



**GaSe ve GaSe: Cd YARIİLETKENİNİN
BÜYÜTÜLMESİ, YAPISAL,
OPTİK ve ELEKTRİKSEL
ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Afsoun ASHKHASI

Doktora Tezi

Fizik Anabilim Dalı

Katıhal Fiziği Bilim Dalı

Yrd. Doç. Dr. Bekir GÜRBULAK

2017

Her hakkı saklıdır

**ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

DOKTORA TEZİ

**GaSe ve GaSe: Cd YARIİLETKENİNİN BÜYÜTÜLMESİ, YAPISAL,
OPTİK ve ELEKTRİKSEL ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Afsoun ASHKHASİ

**FİZİK ANABİLİM DALI
Katıhal Fiziği Bilim Dalı**

**ERZURUM
2017**

Her hakkı saklıdır



T.C.
ATATÜRK ÜNİVERSİTESİ
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürlüğü



TEZ ONAY FORMU

**GaSe ve GaSe:Cd YARIİLETKENİNİN BÜYÜTÜLMESİ
YAPISAL OPTİKSEL ve ELEKTRİKSEL ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ**

Yrd. Doç. Dr. Bekir GÜRBULAK danışmanlığında, Afsoun ASHKHASI tarafından hazırlanan bu çalışma, 17/02/2017 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından Fizik Anabilim Dalı Katıhal Fiziği Bilim Dalı'nda Doktora tezi olarak oybirliği (5) ile kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Ali Ercan EKİNCİ
Üye : Prof. Dr. Songül DUMAN
Üye : Doç. Dr. M. Ali YILDIRIM
Üye : Doç. Dr. Turgay ŞİŞMAN
Üye : Yrd. Doç. Dr. Bekir GÜRBULAK

İmza :
İmza :
İmza :
İmza :
İmza :

Yukarıdaki sonuç;

Enstitü Yönetim Kurulu'nun **09.03/2017** tarih ve **10/59** nolu kararı ile onaylanmıştır.

Prof. Dr. Cavit KAZAZ
Enstitü Müdürü

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

ÖZET

Doktora Tezi

GaSe ve GaSe: Cd YARIİLETKENİNİN BÜYÜTÜLMESİ, YAPISAL, OPTİK ve ELEKTRİKSEL ÖZELİKLERİNİN İNCELENMESİ

Afsoun ASHKHASİ

Atatürk Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı
Kathal Fiziği Bilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Bekir GÜRBULAK

GaSe güneş pilleri, kızıl ötesi dedektörler ve dönüştürücüler gibi çeşitli teknolojik uygulamalarda gelecek vaat etmektedir. Bu malzeme üzerine olan ilgi gün geçtikçe artmaktadır. Bu çalışmada GaSe ve GaSe: Cd yarıiletken bileşikler modifiye Bridgman-Stockbarger metoduyla büyütülmüştür, büyütülen yarıiletkenlerin yapısal elektrik ve optik özellikleri incelenmiştir. Numunelerin yapısal, morfolojik ve kompozisyon özellikleri XRD, SEM, AFM ve EDAX teknikleri kullanılarak gerçekleştirildi. XRD sonuçları, büyütülen numunelerin hekzagonal kristal yapıya sahip olduklarını ve Cd katkılanmanın pik şiddetlerini düşürdüğünü gösterdi. XRD sonuçları kullanılarak, numunelerin örgü parametreleri $a=b=3,749 \text{ Å}$ ve $c=15,907 \text{ Å}$ olarak hesaplandı. SEM ve AFM sonuçlarından, ortalama tanecik büyüklüğünün ve numunelerin homojen olduğu gözlenmiştir ve EDAX tekniği numunelerde Ga, Se ve Cd elementleri tespit edilmiştir. Elektriksel ölçüler yardımıyla numunelerin manyetorezistans katsayısı, taşıyıcı yoğunluğu, Hall katsayısı, mobilite ve elektriksel özdirenç değerleri hesaplandı ve bu niceliklerin sıcaklığa bağlı değişimleri incelendi. Daha sonra, Au-Ge/p-GaSe: Cd diyodun akım-voltaj (I-V) karakteristikleri 40-360 K sıcaklık aralığında 10 K 'lik adımlarla alınmıştır. $\ln(I)-V$ grafiğinden hesaplanan engel yüksekliği azalan sıcaklıkla azaldığı, idealite faktörlerinin de arttığı görülmüştür. Bu değişim metal yarıiletken arayüzeylerde engel yüksekliğinin Gaussian dağılıma sahip olduğu varsayılarak açıklanmıştır. Numunelerin 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 Cd elementi GaSe numunelerin optik soğurma şiddetini artırdığı görülmüştür. Tavlama işlemi ile numunelerde soğurma şiddetinin azaldığı ve yasak enerji aralığı artışı belirlenmiştir.

2017, 150 sayfa

Anahtar Kelimeler: GaSe, GaSe: Cd, Bridgman-Stockbarger Metodu, Yapısal Özellikler, Hall Olayı, Manyetorezistans, Metal-Yarıiletken Kontaklar, Soğurma, Eksiton.

ABSTRACT

Ph. D. Thesis

INVESTIGATION OF GROWTH, STRUCTURAL, OPTICAL and ELECTRICAL PROPERTIES OF GaSe and GaSe:Cd SEMICONDUCTOR

Afsoun ASHKHASI

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

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Bekir GÜRBULAK

GaSe promises a variety of technological applications such as solar cells, infrared detectors and converters. Interest in this material is increasing day by day. In this work, GaSe and GaSe:Cd semiconducting compounds were grown by Modified Bridgman-Stockbarger method, Structural electrical and optical properties of the grown semiconductors were investigated. The structural, morphological and compositional properties of the samples were determined using XRD, SEM, AFM and EDAX techniques. XRD results showed that the amplified samples had a hexagonal crystal structure and reduced peak intensities of Cd doping. Using XRD results, the lattice parameters of the samples were calculated as $a = b = 3,749 \text{ Å}$ and $c = 15,907 \text{ Å}$. From the SEM and AFM results, it was observed that the mean particle size and the samples were homogeneous, and Ga, Se, and Cd elements were detected in the EDAX technique samples. Magnetoresistance coefficient, carrier density, Hall coefficient, mobility and electrical resistivity values of the samples were calculated with the help of electrical measurement, and the changes of these quantities depending on the temperature were studied. Then, current-voltage (I-V) characteristics of Au-Ge/p-GaSe:Cd diode were taken at 10 K steps in the temperature range of 40-360 K. It was seen that the barrier height decreased from decreasing temperature, calculated from $\ln(I) - V$ graph, and the ideal factors also increased. This change is explained by assuming that the barrier height of the metal semiconductors has a Gaussian distribution. The optical absorption measurements based on the temperature of the samples were taken at 10 K steps in the temperature range of 10-320 K. The variation of exciton and forbidden energy range depending on the temperature has been examined. It was observed that the Cd element GaSe samples doped into the structure increased the optical absorption intensity. With the annealing process, the intensity of absorption decreased and the band gap energy range increased in the samples.

2017, 150 pages

Keywords: GaSe, GaSe:Cd, Bridgman-Stockbarger Method, Structural Properties, Hall Effect, Magnetoresistance, Metal-Semiconductor Contacts, Absorption, Exciton.

TEŞEKKÜR

Bu doktora tezi çalışması ATATÜRK Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü Öğretim üyelerinden Sayın Yrd. Doç. Dr. Bekir GÜRBULAK'ın yöneticiliğinde yapılmıştır. Çalışmalarım esnasında yardımlarını esirgemeyen, bilgi ve tecrübelerinden faydalandığım çok değerli hocam Sayın Yrd. Doç. Dr. Bekir GÜRBULAK'a en içten şükranlarımı sunarım.

Çalışmalarım süresince teorik ve pratik bilgisinden istifade ettiğim hocamız Sayın Prof. Dr. Songül DUMAN'a teşekkür ederim.

Tez izleme komitesinde bulunan Sayın Doç. Dr. Turgay ŞİŞMAN'a tez çalışmalarım süresince değerli öneri ve desteklerinden ötürü teşekkürlerimi sunarım.

Özellikle kristal büyütme laboratuvarında beraber çalıştığımız Sayın Arş. Gör. Mehmet ŞATA'ya, Sayın Sevda SARITAŞ'a, Sayın Günay MERHAN'a, Sayın Fikriye Şeyma ÖZÇELİK'e ve Sayın Hayrunnisa BUDAK'a teşekkür ederim.

Bu çalışmanın gerçekleşmesine imkân sağlayan Fizik Bölümü öğretim üyeleri ve teknik elemanlarına teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım boyunca bana göstermiş oldukları destek ve teşviklerinden dolayı, herşeyimi borçlu olduğum değerli AİLEME sonsuz teşekkür ederim.

Afsoun ASHKHASİ

Ocak, 2017

İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ	vii
ŞEKİLLER DİZİNİ.....	x
ÇİZELGELER DİZİNİ	xv
1. GİRİŞ.....	1
2. KURAMSAL TEMELLER.....	12
2.1. Kristal Büyütme Teknikleri.....	12
2.1.1. Epitaksiyel büyütme	13
2.1.2. Külçe tek kristal büyütme teknikleri	13
2.1.2.a. Czochralski büyütme tekniği	13
2.1.2.b. Bridgman büyütme tekniği	14
2.1.2.c. Yüzer bölge kristal büyütme tekniği	17
2.1.2.d. Lely kristal büyütme tekniği.....	18
2.2. Yapısal Özellikler ve Yüzey Morfolojisi	18
2.2.1. X-ışınları ve özellikleri.....	18
2.2.2. X-ışınlarının üretimi	19
2.2.3. X-ışınları kırınımı ile kristal yapıların tayini	21
2.2.4. X-ışınları kırınımı.....	22
2.2.5. GaSe ve GaSe: Cd kristallerin XRD ölçümleri ve yapı analizi.....	23
2.2.6. Taramalı elektron mikroskobu	24
2.2.7. Enerji dağılımlı x-ışını spektrometresi	27
2.2.8. Atomik kuvvet mikroskobu.....	27
2.3. Manyetik Karakterizasyon	32
2.3.1. Manyetik alan	32
2.3.2. Hall olayı ve taşıyıcı yoğunluğunun ölçülmesi	32
2.3.3. Hall olayı ile yarıiletkenin elektriksel iletkenliğinin belirlenmesi	35
2.3.4. Mobilite	37

2.3.5. Hall voltajına enine akımın etkisi.....	38
2.3.6. Manyetorezistans ve manyetorezistans üzerine enine akımın etkisi	39
2.3.7. Öz direncin ve elektriksel iletkenliğin sıcaklığa bağılılığı.....	40
2.4. Metal Yarıiletken Kontaklar	41
2.4.1. Metal/p-tipi yarıiletkenlerin Schottky kontakları	43
2.4.2. Metal p-tipi yarıiletken omik kontaklar.....	45
2.4.3. Schottky engel yüksekliği ve idealite faktörü	47
2.4.4. Norde yöntemi	48
2.4.5. Schottky diyotlarda akım iletimi ve termiyonik emisyon teorisi	51
2.5. Optik Özellikler	54
2.5.1. Elektromanyetik spektrumu	54
2.5.2. Direkt ve indirekt geçişler	55
2.5.3. Eksiton.....	57
2.5.4. Soğurma katsayısı ve Beer yasası	58
2.5.5. Eksiton soğurması	60
3. MATERYAL ve YÖNTEM.....	62
3.1. Ga, Se ve Cd Elementler Hakkında Bilgiler.....	62
3.2. GaSe Kristalinin Genel Özellikleri.....	63
3.3. GaSe Yarıiletken Bileşiğinin Bant Yapısı.....	68
3.4. Kadmiyum Katkılı GaSe	70
3.5. Kristal Büyütme Fırını.....	71
3.6. Kristal Büyütme Prosedüründe Kullanılan Ampuller	72
3.7. Ampullerin Temizlenmesi	73
3.8. Elementlerin Hazırlanması ve Ampullere Yüklenmesi.....	74
3.9. Bridgman- Stockbarger Tekniği ile Yarıiletkenlerin Büyütülmesi	75
3.10. GaSe Yarıiletken Kristalinin Büyütülmesi.....	75
4. ARAŞTIRMA BULGULARI	78
4.1. GaSe ve GaSe:Cd Kristallerinin XRD Analizi.....	78
4.2. GaSe ve GaSe:Cd Yarıiletkenlerinin Yüzey Morfolojisi ve EDAX Analizi	91
4.3. GaSe ve GaSe:Cd Yarıiletkenlerinin AFM Analizi	96
4.4. Hall ve Manyetorezistans Ölçümleri İçin Numunelerin Hazırlanması ve Deney Sistemi	100

4.5. Yarıiletkenlerde Taşıyıcı Yoğunluğu, Özdirenç, İletkenlik ve Mobilitenin Hesaplanması	102
4.6. Au-Ge/p-GaSe: Cd Schottky Diyodunun Sıcaklığa Bağlı I–V Karakteristiklerinin İncelenmesi	109
4.7. Norde Yöntemi Kullanılarak Hesaplanan Diyot Parametreleri.....	112
4.8. Soğurma Ölçüm Sistemi ve GaSe-GaSe: Cd Kristallerinin Soğurma Sonuçları	116
5. SONUÇ ve TARTIŞMA.....	127
KAYNAKLAR	142
ÖZGEÇMİŞ	151

SİMGELER ve KISALTMALAR DİZİNİ

ε	Zorlanma derecesi
α	Soğurma katsayısı
ω	Uzay yükü bölgesinin genişliği
Φ_B	Schottky engel yüksekliği
Φ_m	Metalin iş fonksiyonu
χ_s	Yarıiletkenin elektron ilgisi
Φ_s	Yarıiletkenin iş fonksiyonu
σ_e	Elektron sürüklenme mobilitesi
σ_h	Hol sürüklenme mobilitesi
τ_e	Elektron için ortalama serbest zaman
τ_h	Holler için ortalama serbest zaman
A	Diyodun etkin alanı
a	Örgü Parametresi
A^*	Richardson sabiti
AFM	Atomik kuvvet mikroskobu
B	Manyetik alan
d	düzlemleri arasındaki mesafe
D	Kristal tanecik büyüklüğü
λ	Dalga boyu
δ	Dislokasyon yoğunluğu
ds	Kristalin boyutu
EDAX	Enerji dağılımlı x-ışını analiz spektroskopisi
E_F	Fermi enerji seviyesi
E_g	Yarıiletkenin yasak enerji aralığı
EM	Elektromanyetik dalga
eV	Elektron volt
E_v	Valans bandının tavanı
FWHM	Kırınım pikinin yarı yüksekliğinin tam genişliğidir

h	Planck sabiti
$h\nu$	Foton enerjisi
I	Diyottan geçen net akım
I_s	Satürasyon akımı
$I-V$	Akım–Voltaj
$I-V-T$	Akım–Voltaj–sıcaklık
J	Akım yoğunluğu
$J_{m \rightarrow s}$	Metalden yarıiletkenine doğru akan akım yoğunluğu
$J_{s \rightarrow m}$	Yarıiletkenden metale doğru akan akım yoğunluğu
k	Boltzmann sabiti
m^*	Etkin kütle
M/S	Metal/Yarıiletken Kontaklar
M_{RE}	Manyetik alan karesine göre manyetorezistans değişimi
m_e	Elektronun kütlesi
MR	Manyetik direnç
n	Yük taşıyıcıları yoğunluğu
N	Birim alan başına kristal sayısı
n	İdealite faktörü
N_c	Yarıiletkenin iletkenlik bandındaki hal yoğunluğu
N_D	Donor Konsantrasyonu
q	Elektronun yükü
R_H	Hall katsayısı
R_s	Seri direnç
R_{xx}	Boyuna elektriksel direnç
R_{xy}	Hall direnci
SBD	Schottky engel diyot (Schottky barrier diode)
SBH	Schottky engel yüksekliği (Schottky barrier height)
SEM	Taramalı Elektron Mikroskobu
TE	Termiyonik emisyon
UV	Ultra-viyole ışınları
V_D	Difüzyon potansiyeli
V_H	Hall voltajı

w	Uzay yükü bölgesinin genişliği
XRD	X-ışını Kırınımı
ϵ_0	Boşluğun dielektrik sabiti
ϵ_s	Yarıiletkenin dielektrik sabiti
κ	Scherrer sabiti
μ	Mobilite
μ_H	Hall mobilitesi
μ_m	Mikrometre
μ_n	Elektron mobilitesi
μ_p	Hol mobilitesi
ρ	Özdirenç
σ	Mikro gerilim veya mikro zorlanma
Φ_b	I-V karakteristiklerinden elde edilen Schottky engel yüksekliği
Ω	Ohm
EMK	Enine Manyetorezistans Katsayısı
S_a	Ortalama pürüzlük
S_v	Maksimum vadi derinliği
S_p	Maksimum zirve yüksekliği
S_z	Ortalama pürüzlük yüksekliği
S_T	Toplam pürüzlük
S_q	Karekök ortalama değeri
r	Saçılma Katsayısı

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1. Czochralski büyütme metodunun şeması	14
Şekil 2.2. Dikey Bridgman tekniğinin şeması	16
Şekil 2.3. Yatay Bridgman metodunda şeması ve ısı dağılımı	17
Şekil 2.4. X-ışınlarının üretilmesi.....	20
Şekil 2.5. Orbitaller arasındaki elektron geçişleri.....	21
Şekil 2.6. X-ışınının bir kristalde kırınımı	23
Şekil 2.7. Kristallerin SEM ve EDAX ölçümlerinin alındığı cihaz	26
Şekil 2.8. Tipik bir SEM sisteminin şeması.....	26
Şekil 2.9. AFM mikroskopunun tapping modda şeması.....	29
Şekil 2.10. Kristallerin AFM ölçümlerinin alındığı cihaz	30
Şekil 2.11. Atomik kuvvet mikroskopunun şematik yapısı	30
Şekil 2.12. Uç ve numune arasındaki kuvvetlerin mesafe ile değişimi	31
Şekil 2.13. Hall etkisinin şematize edilmesi	34
Şekil 2.14. n-tipi ve p-tipi yarıiletkenlerde Hall olayı	36
Şekil 2.15. (a) n- tipi (b) p -tipi bir yarıiletken için Hall alanı.....	36
Şekil 2.16. Hall geometrisi	39
Şekil 2.17. Bazı metallerin iş fonksiyonu	42
Şekil 2.18. Metal/p-tipi yarıiletken Schottky kontağın enerji-bant diyagramı a) kontakdan önce, b) kontakdan sonra ve termal dengede, c) $V>0$ durumunda, d) $V<0$ durumunda	44
Şekil 2.19. Metal p-tipi yarıiletken omik kontağın enerji bant diyagramı a) kontakdan önce, b) kontakdan sonra, c) $V>0$ durumunda, d) $V<0$ durumunda.....	46
Şekil 2.20. Elektromanyetik ışımanın türlerini gösteren elektromanyetik spektrumu....	55
Şekil 2.21. Optik geçişler, a) Direkt (Doğrudan) Geçiş, b) İndirekt (Dolaylı) Geçiş...	57
Şekil 2.22. (a) Wannier-Mott eksitonlarının (b) Frenkel eksitonlarının şematik gösterimi.....	58
Şekil 3.1. GaSe'nin hekzagonal kristal yapısı	65
Şekil 3.2. ϵ - GaSe'nin kristal yapısı	65

Şekil 3.3. İki tabakalı GaSe kristali	66
Şekil 3.4. β - GaSe kristalinin şematik görüntüsü.....	66
Şekil 3.5. ϵ ve β -GaSe yarıiletken bileşiklerinin bant yapısı	69
Şekil 3.6. GaSe kristalinin bant yapısı	70
Şekil 3.7. Hekzagonal GaSe için Brillouin bölgesi	70
Şekil 3.8. Cd katkılı bir GaSe kristalinin görüntüsü	71
Şekil 3.9. Büyütme fırını; 1. Kanthal rezistans (Cr-Al-Fe), 2. Alümine tüp, 3. Aluminyum folyo, 4. Termoçift	72
Şekil 3.10. Çeşitli şekillerde kapatılmış tek kristal büyütme ampullerinin şematik görünüşü	73
Şekil 3.11. GaSe numunesinin büyütme işleminde uygulanan programı	76
Şekil 3.12. Şeklin sol yarısı bazı kristallerin akış çizgisi ve sağ yarısı GaSe kristali için sıcaklık dağılımını göstermektedir	77
Şekil 4.1. GaSe kristalinin oda sıcaklığındaki XRD kırınım deseni.....	82
Şekil 4.2. GaSe: Cd kristalinin oda sıcaklığındaki XRD kırınım deseni.....	83
Şekil 4.3. GaSe ve GaSe: Cd kristallerinin oda sıcaklığındaki XRD kırınım deseni	83
Şekil 4.4. GaSe kristalinin 100°C'de 10 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	84
Şekil 4.5. GaSe kristalinin 100°C'de 20 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	84
Şekil 4.6. GaSe kristalinin 100°C'de 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	85
Şekil 4.7. GaSe kristalinin 100°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	85
Şekil 4.8. GaSe kristalinin 100°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	86
Şekil 4.9. GaSe: Cd kristalinin 100°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	86
Şekil 4.10. GaSe: Cd kristalinin 100°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	87
Şekil 4.11. GaSe kristalinin 300°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	87

Şekil 4.12. GaSe kristalinin 300°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni.....	88
Şekil 4.13. GaSe: Cd kristalinin 300°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	88
Şekil 4.14. GaSe: Cd kristalinin 300°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	89
Şekil 4.15. GaSe kristalinin 500°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni.....	89
Şekil 4.16. GaSe kristalinin 500°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni.....	90
Şekil 4.17. GaSe: Cd kristalinin 500°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	90
Şekil 4.18. GaSe: Cd kristalinin 500°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni	91
Şekil 4.19. GaSe kristalinin a) 55,000 ve b) 10,000 büyütmedeki SEM görüntüsü	93
Şekil 4.20. GaSe: Cd kristalinin a) 167,000 ve b) 55,000 büyütmedeki SEM görüntüsü.....	94
Şekil 4.21. a) GaSe ve b) GaSe: Cd kristalinin EDAX elemental analizi	95
Şekil 4.22. GaSe kristalinin 55 µm kalınlıklarındaki üç boyutlu AFM görüntüsü	97
Şekil 4.23. GaSe kristalinin 55 µm kalınlıklarındaki iki boyutlu AFM görüntüsü.....	98
Şekil 4.24. GaSe: Cd kristalinin 40 µm kalınlıklarındaki üç boyutlu AFM görüntüsü ...	99
Şekil 4.25. GaSe: Cd kristalinin 40 µm kalınlıklarındaki iki boyutlu AFM görüntüsü...	99
Şekil 4.26. Hall ve manyetorezistans ölçümleri için deney sisteminin diyagramı	101
Şekil 4.27. GaSe kristali için manyetik alanın karesinin akıma göre değişimi	103
Şekil 4.28. GaSe: Cd kristali için manyetik alanın karesinin akıma göre değişimi.....	103
Şekil 4.29. GaSe kristali için manyetorezistans katsayısının sıcaklığa bağlı değişimi	104
Şekil 4.30. GaSe: Cd kristali için manyetorezistans katsayısının sıcaklığa bağlı değişimi	104
Şekil 4.31. GaSe kristali için Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi	105
Şekil 4.32. GaSe: Cd kristali için Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	105
Şekil 4.33. GaSe kristali için iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişimi	106

