kirlilik ve yapısal kusurlar ile InSe'nin özelliklerinin kontrol altına alınabileceğini göstermektedir. Sıcaklık artıka kristal örgü titreşimi artmakta, kristal örgüsü genişlemekte ve valans bandı iletkenlik bandına yaklaşmaktadır. Bu ise soğurmanın daha uzun dalgaboylu bölgeye kaymasına neden olmaktadır. Yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimine örgü genişmesinin katkısı %2-20 oranında değişir (Manoogian and Wooley, 1984a). Örgü kusurlarının yasak enerji aralığını değiştirdiği de bilinmektedir. Yasak enerji aralığının değişimine sebep olan örgü genişlemesini ve elektron-fonon etkileşmesini ihtiva eden ampirik formüllerin kullanılabilceği üzerinde görüş bildirilmiştir (Manoogian and Wooley 1984b). Valans bandının tabakalı yapıya ve iletkenlik bandının ise düzensiz yapıya sahip olması göz önüne alınacak diğer sebeplerdendir (Gauthier et al. 1989).

Örgü parametrelerinin (a, b, c) büyümesinden dolayı yasak enerji aralığı küçülür (Allakhverdiev *et al.* 1985, Ves 1989). Camassel *et al.* (1978), bir yarıiletken kristalin sıcaklığa bağılı olarak yasak enerji aralığının değişimine,

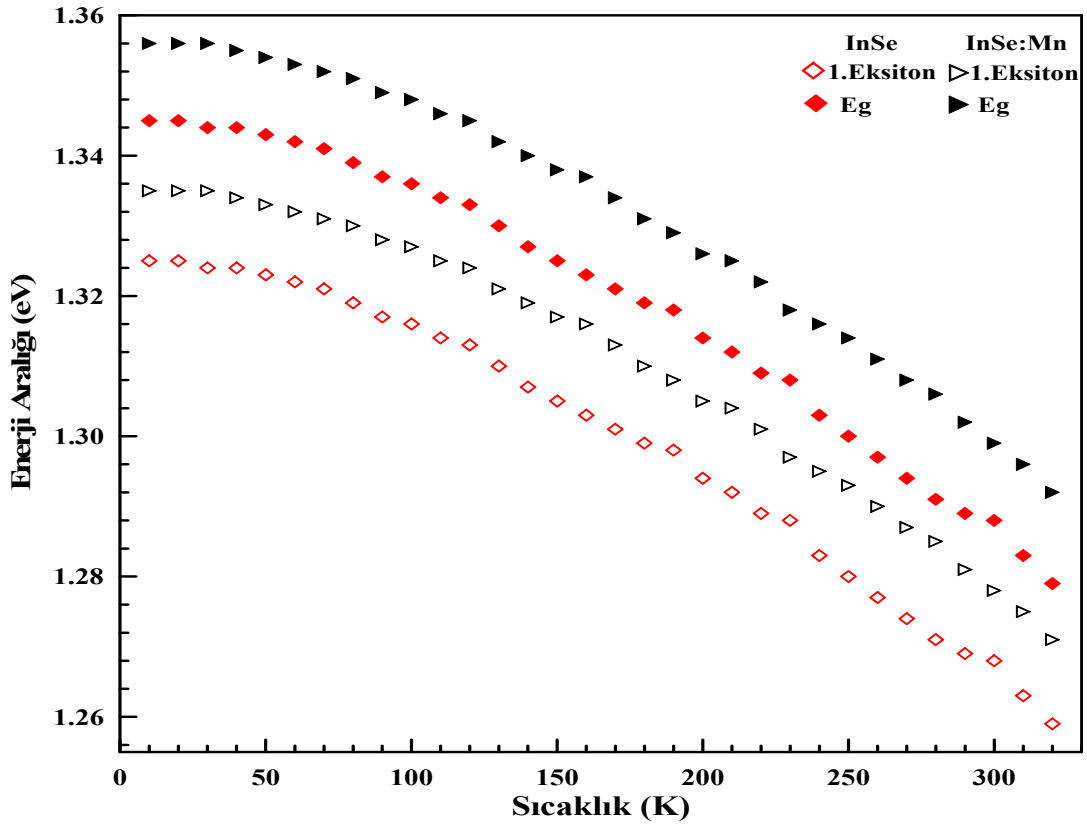
- Sıcaklığa bağılı olarak örgü genişlemesi,
- Debye-Waller etkisi,
- Sıcaklık artırıldığında elektron-fonon etkileşmesinde değişimler,

şeklinde üç faktörün neden olduğunu belirtmişlerdir.