Şekil 4.34. GaSe: Cd kristali için iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişimi.....	106
Şekil 4.35. GaSe kristali için taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklığa bağlı değişimi.....	107
Şekil 4.36. GaSe: Cd kristali için taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklığa bağlı değişimi	107
Şekil 4.37. GaSe kristali için öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi.....	108
Şekil 4.38. GaSe: Cd kristali için öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi	108
Şekil 4.39. Au-Ge/p-GaSe: Cd diyoduna ait sıcaklığa bağlı doğru ve ters ($I-V$) karakteristikleri.....	110
Şekil 4.40. Au-Ge/p-GaSe: Cd Schottky diyodunun engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişimi	111
Şekil 4.41. Engel yüksekliğinin idealite faktörüne göre değişimi	112
Şekil 4.42. Au-Ge/p-GaSe: Cd diyodun $F(V)-V$ grafiği	113
Şekil 4.43. Au-Ge/p-GaSe: Cd diyodunun Norde yöntemiyle elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi	113
Şekil 4.44. Au-Ge/p-GaSe: Cd Schottky diyodunun Norde yöntemiyle hesaplanan sıcaklığa bağlı seri direnç (R_s) değerleri	114
Şekil 4.45. Au-Ge/p-GaSe: Cd diyodun engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi	114
Şekil 4.46. GaSe numunesinin soğurma spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi	117
Şekil 4.47. 300°C'de tavlanmış GaSe numunesinde soğurma spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi	118
Şekil 4.48. Tavlanmamış ve tavlanmış GaSe numunesinde soğurma spektrumlarının sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi	118
Şekil 4.49. Tavlanmamış ve tavlanmış GaSe numunesinde soğurma spektrumlarının sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi	119
Şekil 4.50. GaSe: Cd numunesinde soğurma spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi	119
Şekil 4.51. 300°C'de tavlanmış GaSe: Cd numunesinde soğurma spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi	120
Şekil 4.52. Tavlanmamış ve tavlanmış GaSe: Cd numunesinde soğurma spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi	120

Şekil 4.53. Tavlanmamış ve tavlanmış GaSe: Cd numunesinde soğurma	
spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi	121
Şekil 4.54. GaSe ve GaSe: Cd numunelerinde soğurma spektrumlarının sıcaklığa	
bağlı olarak dalga boyuna göre değişim.....	121
Şekil 4.55. GaSe ve GaSe: Cd numunelerinde soğurma spektrumlarının sıcaklığa	
bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi.....	122
Şekil 4.56. GaSe ve tavlanmış GaSe numunelerinde soğurma katsayısının	
sıcaklığa bağlı olarak değişimi	123
Şekil 4.57. GaSe ve tavlanmış GaSe numunelerinde 1.eksiton enerjisi sıcaklığa	
bağlı olarak değişimi	123
Şekil 4.58. GaSe ve tavlanmış GaSe numunelerinde 2.eksiton enerjisi sıcaklığa	
bağlı olarak değişimi	124
Şekil 4.59. GaSe numunesinde E_g ve eksiton enerjilerin sıcaklığa bağlı olarak	
değişimi	124
Şekil 4.60. Tavlanmış GaSe numunesinde E_g ve eksiton enerjilerin sıcaklığa bağlı	
olarak değişimi	125
Şekil 4.61. GaSe: Cd numunesinde E_g ve eksiton enerjilerin sıcaklığa bağlı olarak	
değişimi	125
Şekil 4.62. Tavlanmış GaSe: Cd numunesinde E_g ve eksiton enerjilerin sıcaklığa	
bağlı olarak değişimi	126
Şekil 5.1. GaSe ve GaSe: Cd kristallerinin bant gap ve eksiton enerjilerinin sıcaklığa	
bağlı karşılaştırması.....	140
Şekil 5.2. Tavlanmış GaSe ve GaSe: Cd kristallerinin bant gap ve eksiton	
enerjilerinin sıcaklığa bağlı karşılaştırması.....	140

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 2.1. AFM mikroskopun farklı modlardaki özellikleri	32
Çizelge 2.2. İş fonksiyonlarına göre Schottky ve omik kontaklar	42
Çizelge 2.3. Farklı elementlerin atom numarasına göre iş fonksiyon değerleri	45
Çizelge 3.1. Ga, Se ve Cd elementlerin temel özellikleri	67
Çizelge 3.2. GaSe yarıiletkeninin bazı özellikleri	68
Çizelge 4.1. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin oda sıcaklığında XRD sonuçları.....	79
Çizelge 4.2. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin oda sıcaklığında bazı kristal özellikleri...	79
Çizelge 4.3. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 100°C'de XRD sonuçları	79
Çizelge 4.4. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 100°C'de bazı kristal özellikleri	80
Çizelge 4.5. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 300°C'de XRD sonuçları	80
Çizelge 4.6. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 300°C'de bazı kristal özellikleri	81
Çizelge 4.7. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 500°C'de XRD sonuçları	81
Çizelge 4.8. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 500°C'de bazı kristal özellikleri	82
Çizelge 4.9. GaSe ve GaSe:Cd kristallerin EDAX elemental analizi.....	96
Çizelge 4.10. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin AFM analizi.....	97
Çizelge 4.11. GaSe ve GaSe:Cd numunesinde Hall ölçümü için kullandığımız veriler	102
Çizelge 4.12. Au-Ge/p-GaSe:Cd Schottky diyodunun akım-voltaj karakteristiklerinden ve Norde yöntemi ile hesaplanan bazı parametrelerin sıcaklığa bağlı değerleri.....	115
Çizelge 5.1. Tavlanmamış ve tavllanmış GaSe ve GaSe:Cd numunelerinde yasak enerji aralığı ve eksiton enerjisi değerleri.....	139

1. GİRİŞ

Yarıiletkenler, elektriksel iletkenliği bakımından yalıtkanlar ve iletkenler arasında yer alırlar. En önemli özelliklerinden biri geniş ve farklı tipte enerji bant yapılarına sahip olmalarıdır. Genelde bileşiklere ısı, sıcaklık, ışık, manyetik ve elektriksel alan gibi dış etkiler uygulandığında bir miktar valans elektronları serbest hale geçerek iletken duruma gelirler. Uygulanan bu dış etki veya etkiler ortadan kaldırıldığında ise önceki duruma geri dönerler. Bu özellikleri elektronik sahada yoğun olarak çalışılmasını ve aynı zamanda uygulama alanı bulmasını sağlamıştır. Elektronik ve opto elektronik aygıtların temelini oluşturan yarıiletken fiziği; aygıtlarda kullanılan yarıiletken malzemelerde ilettime katılan elektron ve hol değişimini, yük taşıyıcıların davranışlarını incelemektedir. Yarıiletkenler günümüzde (21. Yüzyılda) nano yapılarda, elektronik ve opto elektronik alanlarında kullanılır (Steiner 2004). Yarıiletken aygıtlar günümüzde sık olarak kullandığımız bilgisayar, telefon vs. gibi cihazların elektronik bileşenlerini oluştururlar. Diyot, transistor ve entegre devresi gibi elektronik devre elemanlarının yanı sıra, optoelektronik lazerler, ışık yayan diyotlar (LED: Light Emitting Diodes), fotoiletken hücreler, sıvı kristali görüntü birimleri, güneş pilleri (fotosel, solar cell), metal-yalıtkan-yarıiletken (MIS), Schottky fotovoltaiik aygıtlar, hetero yapılar, kızılötesi (IR) ışık kaynakları, dedektörler ve dönüştürücüler gibi optoelektronik cihazların yapımında da kullanılmaktadır (Gürbulak 1997; Hook *et al.* 1999; Qasrawi *et al.* 2008).

Son yıllarda elektronik ve opto elektronik alanlarda anizotropik optik özelliklerinden dolayı galyum selenit (GaSe) bileşiğine büyük bir ilgi vardır. GaSe kristalleri özellikle görünür bölgede opto elektronik ve foto elektronik cihazlarda uygulama alanına sahip olduğundan dolayı ilgi çekmektedir. GaSe, $A^{III}B^{VI}$ yarıiletken bileşik ailesinin bir üyesi olup tabakalı bir yapıya sahiptir. Her bir tabaka anyon-galyum-galyum-anyon sırası ile dört sıkı paketli alt tabakalardan oluşur. GaSe tabakalı yapısından dolayı oldukça anizotropik bir materyaldir. Tabakalar birbirine zayıf Van der Waals bağları ile bağlıdırlar. Tabakalar arası etkileşim zayıf olduğundan dolayı tabakalar kolaylıkla birbirinden ayrılabilir. Tabakalar içindeki atomlar birbirlerine kuvvetli kovalent

bağlarıyla bağlıdırlar (Augelli *et al.* 1978; Ueno *et al.* 1997; Shigetomi *et al.* 2000; Gasanly *et al.* 2001, 2002; Delice *et al.* 2015). Her galyum atomu dört selenyum atomuyla dörtgen bir şekilde koordine edilmiştir. Komşu tabakalar zayıf van der Waals etkileşimleri ile bir arada tutulur. GaSe yarıiletkeni dislokasyon ve noktasal kusur içerebilir. GaSe, III-VI yarıiletken bileşiklerinin bant aralıkları yakın kızılötesi bölgede yer aldığından dolayı optoelektronik cihaz uygulamalarında kullanılabilirler (Kamimura *et al.* 1968; Kuhn *et al.* 1975; Micocci *et al.* 1997 a, 1997 b, 1985; Gouskov *et al.* 1982; Seyhan *et al.* 2005; Karabulut *et al.* 2003, 2006; Allakhverdiev *et al.* 2006; Peng *et al.* 2007; Delice *et al.* 2015; Işık *et al.* 2016).

GaSe kristalinin bir inversiyon simetrik merkezinin olmamasından dolayı, doğrusal olmayan optik özelliğine sahiptir. Doğrusal olmayan optik yaygın olarak birçok önemli uygulamalarda kullanılırken entegre optik, bilgi iletişimin yanı sıra görüntüleme tekniklerinde kullanılmaktadır (Jie *et al.* 2015). GaSe ikili bileşikler; polarize ışığın fotoelektrik analizini yapmak için ve yüksek akılarda doğrudan akım üreterek x-ışını tespit etmek için ayrıca dedektör olarak yüksek enerjili Muon ışınlarının izlenmesi için kullanılır. Bu ikili bileşik yaklaşık 2,1 eV değerinde yasak enerji aralığına sahiptir. Bu yüzden görünür bölgede çalışan fotoelektrik aygıtlar için potansiyel uygulama alanlarına sahiptir. GaSe/GaSe_{1-x}S_x çoklu kuantum yapı gibi aygıt uygulamaları görünür ışık yayan diyotları üretmek için ve nükleer parçacık dedektörleri için temel malzeme olarak da kullanılmaktadır (Shigetomi *et al.* 2001; Huang *et al.* 2006).

Tek katmanlı GaSe kristali (Se-Ga-Ga-Se) kovalent bağlardan oluşur ve örgü parametresi 0,374 nm ve D_{3h} simetrisine sahiptir. GaSe kristali pek çok ilginç elektriksel ve optik özellikleri vardır. Örneğin anizotropik Hall mobilitesi, yukarı dönüşümlü lüminesans ve yaygın olarak opto elektronik alanlarında, doğrusal olmayan optik ve terahertz radyasyonlarda kullanılmaktadır (Hoff 1974; Yüksek *et al.* 2008; Late *et al.* 2012; Lei *et al.* 2013; Zhang *et al.* 2014). Ayrıca GaSe kristalinin bazı benzersiz avantajları vardır, son derece düşük optik kayıplara (1-15 μ m), geniş şeffaf aralığa (0,65–18 μ m), büyük doğrusal olmayan optik katsayısına ($d_{22} \approx 70-80$ pm/v) ve

mükemmel bir ısı iletkenliğine (0,162 W/cmK) sahiptir. Bir diğer fiziksel özelliği, olağanüstü çift kırılmaya sahiptir ($d_{22}=554 \text{ pmV}^{-1}$). Orta kızılötesi bölgesinde anizotropik doğrusal olmayan kristaller arasında, ikinci en yüksek optik hasar eşiği (optical damage threshold) vardır. (001) düzleminin termal iletkenliği (0,162 W (cm.deg) $^{-1}$), büyük termal kapasitesi $C_p = 547,9 \text{ J (mol.deg)}^{-1}$ ve düşük iki foton soğurma katsayılarına (0,2–0,5 cm $^{-1}$ GW $^{-1}$) sahiptir (Lee *et al.* 2001; Siqueira *et al.* 2014; Guo *et al.* 2015; Beechem *et al.* 2015).

GaSe kristalinde doğrusal olmayan optik etkilerin önemli uygulamalarından bir kısmı geniş bantlı orta kızılötesi elektromanyetik dalgaların oluşturulması, tutarlı geniş bantlı THz radyasyonunun tespiti ve dar bantlı THz radyasyonu oluşturmak için kullanılır. Diğer önemli bir uygulaması da radyasyon dedektörleri kullanımında ve kolay üretiminden, radyasyon hasarına karşı yüksek direnç ve yüksek sıcaklık işlemi nedeniyle çeşitli gruplar tarafından incelenmiştir. GaSe, verimli radyasyon dedektörü için uygun olmadığı ancak Sn veya Ge elementleri ile katkıldığında radyasyon dedektörü için uygun hale geldiği belirtilmiştir (Shi *et al.* 2002; Rak *et al.* 2008).

GaSe hekzagonal kristal yapıya sahiptir, c eksenini her katmana diktir ve sistem 4'lü eksen takımıyla gösterilir. Bu eksenlerde a, b ve c birbiri ile 120° lik açı yapar ve xy eksen takımında yer alır. Miller indisleri h, k, l ve i ile gösterilir. Farklı olan i indisi; $i=-(h+k)$ eşitliğiyle belirlenir. Hekzagonal sıkı paket yapıda c/a oranı, $8/3=1,633$ 'dür. Hekzagonal sıkı paket yapısında en yakın komşu sayısı 12'dir. Örgü sabitleri $a=b$ ve c olmak üzere, düzlemler arası mesafe (d) aşağıdaki eşitlikle hesaplanır (Levy 1976; Balkanski *et al.* 2000).

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3} \left(\frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} \right) + \frac{l^2}{c^2} \quad (1.1)$$

GaSe yarıiletkenin optik ve elektriksel özelliklerinin bilinmesi yanında, bu yarıiletkenin büyütülmesi de önemlidir. Elde edilen kristallerin kullanılabilir özelliklere sahip olması, tek doğrultuda büyütülmesi ve boyutlarının en azından araştırma yapılabilecek ve devre

elemanı olarak kullanılabilecek büyüklükte olması gerekmektedir. Büyütme metodu tercihinde dikkat edilmesi gereken hususlar; büyüme sıcaklığında bileşiğin buhar basıncı, faz dönüşümlerinin olup olmadığı (Shay *et al.* 1975), bileşiğin kimyasal aktifliği ve bileşiği oluşturan elementlerin özellikleri ve stokiometriden sapmadan kaynaklanan kompozisyon değişimi ve hâlâ tek kristal olup olmadığıdır. GaSe büyütmek için farklı yöntemler kullanılır. Moleküler Demet Epitaksi, Eritme-Döküm yöntemi, Bridgman yöntemi, vakum buharlaşma yöntemi ve mekanik alaşımlama vb. yöntemler ile üretilir. Bu yarıiletkenin kalite ve kontrolü nispeten homojen bir şekilde büyütmek için en iyi yöntemlerden biri modifiye Bridgman-Stockbarger yöntemidir. Modifiye Bridgman-Stockbarger yöntemi ile kaliteli tek kristal büyütmek için termal şartların kontrolü daha iyi sağlanır. Diğer bazı yöntemler kontrol açısından sınırlı başarılarla sahiptir. Galyumun en düşük erime sıcaklığı 30°C ve selenyumun en düşük erime noktası 217°C'dir. Ga-Se bileşimini elde etmek oldukça meşakkatli ve zordur (Abdullah *et al.* 2010; Chang-Bao *et al.* 2014; McCanny *et al.* 1977; Gürbulak 1997). Kristalleşme sürecinde kristal kusurlarını minimuma indirmek için, katı-sıvı ara fazlarda dikkatli olunması, sistemin titreşimden korunması ve fırın içinde hava akımının olmaması da çok önemlidir.

Son yıllarda metal-yarıiletken (MS) ve metal-yalıtkan-yarıiletken kontakları, yarıiletken teknolojisinde yoğun olarak kullanılmaktadır. Metal-yarıiletken Schottky diyotlarda metal ile yarıiletken arasında, doğal veya yapay olarak ara yüzey tabakası oluşur. Oluşan metal-yarıiletken diyotların çalışma prensibini ve kullanım alanlarının belirlenmesi önemlidir. Engel yüksekliği homojen olmadığı için termoiyonik akım iletiminden sapmalar mevcuttur. Gauss dağılımı engel yüksekliğinin uzaysal dağılımını ve Schottky diyotların elektriksel karakteristiklerini açıklayarak başarılı modellerden biri olmuştur (Zhu *et al.* 2000). Düşük engel yüksekliğine sahip olan Schottky diyotlar, nükleer parçacıklı dedektörler, mikrodalga diyotlar ve infrared dedektörleri gibi düşük sıcaklıklarda çalışan aygıtlarda uygulamalar bulmuştur (Schmitsdorf *et al.* 1997). Schottky engel diyotların *I-V* karakteristik analizinde genelde sıcaklığın azalması ile idealite faktöründe artış ve engel yüksekliğinde azalma olur (Duman 2008; Abay 2010).

Gürbulak *et al.* (2014), Bridgman-Stockbarger metodu ile büyütülen GaSe:In kristalinin, EDAX, SEM ve XRD analizlerini inceleyerek tanecik büyüklüğünü, dislokasyon yoğunluğunu ve zorlanma derecesini hesaplamışlardır. Miller indisleri (004) olan GaSe:In bileşiği için, yansıma düzlemleri arasındaki mesafe (d), tanecik büyüklüğü (D), zorlanma derecesi (ϵ), dislokasyon yoğunluğu (δ) ve birim alan başına kristal sayısı (N) sırasıyla 3,986 Å, 53,51 nm; $6,55 \times 10^{-4} \text{ lin}^{-2} \text{m}^{-4}$; $4,883 \times 10^{-14} \text{ lin/m}^2$; $3,23 \times 10^{17} \text{m}^{-2}$ olarak bulunmuştur. En şiddetli pikin (004) yansıma düzlemi $2\theta=22,2834^\circ$ 'ye ve diğer piklerin ise (003), (101), (102), (104), (006), (105), (1010), (024), (205), (0012), (210) ve (126) yansıma düzlemlerine karşılık geldiği gözlenmiştir. Abdullah *et al.* (2010), GaSe kristalinin SEM ve XRD analizlerini yapmışlardır. XRD analizinde (004) kırılma açısı $2\theta=22,16^\circ$, GaSe (006)'nın $2\theta=33,58^\circ$, GaSe (1010)'nun $2\theta=39,42^\circ$, GaSe (008)'in $2\theta=45,34^\circ$ ve GaSe (0010)'nun $2\theta=57,62^\circ$ olarak bulunmuştur. GaSe'nin hekzagonal yapısı $a=b=3,74909 \text{ Å}$ ve $c=15,90698 \text{ Å}$ latis parametreleri bulunmuş, aynı sabitler kullanılarak, zorlanma derecesi $3,43 \times 10^{-4} \text{ lin}^{-2} \text{m}^{-4}$ ve dislokasyon yoğunluğu $1,35 \times 10^{-4} \text{ lin}^{-2} \text{m}^{-4}$ olarak hesaplanmıştır. SEM analizinde tanecik büyüklüğü 0,4–6 μm görüntülenmiştir. HSU *et al.* (2003), GaSe:Er kristalinin SEM ve XRD analizleri yapılmış ve hekzagonal yapıya sahip olduğunu ve latis parametrelerini $a=b=0,3751$ ve $c=1,588 \text{ nm}$ belirtmişlerdir. İkili bileşiği 72 saat 600°C tavladıktan sonra XRD verilerini alınmış ve piklerin daha belirgin hale geldiğini gözlemişlerdir. Karaağaç *et al.* (2006), GaSe:Ge kristalinin XRD analizlerini 300 , 500 ve 700°C 'de 20 dakika tavlayarak elde etmişlerdir. Piklerin şiddetinin 300°C ve 500°C arttığını ve 700°C azaldığını gözlemişlerdir.

GaSe kristaline nadir ve geçiş elementleri katkılayarak farklı çalışmalar yapılmıştır. Bu çalışmalarda GaSe kristallerin yapısal, optik ve elektriksel özellikleri incelenmiştir. Duman (2009), yaptıkları çalışmada, modifiye edilmiş Bridgman-Stockbarger tekniği ile büyütülmüş In/p-GaSe:Gd/Au-Sb akım-voltaj, kapasite-voltaj ve kapasite-frekans ölçümleri yapılmıştır. Yarıiletken Schottky diyotların 296 K sıcaklığında engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerini $0,85 \text{ eV}$ ve $1,07$ olarak hesaplamışlardır. Seri direnç Cheung ve Norde yöntemi kullanarak $1,49 \text{ k}\Omega$ elde edilmiştir. Duman (2008),

modifiye edilmiş Bridgman-Stockbarger tekniği ile büyütülmüş p-GaSe:Gd yarıiletkeninde 120-320 K sıcaklık aralığında 20 K'lık ($\Delta K=20K$) adımlarla karanlık ortamda sıcaklığa bağlı olarak engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerini hesaplamıştır. İdealite faktörü 240 K üstündeki sıcaklıklarda önemli bir değişim göstermemiş fakat 240 K altındaki sıcaklıklarda, sıcaklık azalırken idealite faktörü artmıştır. 120 K sıcaklığında idealite faktörü 1,37 olarak hesaplanmıştır. Engel yüksekliği sıcaklığın azalması ile azaldığı belirlenirken Richardson sabiti $310 \text{ cm}^{-2}\text{K}^{-2}$ olarak hesaplanmıştır. Duman *et al.* (2010), çalışmada In/p-GaSe:Gd/Ag yarıiletkeninde termoiyonik emisyonu teorisini kullanarak engel yüksekliği ve idealite faktörü değerlerini 0,69-0,85 eV ve 1,13-1,74 olarak hesaplamışlardır. Engel yüksekliği ve idealite faktörü değerleri arasındaki lineer ilişkiden, engel yüksekliği değeri 0,83 eV olarak bulunmuştur. Abay 2010'da Bridgman-Stockbarger tekniği ile büyütülmüş In/p-GaSe:Gd/Ag yarıiletkeninde 70-350 K sıcaklık aralığında karanlık ortamda sıcaklığa bağlı olarak, termoiyonik emisyonu teorisini kullanarak engel yüksekliği, idealite faktörü ve seri direnç değerleri hesaplamış, sıcaklığın azalması ile idealite faktöründe artış ve engel yüksekliğinde azalma olduğu gözlenmiştir. Engel yüksekliği ve Richardson sabiti 70-180K'de 1,097 eV, $56,8 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ ve 180-350 K sıcaklık aralığının da 1,209 eV, $62,8 \text{ AK}^{-2} \text{ cm}^{-2}$ olarak hesaplanmıştır.

Huang *et al.* (2006), Al/P-GaSe için 30 saniyede 400°C tavladıktan sonra engel yüksekliği ve idealite faktörü sırasıyla 0,96 eV ve 1,24 olarak hesaplamıştır. Numunenin XRD analizinde, GaSe (004) kırınım pikleri $2\theta=22,16^{\circ}$, (006) için $2\theta=33,58^{\circ}$, (1010) için $2\theta=39,42^{\circ}$, (008) için $2\theta=45,34^{\circ}$ ve (0010) için $2\theta=57,62^{\circ}$ olarak ve Al (111) için kırınım pikleri $2\theta=38,58^{\circ}$ bulunmuştur. Numunenin AFM görüntülerinin de numuneyi tavladıktan sonra tanecik büyüklüğünde ve ortalama karekök yüzey pürüzlüğü değerinde bir artış görülmüş, bu artışın nedeni olarak Al ve GaSe kristalinin arasındaki etkileşme ve tavlamadan dolayı taneciklerin değişimi, pürüzlüğün artmasına neden olduğu açıklanmıştır. Yarıiletkenin SEM görüntülerinden, homojen yüzey morfolojisine sahip olduğu görülmüştür. Ancak numuneyi tavladıktan sonra taneciklerdeki değişim yüzey morfolojisini etkilediği belirtilmiştir. Huang *et al.* (2008), Bridgman-Stockbarger tekniği ile büyütülmüş Al/p-GaSe yarıiletkeninde 198-373 K

sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı olarak, termoiyonik emisyonu teorisini kullanarak engel yüksekliği, idealite faktörü hesaplamışlardır. Sıcaklığın azalması ile idealite faktöründe artış ve engel yüksekliğinde azalma olmuştur. Diyot 300°C tavladıktan sonra 198-373 K arasında karakterize edilmiş, engel yüksekliği 1-0,6 eV arasında ve idealite faktörü ise 1,4-2,4 arasında değişmiş, Richardson sabitinin grafiğinden aktivasyon enerjisi yüksek sıcaklık bölgesinde 0,26 eV olarak ve düşük sıcaklık bölgesinde 0,07 eV olarak hesaplanmıştır.

Kovalyuk *et al.* (2008), Bridgman yöntemi ile büyütülen GaSe kristaline oksidasyon işlemini yapmışlardır. Oksitleşme işlemi için kristaller bir elektrikli fırın içeresine yerleştirdikten sonra 400–450°C, 1 ile 4 gün arasında kontrollü bir şekilde havaya maruz bırakılmış ve yüzey topografisi AFM mikroskobu ile yapılmıştır. Oksitlenen numunenin pürüzlüğü artmış, yapısı monoklinik olarak değişmiş ve latis parametreleri $a=1,223$ $b=0,304$ $c=0,508$ nm ve $\beta=103,7$ olarak tespit edilmiştir. Oksitlenmemiş numunelerde toplam pürüzlük 2-3 nm ve oksitlenmiş numunelerde toplam pürüzlülük 50-60 nm olarak görüntülenmiştir.

Karaağaç *et al.* (2006), Bridgman yöntemi ile büyütülen GaSe kristalinin optik özelliklerini araştırmışlar. GaSe kristalinin tavlınmamış, 300°C ve 500°C tavlınmış numunelerde soğurma grafiklerinde önemli bir değişim görünmemiş, tavlama sonrası enerji aralığında bir artış olduğu belirtilmiştir. Sebebi, tavlamanın bant aralığındaki kirlilik ve kusurları lokalize etmesi, kirlilik ve kusurların azalması olarak açıklanmıştır. Karabulut *et al.* (2010), GaSe ve Si katkılı numunenin optik özelliklerini araştırmak için 500°C tavlınmışlardır. Kirliliklerden ve tavlama işleminden dolayı soğurma kıyısında kaymalara meydana gelmiş, bant aralığının küçülmesine sebep olmuştur. Yasak enerji aralığı 2,02 eV'tan 1,98 eV düşmüştür.

Evtodiev *et al.* (2009), GaSe:Te kristalinin sıcaklığa bağlı optik özelliklerini araştırmışlardır. 78 K'de katkısız GaSe için $n=1$ $h\nu_1=2,099$ eV ve $n=2$ $h\nu_1=2,118$ eV, bant enerjisini $E_g=2,124$ eV ve bağlanma enerjisini 26 meV olarak hesaplamışlar.

Soğurma katsayısında, katkısız numunede eksiton çizgisinde azama ve Tellür (Te) katkılı numunenin soğurma taban pikinde bir artış görülmüştür. Bunun sebebi Te atomlarının kovalent yarıçapı (1,36 Å), Ga (1,26 Å) ve Se (1,16 Å) atomlarının kovalent yarıçapından daha fazla olması ve Te katkılı olduğunda, Te atomları ara yerlerdeki boşluklara yerleşmesi, Te atomlarının katman arasına yerleşmesi ve kirliliklere neden olması olarak açıklanmıştır. Kim *et al.* (2004), Bridgman yöntemi ile büyütülen GaSe:Tm kristalinin eksiton enerjisini ve soğurma katsayısını 10-292 K aralığında hesaplamışlar ve keskin bir soğurma piki 582 nm'de (2,13 eV) elde etmişlerdir. Soğurma piklerinde yüksek dalga boylarına doğru kaymalar görülmüş ve eksiton enerjisinde sıcaklığın artması ile azalma gözlenmiş, azalmanın sebebi elektron-fonon etkileşmesi ve kristalin örgüsünde sıcaklıktan dolayı termal genişleme olarak açıklanmıştır.

Hsu *et al.* (2004), Bridgman yöntemi ile büyütülen GaSe:Er Hall ölçümleri Vander Pauw tekniğini kullanarak ve sıcaklığa bağlı olarak gerçekleştirmişler. Ölçümler 80-300 K arasında ve manyetik alan numune üzerine dik olarak uygulanmış, taşıyıcı konsantrasyonu oda sıcaklığında $1,5 \times 10^{17}$ - $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ve mobilite 22-34 cm^2/Vs olarak hesaplanmıştır. Taşıyıcı konsantrasyonu sıcaklık artınca artmış ve taşıyıcı konsantrasyonu sıcaklığın artışı ile fonon ve kirliliklerden saçılmasından dolayı azalmıştır. Boşluk konsantrasyonun sıcaklığa bağlılığı, iki akseptör modeli kullanılarak açıklanmıştır. Abdinov *et al.* (2012), 300 K'de GaSe ve GaSe:Cd kristallerin öz direnci 10^2 - $10^3 \Omega\text{-cm}$ ve mobilitesi 90-100 $\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ olarak belirlemişlerdir. Ayrıca 77 K GaSe kristalinin öz direnci 10^4 - $10^8 \Omega\text{-cm}$ arasında belirlenmiş ve Gd katkılı kristal için Gd katkısına bağlı olarak önce öz dirençte artma ($10^{10} \Omega\text{-cm}$) sonra öz dirençte ($10^3 \Omega\text{-cm}$) azalma görülmüştür. $T \leq 150 \text{ K}$ ve $E \geq 10^2 \text{ V/m}$ 'de mobilite sıcaklığa bağlı olarak artmış ve mobilite düşük manyetik alanlarda görülmemiştir. Voevodin *et al.* (2004), GaSe:In kristalinin Hall etkisinin ölçümlerini özellikle öz direnç, taşıyıcı konsantrasyonu ve mobilite Van der Pauw tekniği kullanarak 177-420 K arasında yapmışlardır. Numunelere farklı miktarda indiyum katkılanmış ve numunelerin hepsi p tipi elektriksel özellik göstermiştir. Oda sıcaklığında taşıyıcı konsantrasyonu 10^{14} - $4,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve Hall mobilitesi 27-4,0 $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ olarak elde etmiş, numunelerde kusur ve kirlilikler

düşük olduğu zaman mobilite de artış görülmüştür. Taşıyıcı konsantrasyonun artması ile birlikte mobilite azalmıştır. Yani, numunelerde ne kadar taşıyıcı konsantrasyonu az ise mobilitede o kadar artma meydana gelmiştir.

Gürbulak *et al.* (1997), Bridgman–Stockbarger tekniği ile p-GaSe ve p-GaSe:Gd kristallerini büyötmüşlerdir. Bu yarıiletkenlerin 60-320 K aralıklarında manyetorezistans ve Hall ölçümleri alınmış, elektriksel iletkenlik, Hall mobilitesi, manyetorezistans katsayısı ve taşıyıcı konsantrasyonu elde edilmiştir. p-GaSe:Gd taşıyıcı konsantrasyonu 100 K'ne kadar artmış, 100-140 K aralığında azalmış, 140-280 K aralığında artmış ve 280-320 K arasında azalmış ve p-GaSe 320 K kadar artmıştır. p-GaSe için, kirlilik enerji seviyeleri 100–140 K, 140–220 K ve 220–320 K aralığında sırasıyla E_c-216 meV, E_v+322 meV ve E_v+573 meV elde edilmiş ve p-GaSe:Gd, için 100–140 K, 140–260 K ve 280–320 K aralığında, kirlilik enerji seviyeleri sırasıyla E_c-224 meV, E_v+330 meV, ve E_c-592 meV elde edilmiştir. Hall mobilitesi sıcaklığa bağıllığı p-GaSe ve p-GaSe:Gd için $\mu_H \propto T^{-2.09}$ ($180 < T < 320$) ve $\mu_H \propto T^{-1.68}$ ($180 < T < 320$) olarak hesaplanmıştır. Yüksek sıcaklıklarda elektriksel iletkenlik p-GaSe ve p-GaSe:Gd için artış gözlenmiştir.

Yıldırım *et al.* (1996), Bridgman–Stockbarger tekniği ile InSe ve InSe:Er kristallerini büyötmüşler, 10-340 K manyetorezistans ve Hall ölçümleri alınmış, InSe ve InSe:Er için sırasıyla $T > 160$ K ve $T > 140$ K'de enine, $T > 160$ K ve $T > 100$ K'de boyuna manyetorezistans etkisinin olmadığını gözlemlemişlerdir. Bu çalışmada InSe için taşıyıcı konsantrasyonu 40 K'ne kadar artığı, 40-100 K aralığında azaldığı ve 100 K üzerinde tekrar artığı ve InSe:Er için 320 K kadar taşıyıcı konsantrasyonu artığı belirtilmiştir. InSe ve InSe:Er kristallerinin Hall mobilitesinin sıcaklığa bağıllığı $\mu_H \propto T^{-1.86}$ ($80 < T < 340$) ve $\mu_H \propto T^{-1.51}$ ($80 < T < 340$) olarak hesaplanmıştır. Yüksek sıcaklıklarda elektriksel iletkenlik InSe ve InSe:Er kristalleri için azalma gözlenmiştir.

Gürbulak *et al.* (1999), 10-340K sıcaklık aralığında soğurma analizi yapmışlar ve yasak enerji aralığını, bağlanma enerjisini fonon ve eksiton enerjilerini hesaplamışlardır. 10,

200 ve 300 K'de direkt yasak enerjiler InSe için sırasıyla 1,339, 1,289 ve 1,259 eV ve InSe:Er için 1,338, 1,288 ve 1,253 eV olarak hesaplamışlardır. Bağlanma enerjisini InSe için 20,5 meV ve InSe:Er için 21,0 meV olarak belirtmişlerdir. Eksiton enerjileri $n=1$ için (10 K) InSe'de 1,336 eV ve InSe:Er'de 1,315 eV ve $n=2$ için InSe'de 1,349 eV ve InSe:Er'de 1,333 eV olarak elde etmişlerdir. Gürbulak *et al.* (2007), Brigdman-Stockbarger metoduyla büyütülen n-InSe ve n-InSe:Er yarıiletken kristallerin sıcaklığa bağlı optik soğurma ölçülerini elektrik alan uygulayarak 10-320 K sıcaklık aralığında, 10 K'lik adımlarla almışlardır. Ölçülerde soğurma kıyısı daha uzun dalga boylu tarafa kaymış ve soğurma şiddetinde ve soğurma eğrisinin eğiminde azalmalar görülmüştür. Bu kaymaların nedeni, Franz-Keldysh etkisiyle açıklanmıştır. Birinci eksiton enerjisi InSe için elektrik alan uygulanmadığı zaman 10 ve 320 K'de 1,336 ve 1,291 eV ve elektrik alan uygulandığı zaman 1,331 ve 1,280 eV olarak hesaplanmış ve InSe:Er elektrik alan uygulanmadığı zaman 1,329 ve 1,251 eV ve elektrik alan uygulandığı zaman 1,331 ve 1,280 eV olarak elde edilmiştir.

Duman *et al.* (2006), Brigdman-Stockbarger metoduyla büyütülen n-InSe ve n-InSe:Sn yarıiletken kristallerin sıcaklığa bağlı optik soğurma ölçüleri 10-320 K sıcaklık aralığında, 10 K'lik adımlarla almışlar ve eksiton enerjisinin ve yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimini incelenmişlerdir. Numuneye katılan Sn elementi, InSe kristalinin optik soğurma şiddetini artırarak soğurma kıyısının daha kısa dalga boylu tarafa kaymasına neden olduğunu gözlemlemişlerdir. InSe:Sn için bant aralığının enerjisi, elektrik alan uygulanmadığı zaman 10 K'de 1,36 eV ve 300 K'de 1,28 eV olarak hesaplanmış ve 6000 V cm^{-1} elektrik alanda, 10 K'de 1,31 eV ve 300 K'de 1,21 eV olarak elde edilmiştir. Au-Ge/n-InSe:Sn diyodun akım-voltaj (I - V) karakteristikleri 80-320 K sıcaklık aralığında 20 K'lik adımlarla tayin edilmiştir. Sıcaklığın azalması ile idealite faktöründe artma, engel yüksekliğinde ise azalma gözlemlenmiştir.

Ateş *et al.* (2004), InSe kristalini değişik oranlarda Ho katkılarını ve dört farklı InSe:Ho numunesi elde etmişlerdir. Bu numunelerin elektrik ve optik özelliklerinin sıcaklığa bağlı değişimleri incelemiştir. Ayrıca uygulanan bir dış elektrik alanda yasak

enerji aralığı değişimi araştırılmıştır. Elektrik ölçüleri yardımıyla enine ve boyuna manyetorezistans katsayısı, taşıyıcı yoğunluğu, Hall katsayısı, mobilite ve elektriksel özdirenç değerleri hesaplanmıştır. Soğurma ölçümleri yardımıyla soğurma katsayısı, yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi, eksiton enerji seviyeleri, ayrıca Urbach Kuralını kullanarak Stepness parametresi ve Urbach enerjisi değerleri incelenmiştir. Sıcaklığın artması ile Hall konsantrasyonunun artması ve elektron konsantrasyonunun ve taşıyıcı konsantrasyonunun artmasını ve özdirencin sıcaklığın artması ile azalmasını belirtmişlerdir. Shigetomi *et al.* (2004), p-GaSe üzerinde PL ölçümlerini araştırmışlardır ve PL spektrumlarında emisyon bandını görüntülemişlerdir. Kodolbas *et al.* (2004), GaSe ikili bileşiğini sıcaklığa bağlı olarak, fotoiletkenlik spektrumunun pik konumunu, çizgi genişliğini, foton enerjisini ve eksiton spektrumunda uzun dalga boylarında araştırmışlardır. GaSe kristalinin örgü fononları, örgü kusurları ve boşlukları hakkında tartışmışlardır. Allakhverdiev *et al.* (2006), Bridgman yöntemi ile büyütülen GaSe kristallerinin x-ışını kırınımı, PL, Raman saçılması ve IR ölçümlerini gerçekleştirmişlerdir. GaSe kristalinin sekiz tabaka modifikasyonunun varlığı ileri sürülmüş ve bu modifikasyonun titreşim frekansları göz önüne alarak örgü modelinin yapısı içerisinde açıklanmıştır.

Aşırı doğrusal olmayan (anizotropik) optik özelliği olan ve görünür bölgede fotoelektronik cihazlardaki uygulamalarda kullanılan ve dünyada yapılan araştırmalar da çok ilgi gören GaSe bileşiğinin modifiye Bridgman/Stockbarger yöntem ile büyütülmesi ve büyütülen kristallerin yapısal, optik ve elektrik özelliklerinin incelenmesi önemlidir. Bu çalışmada GaSe ve GaSe: Cd yarıiletkeninin yapısal özelliklerini ve örgü parametrelerini belirlemek için x-ışını kırınımını (XRD) ve numunelerin yüzey morfolojik özelliklerini belirlemek için Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) sistemi ve (Atomik Kuvvet Mikroskobu) AFM kullanılmıştır. Numunenin bant aralığını, eksiton enerjisini ve soğurma özellikleri belirlemek için optik ve Hall mobilitesini, taşıyıcı konsantrasyonu, özdirenç ve numunenin tipini belirlemek için sıcaklığa bağlı olarak Hall ölçümleri alınmıştır. Au-Ge/p-GaSe: Cd diyodu hazırlanmıştır, sıcaklığa bağlı olarak $I-V$ karakteristikleri bulunmuştur ve temel diyot karakteristik parametreleri elde edilmiştir.

2. KURAMSAL TEMELLER

2.1. Kristal Büyütme Teknikleri

Yarıiletken mikro teknolojisinde anahtar konularından biri olan kristal büyütme, aygıtlar ve entegre devrelerin yapıldığı temel yarıiletken malzemelerin üretildiği ve kalite kontrolünün yapıldığı ilk aşamadır. Aygıtlar ve entegre devrelerin temelini teşkil eden yarıiletkenler genellikle mükemmel yakın ve yüksek saflıktaki tek kristallerden oluşur. Günümüzde, yarıiletken teknolojisi milyonlarca transistörün yeniden ve güvenilir tarzda üretilebildiği karmaşık entegre devreleri içeren bir seviyeye ulaşmıştır. Bileşik yarıiletkenler, en az iki tane farklı tip atomdan oluşur (GaAs, GaSe ve GaTe vs.) ve optik ve elektriksel özelliklerini içeren optoelektronik uygulamalar açısından önemli numuneler olarak ortaya çıkmaktadır (Gürbulak 1997; Aydoğan 2011). Yarıiletken bileşiklerin büyütülmesinde büyütme tekniğinin seçimi çok önemlidir. Büyütme tekniğinin seçiminde bileşiğin ve komponent elementlerin kimyasal reaksiyona girme kabiliyetleri, büyüme sıcaklık noktasında bileşiğin ayrışma basıncı, bileşiğin ve eriyik bileşiğin erime noktalarının uygun olup olmadığı, kompozisyonun stokiometrik formdan ayrılma durumundan tek faz durumunu devam ettirebildiği stokiometrik sınıra ve faz geçişlerinin olup olmadığı dikkat edilmesi gereken hususlardır. İkili bileşimlerin büyütülmesinde çok sayıda teknik kullanılmaktadır. Bu tekniklerden ikisi, eriyikten büyütme ve buhar fazında büyütmedir. İlki, kusursuz ve homojen olduğundan dolayı optik ölçümler yapmaya yönelik numunelerin üretiminde kullanılır ve tek kristal elde etmeyi sağlar. İkinci teknik ile işlem yapılması zordur ama buhar fazında büyütmenin, büyütme teorisi çalışmalarına iyi uyum sağladığı için ve ara yüzeyi üzerinde büyütme problemlerini ortadan kaldırdığı için numunelerin üretiminde kullanılmaktadır. Buhar fazında büyüyen kristaller üretim şekline göre farklı görünüşlerde olabilir (Gouskov 1982). GaSe kristalini farklı yöntemlerle elde etmek mümkündür. Kristal büyütme teknikleri aşağıda kısaca verilmektedir.

2.1.1. Epitaksiyel büyütme

Cihaz ve entegre devre üretiminde kapsamlı olarak kullanılan çok yönlü teknik epitaksiyel büyütme tekniğidir. Epitaksiyel büyütme süreciyle materyallerin ince, tek kristal tabakaları bir tek kristal alt tabakasının yüzeyi üzerinde büyütülür. İnce tek kristal malzemenin tek kristal bir altlık üzerine büyütülme işlemi epitaksi veya epitaksiyal büyütme olarak adlanır. Epitaksiyal büyütmede film ve altlık aynı malzemelerden yapıldığı zaman homoepitaksi (Silikon alt tabakası üzerinde silikonun büyütülmesi homoepitaksiye bir örnektir), ikisi farklı malzemelerden yapıldığı zaman heteroepitaksi ifadesi kullanılır. Heteroepitaksi genellikle film ve altlık arasındaki termal genleşme katsayıları ve örgü parametrelerinin farklı olmalarına bağlı olarak sonuçlanır, homoepitaksi tamamen örgüleri aynı olan tarzda sonuçlanır. Son yıllarda epitaksiyal teknikler farklı büyütme teknikleri ile karşılaştırılabilir bir seviyeye ulaşmıştır. Bu teknikler: sıvı faz epitaksi (LPE), buhar faz epitaksi (VPE), metal organik kimyasal buhar kaplama (MOVCD) ve moleküler demet epitaksi (MBE) teknikleridir (Neamen 2003; Aydoğan 2011).

2.1.2. Külçe tek kristal büyütme teknikleri

Tüm yarıiletken aygıtlar başlangıç itibariyle tamamen tek tip malzemeden yapılmış olan, altlığı parlak, düz kalıp biçimindedir. Altlığın asıl özellikleri tane sınırı ihtiva etmeyen tamamen tek kristal olmasıdır. Günümüzde çoğu yarıiletken epitaksiyal büyütme açısından külçe halindeki tek kristal elde etmek için dört temel metot geliştirilmiştir. Bunlar Czochralski, Bridgman, Yüzer bölge ve Lely metotlarıdır.