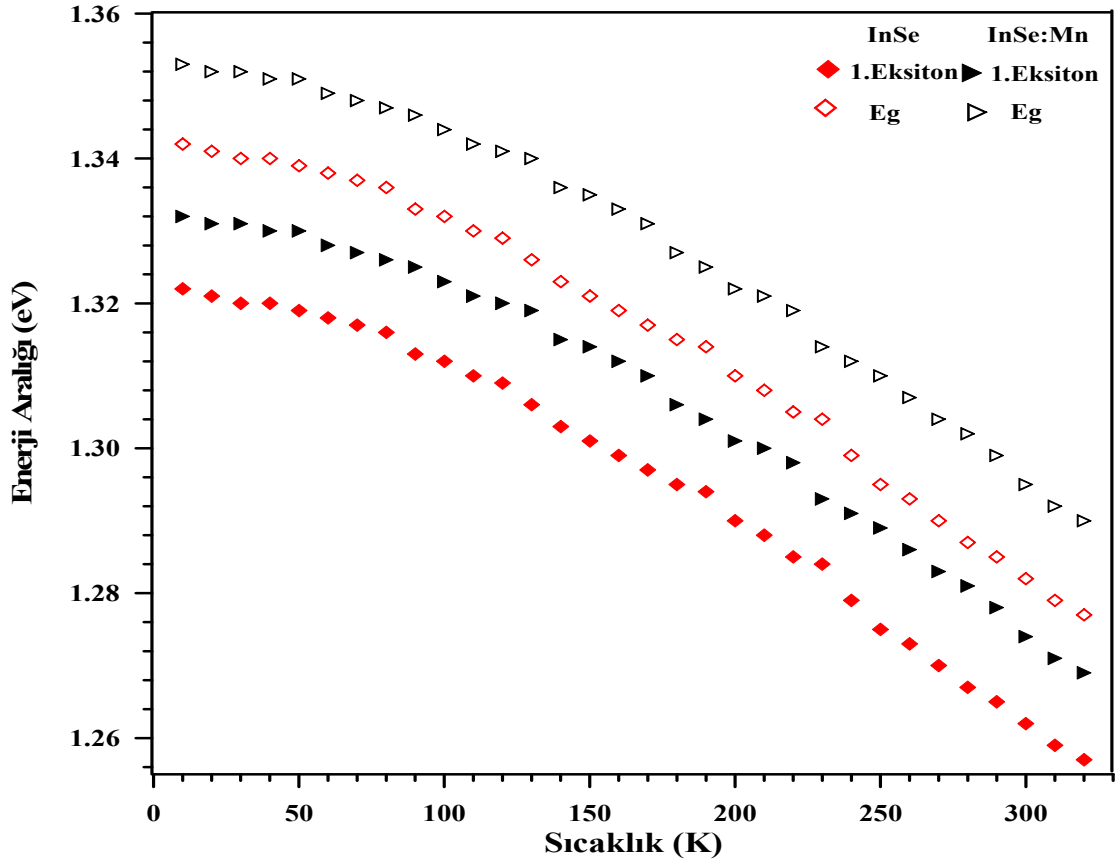
InSe için Camassel *et al.* (1978) tarafından verilen bağlanma enerjisi ifadesi ve n=1 ve n=2 için eksiton enerji değerleri kullanılarak;

$$R = \frac{4}{3}(E_{n=2} - E_{n=1}) \quad (5.1)$$

bağlanma enerjisi InSe için 20,3 meV, InSe:Mn için 21.0 meV olarak elde edilmiştir. Bu sonuçlar Yıldırım *et al.* (1996); Gürbulak *et al.* (1999); Taylor *et al.* (1987); Schmit *et al.* (1974) ve Gniatenko *et al.* (1987) ile benzerlik gösterdi. Bu hesaplanan bağlanma enerjisi değerleri ve direkt eksiton pik enerjisi değerleri kullanılarak (2.51) denkleminde InSe ve InSe:Mn numunelerinin direkt yasak enerji aralıkları 10 K'de sırasıyla ($\Delta U = 0$ V) 1,325 eV ve 1,335 eV olarak hesaplanmıştır. Bulunan bu değerler Camassel *et al.* (1978); Kuroda *et al.* (1979); Gürbulak *et al.* (1998) ve Ateş *et al.* (2003) tarafından bulunan değerler ile uyum içerisindedir.