2.1.2.a. Czochralski büyütme tekniği

Czochralski büyütme tekniği için, yüksek saflığa sahip, içinde erime noktalarında daha yüksek sıcaklığa kadar ısıtılmış polikristal olan bir kuvars (SiO_2) pota kullanır. Pota ya radyo frekans (RF) kullanan indüksiyon enerjisi ya da termal direnç metotları ile ısıtılır.

Yaklaşık olarak 0,5 cm çapında ve 10 cm uzunluğundaki çekirdek kristal istenen doğrultuda eriyik olarak adlandırılan erimiş kristalin içine daldırılır ve sonra numunenin büyütme özelliklerine bağlı olarak belli bir hızda bir şekilde döndürerek çekilir. İşlem uygun programlandığında eriyik içinde malzeme katı-sıvı ara yüzeyinde bir katı-faz fazına geçiş yapacaktır. Böylece oluşan yeni numune tam olarak çekirdek kristalin kristal yapısının özelliklerini taşıyan bu tek kristal külçe kristal olarak adlandırılır. Ayrıca kristal çekilirken eriyiğin sıcaklığının düzgün olması için genellikle eriyik belirlenen hızda döndürülür. Czochralski büyütme tekniğinin avantajları: çok düşük kusurlu yarıiletken elde edebiliriz. Yüksek kaliteli saf kristal büyütme üzere pek çok laboratuvar tekniği mevcuttur ve istenilen çapta ve uzunlukta kristal kütlesi elde etmek mümkündür. Başlangıçta kullanılan çekirdek kristalin dokunma yüzeyinin yönelimi büyütülecek kristalin de yönelimini belirler (Laudise 1970; Ugrul 2010). Czochralski büyütme metodunun şeması Şekil 2.1'de verilmektedir.



Şekil 2.1. Czochralski büyütme metodunun şeması

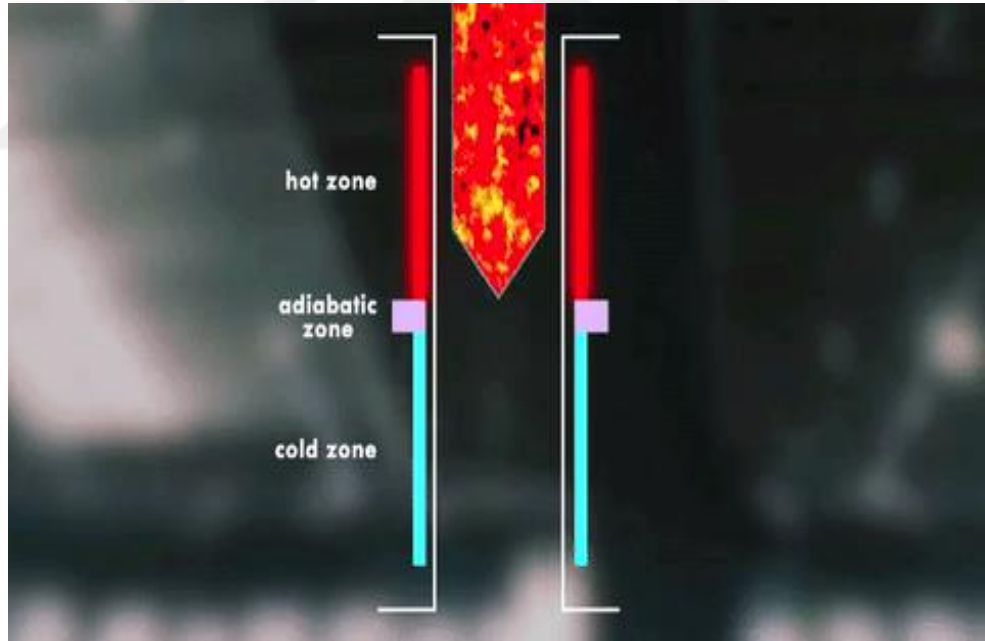
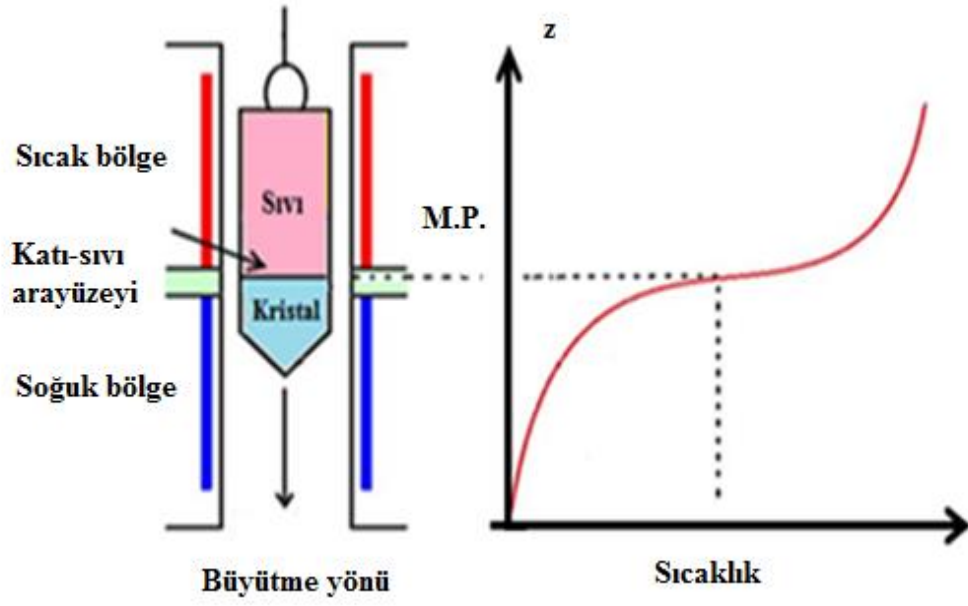
2.1.2.b. Bridgman büyütme tekniği

Bridgman kristal büyütme metodu Czochralski büyütme tekniğine benzer. Bu metotta tüm ısıtma ve soğutma işlemleri sırasında büyütülecek elementler vakumlu pota içinde tutulur. Elementlerle dolu doldurulmuş kuvars bir pota, bir büyütme fırınının içine yerleştirilir. Pota sıcak bölgeden soğuk bölgeye çekilirken, çekirdek kristal tek kristal

büyütmesine sebep olur. Sonuçta oluşan kristalin şekli bu potanın şekliyle belirlenir. Bridgman kristal büyütme metodu iki farklı metoda ayrılır: Dikey Bridgman metodu ve yatay Bridgman metodu.

➤ **Dikey Bridgman tekniği**

Dikey Bridgman tekniği, tek kristal büyütme işlemi oldukça kolay olduğu için kullanılmaktadır. Bu teknikte, kristal büyütme kontrol süreci daha uygun hale getirilmiş, programlanabilir sıcaklık gardiyanına sahiptir. İki veya üç bölgeyi sabit büyütme fırını kullanılır. Büyütülmek istenen malzemeler kuvars ampul içerisine kristal büyütme fırınının stabil bölgesine yerleştirilir ve fırın ile büyütme ampulünün alt ucunun olduğu bölgenin sıcaklığının azalmasıyla bir hareket başlatılır. Bu hareketle birlikte kristalleşme süreci başlar ve tüm kristal oluşuncaya kadar sıcaklık tedricen düşürülür. Kristalleşme sürecinde en etkin parametreler fırın ve ampuldeki sıcaklık dağılımıdır (Shih *et al.* 1986; Gürbulak 1997; Boschert *et al.* 2000; Kokh *et al.* 2005; Wang *et al.* 2014). Dikey Bridgman kristal büyüme tekniği II–VI ve III–V yarıiletken bileşikleri için çok kullanışlı bir tekniktir. Çünkü düşük termal gardiyanı ve bağımsız büyüme oranının imkânı yüksektir. Bridgman tekniğinin avantajları; düşük termal voltajlar ve voltajın neden olduğu dislokasyonların düşük olmasını sağlar. Kristaller vakum altında kapatılmış kuvars ampullerde büyütülebilir. Dolayısıyla uçucu bileşenlere sahip eriyiklerin stokiyo metrisinin kontrolü kolaydır ve kristalin şeklini bulunduğu kap belirler. Bridgman metodunun dezavantajları; kullanılan malzemenin buhar fazının yüksek olması, faz değişimleri ve potaya yapışma gibi sıralanabilir. Ayrıca çekirdekleşme süreci ve kristalin büyümesini gözlemek zordur. Pota duvarı katılaştıran yarıiletkenlerde zorların (gerilme ve büzülme) oluşmasına yol açar ve bu zorların sonucunda mükemmel kristal yapısında sapmalar meydana gelebilir (Gürbulak 1997; Kokh *et al.* 2005; Wei *et al.* 2009). Dikey Bridgman metodunun şeması Şekil 2.2'de verilmektedir.

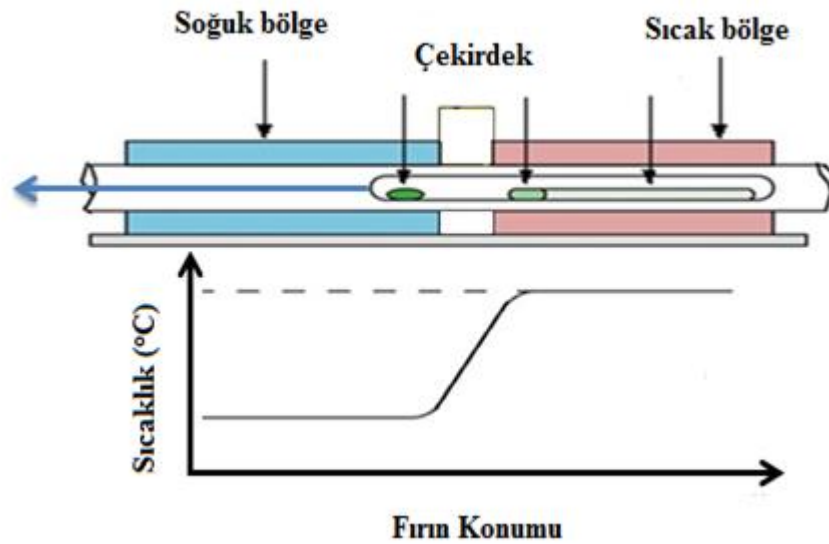


Şekil 2.2. Dikey Bridgman tekniğinin şeması

➤ Yatay Bridgman tekniği

Yatay Bridgman tekniğinde, sabit sıcaklık gardiyanına sahip fırın yatay durumda

tutulur. Büyütülecek malzeme ve çekirdek kristal, kapalı bir ampul içinde bot şeklindeki açık pota içerisine yerleştirilir. Sıvı-katı ara yüzeyinin, çekirdek kristalin olduğu kısımdan eriyik boyunca potanın diğer ucuna doğru ilerlemesiyle çekirdekle aynı yönelime sahip bir kristalin büyümesi sağlanır. Bu metotta katılma iki yolla oluşturulabilir: (a) Sabit sıcaklık gardiyanına sahip fırın ya da potayı ihtiva eden ampul hareket ettirilerek, (b) Pota boyunca sıcaklık gradiyenti değiştirilerek yapılabilir. Bu metotla büyütülen kristaller genellikle D şeklinde olup ve potanın kısmen ağzının açık olması, katılma sürecinde oluşan zorlanmaları azaltır. Yatay Bridgman metodunda şeması ve ısı dağılımı Şekil 2.3'de verilmektedir.



Şekil 2.3. Yatay Bridgman metodunda şeması ve ısı dağılımı

2.1.2.c. Yüzer bölge kristal büyütme tekniği

Yüzer bölge (FZ) kristal büyütmesine, saflaştırılmış işleminden elde edilen çubuk şeklindeki bir polikristal malzeme ile direkt olarak başlanır. İlk olarak uygun çaptaki bir çubuk ayarlanır ve kristal büyütme odacığı içine yerleştirilir. Tek kristal alınan çekirdek parça, çubuğun diğer ucuna kontak yapılır. Çubuğa eklenen örnek numune bir vakum odacığına veya sabit bir atmosfer ortamına yerleştirilir ve bir indüksiyon bobini çubuk

kristalin etrafına sarılır. Çekirdek kristal ile polikristal arasında eriyiğin yüzen bir bölgesi oluşur. Erimiş bölge, bobin yukarı hareket ettirilmesi ile dönen çubuk kristalin uzunluğu boyunca yavaşça büyür. Genelde bu metot bileşik yarıiletkenlerin büyümesinde iyi sonuç vermez.

2.1.2.d. Lely kristal büyütme tekniği

Kristal büyütme metodu silindirik bir pota içinde gerçekleşir ve büyütme işleminde temelde, merkezde daha düşük bir sıcaklık olduğu halde, potanın içi ve dışı arasında bir sıcaklık farkını oluşturulur. Aynı zamanda potanın içi daha soğuk ve daha düşük bir kısmi basınca sahiptir. Her iki bölge aynı zamanda çekirdekleşmeyi de sağlayan gözenekli grafit ile ayrılır. Kimyasal gradyent dış bölgeden iç bölgeye doğru olan bir kütle akışı iletimi ile sonuçlanır. Düşük kusur yoğunluğu sahip olma açısından en yüksek verime rağmen, sonuçta oluşan kristalin ebadı sınırlıdır ve kontrol edilememektedir.

2.2. Yapısal Özellikler ve Yüzey Morfolojisi

Modifiye Birdgman-Stocberger Tekniği ile büyütülen GaSe ve GaSe:Cd tek kristallerin yapısal ve yüzey morfolojik özelliklerini belirlemek için; X Işını Kırınımı (XRD), Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM) ve Atomik Kuvvet Mikroskobu (AFM) kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Bu teknikler aşağıda kısaca açıklanmaktadır.

2.2.1. X-ışınları ve özellikleri

X-ışınları (Röntgen ışınları) 0,125-125 keV enerji aralığına veya 10-0,01 nm aralığında dalga boya sahip elektromanyetik dalgalardır. X-ışınların görünür ışıktan farkı düşük dalga boyu, yüksek frekanslı ve yüksek enerjiye sahip olmalarıdır. X-ışınması yayımında, atom çekirdeğine çok kuvvetli bir şekilde bağlı iç elektronlar söz konusu olur. X-ışınları, hızlandırılmış parçacıklarla (proton veya iyonlar) etkileşmesinde ya da

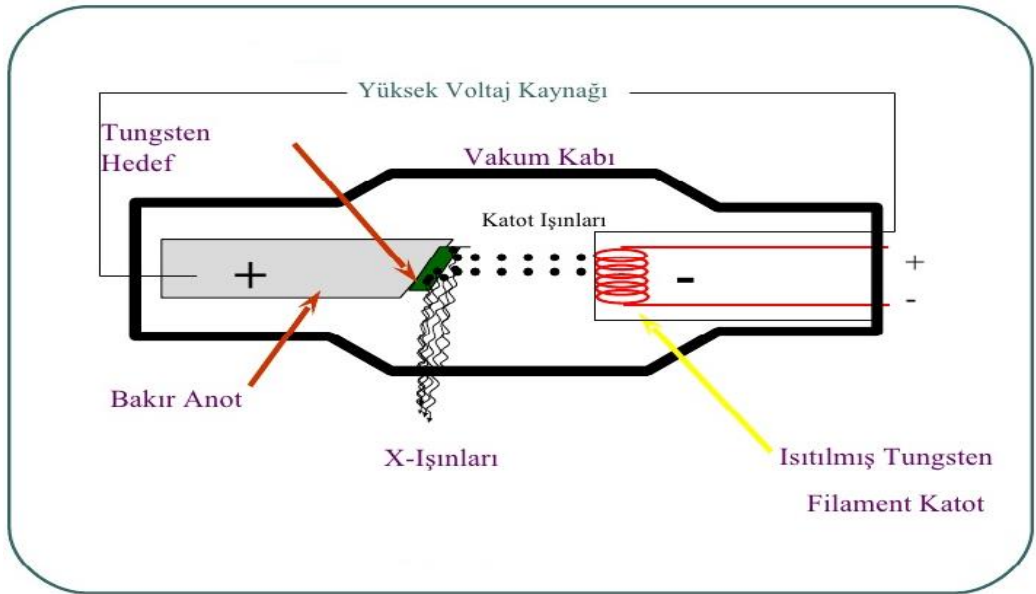
uygun radyoaktif kaynağından çıkan fotonlarla etkileşmesinden veya x-ışını tüpünden meydana gelebilir. Karakteristik (çizgi) x-ışınları, maddenin, fotonlarla etkileşmesinden elde edilir. Yüklü parçacıklarla etkileşmesinden karakteristik ve sürekli x-ışınları elde edilir. X-ışınların genel kaynağı bir metal hedefin bombardımanından yüksek enerjili elektronların yavaşlaması ve bu elektronların yörüngeye atlaması ile meydana gelebilir. X-ışınlarının madde ile etkileşmesi, kristalin mükemmelliği, doğrultularının belirlenmesinde, yeni modeller geliştirmeye yönelik çalışmalarda veya endüstriyel değere sahip polimerler, biomoleküller ve örgü sabitlerinin belirlenmesi çalışmalarında önemli bir yere sahiptir (Şahin 2013).

2.2.2. X-ışınlarının üretimi

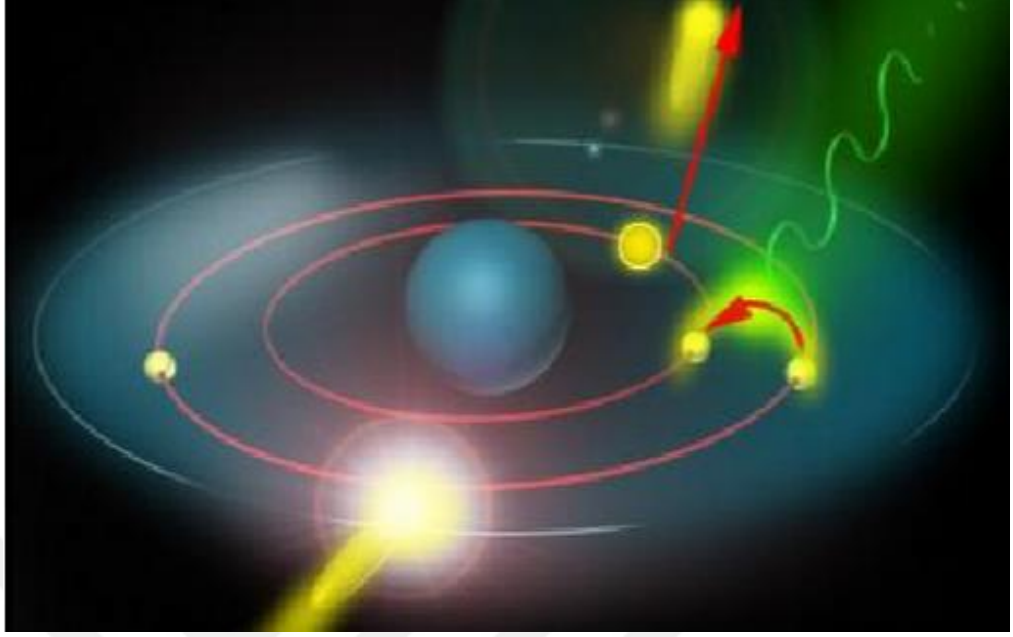
X-ışınları yüksek vakumlu bir cam hazne içinde oluşturulur ve haznenin bir ucunda anot (pozitif elektrot) diğer ucunda ise katot (negatif elektrot) mevcuttur. Anot, platin, tungsten gibi yüksek erime noktasına sahip ağır metalden yapılır. Katotla anot arasında uygulanan yüksek potansiyel farkı, katottan termoiyonik yollarla yayınlanan elektronları hızlandırılır. Bu elektronlar ivmeli hareketle ışık hızına ulaşarak birkaç keV'luk enerjiye sahip olur ve anotta çarptıklarında x-ışınlarını üretirler. Dışarıdan gelen yüksek hızlı bir elektron, yüksek enerjisi sebebiyle atomun iç yörüngelerindeki bir elektronu koparıp bu yörüngeden uzaklaştırabilir. Daha yüksek orbitallerde bulunan bir elektron aniden alt seviyeye inerek bu boşluğu doldurur ve ekstra enerjisini bir x-ışını fotonu olarak salar. Bu durumda oluşan ışıma karakteristik ışıma denir. Her bir elementin kendine özgü karakteristik ışıma dalga boyları vardır. X-ışınlarının maddenin içine işleyebilme gücüne "sertlik" denir. Bu ışımların sertliği iki faktöre bağlıdır. Bunlardan birincisi, tüpteki havanın ya da gazın ne derece boşaltılmış olduğudur. İkinci etken tüpe uygulanan gerilimin şiddeti, yani elektrik basıncıdır. Gerilim ne kadar yüksekse, hedefe çarpan elektron akımının darbe etkisi de o kadar büyük olur.

X-ışının tüpünün temel görevi hızlandıran elektronların kinetik enerjisinin bir kısmını elektron manyetik enerjili olan x-ışınlarına dönüştürmesidir. X-ışınlar oluşturulurken

hedef tungsten levhaya çarptırılan hızlandırılmış elektronlardan büyük bir kısmının enerjisi ısıya dönüşür. Bu elektronların çok azı hedef levhanın atomlarıyla tek bir çarpışmada enerjisinin tümünü kaybeder ve x-ışınını oluşturur. Her elektron aynı biçimde yavaşlamayacağı için farklı dalga boylarında sürekli bir spektrum elde edilir. Eğer çarpma sırasında elektronlar durdurulsa maksimum enerjili x-ışınları ortaya çıkar (Şekil 2.4). Elektronlar çarpma sonucunda durmazsalar, enerjilerinin tümünü aktarmayacaklarından dolayı saçılan fotonların enerjisi maksimum enerjiden ($h\nu_{\max}$) daha az olur. X-ışın tüpündeki voltaj belli bir değerin üzerine çıkarılırsa, dalga boyları sürekli spektrum ve keskin şiddet maksimumları görünür. Bu çizgiler karakteristik çizgilerdir ve farklı dalga boylarına sahip olduğu için K, L ve M gibi farklı isimlerle adlandırılırlar. Hedefe çarpan elektronlar yeterli kinetik enerjiye sahipse, K kabuğundan bir elektron koparır. Dış yörüngedeki elektronların biri oluşan boşluğu doldurur ve enerji yayar (Şekil 2.5). Boşluğu dolduran elektronların seviyesi önemlidir, K kabuğundaki boşluğu L ya da M kabuğundaki elektronlar doldurmasına göre K_{α} , K_{β} çizgiler oluşur.



Şekil 2.4. X-ışınlarının üretilmesi



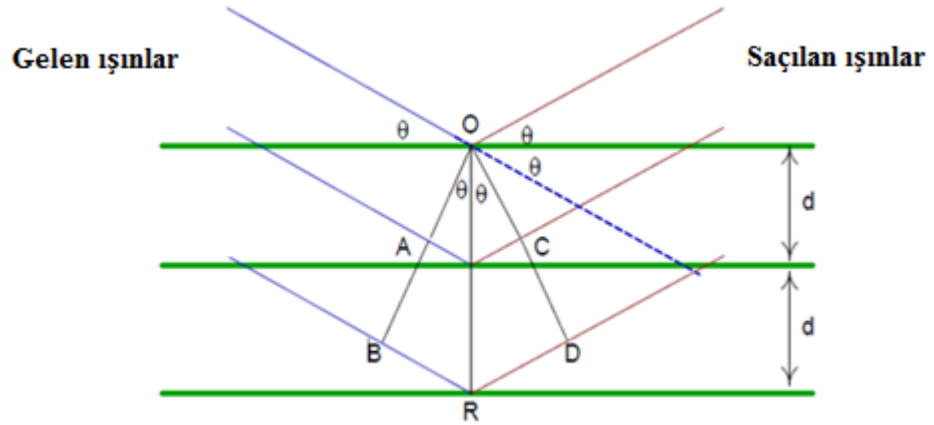
Şekil 2.5. Orbitaler arasındaki elektron geçişleri

2.2.3. X-ışınları kırınımı ile kristal yapıların tayini

Bir kristalin atomik yapısının incelenmesi için ve bilinmeyen yapıları belirtmek veya yapısal parametreleri tayin etmek için kırınım tekniklerini kullanılır. Kristal yapılarını belirtmek için en çok kullanılan kırınım tekniği, x-ışını kırınımıdır. Bu teknik yıkıcı değildir ve incelenen numuneye yapısal zarar vermediği için farklı metotlar kullanılmasına izin verir. Kırınıma uğrayan bu demetlerin açılarını ölçerek kristaldeki elektronların yoğunluğunun üç boyutlu bir görüntüsü elde edilir. Elektronların yoğunluğundan kristaldeki atomların kimyasal bağları, kristal yapıdaki düzensizlikleri, doğrultuları ve kristalin örgü sabitleri, tabakalar arası mesafe, dislokasyon yoğunluğu tespit edilebilir. Bunların dışında atomların konumları, bağ uzunlukları, kristal yüzey indisleri, kristalin mükemmelliği de tespit edilebilir. Ayrıca atomların veya moleküllerinin yerlerinin belirlenmesi spektroskopi yöntemlerle gerçekleştirilir.

2.2.4. X-ışınları kırınımı

X-ışını kristal yapı üzerine düşürüldüğünde, ışın kristalin yüzeyinden küçük açılarla yansımaya uğrar ve kristaldeki paralel düzlemleri tarafından saçılırlar. Kristal yapıdaki bu saçılımlar kırınım (difraksiyonu) olarak adlandırılır. X-ışınlarının kristal yapıdaki kırınımı Bragg Kanunu ile açıklanır. Bragg kanunu gönderilen x-ışınının dalga boyu ile belirli bir düzlemler arası aralığa sahip kristalografik düzlemlerden yansıyan ışının açısı arasındaki ilişkidir. Kristallerde kırınım olayı Bragg kanunu ile fiziksel bir model oluşturur. Birbirine paralel olan atomik düzlemlere tek dalga boyu x-ışınları gönderildiğinde ışınlar yansımaya uğrar. Gelen ışınla yansıyan ışın arasındaki yol farkı; $n\lambda=2d\sin\theta$ şeklinde olur. Burada; n : tamsayı, λ : dalga boyu, d : kristal düzlemleri arasındaki uzaklık, θ : gelen ışınla düzlem arasındaki açıdır (Şekil 2.6). X-ışını demetinin atom düzlemlerine Bragg açısı (θ) olarak bilinen belirli bir açı ile çarpması durumunda yansıyan ışınlar tarafından alınan yol, dalga boyunun tam katlarına eşit olacağından ışınlar aynı faza sahip olurlar. Difraksiyon elde edebilmek için x-ışınlarının atom düzlemlerine çarpma açısı (θ), düzlemler arasındaki uzaklık (d) ve gelen x-ışınlarının dalga boyu arasında belirli bir bağıntının bulunması gerekir. Yapıcı girişimin (aydınlık maksimumların) oluşması için bu yol farkının dalga boyunun tam katlarına eşit olması gerekir (Yoğurtçu 2007). Gelişmiş XRD cihazlarında, kırınım açılarını ve kırınım şiddetlerini ölçen ışınım sayaçları mevcuttur. Bu ışınım sayaçları sayesinde kırınım açısının kırınım şiddetine göre nasıl değiştiğini gösteren kırınım desenleri elde edilmektedir. Bu kırınım desenleri incelenerek malzemenin kristalleşmesi ile ilgili bilgi edinilebilir. Bunun için desen üzerindeki pik şiddetleri ile zemin şiddetleri incelenmektedir. Genel olarak literatürde tek kristal yöntemi ve toz kristal yöntemi olmak üzere iki tür XRD analizi bulunmaktadır.



Şekil 2.6. X-ışınının bir kristalde kırınımı

2.2.5. GaSe ve GaSe: Cd kristallerin XRD ölçümleri ve yapı analizi

Büyütülen GaSe ve GaSe: Cd ikili yarıiletkenlerinin yapısal analizi Cu, $K\alpha$ radyasyonu kullanan 4° 'den 90° arasında değişen 2θ ve $0,6^\circ \text{ s}^{-1}$ tarama oranını ve dalga boyu ($\lambda=1,54184 \text{ \AA}$) x-ışını kırınım cihazı (2D Phaser Bruker) ile yapılmıştır. Bragg kırınım yasasını kullanarak düzlemler arası mesafe d_{hkl} hesaplanmıştır.

$$n\lambda = 2d_{hkl}\sin\theta \Rightarrow d_{hkl} = \frac{n\lambda}{2\sin\theta} \quad (2.1)$$

Burada n atomik düzlem sayısı, θ Bragg açısı, λ kullanılan x-ışınların dalga boyu, d_{hkl} atom düzlemlerinin arasındaki mesafedir. Büyütülen tek kristallerin tanecik büyüklüğü (D), Debye- Scherre formülü kullanılarak hesaplanmıştır.

$$D = \frac{K\lambda}{\beta\cos\theta} \quad (2.2)$$

Burada K , Scherrer sabiti, λ x-ışınların dalga boyu ve θ Bragg kırınım açısıdır.

$$\beta = \frac{\lambda}{D\cos\theta} - \epsilon\tan\theta \quad (2.3)$$

β (FWHM) kırınım pikinin yarı yüksekliğinin tam genişliğidir. Örgü parametreleri $a=b \neq c$ hekzagonal yapı için aşağıdaki verilen eşitlikten hesaplanabilir.

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3} \left(\frac{h^2 + hk + k^2}{a^2} \right) + \frac{l^2}{c^2} \quad (2.4)$$

Burada h, k, l örgü düzlemleridir. Kristalin zorlanma derecesi aşağıdaki eşitlikten elde edilir. Dislokasyon yoğunluğu $\delta = \frac{1}{D^2}$ veya $\delta = \frac{15\varepsilon}{aD}$ eşitlikleri kullanarak bulunur. Burada a kristalin örgü sabitidir. Tabakalı numunenin birim alan başına kristal sayısı N , $N = \frac{t}{D^3}$ eşitlikten elde edilir. D tanecik büyüklüğü ve t numune kalınlığıdır. Kristallerde mikro gerinim veya mikro zorlanma σ (microstrain) Rietveld analizi eşitliği ile elde edilir. σ değerindeki azalma numune yaşlanması ile de ilişkilidir.

$$\sigma^2 = \left(\frac{K\lambda}{\sin\theta} \right)^2 \left[\left(\frac{\beta \cos\theta}{K\lambda} \right)^2 - \frac{1}{d_s^2} \right] \quad (2.5)$$

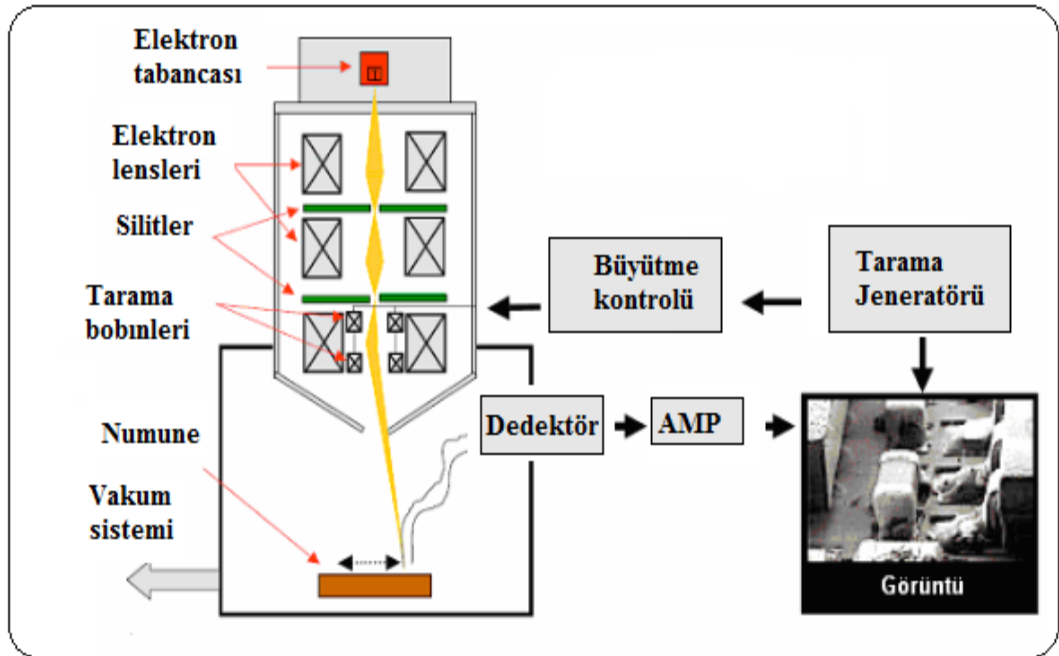
2.2.6. Taramalı elektron mikroskobu

Taramalı elektron mikroskobu (SEM), en yaygın olarak kullanılan yarıiletken karakterizasyon sistemidir. SEM tekniğinde odaklanmış yüksek enerjili bir elektron demeti kristal yüzeyinde sinyal değişimini esas alan bir tekniktir. Numune yüzeyi ile elektron demeti arasındaki etkileşmelerle ortaya çıkan sinyal değişimleri yüzeyin kimyasal bileşimi, yüzeyin haritası, kristal yapı ve malzemedeki yönelimler gibi önemli bilgiler verir. Çoğu uygulamalarda numune yüzeyi üzerinde geniş bir alan taraması yapılarak veriler toplanır. Bu veriler ile iki boyutlu görüntü oluşturulur. SEM'deki incelenecek malzeme katı olmalıdır. Elektron tabancası tarafından üretilen yüksek enerjili elektron demeti bir takım elektromanyetik lenslere doğru hızlanırlar ve yüksek kinetik enerji kazanırlar. Bu yüklü parçacıkların manyetik alandaki hareketi esas alınarak, iki çift bobin numune yüzeyinin dikdörtgen bir bölgesi üstüne demeti yansıtır ve gelen elektron demetini numune üzerine odaklanırlar. Gelen elektronlar ile numune arasındaki etkileşme olur ve numune yüzeyinden

yüksek enerjili elektronlar saçılırlar. Bu elektron demeti numuneye ulaştıktan sonra numune tarafından yavaşlatılırlar ve bu kaybedilen enerji farklı sinyaller şeklinde dağılır. Saçılmayı gelen elektron demetinin enerjisi, hedef malzemenin kütle yoğunluğu, numuneyi oluşturan elementlerin atom numarası etkiler. Numune üzerine çarpan birincil elektronla diğer atomik elektronlara ve örgüye transfer ederler. Bir çok saçılma işlemi ile yüzeyi terk eden elektronlar dedektör ile kaydedilir. Bu elektronlar genelde birkaç angströmden büyük olmayan derinlikten gelen ikincil elektronlardır. Elektronun enerjisi tamamen ısıya dönüşürse bu bir fonon saçılmasına yol açar ve elektron daha büyük açılarda saçılır. Elektronların numune ile etkileşmesinde, elektronlar arasındaki esnek olmayan çarpışmalar x-ışınlarının oluşmasına sebep olabilir, uyarılan atom elektronları daha düşük enerji hallerine döndüklerinde elementin özelliğine göre farklı dalga boylarında x-ışınları yayarlar. Bu teknik numunenin hacminde bir değişikliğe neden olmaz. SEM tekniği analiz edilecek yüzey düz ve iletken olmalı ancak iletken olmayan bir yüzey söz konusu ise altın gibi birkaç atomik tabakadan oluşan iletken bir metal yüzeye kaplanmalıdır. SEM ile görüntüde sağlanabilecek büyütme $M=W/w$ ile verilir. Burada W , ekranın genişliği (CRT), w numune boyunca çizgisinin genişliğidir. W bir sabit olduğundan w 'ye azaltarak büyütme (M) artırılabilir. Bir SEM sisteminin şeması Şekil 2.8'de verilmektedir.



Şekil 2.7. Kristallerin SEM ve EDAX ölçümlerinin alındığı cihaz



Şekil 2.8. Tipik bir SEM sisteminin şeması

2.2.7. Enerji dağılımlı x-ışını spektrometresi

Enerji Dağılım Spektrometresi (EDAX), SEM cihazına bağlı olarak çalışmaktadır ve bu cihazla karakteristik x-ışınları kullanılarak malzemede seçilen bir bölgenin kalitatif ve yarı kantitatif element analizleri yapılmaktadır. Mikron-boyutundaki bir bölgede bile nokta veya alan analizi yapılabilir. Ayrıca seçilen bir çizgi boyunca element kompozisyonundaki değişimler grafiksel olarak elde edilebilmektedir. Cihazın, seçilen bir alandaki elementlerin dağılımını gösteren x-ışınları haritalama özelliğinden de faydalanılabilmektedir. EDAX analizi temel olarak bir elektron demetinin malzeme yüzeyine düşürülerek gerçekleşmesine dayanan bir analiz yöntemidir. Bu yöntemde elektron demeti malzemenin içinde bulunan elektronlar ile etkileşerek (çarpışma) malzeme içindeki elektronların yörüngelerinden çıkmasına neden olurlar. Ayrıca malzeme yüzeyine çarpan daha yüksek enerjili elektronlar ise numunenin yüzeyinde bulunan elektronların yapıdan ayrılmasına neden olur. Şayet malzemeden ayrılan bu elektronlar çekirdeğe yakın yörüngelerden ise ilgili atomlar kararlılıklarını kaybedecektir. Dolayısıyla atomların yeniden kararlı duruma geçmeleri için çekirdekten uzak yörüngelerdeki elektronlar çekirdeğe yakın olan yörüngelerdeki boşluklara geçecektir. Bu işlemten sonra, dış yörüngeden iç yörüngeye geçen elektron bir miktar enerji kaybedecektir. Bu kaybedilen enerji malzemeden yayılan bir x-ışını biçiminde olacaktır.

2.2.8. Atomik kuvvet mikroskobu

Atomik kuvvet mikroskobu çok yüksek çözünürlüklü bir taramalı kuvvet mikroskobudur. Nano boyutta görüntüleme, ölçme ve malzeme işleme konusunda en gelişmiş araçlardan biridir. AFM sayesinde hemen hemen her türlü numune yüzeyi hakkında morfolojik bilgi almak mümkündür. Numuneler iletken olmak zorunda değildirler. AFM esnek bir kantarileverden ve yüzeyi taramak için buna bağlı sivri bir uçtan oluşur, sivri uç ile numune yüzeyi arasındaki itme ve çekme kuvvetlerinin ölçülmesi ile analiz yapar. Atomik kuvvet mikroskobu, tip ile yüzey atomları

arasında oluşan kuvvetlere göre yüzey hakkında iki veya üç boyutlu görüntü verir. Oldukça küçük boyutlarındaki örneklerle çalışılabildiği için numune hazırlama işlemi kolaydır ve ayrıca farklı modlarda da kullanılabilir.

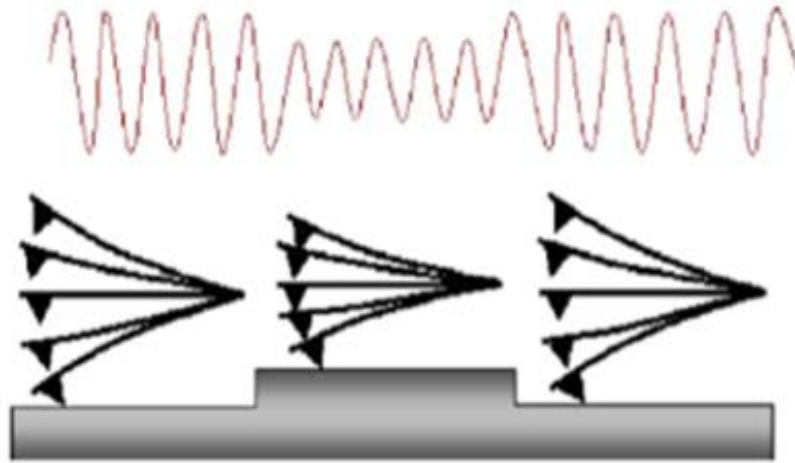
Kantilever çeşitli amaçlar için çeşitli malzemelerden üretilse de genellikle silikon veya silikon nitrürdür. Malzeme ile temas halinde, hareketli uç ile malzeme arasında nanonewton büyüklüğünde kuvvet uygulanır ve bu kuvvet sabit tutulur. Böylece gezici uç herhangi bir engel veya çıkıntı ile karşılaştığında söz konusu kuvveti dengelemek için hareket eder ve kuvveti sabitler. Böylece yüzeyin üç boyutlu görüntüsünü çıkarmak mümkündür. AFM ile incelenen numunenin yüzey topografisinde numunenin büyüme modu, yüzey pürüzlülüğü, yüzeyindeki kusurların tipleri ve yoğunlukları hakkında bilgi verir. Tekniğin en büyük avantajı incelenecek malzemenin elektriksel iletken olmasını gerektirmemesidir ve iletken olmayan numunelerin yüzeylerinin doğrudan gözlenmesini sağlar. Ayrıca çok yönlü, hızlı ve düşük maliyetli bir tekniktir. AFM'de herhangi ortamda (sıvı, gaz, vakum, vb.) ve her örnekte çalışılabilir. AFM vakum ortamında düşük sıcaklıklarda bir yüzeyden bireysel atomların atlamalı geçişlerinde ölçülebilir. Malzemelerin kristal yapılarını ölçmek için sadece 40-50 tane atomu içeren çok küçük görüntüler veya onlarca hücreye ait görüntüler de elde edilebilir. Görüntü boyutları, tarama alanı ve derinlik, görüntü kalitesinin ucun eğrilik yarıçapıyla sınırlı olması, piezoelektrik malzemedan etkilenmesi, çok keskin bir proba ihtiyaç duyulması, prob yüzeye göre titreşmesi için yapı çok sert inşa edilmesi ve kuvvetin çok hassas ölçmesi için verim yüksek olması AFM tekniğinin önemli dezavantajlarıdır. AFM ölçümleri üç farklı moda ayrılır ve işlemin modu uç-numune mesafesine göre belirlenir:

1. Temaslı Mod (Contact mode (C)): Uç numuneye yaklaştığı zaman, numunenin yüzeyi tarafından zayıf bir kuvvetle çekilir, uç ve numune arasındaki mesafe azalmasıyla, yüzeylerindeki atomlar birbirlerini (elektrostatik olarak) itmeye başlarlar. Mesafe azaldıkça itici kuvvet artar ve net kuvvet kimyasal bağ uzunluğu mertebesinde sıfır olur ve bu noktada uç ile numune yüzeyi arasında fiziksel kontak başlar. Tip

numune yüzeyine temas eder ve sabit bir kuvvetle temas yapılır. Bu mod ile çalışırken kuvvet piezo sürücünün z eksenine ayarlayarak sabit tutulur ve tarama sabit kuvvet ile yapılır. Tip numune ile sürekli ve sabit bir kuvvette temas halindedir. Tercihen sert numuneler analiz edilir ve yüksek rezölüsyona sahiptir.

2. Temassız Mod (Non contact mode (IC)): Non-kontak modda ise uç-numune mesafesi yaklaşık 50–150 Å mertebesinde, uç zayıf çekici kuvvetlere bağlıdır. Bu çekici kuvvet kontak moddaki kuvvetlerden daha zayıftır. Tip numune üzerine belli bir uzaklıkta ve frekansta salınım yaptırılır, tip yüzeye temas etmez. Salınım frekansı rezonans frekansından daha büyük olarak seçilir. Tip yüzeye yaklaştığı zaman rezonans frekansı küçülür ve salınım genişliği azalır. Temassız ölçümde kantileverin ucundaki iğne titreşim hareketi yaptığı için yumuşak yüzeylerde daha yaygın kullanılır.

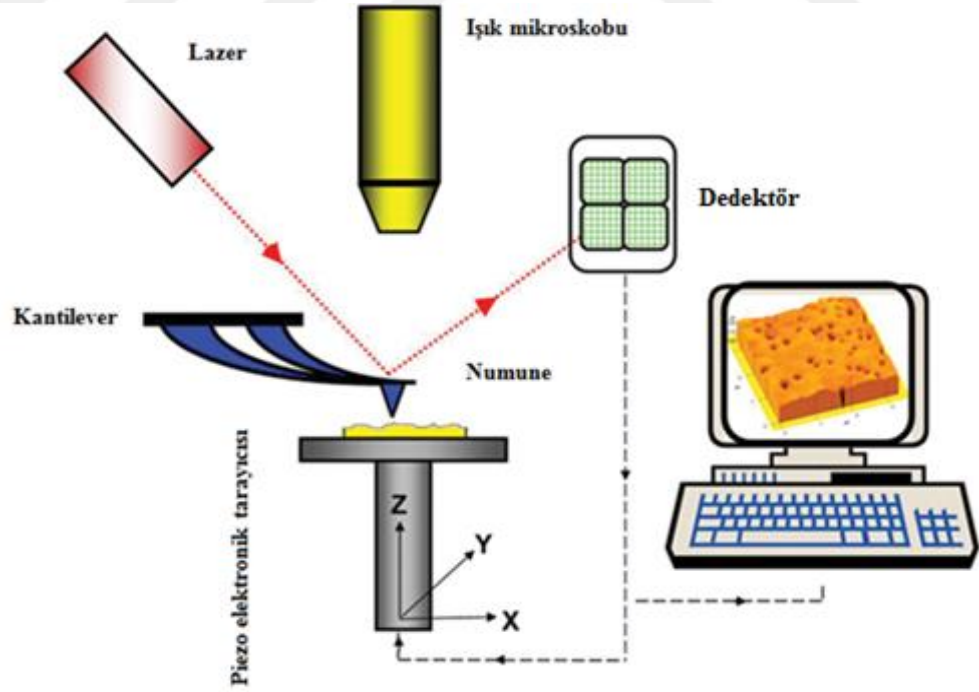
3. Yarı-Kontak Mod (Tapping mode (IC)): Yarı-kontak modda sivri uç (tip) kendi rezonans frekansında titreştirilir. Uç her bir salınımında numune yüzeyi ile anlık fiziksel temas eder. Salınım frekansı tipin rezonans frekansından küçük seçilir. Tip yüzeye yaklaşıncı rezonans frekansı küçülür. Salınım yapan tip her salınımında yüzeye hafifçe temas eder. Genelde biyolojik numunelerin analizinde kullanılır (Şekil 2.9).