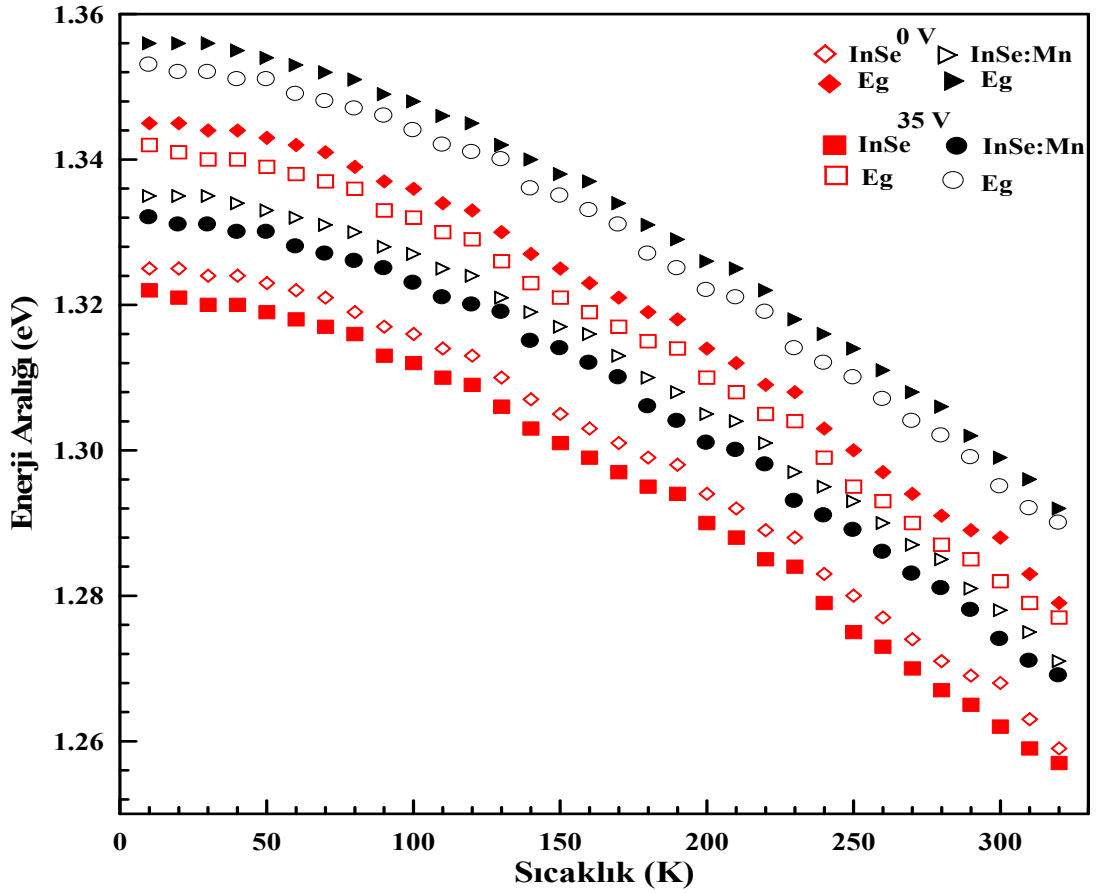
Şekil 5.1. InSe ve InSe:Mn tek kristallerinde elektrik alan uygulanmadan 1. eksiton enerjisinin ve yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 5.2. InSe ve InSe:Mn tek kristallerinde elektrik alan uygulandığında ($\Delta U = 35$ V) 1. eksiton enerjisinin ve yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi

Çizelge 5.1. InSe ve InSe:Mn numunelerinde elektrik uygulamadan ve alan uygulandığında yasak enerji aralığı ve eksiton enerjisi değerleri

		$\Delta U = 0$		$\Delta U = 35V$	
Numune	Numune sıcaklığı	1. eksiton enerjisi (eV)	E_{gd} (eV)	1. eksiton enerjisi (eV)	E_{gd} (eV)
InSe	10	1,325	1,345	1,322	1,342
	80	1,319	1,339	1,316	1,336
	160	1,303	1,323	1,299	1,319
	240	1,283	1,303	1,279	1,299
	320	1,259	1,279	1,257	1,277
InSe:Mn	10	1,335	1,356	1,332	1,353
	80	1,330	1,351	1,326	1,347
	160	1,313	1,334	1,312	1,333
	240	1,295	1,316	1,291	1,313
	320	1,271	1,292	1,269	1,290



Şekil 5.3. InSe ve InSe:Mn tek kristallerinde ($\Delta U = 0$ ve $\Delta U = 35$ V) 1. eksiton enerjisinin ve yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi

Sonuç olarak; InSe tek kristaline katkılanan Mn elementi, InSe yarıiletkeninin yasak enerji aralığının değerini ve soğurma piklerinin şiddetini artırmış, pik yarı genişliğini daraltmış (Şekil 4.2) ve kusur konsantrasyonunu artırmıştır. Dejenere olmuş kristallerde temel soğurma kıyısının sıcaklıkla değişmesi kristal örgüsünün değişimine (Gorelanog *et al.* 1988, Baranskiu *et al.* 1988) ve serbest taşıyıcıların banttaki dağılımına büyük ölçüde bağlıdır. Mn atomlarının, In ve Se atomlarının kristal yapıdaki yerlerine yerleşmeleri sonucunda, atomik yarıçaplarının selenyum atomlarının yarıçapından büyük olması sonucu örgü parametrelerinin büyümesine dolayısıyla yasak enerji aralığının genişlemesine neden oldukları ve yapıdaki mevcut kirlilikleri aktif olmayan hale getirirken diğer taraftan yeni kusurlar oluşturdukları kanaatine varılmıştır. InSe ve InSe:Mn tek kristallerine elektrik alan uygulanması sonucu soğurma kıyısı daha uzun dalgalı boylarına kaymış, yasak enerji aralığı küçülmüş, eksiton pik şiddeti azalmış ve soğurma eğrisinin eğimi azalmıştır.

5.2. Metal/InSe ve Metal/InSe:Mn Schottky Diyotların Sıcaklığa Bağlı Akım-Voltaj Ölçüm Sonuçları

Düşük engel yüksekliğine sahip Schottky diyotlar, kızılötesi (infrared) ve nükleer parçacıklı dedektörler, transistör kapıları, mikrodalga diyotlar, termal görüntülemeye sensör olarak ve infrared dedektörleri gibi kriyojenik (soğuk) sıcaklıklarda çalışan aygıtlarda uygulamalar bulmuştur (Schmitsdorf *et al.* 1997). Bu nedenle, Schottky engel diyotların akım voltaj ($I-V$) karakteristiklerinin sadece oda sıcaklığında analizi, onların iletim işlemleri hakkında veya metal-yarıiletken arayüzeyinde engel oluşumunun yapısı hakkında detaylı bilgi vermez (Chand and Bala 2005). ($I-V$) karakteristiklerinin sıcaklığa bağımlılığı iletim mekanizmasının farklı yönlerinin anlaşılmasına izin verir.