Şekil 2.9. AFM mikroskobunun tapping modda şeması

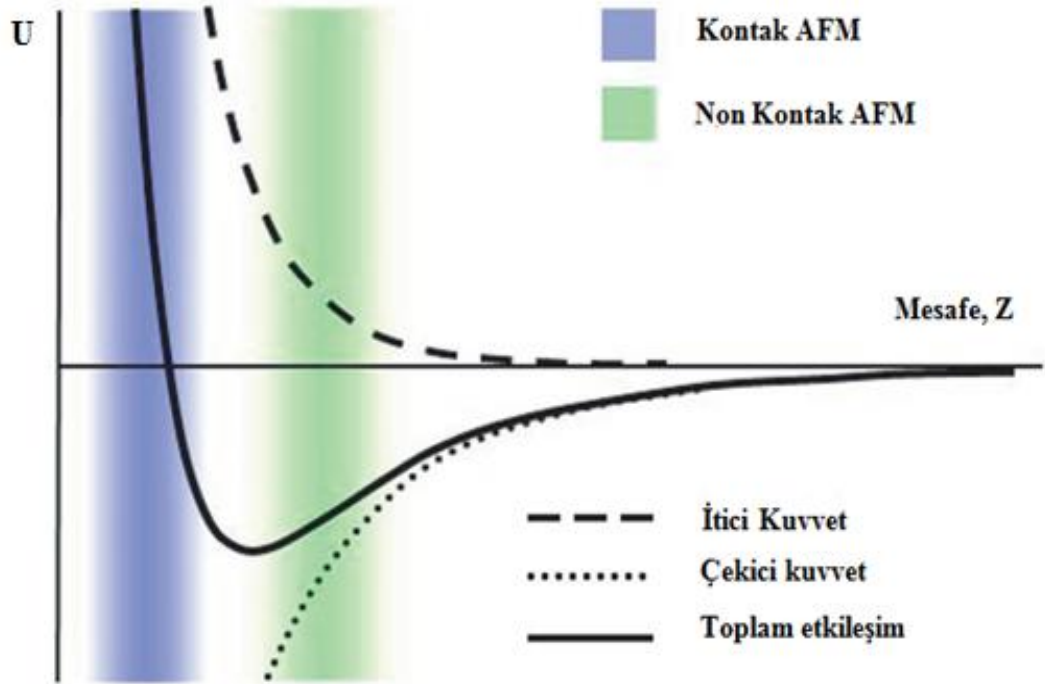


Şekil 2.10. Kristallerin AFM ölçümlerinin alındığı cihaz



Şekil 2.11. Atomik kuvvet mikroskobunun şematik yapısı

Bir AFM tünelleme akımı yerine uç ile numune arasındaki kuvveti ölçer. Numune tarafından uca uygulanan bir F kuvveti çubuğu Δz kadar saptır: $F=C \Delta z$, burada C çubuğun kuvvet sabitidir. Çubuğun hareketi sivri ucun konumunun bir fonksiyonu olarak ölçülür. Bunun için çubuğun arkası bir lazer demeti için yansıtıcı olarak kullanılır. Yansıtıcı hareket Lazer demetinin yolunu değiştirir ve bu durum piko metre ölçeğindeki yer değiştirmeleri kolayca ölçebilen bir foto diyot dizisi kullanarak algılanır. En basit çalışmaları modu temas halinde sürüklenirken çubuğun saptması ölçülür. AFM ölçüm kuvvetleri üçe ayrılır: Uzun mesafe kuvvetler (Vander Waals, elektrostatik, manyetik gibi), Sıvılarda kuvvetler: (Hidrofobiz, Steriz kuvvetler ve Solvatasyon kuvvetler) ve kısa mesafe kuvvetler (kimyasal bağ, iyonik, kısa mesafe itme kuvvetleri). Çizelge 2.1'de AFM mikroskobunun farklı modlardaki özellikleri verilmektedir.



Şekil 2.12. Uç ve numune arasındaki kuvvetlerin mesafe ile değişimi

Çizelge 2.1. AFM mikroskopun farklı modlardaki özellikleri

Mod	Kentilever	Kuvvet (nN)	Sürtünme	Tip-Numune uzaklığı (nN)	Hasar
Kontak Mod	Esnek	1-10	Büyük	<0,2	Büyük
Tapping Mod	Sert	0,1-0,01	Küçük	~ 1	Küçük
Non Kontakt Mod	Sert	0,1-0,01	Küçük	>10	Küçük

2.3. Manyetik Karakterizasyon

2.3.1. Manyetik alan

Hareketli elektrik yükleri, temel parçacıklar veya elektrik alanları tarafından manyetik alan üretir. Maxwell denklemleri kullanılarak elektrik alan, manyetik alan, akım ve onları meydana getiren yükler arasındaki ilişkiler açıklanmaktadır. En bilindik manyetik malzemeler mıknatıslardır. Doğal ve yapay olmak üzere iki tür mıknatıstan söz edilebilir. Demirin oksijen ile birleşmesi sonucu oluşan Fe_3O_4 bileşiği doğal bir mıknatısa örnek olarak verilebilir. Nikel, kobalt ve demir gibi malzemelerin alaşımlarının mıknatıslandırılması sonucu oluşan mıknatıslar ise yapay mıknatıslara örnek olarak verilebilir. Manyetik alanla şekil değiştirebilen malzemeler manyetostriktive malzemeler olarak adlandırılır. Bu malzemeler manyetik enerjiyi kinetik enerjiye, kinetik enerjiyi de manyetik enerjiye çevirir. Bu özellikleri sayesinde sensör yapımında kullanılmaktadırlar (Göymen 2013).

2.3.2. Hall olayı ve taşıyıcı yoğunluğunun ölçülmesi

Bir yarıiletkenin önemli parametresi olan öz direnç ölçümlerinin ve yarıiletkenin tipini (n veya p-tipi elektriksel iletkenlik), taşıyıcı yoğunluğunu ve yük taşıyıcılarının mobilitelerini bulmak için Hall ölçümleri

gerektirmektedir. Üzerinden akım geçen bir yarıiletken numunede akıma dik doğrultuda bir manyetik alan uygulandığı zaman, akıma ve manyetik alana dik doğrultuda numunenin karşılıklı yüzeyleri arasında oluşan voltaj farkı Hall voltajı farkı olup bu olay Hall olayı olarak bilinir. Şekil 2.13'de görüldüğü gibi numunenin sol tarafı pozitif olacak şekilde bir voltaj uygulanmıştır. Bir metal manyetik alan içerisine yerleştirildiğinde ve içinden J_x akım yoğunluğu, enine bir E_y elektrik alanı meydana gelir. Akım kaynağın pozitif terminalinden negatif terminaline doğru akar. Bu x eksenin negatif yönü olmaktadır. Elektronlar ise akımın tersi yönünde hareket edeceklerdir. Bu sisteme pozitif z eksenini doğrultusunda bir manyetik alan içinde iletim elektronlarına, $\vec{F} = -e(\vec{V} \times \vec{B})$ gibi bir kuvvet etki eder ve bu kuvvet Lorentz kuvvetidir. Elektronun yükü negatif olduğundan, elektrona etki eden kuvvet pozitif x doğrultusunda olacaktır. Bu nedenle elektron aşağı doğru hareket edecektir. Elektronlar, materyalin dışına çıkamayacağı için materyalin alt tarafında birikirler. Doğal olarak elektronların bazıları alt tarafta toplanırken pozitif yükler de materyalin üst tarafında kümeleşirler. Böylece, materyalin üst tarafında pozitif, alt tarafında negatif yük birikmesi sonucu bir elektrik alan meydana gelir. Bu elektrik alan, daha fazla negatif yükün alt tarafta birikmesine engel olacak büyüklüğe ulaşmaya kadar büyür ve denge sağlanır. Diğer taraftan bu denge kurulduğunda manyetik alan tarafından oluşturulan kuvvet de ortadan kalkacaktır. Bu durumda oluşan alan, bir B_z manyetik alanında J_x akımı geçen bir iletkenin $(\vec{B} \times \vec{J})$ yönündeki yüzeyi arasında oluşan elektrik alanıdır ve Hall alanıdır. E_x elektrik alanı x-yönünde ve B_z manyetik alanı z yönünde içine konulmuş bir çubuk şeklinde bir iletkende akım y yönünde dışarı çıkamayacağı için $V_y = 0$ olmalıdır. Bu geometride kararlı durumda,

$$F_M = F_E \rightarrow qV_x B_z = qE_H \quad (2.6)$$

$$J \text{ akım yoğunluğu, } J = env_x \quad (2.7)$$

$$E_H = \frac{JB_z}{en} \rightarrow R_H = \frac{1}{en}, (R_H \text{ Hall sabitidir}) V_H = E_H d, n = \frac{IdB}{eV_H} \quad (2.8)$$

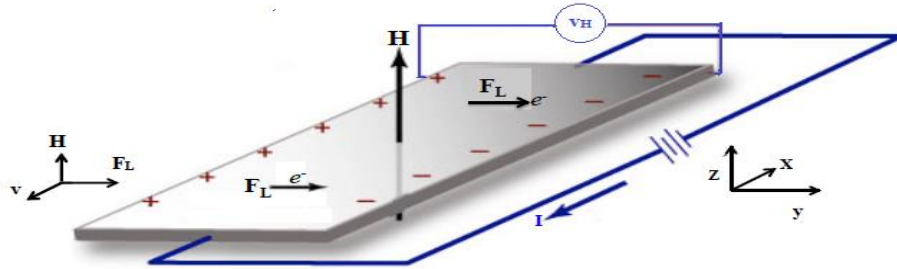
elde edilir. N , birim hacim başına atomların sayısı ise $R_H = -1/(Ne)$ büyüklüğü n/N 'ye eşit olmalıdır. Deneysel olarak elektrik alan, akım yoğunluğu ve manyetik alan ölçülebildiğinden R_H , Hall sabiti ve n elektron (taşıyıcı) yoğunluğu tayininde önemli bir yöntemdir. Elektriksel iletkenlik

$$\sigma = ne^2\tau/m_e = ne\mu \quad \text{veya} \quad \sigma|R_H| = \mu_H \quad (2.9)$$

elde edilir ve elektron hareketliliği yani Hall mobilitesi (μ_H) bulunur ve J_x yüzey akım yoğunluğu olmak üzere,

$$\rho_H = |R_H|B = \frac{E_y}{J_x} \quad (2.10)$$

elde edilir. Bu ρ_H Hall öz direncidir.



Şekil 2.13. Hall etkisinin şematize edilmesi

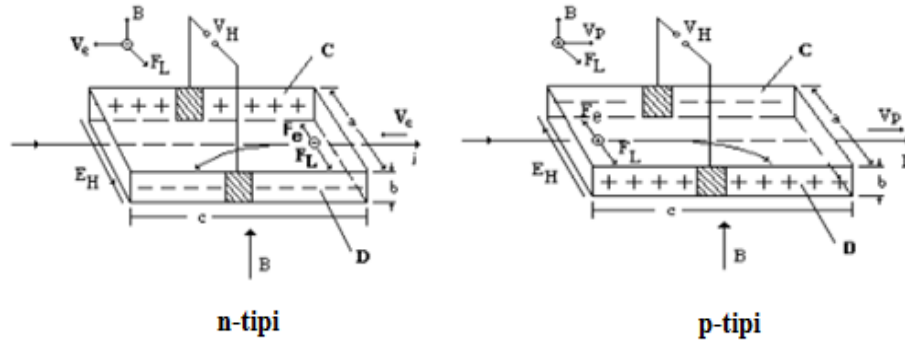
Katı cisim içinde serbestçe hareket eden pozitif ve negatif elektrik yükleri bulunmaktadır. Elektrik alan uygulandığında bunlar farklı doğrultularda yönleneceklerdir. Dolayısıyla katı cisim içinde hangi tür akım taşıyıcı olduğuna bağlı olacak şekilde Hall voltajı polaritesi farklı olmaktadır. Dolayısıyla R_H 'nin deneysel

olarak tayin edilebilmesi büyük önem taşımaktadır. Eğer malzeme içinde tek tip taşıyıcı varsa ölçü bunların elektriksel iletkenliğin işaretinin ve yoğunluğunun hesaplanmasına imkan verecektir. Eğer her iki tür taşıyıcı aynı anda mevcutsa yine çok faydalı bilgiler elde edilebilir, ancak biraz daha fazla matematik bilgi ve fiziksel yorumlara ihtiyaç vardır. Hall etkisi olarak da bilinen Hall olayı temel olarak iki amaç için kullanılır. İlki, yarıiletken türünü belirlemek, diğer temel amacı ise taşıyıcı yoğunluğunu bulmaktır (Ehrehreich *et al.* 1991).

2.3.3. Hall olayı ile yarıiletkenin elektriksel iletkenliğinin belirlenmesi

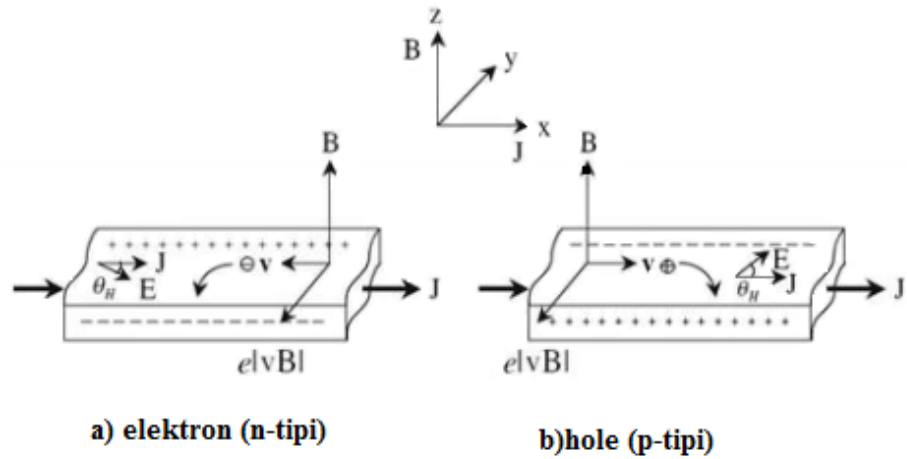
Hall etkisi sonucunda elde edilen V_H ile yarıiletkenin hangi elektriksel özelliğe (n-tipi veya p-tipi) sahip olduğu tespit edilebilir. Bunun için V_H voltajının işaretine bakılmaktadır. Şayet işaret negatif ise n-tipi yarıiletken, pozitif ise p-tipi yarıiletken olduğu kabul edilir. Ayrıca yarıiletkenin tipi R_H katsayısının değerine bakılarak da tayin edilebilmektedir. Burada da benzer şekilde katsayının işareti negatif ise n-tipi, pozitif ise p-tipi yarıiletken olduğu kabul edilmektedir. Eğer V_H voltajın sayısal değeri negatif ise elde edilen grafiğin manyetik kuvvetinin aşağı yönde olduğu görülecektir. Manyetik kuvvetin aşağı yönde olması neticesinde pozitif yüklerin üstte, negatif yüklerin ise altta doğru yönelecektir. Hall olayındaki önemli özelliklerden biri zıt yönlerde doğru hareket eden negatif ve pozitif yükleri birbirinden fark edilebilir bir derecede ayırmaktadır. Bu özelliği sayesinde metallerde akımın elektronlar tarafından sağlandığı ispatlanmıştır. Dahası Hall etkisi ile p-tipi yarıiletkenlerin akımının pozitif elektron-boşluk hareketi olarak düşünülmesine yol açılmıştır.

n-tipi yarıiletkenlerde elektriksel iletkenlik elektronların yoğunluğu fazla olduğu için Hall olayı metallerdeki gibidir (Şekil 2.14).



Şekil 2.14. n-tipi ve p-tipi yarıiletkenlerde Hall olayı

Bir p-tipi yarıiletkende eğer elektrik alan x-doğrultusunda ve manyetik alan z-doğrultusunda uygulanırsa, Hall voltajı y-doğrultusunda elde edilebilir. X-doğrultusunda hareket eden holler -y doğrultusunda bir Lorentz kuvveti uygular. Bu kuvvet etkisiyle, yarıiletkenin üst yüzeyinde pozitif yük birikimi ve alt yüzeyinde ise negatif yük birikimi oluşur. Bu yük birikimi sonucunda yarıiletkenin üst yüzeyine pozitif yükler ve alt yüzeyine ise negatif yükler birikir. Bu birikme sonucunda Hall alanı bir elektrik alan meydana getirir (Şekil 2.15).



Şekil 2.15. (a) n- tipi (b) p -tipi bir yarıiletken için Hall alanı

$$\begin{aligned}
 F_L &= qV \times B = qV\hat{i} \times B\hat{k} = -qVB\hat{j} = -qV_x B_z \hat{j} + qE_y \hat{k} = 0 \\
 &\rightarrow E_y = V_x B_z
 \end{aligned}
 \tag{2.11}$$

$J_p = qpv_p$ akım eşitliğindeki V_p sürüklenme hızıyla aynı hızdır. $V_p = \frac{J_p}{qp}$ de V_x yerine yazılırsa;

$$E_y = \left(\frac{J_p}{qp}\right) B_z = R_H J_p B_z \quad (2.12)$$

ifadesi elde edilir. Bu ifadede R_H ; $R_H = \frac{1}{qp}$ şeklindedir ve Hall katsayısı olarak bilinir.

n-tipi yarıiletken içinde Hall katsayısı negatiftir: $R_H = -\frac{1}{qn}$

2.3.4. Mobilité

Mobilité, yük taşıyıcılarının birim elektrik alan başına etki altında kaldıkları ortalama sürüklenme hızı olarak tanımlanır. Yük taşıyıcılarının mobilitelerini incelemek için özdirencin ve taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklıkla değişimini incelemek gerekmektedir. Elde edilen veriler yardımıyla numunenin elektron mobilitesi hesaplanır. n ve p-tipi yarıiletkenlerde elektriksel iletkenlik sırasıyla,

$$\sigma_e = ne\mu_s^e, \quad \sigma_h = pe\mu_s^h \quad (2.13)$$

eşitlikleri ile verilir. Burada σ_e ve σ_h sırasıyla elektron ve hol için sürüklenme mobiliteleridir. Katkılı yarıiletkenler için çoğunluk taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağlı değişimi katkılı atomunun seviyelerine bağlıdır. n-tipi yarıiletken için elektron ve p-tipi yarıiletken için hollerin yoğunlukları sıcaklığa bağlı olarak belirlenir. İletkenliğin bağlı olduğu mobilité terimi elektron ve holler için:

$$\mu_s^e = \frac{e\tau_e}{m_e}, \quad \mu_s^h = \frac{e\tau_h}{m_h} \quad (2.14)$$

eşitlikleri ile belirlenir. Burada τ_e ve τ_h sırasıyla elektron ve hollerin ortalama serbest zamanı, m_e ve m_h elektron ve hollerin etkin kütleleridir. Mobilitenin sıcaklığa bağlılığı

elektron ve holler için:

$$\mu_s^e = \frac{e l_e}{m_e^2} (3k_B T)^{-1/2} \quad \mu_s^h = \frac{e l_h}{m_h^2} (3k_B T)^{-1/2} \quad (2.15)$$

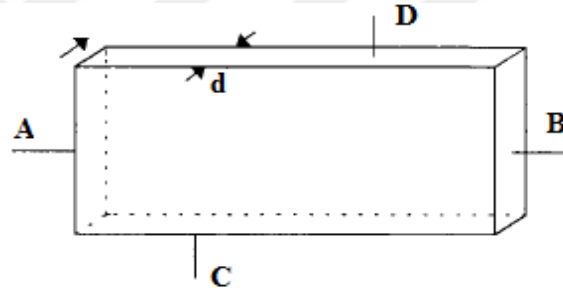
ifadeleri ile verilir (Omar 1975). Yukarıdaki eşitliklerde mobilitenin $T^{-1/2}$ şeklinde sıcaklığa bağlı olduğu görülür. Mobilite çeşitli saçılma mekanizmalarıyla farklı değerler alan ortalama serbest zamana bağlı bir niceliktir. Mobilitenin sıcaklık bağımlılığı genellikle $\mu \propto T^n$ şeklindedir (n düşük ve yüksek sıcaklıklarda saçılmalara bağlı bir sabittir). Farklı n değerlerine karşılık farklı saçılma mekanizmalarının örgü içinde baskın olduğu söylenebilir.

2.3.5. Hall voltajına enine akımın etkisi

Hall ölçümünde yüzey kontakları göz önüne alındığında numunenin uzunluğunun genişliğine karşı büyük olması istenir. Bu durum ölçülen veriler için daha verimlidir. Bu yüzden numunenin uç noktalarına ve karşılıklı nokta kontak yapmak uygun olacaktır. Ters durumda paralel olmayan akım çizgilerini ortaya çıkaracaktır. Akım çizgilerinin yeterince paralel olabilmesi için numune uzun olmalıdır. Numunenin uzunluğunun genişliğine oranı (L/W) büyürse ölçülen Hall voltajı daha hassas olacaktır. $L/W = 1,5$ olduğunda Hall voltajında %30 manyetik alanda ise %20'lik bir azalma söz konusudur, $L/W > 5$ olduğu durum ideal durumdur. Hall açısı arttıkça Hall voltajındaki azalmanın daha az olduğu gözlenmiştir (Beer 1963). Manyetik alan arttıkça Hall voltajının da artması beklenir ama belli bir noktadan sonra Hall voltajı doyuma ulaşacaktır ve Hall voltajındaki artma miktarı azalacaktır. Ayrıca enine akımlar Hall voltajında azalmalara sebep olacağından, bununla ilgili parametrelerin hesaplanmasında hatalar oluşacaktır. Eğer numunede $L \cong W$ olursa, devreden geçen akım değerinde bir azalma meydana gelecek ve aldığımız sonuçlar hatalı olacaktır. Bu hatayı ortadan kaldırmak için ya numunenin uzunluğunu artırmak ya da numunenin genişliğini azaltmak gerekir.