InSe ve InSe:Mn yarıiletkenlerinden elde edilen diyotların engel yüksekliklerinin ve idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimi 4. bölümde verilmiştir. Şekil 4.7, 4.8; 4.12, 4.13; 4.17, 4.18; 4.22, 4.23'den de görüldüğü gibi diyotların engel yükseklikleri ve idealite faktörleri sıcaklığa bağımlıdır. Sıcaklığın azalması ile engel yükseklikleri azalırken, ideal faktörlerinin arttığı görülmüştür.

Metal-yarıiletken arayüzeyde akım iletimi sıcaklığa bağlıdır. Düşük sıcaklıklarda elektronlar düşük engelleri geçebilmekte ve bu nedenle akım geçişi küçük Schottky engel yüksekliğine ve büyük idealite faktörüne sahip kısımlardan geçen akım tarafından baskın hale gelmektedir (Tung 1991; Sullivan *et al.* 1991). Sıcaklık daha da arttırılırsa elektronlar daha büyük bir engeli aşmaya yetecek kadar bir enerji kazanacaklar ve engel yüksekliği, sıcaklık ve doğru beslem voltajına bağlı olarak değişecektir. Engel yüksekliklerinin ve idealite faktörlerinin sıcaklıkla değişimleri, metal-yarıiletken arayüzeydeki akım geçişinin tam olarak termoiyonik yayılma ile olmamasından kaynaklanmaktadır. Sonuç olarak, baskın engel yüksekliği sıcaklık ile artmaktadır (Tung 1992, Horvath 1996, Karatas *et al.* 2003).

Richardson sabitinin değerlerinin InSe ve InSe:Mn yarıiletkenlerinin teorik değerlerinden farklı bulunması düşük ve yüksek engelli alanlardan ibaret olan arayüzeydeki potansiyel dalgalanmalarıyla ve homojen olmayan engel yüksekliği ile açıklanabilir. Bu durumda, diyotta akım iletimi tercihen, potansiyel dağılımındaki düşük engel yükseklikli ve daha büyük idealite faktörlü küçük kısımlar (patches) boyuncadır (Tung 2001; Karataş and Altındal 2005).

Engel yüksekliği inhomojenliği modeline göre çizilen $n_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ ve $\Phi_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ grafikleri birer lineer çizgi vermelidir. Şekil 4.10, 4.15, 4.20, 4.25'deki $n_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ ve $\Phi_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ grafiklerinin lineer davranışı, Schottky engel yüksekliğinin Gaussian dağılımının voltaj deformasyonunu ifade ettiği görülür. Şekil 4.7, 4.8; 4.12, 4.13; 4.17, 4.18; 4.22, 4.23'den de görüldüğü gibi, bu grafikler ikili engel yükseklik dağılımı (double Gaussian) içerir. $\Phi_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ ve $n_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ grafiklerinde, her bir lineer çizginin yer aldığı sıcaklık aralığı, dağılımın etkin olduğu bölgeye karşılık gelir. Yani, Schottky diyotların engel yüksekliğinin Gaussian dağılımı ile ifade edilen uzaysal uniform bir kontak için $\Phi_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ grafiği, negatif eğimli düz bir çizgiye veya (mevcut durumda olduğu gibi) engel yüksekliğinin ikili Gaussian dağılımı için negatif eğimli iki düz çizgiye sahip olurken, ideal Schottky diyotlar (homojen kontak) için bu grafik bir yatay çizgi vermelidir. Aynı durum, $n_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ grafiğinde de gözlemlenmiştir. Bundan dolayı, $n_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ ve $\Phi_{ap} \sim (2kT)^{-1}$ grafikleri Cd/InSe:Mn için 140-200K; 200-380K, Cd/InSe için 140-220K; 220-380K, Sn/InSe:Mn için 140-220K; 220-380K, Sn/InSe için 140-220K; 220-380K iki sıcaklık aralığında farklı karakteristiklere sahip olması gerekir.

Chand and Kumar (1996), tarafından da belirtildiği gibi, metal/yarıiletken kontaklarda ikili Gaussian dağılımının varlığı, imhomojenliğin doğasına atfedilebilir. Bu, arayüzey kompozisyonunda, fazında, ara-yüzeyin niteliğinde, elektrik yüklerinde ve nonstokiyometrideki değişimleri içermektedir. İnhomojenlikler, özellikle düşük sıcaklıklarda, Schottky diyotların ($I-V$) karakteristiklerini elektriksel olarak etkileyecek kadar önemlidir. Bu nedenle, düşük sıcaklıklarda ($I-V$) ölçümleri, kontak alanında mevcut engel inhomojenliğinin doğasını açığa çıkarır. Yani, ikili Gaussian dağılımının

varlığı, belirli bir sıcaklığın altına kadar soğutma işlemiyle, bir takım faz değişimlerine bağlı olarak ortaya çıkabilir.

I-V grafiklerinin sıcaklığa bağlılığından elde edilen Richardson sabiti değeri engelin yanal inhomojenliğinden etkilenebilir ve teorik değerinden farklı çıkması gerçek etkin kütle değerinin teorik olarak hesaplanan değerinden farklı olmasından kaynaklanabilir (Horvath 1996).