2.3.6. Manyetorezistans ve manyetorezistans üzerine enine akımın etkisi

Enine manyetorezistans, akımın doğrultusu ile manyetik alanın doğrultusunun birbirine dik olması ve boyuna manyetorezistans da akımın doğrultusu ile manyetik alanın doğrultusunun aynı olması gerekir. Manyetorezistans etkisinin teorik olarak incelenmesinde kullanılan Hall katsayısı faktörü yardımıyla taşıyıcıların yoğunluğu ve sürüklenme mobilitesi hesaplanabilir. İdeal manyetorezistans ölçümleri yapabilmek için, akım çizgilerinin paralel olması ve akım kontaklarının uç noktalara yapılması gereklidir (Şekil 2.16). Kontakların uç noktalara yapılması akım çizgilerinin paralelliğinin bozulmasını, potansiyel düşmesini ve ısı transferini engeller.



Şekil 2.16. Hall geometrisi

Manyetorezistans katsayısı

$$M_f^B = \frac{\Delta\rho}{\rho_0 B^2} = \frac{[\rho(B) - \rho(0)]}{\rho_0 B^2} \quad (2.16)$$

şeklinde ifade eder, burada $\Delta\rho = \rho(B) - \rho(0)$ şeklindedir, ortalama voltaj,

$$V_x = \frac{1}{4} \{ [V_{CD}(B_z) + V_{CD}(-B_z)]_{I_+} - \frac{1}{4} [V_{CD}(B_z) + V_{CD}(-B_z)]_{I_-} \} \quad (2.17)$$

şeklindedir. Sıfır manyetik alan durumunda $V_x(0)$;

$$V_x = \frac{1}{2} [V_{CD}(0)_{I_+} - V_{CD}(0)_{I_-}] \quad (2.18)$$

olur, Hall voltajı,

$$V_x = \frac{1}{4} \{ [V_{CD}(B_z) - V_{CD}(-B_z)] + \frac{1}{4} [V_{CD}(B_z) - V_{CD}(-B_z)] \} \quad (2.19)$$

ile verilir. Enine akımın manyetorezistanslarda $J_y=0$ olmalıdır. Eğer $J_y \neq 0$ ise x yönündeki akım değerinde bir azalma olacaktır. $J_y=0$ olması durumundaki manyetorezistans voltajı sıfırdan farklı olması durumundakinden daha büyük olacaktır. Bu durumda x yönünde bir Hall voltajı oluşacak manyetorezistans voltajı Hall voltajı kadar azalacaktır. Hall ve manyetorezistans ölçümlerinde numunenin hazırlanması ve şekli önemlidir. Bu ölçümlerde dikdörtgen şeklinde numuneler kullanılmakla birlikte köprü tipi numuneler de kullanılmaktadır. Köprü tipi numunelerin kullanılması numunenin ısınmasını önler ve büyük kontak alanlarında ölçü almayı ve akım çizgilerinin paralellliğini de sağlamaktadır.

2.3.7. Öz direncin ve elektriksel iletkenliğin sıcaklığa bağlılığı

Elektriksel öz direnç bir malzemenin elektrik akımına nasıl tepki gösterdiğini ifade eder. Metaller gibi yarıiletkenlerin de öz dirençleri sıcaklıkla değişmektedir. Oda sıcaklığında yarıiletkenlerin öz dirençleri 10^{-2} - 10^9 Ω -m aralığında, metallerin öz dirençleri 10^{-2} Ω -m ve yalıtkanların ise 10^4 - 10^{22} Ω -m aralığında değişmektedir. Mükemmel yarıiletkenlerde sıcaklık arttıkça öz direnç azalır ve elektriksel iletkenlik artar, mutlak sıfıra yaklaşınca yarıiletken yalıtkan gibi davranır, metallerde sıcaklık arttıkça öz direnç artar (elektriksel iletkenlik azalır). Yarıiletkenler belirli bir sıcaklık aralığında direnç negatif sıcaklık katsayısına sahiptirler. Bu negatif sıcaklık katsayısı elektronların temel halden uyarılması ile ve katkı konsantrasyonu ile değişen iletkenlik karakteristikleri ile ilişkilendirilir. Metallerde serbest elektron konsantrasyonu çok yüksek olduğu için artan sıcaklıkla, çarpışmalar artar bundan dolayı örgü

çarpışmaları ile direnç artacak, elektriksel iletkenlik ise azalacaktır. Öz direncin sıcaklıkla değişimi;

$$\rho = \frac{m}{n\tau q^2} \quad (2.20)$$

eşitliği ile analiz edebilir. Buradaki n ; serbest yük taşıyıcı sayısı, m ; yüklerin kütlesi ve τ iki çarpışma arasındaki zamandır. Yarıiletkenlerde ise ortalama çarpışma zamanı hemen hemen sabittir. Ancak artan sıcaklıkla atomların valans yörüngelerinden kopan elektron sayısı artacağı için taşıyıcı sayısı arttıkça öz direnç azalır.

2.4. Metal Yarıiletken Kontaklar

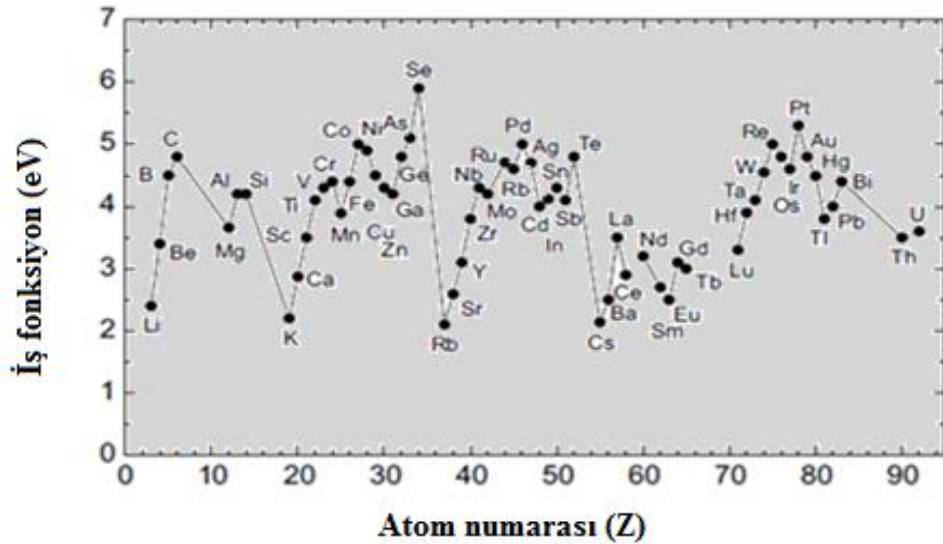
Kontaktan sonra, iki maddenin Fermi seviyeleri eşit yüksekliğe gelinceye kadar taşıyıcı geçişleri olur. Bu kural sadece iki metal arasındaki kontaklar için geçerli olmayıp aynı zamanda metalle bir yarıiletken (n-tipi veya p-tipi) içinde geçerlidir. Taşıyıcıların dağılımından dolayı kontaklarda bir tabaka ortaya çıkacaktır. İki metal kontakta bu tabaka kontağın iki tarafındaki yüzey yükleri tarafından meydana gelecektir. Metal-yarıiletken kontaklarda, kontak ya omik veya Schottky (doğrultucu) olabilir. Omik kontakta taşıyıcılar serbestçe hareket edebilirler ama Schottky kontakta taşıyıcılar serbestçe hareket edemez. Metal ve yarıiletken kontak temasından sonra, termodinamik denge gelene kadar metalden yarıiletkene ve yarıiletkenden metale doğru taşıyıcıların alışverişi olur ve metal-yarıiletken ara yüzeyinde bir potansiyel engel yüksekliği (Φ_B) ortaya çıkar. Bu bölgede hareketli yükler olmadığı için Schottky tabakası (veya yüksek dirençli bir yalıtkan) da denir. Kontakın omik veya Schottky olması, metalin ve yarıiletkenin iş fonksiyonlarına ve yarıiletkenin tipine bağlıdır. Metalin iş fonksiyonu (Φ_m) ve yarıiletkenin iş fonksiyonu (Φ_s) olmak üzere, metal – yarıiletken kontaklarda p-tipi ve n-tipi yarıiletkenler için kontak çeşitleri Çizelge 2.2'de verilmiştir.

Çizelge 2.2. İş fonksiyonlarına göre Schottky ve omik kontaklar

Yarıiletken Tipi	İş Fonksiyonların İlişkisi	Kontak Türü
n-tipi	$\Phi_m > \Phi_s$	Schottky
	$\Phi_m < \Phi_s$	Omik
p-tipi	$\Phi_m < \Phi_s$	Schottky
	$\Phi_m > \Phi_s$	Omik

Kontak için metalin seçiminde şu şartlar göz önüne alınmalıdır;

- n-tipi yarıiletkende metalin iş fonksiyonu yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha küçük olmalıdır; p-tipi yarıiletken için, metalin iş fonksiyonu yarıiletkeninkinden daha büyük olmalıdır.
- n-tipi yarıiletken için metal, donör özelliği göstermelidir; p-tipi yarıiletken için metal, akseptör özelliği göstermelidir (Caferov 1998). Bazı elementlerin iş fonksiyonları Şekil 2.17'de ve Çizelge 2.3'de verilmektedir.



Şekil 2.17. Bazı metallerin iş fonksiyonu (Grudman 2006)

2.4.1. Metal/p-tipi yarıiletkenlerin Schottky kontakları

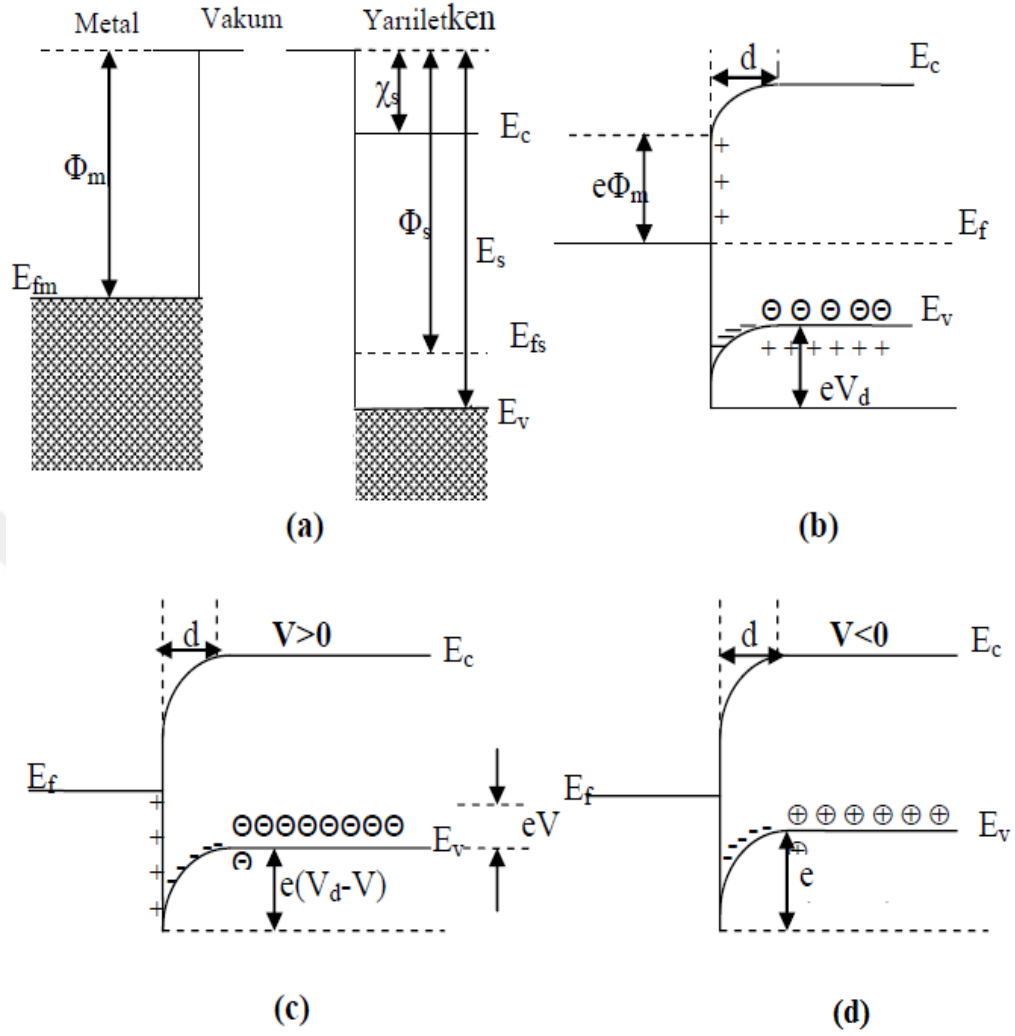
Metal/p-tipi biçimindeki doğrultucu (Schotky) kontak için $\Phi_m < \Phi_s$ ve oda sıcaklığında yarıiletken içindeki akseptörlerin hepsi iyonize olur. Kontak yapılmadan önce yarıiletkenin Fermi enerji düzeyi metalin Fermi enerji düzeyinden $\Phi_s - \Phi_m$ kadar daha aşağıdadır. Kontak işlemi yapıldıktan sonra, metal ve yarıiletkenin Fermi enerji düzeyleri aynı seviyeye gelinceye kadar metalden yarıiletkenine doğru elektron akışı olmaktadır. Böylelikle yarıiletken tarafındaki boşluklar (holler), bu yeni gelen elektronlardan dolayı iyonize hale geçecektir. Yarıiletkenin yüzeyinde oluşan bu negatif yüklü iyonize olmuş akseptörler d kalınlığında bir uzay yükü tabakasında dağılmış olacaktır. Yarıiletken gövdedeki enerji düzeyleri $\Phi_s - \Phi_m$ kadar yükseldiği için, yarıiletken tarafındaki boşluklar için yüzey engelinin ifadesi şu şekilde sunulur.

$$eV_{dif} = \Phi_s - \Phi_m \quad (2.21)$$

Denklem (2.21)'de verilen V_{dif} difüzyon potansiyelini temsil etmektedir, bu potansiyel metalin yüzeyinden yarıiletkenine doğru alınmaktadır. Oluşturulmuş olan kontağın metal tarafındaki holler için engel yüksekliği;

$$e\Phi_b = E_s - \Phi_m \quad (2.22)$$

ile verilmektedir. Yarıiletken tarafındaki bazı boşluklar termal olarak uyarıldığından dolayı, yarıiletken tarafındaki bazı boşluklar oluşan potansiyel engelinden geçecek kadar enerjiye sahip olarak metal tarafına geçebilirler. Benzer şekilde metal tarafındaki bazı boşluklar da yarıiletken tarafına geçebilmektedirler. Bu geçiş süreci tamamlandıktan sonra eşit ve zıt yönlü iki doyma akımı (I_0) meydana gelir. Şayet yarıiletken tarafına voltaj uygulanırsa (V kadar) sol taraftan sağ tarafa akmakta olan boşluk akımında bir değişim olmaz iken, sağ taraftan sol tarafa doğru akan akım $\exp(eV / kT)$ çarpanı kadar bir değişim gösterecektir. Metal/p-tipi yarıiletken doğrultucu kontağın enerji-bant diyagramı Şekil 2.18'de verilmektedir.



Şekil 2.18. Metal/p-tipi yarıiletken Schottky kontağın enerji-bant diyagramı a) kontakdan önce, b) kontakdan sonra ve termal dengede, c) $V > 0$ durumunda, d) $V < 0$ durumunda

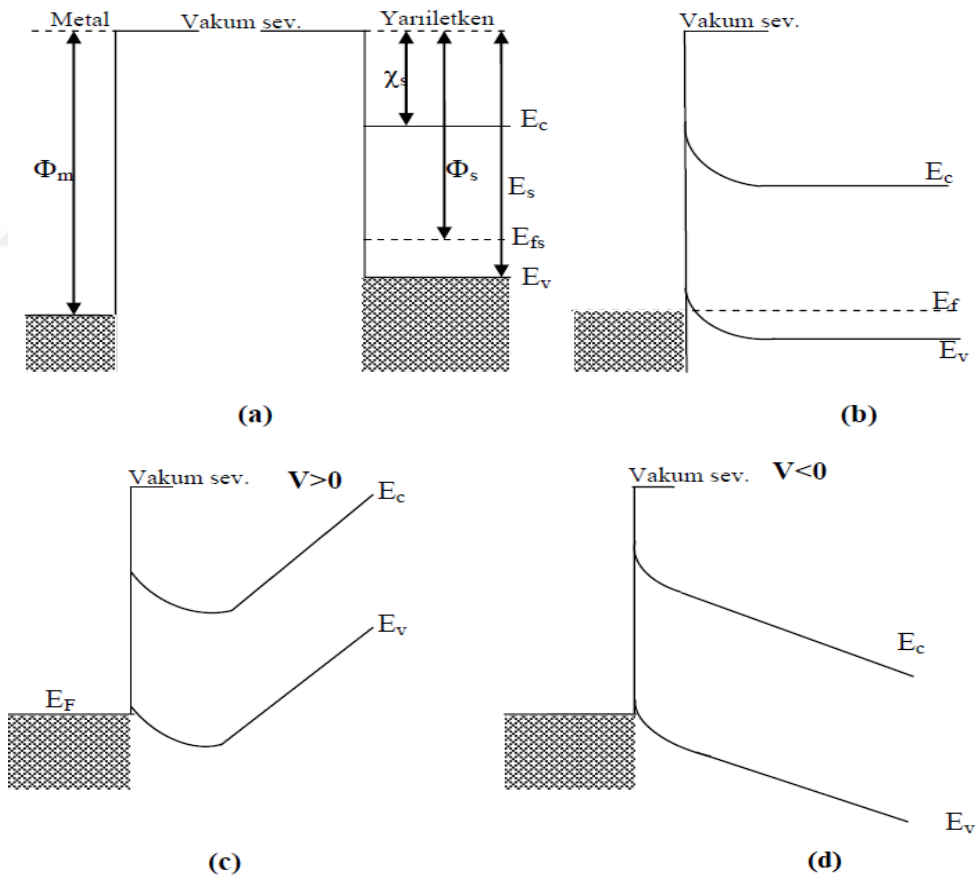
Çizelge 2.3. Farklı elementlerin atom numarasına göre iş fonksiyon değerleri (Grudman 2006; Aydoğan 2015)

Z	Element	W_m (eV)	Z	Element	W_m (eV)	Z	Element	W_m (eV)
3	Li	2,4	37	Rb	2,1	64	Gd	3,1
4	Be	3,4	38	Sr	2,59	65	Tb	3,0
5	B	4,5	39	Y	3,1	66	Dy	-
6	C	4,8	40	Zr	3,8	67	Mo	-
12	Mg	3,66	41	Nb	4,3	68	Er	-
13	Al	4,2	42	Mo	4,2	69	Tm	-
14	Si	4,2	44	Ru	4,71	70	Yb	-
19	K	2,2	45	Rh	4,6	71	Lu	3,3
20	Ca	2,87	46	Pd	5,0	72	Hf	3,9
21	Sc	3,5	47	Ag	4,7	73	Ta	4,1
22	Ti	4,1	48	Cd	4,0	74	W	4,55
23	V	4,3	49	In	4,12	75	Re	5,0
24	Cr	4,4	50	Sn	4,3	76	Os	4,8
25	Mn	3,89	51	Sb	4,1	77	Ir	4,6
26	Fe	4,4	52	Te	4,8	78	Pt	5,3
27	Co	5,0	55	Cs	2,14	79	Au	4,8
28	Ni	4,9	56	Ba	2,5	80	Hg	4,49
29	Cu	4,5	57	La	3,5	81	Tl	3,8
30	Zn	4,3	58	Ce	2,9	82	Pb	4,0
31	Ga	4,2	59	Pr	-	83	Bi	4,4
32	Ge	4,8	60	Nd	3,2	90	Th	3,5
33	As	5,1	62	Sm	2,7	92	U	3,6
34	Se	5,9	63	Eu	2,5			

2.4.2. Metal p-tipi yarıiletken omik kontaklar

Metal/p-tipi biçimindeki omik kontak için $\Phi_m > \Phi_s$ olmaktadır. Kontak yapılmadan önce yarıiletken tarafındaki Fermi enerji düzeyi metal tarafındaki Fermi enerji düzeyinden $\Phi_m - \Phi_s$ kadar yukarı bir konumdadır. Fakat kontak yapıldıktan sonra metal ile p-tipi yarıiletken arasında yük transferi gerçekleşir. Yük transferinde yarıiletken tarafındaki elektronlar metal tarafına geçmektedir. Bunun sonucunda yarıiletken tarafında pozitif

yüzey yükü metal tarafında ise negatif yüzey yükü meydana gelmektedir. Ayrıca bu yük transferi sonucunda yarıiletken tarafındaki Fermi enerji düzeyi $\Phi_m - \Phi_s$ kadar aşağıda olacaktır. Boşluk (hol) yoğunluğunun artmasından dolayı yarıiletkenin yüzeyi daha fazla p-tipi olmaktadır. Şayet metal tarafına pozitif bir voltaj uygulanırsa, yarıiletken tarafından metal tarafına doğru akacak olan elektronlar için bir engel meydana gelmeyecektir ve bundan dolayı bu yöndeki yük transferi kolay bir şekilde devam edecektir. Benzer şekilde yarıiletken tarafına pozitif voltaj uygulanırsa, elektronların hareketinde herhangi bir engel oluşmayacaktır. Bunun sonucunda oluşan kontakın her iki tarafında da kolay bir yük geçişi oluşacaktır. Metal p-tipi yarıiletken omik kontakın enerji bant diyagramı Şekil 2.19'da verilmektedir.