Sonuç olarak, herhangi bir kimyasal veya mekanik temizleme işlemi yapılmaksızın tabakalı InSe ve InSe:Mn yarıiletkenlerine Cd ve Sn metalleri buharlaştırılarak çeşitli kontaklar yapılmıştır. Bu kontaklarla ilgili olarak yukarıdaki açıklamalardan ve verilen karakteristik grafiklerden, Metal/InSe ve Metal/InSe:Mn kontaklarının doğrultucu özellik gösterdiği görülmüştür.

KAYNAKLAR

- Allakhverdiev, K. R., Mamedov, T. G., Panpilov, U. V., Shukyrov, M. M., and Subbotin, J. I., 1985. Influence of hydrostatic-pressure on the fundamental absorption-edge of TlGaSe₂, TlGaS₂, and TlInS₂ crystals. *Phys. Stat.Sol. B.*, 131(1), K23-K28.
- Anand, S., Carlsson, S. B., Deppert, K., Montelius, L., and Samuelson, L., 1996. Electron transport at Au/InP interface with nanoscopic exclusions. *J Vac. Sci. Technol. B.*, 14(4), 2794-2798.
- A. Segura, A. Chevy, J.P. Guesdon, J.M. Besson, *Solar En. Mater.* 2 (1979) 159.
- Ateş, A., Gürbulak, B., Yıldırım, M., Doğan, S., 2003. Electric field influence on absorption measurement in InSe single crystal. *Physica E*, 16, 274-279.
- Ayyıldız, E., Çetin, H., Horvath, Zs.J., *Appl. Surf. Sci.* 252 (2005) 1153.
- Baranskiu, P. I., Bileyev, A. E., Gorodnicik, O. P., and Makarenka, B. G., 1988. *Phys. and Technics of Semicond.*, 22(1), 158.
- Ben G. Streetman, "Solid State Electronic Devices", Prentice- Hall, New Jersey, (1995)
- B.G. Yacobi, "Semiconductor Materials", Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York, Boston, Dordrecht, London, Moscow, (2002)
- Biber, M., Türüt A., 2002. The Cu/n-GaAs Schottky barrier diodes prepared by anodization Process. *J. Electron. Mater.*, 31(12), 1362-1368.
- Brillson, L. J., 1982. The structure and properties of metal-semiconductor interfaces. *Surface Science Reports*, 2, 123.
- Caferov, T., 1998. Yariletken Fiziği.
- Camassel, J., Merle, P., Mathieu H., and Chevy, A., 1978. Excitonic absorption-edge of indium selenide. *Phys. Rev. B*, 17, 4718-4725.
- Chand, S., and Bala, S., 2005. Analysis of current-voltage characteristics of inhomogeneous Schottky diodes at low temperatures. *Appl. Surf. Sci.* 252(2), 358-363.
- Chand, S., and Kumar, J., 1995. Current-voltage characteristics and barrier parameters of Pd₂Si/p-Si(111) schottky diodes in a wide temperature-range *Semicond. Sci. Technol.*, 10(12), 1680-1688.
- Chand, S., and Kumar, J., 1996. Evidence for the double distribution of barrier heights in Pd₂Si/n-Si Schottky diodes from I-V-T measurements. *Semicond. Sci. Technol.*, 11(8), 1203-1208.
- Chand, S., and Kumar, J., 1997. Electron transport and barrier inhomogeneities in palladium silicide Schottky diodes. *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.*, 65(4-5), 497-503.
- Choi, I., and Y. Yu P., 2003. Properties of phase-pure InSe films prepared by metalorganic chemical vapor deposition with a single-source precursor. *Journal of Applied Physics* 93(8), 4673.
- Crystalox, "MD4000 Operation Manual", Crystalox Com., (1994)
- Cuculescu, E., Igor Evtodiev, I., Iuliana Caraman, I., Leontie, L., Nedeff, V., Rusu, D., 2010. Transport and generation-recombination mechanisms of nonequilibrium charge carriers in ZnO/In₂O₃/InSe:Cd heterojunctions. *The Solid Films*.
- Detavernier, C., Van Meirhaeghe, RL., Donaton, R., Maex, K and Cardon, F., 1998. Ballistic electron emission microscopy study of barrier height inhomogeneities

- introduced in Au/n-Si Schottky contacts by a HF pretreatment. *J. Appl. Phys.*, 84 (6), 3226-3231.
- Duman, S., Gürbulak, B., Türüt, A., 2007. Temperature-dependent optical absorption measurements and Schottky contact behavior in layered semiconductor n-type InSe:Sn *Science Direct* 253, 3899-3905
- Duman, S., Gürbulak, B., Doğan, S., Bahtiyari Tekle T. 2010. Electrical Characterization Of Ag/p-GaSe:Gd Schottky Barrier Diodes *Physica E* 42, 1958-1962.
- Duman S., Gürbulak B., Doğan S., Türüt A., 2009. Electrical characteristics and inhomogeneous barrier analysis of Au-Be/p-InSe:Cd Schottky barrier diodes. *Microelectronic Engineering*, 106-110.
- D.H. Mosca, N. Mattoso, C.M. Lepienski, W. Veiga, I. Mazzaro, V.H. Etgens, M. Eddrief, 2002. *J. Appl. Phys.* 91, 140.
- Eun, J., ve Cooper, J. A., 1993. High Temperature Ohmic Contact Technology to N-Type GaAs. PhD Thesis, School of Electrical Eng. Purdue University, India.
- Forment, S., Meirhaeghe, R., Vrieze, A., Strubbe, K. and Gomes W., 2001. A comparative study of electrochemically formed and vacuum-deposited n-GaAs/Au Schottky barriers using Ballistic Electron Emission Microscopy (BEEM). *Semicond. Sci. Technol.*, 16, 975-981.
- Fox, M., 2001. *Optical Properties of Solids*. Oxford University Press, 77 p, New York, USA.
- Glukhov K.E., Tovstyuk N.K., 2010. Elementary energy bands concept, band structure, and peculiarities of bonding in β -InSe crystal. *Phys. Status Solidi B* 247, No. 2, 318-324
- G. Micocci, M. Molendini, A. Tepore, R. Rella, P. Siciliano, *J. Appl. Phys.* 70 (1991)
- Gnatenko, Y. P. and Zhirko, Y. I., 1987, *Phys. Stat. Sol. (b)*, 142,595.
- Goodman C. H. L., 1974. 'Crystal Growth: Theory and Techniques' London ; New York Plenum Press.
- Gorenalog, A. T., Gurindiof, B. G., Kumar, P., Mamutin, B. B., Polonskye, T. A., Saliviyev, H. G., and Şimarzsov, Y. B., 1988. *Phys. and Technics of Semicond.*, 22(1), 35.
- Gouskov, A., Camassel, J., and Gouskov, L., 1982. Growth and characterization of III-VI layered crystals like GaSe, GaTe, InSe, GaSe_{1-x}Te_x and GaXIn_{1-x}Se *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials* 5(4), 323-413.
- Guesdon, J. P., Julien, C., Balkanski, M. and Chevy, A., 1987. Growth conditions and optical properties of In_xSe_{1-x} thin films. *Phys. Stat. Sol. A-Applied Research*, 101(2), 495-501.
- Gümüş, A., Türüt, A., and Yalçın, N., 2002. Temperature dependent barrier characteristics of CrNiCo alloy Schottky contacts on n-type molecular-beam epitaxy GaAs. *Journal of Applied Physics* , 91(1), 245-250.
- Gürbulak B., Doktora Tezi, 1997. A. Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Gürbulak, B., Yıldırım, M., Abay, B., Tüzemen, S., Alieva, M. and Yoğurtçu, Y. K., 1998. Growth and optical properties of Ho doped n-type indium selenide. *Phys. Stat.Sol. A*, 168, 495-500.
- Gürbulak, B., Yıldırım, M., Ateş, A., Doğan, S. and Yoğurtçu Y. K., 1999. Growth and temperature dependence of optical properties of Er doped and undoped n-type InSe. *Jpn. J. Appl. Phys*, 38, 5133-5136.

- Gür, E., Tüzemen, S., Kılıç, B. ve Coşkun, C. 2007. High-temperature Schottky diode characteristics of bulk ZnO J. Phys. Matter 19, 196206 (8pp).
- Hayashi, T., Ueno, K., Saiki, K., Koma, A., 2000. Investigation of the growth mechanism of an InSe epitaxial layer on a MoS₂ substrate. Journal of Crystal Growth., 219(2000), 115-112
- Horvath, Zs. J., 1996. Comment on analysis of I-V measurements on CrSi₂-Si Schottky structures in a wide temperature. Solid-St. Electron, 39, 176-178.
- Horvath, Zs.J., Rakovics, V., Szentpali, B., Püppöki, S., Zdansky, K., Vacuum 71 (2003) 113.
- Im, H., Ding, Y., Pelz, J. and Choyke W., 2001. Nanometer-scale test of the Tung model of Schottky-barrier height inhomogeneity. Phys. Rev., B, 64 (7), 075310.
- Imai, K., Suzuki, K., Haga, Ti, Haegawa, Y. and Abe, Y., 1981. Phase diagram of In-Se system and crystal growth of indium monoselenide. Journal of Crystal Growth, 54, 501-506.
- Irie T, Endo S, Kimura S., 1979. Electrical-Properties of p-type and n-type CuInSe₂ Single-Crystals. Japanese Journal of Applied Physics 18 (7), 1303-1310.
- Jiang, Y., Ru, G., Lu, F., Qu, X., Li, B., Li, W and Li, A. 2002. Schottky barrier height inhomogeneity of Ti/n-GaAs contact studied by the I-V-T technique. Chin. Phys. Lett. 19(4), 553-556.
- Jiang, Y. L., Ru, G. P., Lu, F., Qu, X. P., Li, B. Z. and Yang, S., 2003. Ni/Si solid phase reaction studied by temperature-dependent current-voltage technique. Journal of Applied Physics, 93 (2), 866-870.
- J. C. Brice, 1973, 'The Crystal Growth of Crystals from Liquids' Amsterdam, North-Holland Pub. Co.; New York, American Elsevier, (1973)
- J.P. Kenawy, M. A., El-Shazly, A. F., Afifi, M. A., Zayed, H. A., and El-Zahid, H A., 1991. Electrical and switching properties of InSe amorphous thin films. Thin Solid Films 200 (2), 203-210.
- Karataş, Ş., S. Altındal., A. Türüt., et al. 2003. Temperature dependence of characteristic parameters of the H-terminated Sn/p-Si(100) Schottky contacts. Applied Surface Science, 217 (1-4): 250-260.
- Karataş, Ş., Altındal, Ş., 2005. Analysis of I-V characteristics on Au/n-type GaAs Schottky structures in wide temperature range. Mater. Sci. Eng, B, 122(2), 133-139.
- Kampen, T. U., and Monch, W., 1995. Lead contacts on Si(111):H-1x1 surfaces. Surf. Sci., 331-3, 490-495.
- Khare, N., Razzini, G., and Bicelli, L. P., 1990. Electrodeposition and heat-treatment of CuInSe₂ Films. Thin Solid Films, 186, 113-128.
- Kim, H. J., Park, K. H., Jang, K., Son, S. U., 2006. Phase-controlled One- Dimensional Shape Evolution of InSe Nanocrystals. J. AM. CHEM. SOC. 350-333. Vol. 128, No. 46
- K. Seeger, 1999. "Semiconductor Physics an Introduction", 7th ed., Berlin ; Springer.
- Kuroda, N., Munakata, I. And Nishina, Y., 1979. Exciton transitions from spin-orbit split off valance bands in layer compound InSe. Solid State Communications, 33, 687-691.
- Lahnor, P., Seiter, K., Schulz, M., Dorsch, W. and Scholz, R. 1995. Barrier height nonuniformity of PtSi (111) Schottky diodes. App. Phys. A-Metaterials Science&Processing 61 (4), 369-375.

- Lashkarev, G. V., Slynko V. V. Kovalyuk, Z. D., Sichkovskiy, V. I., Radchenko, M. V., Aleshkevych, P., Szymczak, R., Dobrowolski, W., Minikaev, R., Zasloukin, A. V., 2007. Anomalies of magnetic properties of layered crystals InSe containing Mn. *Materials Science and Engineering*, 27, 1052-1055.
- Lonergan, M. C., Jones, F. E., 2001. Calculation of transmission coefficients at nonideal semiconductor interfaces characterized by a spatial distribution of barrier heights. *J. Chem. Phys.*, 115(1), 433-445.
- Micocci G., Tepore A., Rella R. Siciliano P., 1995. Electrical and optical characterization of electron-beam evaporated In₂Se₃ thin films. *Phys. Stat. Solidi.*, 148, 431-438.
- M. Di Giulio, G. Micocci, A. Rizzo, A. Tepore, *J. Appl. Phys.* 54 (1983) 5839.
- Miller S. T., 2005. "Electrical Properties of Inhomogeneous Schottky Diodes", *New Developments in Semiconductor Research*, Nova Science Publishers, New York, 113-138.
- Moss, T. S., 1959. *Optical Process in Semiconductors* (Butterworths, London, 247.
- Nathan, 1996, *Solid State Elect.*, 39, pp1457.
- Ohdomari, I. and Tu, K. 1980. Parallel silicide contacts. *J. Appl. Phys.* 51, 3735-3739.
- Olguin, D., Canterero A., Ulrich., Syassen K., 2003. Effect of Pressure on Structural Properties and Energy Band Gaps γ -InSe. *Phys. Stat. Sol. B*, 235(2), 456-463.
- Omar, M.A., 1993. *Elementary Solid State Physics: Principles and Applications*.
- Osvald, J., and Horvath, Z. J., 2004. Theoretical study of the temperature dependence of electrical characteristics of Schottky diodes with an inverse near-surface layer. *Appl. Surf. Sci.*, 234 (1-4), 349-354.
- Qasrawi, A. F., 2005. Dispersive optical constants and temperature-dependent band gap of cadmium-doped indium selenide thin films. *Semicond. Sci. Technol.* 20 (2005) 765-769
- Qasrawi, A. F., 2006. Temperature dependence of the direct allowed transitions band gap and optical constants of polycrystalline α -In₂Se₃ thin films. *Thin Solid Films* 514, 267-271.
- Rhoderick, E. H., Williams, R.H., 1988, *Metal-Semiconductor Contacts*, Oxford University Press, 2nd ed., 257, Oxford.
- Sağlam, M., 1991. Atatürk Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Yüksek lisans tezi,(yayınlanmamış).
- Sah, C., Noyce, R. N., Shockley, W., 1957. Carrier generation and recombination in p-n junction and p-n junction characteristics. *Proc. Inst. Radio Eng.*, 45, 1228.
- Schlüter, M., 1973. *Nuovo Cimento*, 13B, 313.
- Schmid, P, 1974, *Nuovo Cimento B*, 21, 258.
- Schmitsdorf, R. F., Kampen, T. U., Monch, W., 1997. Explanation of the linear correlation between barrier heights and ideality factors of real metal-semiconductor contacts by laterally nonuniform Schottky barriers. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 15 (4), 1221-1226.
- Sehgal, B. K., Balakrishnan, V. R., Gulati, R., and Tewari, S. P., 2003. Analysis of electrical properties of Ti/Pt/Au Schottky contacts on (n)GaAs formed by electron beam deposition and RF sputtering. *J. Semicond. Technol. Sci.* 3, 1-12.
- Sharma B.L. 1984. *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions And Their Applications*.

- Shay J.L, Wernick J. H., 1975. Ternary chalcoprite semiconductors growth electronic properties and applications, Pergamon Press, Oxford.
- Shigetomi, S., Ikari, T., 2003. Electrical and optical properties of n-and p-InSe doped with Sn and As. *Journal of Applied Physics*, 93, 2301.
- Shih, I., Champness, C. H., Shahidi, A. V., 1986. Growth by directional freezing of CuInSe₂ and diffused homojunctions in bulk material. *Solar Cells*, 16(1-4), 27-41.
- Smit G.D.J. , 2002, D: Appl. Phys and DIMES, Delft University of Technology Lorentzweg, 1, pp 2628
- Song, Y. P., Van Meirhaeghe, R. L., Lafl'ere, W, H, and Cardon, F., 1986. On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/P-InP schottky barriers. *Solid-State Electron*. 29(6), 633-638.
- Subash Mahajan, K.S. Sree Harsha, 1999. "Principles of Growth and Processing of Semiconductors", McGraw-Hill Series in Materials Science and Engineering,
- Sullivan, J., Tung, R., Pinto, M. and Graham W., 1991. Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study. *J. Appl. Phys.*, 70 (12), 7403-7424.
- S. Shigetomi, H. Ohkubo, T. Ikari, H. Nakashima, 1989. *J. Appl. Phys.* 66, 3647.
- S. Shigetomi, T. Ikari, 2003. *J. Appl. Phys.* 93, 2301.
- S. Shigetomi, T. Ikari, 2003. *Jpn. J. Appl. Phys.* 42, 6951.
- Sze M. S., Kwog K. N., (2007), "Physics of Semiconductor Devices", John Wiley & Sons Inc., Hoboken, New Jersey.
- Tajalli, H., Kalafi, M., Bidadi, H., Salmanov, V., 1996. Influence of electric field on the transmission spectrum of a GaSe crystal. *Optical Materials*, 6, 17-20.
- Taylor, R. A. and Ryan, C., 1987, *J. Phys. C. Sol. Stat. Phys.*, 20, 6175.
- Tayyar Caferov, 1998. *Yarıiletken Fiziği-1, Yıldız Teknik Üniversitesi Matbaası, İstanbul.*
- Tung, R., 1992. Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory. *Phys. Rev. B*, 45 (23), 13509-13523.
- Tung, R. T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts. *Material Science and Engineering R*, 35, 1-138.
- Tüzemen, S., Ateş, A., Yıldırım, M., 2004. Modification of exciton binding energy in the horizontal Bridgman–Stockbarger growth of InSe by Ho doping. *Journal of Applied Physics*. Volume 96, Number 6.
- Vanalme, G., Goubert, L., Van Meirhaegne, R., Cardon, F. and Daele P., 1999. Ballistic Electron Emission Microscopy study of barrier height inhomogeneities introduced in Au/III-V semiconductor Schottky barrier contacts by chemical pretreatments. *Semicond. Sci. Technol.*, 14, 871-877.
- Varshni, Y. P., 1967. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors, *Physica*, 34(1), 149-157.
- V. L. Cardetta, A. M. Mancini, and A. Rizzo, 1972. *J. Cryst. Growth*, 16, 185.
- V. P. Savchyn, V. B. Kytsai, 2000. *Thin Solid Films* 361-362, 123.
- Werner, J. H. and Gütter, H. H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts, *J. Appl. Phys.* 69, (3), 1522-1532.
- Wilmsen, C. W., 1985. *Phys. and Chem. Of III-V Comp. Semiconductor Interfaces*. Plenum Press, New York, p 77.

- Yıldırım, M., Gürbulak, B., Abay, B., Efeoğlu, H., Tüzemen, S. and Yoğurtçu, Y. K., 1996. Temperature dependence of galvanomagnetic properties for Er doped and undoped p-type InSe. *Journal of Applied Physics* 80(8), 4437-4441.
- Yu, A. Y. C., Snow, E. H., 1968. Surface Effects on Metal-Silicon Contacts, *J. Appl. Phys.*, 39, 3008.
- Zhu, S., Van Meirhaeghe, R., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G., Qu, X. and Li, B., 2000. Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi₂ Schottky contacts on n-Si (100) and (111). *Solid-state com.* 44, 663-671.
- Zhu, S.Y., Detavernier, C., Van Meirhaeghe RL., Cardon, F., Ru, G.P. and Qu, X.P., 2000. Electrical characteristics of CoSi₂/n-Si(100) Schottky barrier contacts formed by solid state reaction. *Solid-state com.* 44 (10), 1807-1818.
- Zhu, S., Van Meirhaeghe, R., Forment, S., Ru, G. and Li B., 2004. Effects of the annealing temperature on Ni silicide/n-Si(100) Schottky contacts. *Solid-State Electronics*, 48, 29-35.
- Ziel, A., 1968. *Solid State Physical Electronics*. Prentice-Hall International Inc., Minnesota.

ÖZGEÇMİŞ

1982 yılında Erzurum'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Erzurum'da tamamladı. 2000 yılında Atatürk Üniversitesi Kazım Karabekir Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği bölümünü kazandı. 2005 yılında bölüm birinciliği ile mezun oldu. 2005 yılında TÜBİTAK bursiyer araştırmacısı olarak Atatürk Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik bölümünde Katıhal Fiziği dalında doktora başladı.