Şekil 2.19. Metal p-tipi yarıiletken omik kontakın enerji bant diyagramı a) kontak öncesi, b) kontak sonrası, c) $V > 0$ durumunda, d) $V < 0$ durumunda

2.4.3. Schottky engel yüksekliği ve idealite faktörü

Schottky engel yüksekliğinin tanımlanmasında kullanılan, akım-voltaj (I - V), kapasite-voltaj (C - V) ve fotoelektrik (PE) gibi birçok yöntem mevcuttur. Uygulamada en çok kullanılan metod, termoiyonik emisyonudur. Bu metod ile toplam akım miktarı aşağıdaki eşitlikte olduğu gibidir,

$$I = I_{te} \left[\exp \frac{qV_d}{kT} - 1 \right] \quad (2.23)$$

burada q elektron yükünü, V_d uygulama voltajı, k Boltzman sabitini, T mutlak sıcaklığını göstermektedir. Uygulamada doğrultucu diyotlar teorideki doğrultucu diyotlardan (kontaklardan) sapma gösterirler. Uygulamada diyotlardaki seri direncin olmasından dolayı I - V karakteristiğinde bazı değişiklikler meydana gelmektedir. Yukarıdaki denkleme R_s seri direnci ve boyutsuz n idealite faktörü olarak adlandırılan parametreler dahil edilerek, toplam voltajı da $V_d + IR_s = V$ halinde yazıp ve buna göre $\exp(qV_d/nkT) \gg 1$ durumunu dikkate alarak, denklem (2.23) yeniden düzenlenirse,

$$I = I_{te} \left[\exp \frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right] \quad (2.24)$$

şekline dönüşür. Ayrıca denklem aşağıdaki gibi de yazılabilir;

$$I = I_{te} \left\{ \exp \frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right\} \left\{ 1 - \exp \frac{q(V - IR_s)}{kT} \right\} \quad (2.25)$$

yukarıdaki eşitlikte görülen I_{te} termoiyonik emisyon modeline göre doyma akımını ve n terimi de idealite faktörünü temsil etmektedir ve aşağıdaki ifadelerle verilirler.

$$I_{te} = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{kT}\right) \quad (2.26)$$

Bu denklemin her iki tarafının doğal logaritması alınırsa;

$$\phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{AA^* T^2}{I_{te}}\right) \quad (2.27)$$

elde edilir ve idealite faktörü;

$$n = \frac{q}{kT} \left(\frac{dV}{d(\ln I)} \right) \quad (2.28)$$

bulunur. Burada A diyodun alanı ve A^* ($\text{cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$) p-tipi GaSe için Richardson sabitini temsil etmektedir (Shi 1992, Donoval *et al.* 1989, Chin *et al.* 1989). Doğru beslem $\ln(I)$ - V grafiğinin doğrusal bölgesinde eğrinin eğiminden bulunan idealite faktörü, diyodun ideallik ölçüsünü gösteren bir sabit olup, ideal bir diyot için $n=1$ değerine sahiptir. Seri direnç değerini ve idealite faktörünü belirlemek için $\ln(I)$ - V grafiği iyi belirlenmiş bir yöntem olup voltajın kT/q 'dan büyük ve R 'nin küçük değerlerinde, bu grafik bir doğru vermektedir. Bu doğrunun eğimi ve voltaj eksenini $V=0$ 'da kestiği nokta engel yüksekliğini ve idealite faktörünü hesaplamak için kullanılmaktadır. Seri direnç değerinin artması, $\ln(I)$ - V grafiğinde doğrusal bölge idealite faktörü ve engel yüksekliğinin doğru olmayan ölçümlere kaymasına neden olmaktadır.

2.4.4. Norde yöntemi

Termoiyonik emisyon kuramına göre doğrultucu diyotların doğru beslemde akım-voltaj ilişkisi aşağıdaki gibi yazılmaktadır;

$$I = AJ = AA^* T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eV_0}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.29)$$

burada k Boltzmann sabiti ve V diyot üzerine uygulanan voltaj ve T ise Kelvin cinsinden sıcaklığı karakterize etmektedir. Doğrultucu diyotlarının akım-voltaj

karakteristiklerinde ideal durumlardan bazı sapmalar meydana gelebilmektedir. Bu sapmalardan dolayı denklem (2.29) deki ifade aşağıdaki gibi düzenlenir;

$$I = AJ = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV_0}{nkT}\right) [1 - \exp\left(\frac{eV_0}{kT}\right)] \quad (2.30)$$

IR_s voltaj değeri seri direnç üzerinde harcadığı için uygulama voltaj azalır ve aşağıdaki eşitliğe dönüşür.

$$I = AJ = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{e(V-IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (2.31)$$

Termoionik emisyon kuramı yalnızca diyodun doğru beslemdeki $I - V$ karakteristiğinin doğrusal bölgesinde kullanılır. Yüksek seri direnç sebebiyle doğrusal bölgesi $kT/e \ll V \ll IR$ aralığıyla sınırlanır ve $\ln(I) - V$ grafiğinin değerlendirilmesi ile güvenilir sonuçlar elde edilemez. Grafiğin eğiminden hesaplanan, idealite faktörü ve engel yüksekliği değerinin güvenilir bir şekilde hesaplanması için, yeni metot ve tekniklere ihtiyaç duyulmaktadır. Bu yöntemlerden biri Norde tarafından tanımlanmıştır, Norde ideal durumda ($n=1$ için) seri direnç ve engel yüksekliğini $F(V)$ fonksiyonu yardımıyla elde etmiştir (Norde 1979). Norde tarafından elde edilen aşağıdaki eşitlik,

$$F(V) = \frac{V}{2} - \left(\frac{kT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (2.32)$$

Sato ve Yasamura tarafından, Norde yöntemini geliştirilerek idealite faktörünün 1'den büyük olduğu durumlarda da seri direnç ve engel yüksekliği değerinin hesaplanabileceği iddia edilmiştir (Sato *et al.* 1985). Eşitlik 2.31'in her iki tarafının $\ln$ 'i alınıp Eşitlik 2.32'de yerine yazılırsa, aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$F(V) = \left(\frac{n-2}{2n}\right)V + \frac{IR_s}{n} + \phi_b \quad (2.33)$$

Eğer seri direncin değeri sıfır ise, $F(V) - V$ grafiğinin eğimi $((n-2)/2n)$ olan bir doğrudur ve $F(V)$ eksenini $V = 0$ 'da kestiği noktada Φ_b elde edilir. Eğer seri direncin değeri sıfır değilse $F(V)$ fonksiyonu bu şekilde verilebilir.

$$F(V) = \frac{V}{2} - \left(\frac{kT}{e}\right) \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2R_s}\right) \quad (2.34)$$

Eşitlik (2.34)'nin V 'ye göre türevi alınıp eşitlik yeniden düzenlenirse,

$$\frac{\partial F(V)}{\partial V} = \frac{1}{2} \left[\frac{n-2}{2} + \frac{\beta I R_s}{n + \beta I R_s} \right] = \frac{n-2 + \beta I R_s}{2(n + \beta I R_s)} \quad (2.35)$$

olur. $\beta = q/kT$ ve $\partial F(V)/\partial V$ şartında $F(V)$ bir minimum geçer. Minimumdan geçen akım ve voltaj değerleri I_{0i} ve V_{0i} dir. Burada,

$$\frac{n-2 + \beta I_{0i} R_{si}}{2(n + \beta I_{0i} R_{si})} = 0 \quad (2.36)$$

$$n - 2 + \beta I_{0i} R_{si} = 0 \quad (2.37)$$

$$R_{si} = \frac{(2-n)}{I_{0i}} - \frac{kT}{e} \quad (2.38)$$

$$\Phi_b = F(V_{0i}) + \left(\frac{2-n}{2n}\right) V_{0i} - \left(\frac{2-n}{2n}\right) \frac{1}{\beta_i} = F(V_{0i}) + \left(\frac{2-n}{2n}\right) \left(\frac{V_{0i}}{2} - \frac{kT_i}{e}\right) \quad (2.39)$$

ifadeleri elde edilir. Burada R_i , β_i , V_{0i} ve I_{0i} ($i=1,2,\dots,n$) farklı sıcaklıklara karşılık gelen değerlerdir. Bohlin Norde fonksiyonun ilk terimi olan $V/2$ yerine V/γ kullanarak (γ idealite faktöründen büyük olmak kaydıyla ($\gamma > n$)), Norde fonksiyonunu modifiye etmiştir (Bohlin 1986; Karataş *et al.* 2004, 2007), Bu durumda $F(V)$ Norde fonksiyonu,

$$F(V, \gamma) = \frac{V}{\gamma} - \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) \quad (2.40)$$

olarak tanımlanır. Eşitlik (2.33)'de $\frac{V}{2}$ yerine $\frac{V}{\gamma}$ yazılıp V parantezine alınırsa,

$$F(V, \gamma) = \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{n}\right)V + \phi_b + \frac{IR_s}{n} \quad (2.41)$$

biçimine dönüşür. İdeal diyotta seri direncin sıfır olduğu düşünülürse $F(V)$ 'nin V 'ye bağlı grafiği, eğimi $(n-\gamma)/n\gamma$ olan bir doğru olur ama seri direnç varsa bu fonksiyon, eşitlik (2.40) biçiminde olur. $F(V)$ fonksiyonunun V 'ye göre türevini alıp minimum noktada sıfıra eşitlediğimizde aşağıdaki eşitlik elde edilir.

$$I_m = \frac{\gamma-n}{\beta R_s} \quad (2.42)$$

Burada ki I_0 ve V_0 değeri minimum noktadaki akım ve voltaj değerleridir. Sonuç olarak engel yüksekliği ve seri direnç ifadeleri

$$\phi_b = F(V_0, \gamma) + \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{\gamma}\right)V_0 - \left(\frac{\gamma-n}{\beta n}\right) \quad (2.43)$$

$$R_s = \left(\frac{\gamma-n}{\beta I_0}\right) \quad (2.44)$$

olarak tanımlanır.

2.4.5. Schottky diyotlarda akım iletimi ve termiyonik emisyon teorisi

Sıcak bir bölgeden termal enerji aracılığıyla taşıyıcıların salınması termiyonik emisyon olarak bilinmektedir. Termiyonik emisyon, metal-yarıiletken kontaklarda taşıyıcıların termal enerjileri aracılığıyla potansiyel engelini geçerek metalden yarıiletken veya aksi yönde geçiş yapması demektir. Doğrultucu kontaklarda akımı sağlayan çoğunluk taşıyıcılarıdır. Metal-n-tipi yarıiletken doğrultucu kontaklarda çoğunluk taşıyıcıları elektronlar iken p-tipi yarıiletkenlerde ise çoğunluk taşıyıcıları boşluklar meydana

getirmektedir. Termoiyonik emisyon kuramında, Maxwell-Boltzmann yaklaşımı gibi doğrultucu kontağın potansiyel engelini, kT enerjisinden daha büyük olduğu ve taşıyıcı çarpışmalarının çok küçük olduğu varsayılmaktadır. Metal tarafından yarıiletken tarafına doğru akım yoğunluğu $J_{m \rightarrow s}$, yarıiletken tarafından metal tarafına doğru akan akım yoğunluğu ise $J_{s \rightarrow m}$ olduğunu farz edelim. $J_{s \rightarrow m}$ akım yoğunluğu, x yönünde ve engeli geçebilecek hıza sahip olursa;

$$J_{s \rightarrow m} = \int_{E_c}^{\infty} V_x dx \quad (2.45)$$

burada E_c , minimum enerji, V_x taşınma yönündeki sürüklenme hızı ve artan elektron yoğunluğu (konsantrasyonu), $dn = (g_c)(E)f(E)(dE)$ şeklinde yazılabilir. Burada $f(E)$ Fermi-Dirac ihtimaliyet fonksiyonu, $g_c(E)$ iletkenlik bandındaki hal yoğunluğudur. Maxwell-Boltzman yaklaşımından yararlanarak elektron konsantrasyonu,

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{2/3}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[-\frac{(E - E_c)}{kT}\right] dE \quad (2.46)$$

yazılabilir. $(E - E_c)$ elektronun kinetik enerjisidir.

$$(E - E_c) = \frac{1}{2} m_n^* V^2, dE = m_n^* V dV, \sqrt{E - E_c} = V \sqrt{m_n^*/2} \quad (2.47)$$

Bu eşitlikleri kullanılarak (2.46) ifadesi yeniden düzenlenirse,

$$dn = 2 \left(\frac{m_n^*}{h}\right)^3 \exp\left(-\frac{e\phi_n}{kT}\right) \exp\left(-\frac{m_n^* V^2}{2kT}\right) 4\pi V^2 dV \quad (2.48)$$

hız, bileşenlerine ayrılırsa, $V^2 = V_x^2 + V_y^2 + V_z^2$. Buradan (2.45) ifadesi

$$\begin{aligned}
J_{s \rightarrow m} &= 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \exp \left(-\frac{e\phi_n}{kT} \right) \int_{V_x}^{\infty} V_x \exp \left(-\frac{m_n^* V_x^2}{2kT} \right) dV_x \int_{-\infty}^{\infty} \left(-\frac{m_n^* V_y^2}{2kT} \right) dV_y \int_{-\infty}^{\infty} \left(-\frac{m_n^* V_z^2}{2kT} \right) dV_z \\
\end{aligned} \tag{2.49}$$

şeklinde yazılabilir. V_{ox} , x doğrultusundaki potansiyel engelini aşabilmesi için gerekli olan minimum hızdır. (2.49) eşitliğini,

$$\left(-\frac{m_n^* V_x^2}{2kT} \right) = \alpha^2 + \frac{e(V_{dif} - V)}{kT}, \frac{m_n^* V_y^2}{2kT} = \beta^2, \frac{m_n^* V_z^2}{2kT} = \gamma^2, \frac{1}{2} m_n^* V_{0x}^2 = e(V_{dif} - V) \tag{2.50}$$

şekilde yazabiliriz. Bu durumda $V_x \rightarrow V_{ox}$ şartı için $\alpha = 0$ olur. Yine

$$V_x dV_x = \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right) \alpha d\alpha \tag{2.51}$$

bu ifadeler kullanılırsa,

$$\begin{aligned}
J_{s \rightarrow m} &= 2e \left(\frac{m_n^*}{h} \right)^3 \left(\frac{2kT}{m_n^*} \right) \exp \left(-\frac{e\phi_n}{kT} \right) \exp \left(\frac{e(V_{dif} - V)}{kT} \right) \int_0^{\infty} \alpha \exp(-\alpha^2) d\alpha \int_{-\infty}^{\infty} -\beta^2 d\beta \int_{-\infty}^{\infty} -\gamma^2 d\gamma \\
\end{aligned} \tag{2.52}$$

bu son ifadenin integrali alınır,

$$J_{s \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp \left(-\frac{e\phi_n}{kT} \right) \exp \left(\frac{eV}{kT} \right) \tag{2.53}$$

deklemdaki net akım yoğunluğu $J = J_{s \rightarrow m} - J_{m \rightarrow s}$

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT} - 1\right) \quad A^* = \left(\frac{4\pi e m_n^* k^2}{h^3}\right) \quad (2.54)$$

burada A^* Richardson sabiti, J_0 ters-doyma akım yoğunluğu olarak bilinir ve $\Delta\phi$ Engel yüksekliğindeki değişimidir ve

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.55)$$

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) = A^* T^2 \exp\left(-\frac{e\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{e\Delta\phi}{kT}\right) \quad (2.56)$$

şeklinde ifade edilir.

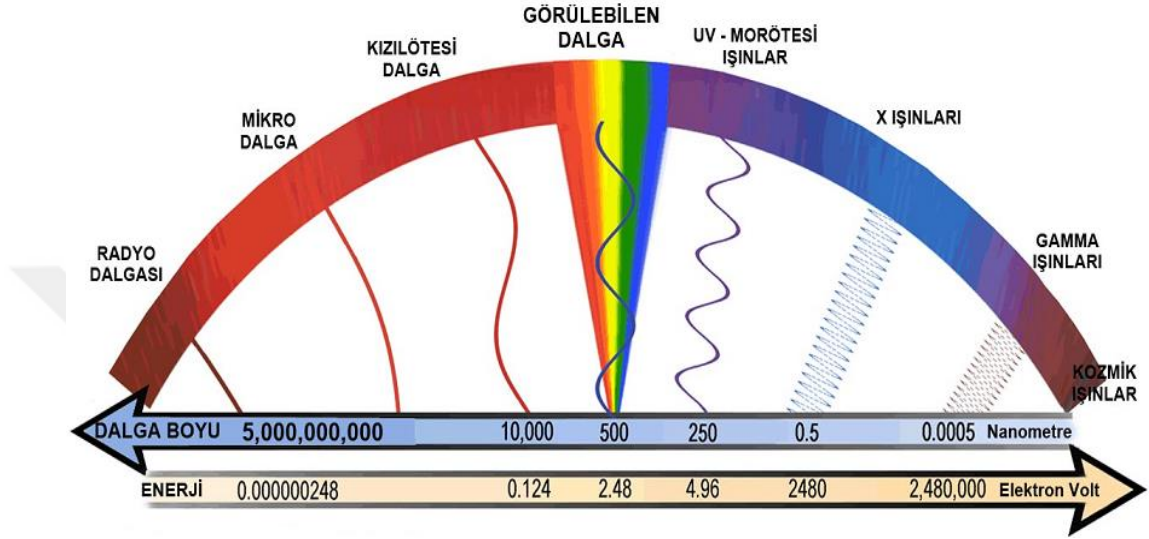
2.5. Optik Özellikler

Işık ilerlerken ışığın frekansı ortamdaki atomların geçiş frekansı ile rezonansa geldiğinde soğurma oluşur. Bu durumda ışık ilerlerken zayıflayacaktır. Ortamın geçirgenliği bariz bir şekilde soğurma ile orantılıdır. Çünkü sadece soğurulmayan ışık ortamdan geçecektir. Çeşitli dalga boylarında ışın içeren bir demet, şeffaf bir ortamdan geçirilirse, içinden bazı dalga boylarının kaybolduğu görülür ki buna ışığın soğurulması denir (Gündüz 1993). Yarıiletkenlerin bant yapısının incelenmesi için en basit metot optik soğurma ölçümlerinin alınmasıdır. Soğurma sürecinde, enerjisi bilinen bir fotonla bir elektronu düşük enerji seviyesinden yüksek enerji seviyesine uyarır.

2.5.1. Elektromanyetik spektrumu

Madde özelliklerinin en bilindik hali, soğrulan ve salınan parçacıklar, ışık ya da ses vasıtasıyla incelenmektedir. Işık ve madde arasındaki etkileşimleri inceleyen bilim dalına spektroskopi adı verilmektedir. Bu yöntemde incelenecek malzeme üzerine uyarıcı tanecikler (elektron, nötron, proton, atom, molekül, vs. gibi) gönderilir ve böylece malzemenin uyarıcı taneciğe karşı gösterdiği davranışlar incelenir.

Spektroskopi yöntemlerinde maddenin elektromanyetik radyasyonu yayması, soğurması, saçılması, saptırması, genel olarak maddenin elektromanyetik radyasyonla etkileşimi ve bu etkileşimin sonuçları analitik amaçlara dönük olarak incelenir.



Şekil 2.20. Elektromanyetik ışımının türlerini gösteren elektromanyetik spektrumu

Belirli bir enerji düzeyinde ikamet eden atomlar $h\nu$ enerjili bir ışınımı soğurduğunda dış yörüngelerde bulunan elektronları belirli enerji seviyelerine geçiş yaparlar. Bir atomun temel seviyesi ışık soğurarak ya da yüksek enerjili elektron, iyon veya moleküllerle çarpışarak uyarılmış seviyelere çıkarak atomun soğurma spektrumunu oluşturabilmektedir. Bu ışınım olayının tam tersi ise emisyon spektrumunu meydana getirecektir.

2.5.2. Direkt ve indirekt geçişler

Yarıiletkenlerdeki enerji bantlarının şekline göre yarıiletkenleri iki sınıfa ayırabiliriz. İletkenlik bandının minimumu ile valans bandının maksimumunun aynı k değerinde olduğu yarıiletkenlere direkt bant aralığına sahip yarıiletken denir. Direkt bant geçişinde iletkenlik ve valans bandına geçiş yapan elektronlar aynı k değerine sahip olduklarından momentumun korunması için üçüncü parçacıklara (fonon) ihtiyaç duyulmaz. Bu

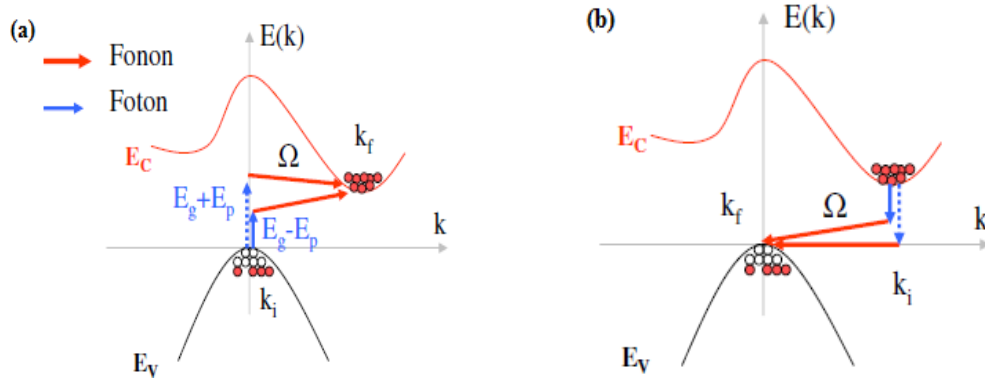
sebepten optik geçişler verimlidir ve bu tür yarıiletken malzemeler ışık üretiminde kullanılırlar. Bir direkt soğurma sürecinde ω_g frekansındaki sürekli optik soğurma eşiği, $E_g = \hbar\omega_g$ bant aralığını ölçer. Kristal tarafından soğrulan bir foton, bir elektron ve bir hol oluşturur (Şekil 2.21a). Direkt bant aralığına sahip malzemelerde soğurma katsayısı:

$$\alpha(h\nu) = A(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (2.57)$$

elektronun valans bandından iletkenlik bandına k 'nın sıfırdan farklı değeri için geçişe indirekt optik geçiş denir. İndirekt geçişte foton, elektron ve fonon etkili olmaktadır. Bu iletkenlik bandına $k \neq 0$ 'dan farklı geçiş yapar ve kararlı geçiş değildir, momentum korunur ama enerji korunmaz. Daha genel açıklandığında; Eğer elektron valans bandının maksimumundan, iletkenlik bandına $k=0$ şartında geçmiş ise iletkenlik bandına geçtiği seviyede duramayıp bandın $k \neq 0$ 'dan farklı minimuma geçer. Böyle bir geçiş ancak fonon emisyonu veya soğurulması ile mümkün olabilir. Eğer elektron valans bandının maksimumunda değil de başka bir noktadan iletkenlik bandının maksimumundan geçer ise, bu geçiş fonon alarak veya vererek mümkün olabilir ve indirekt optik geçiş olarak adlandırılır (Şekil 2.21b). İndirekt bant aralığına sahip malzemelerde soğurma katsayısı,

$$\alpha(h\nu) = A^*(h\nu - E_g \pm \hbar\Omega)^2 \quad (2.58)$$

direkt bant aralıklı bir yarıiletkende, eksitonun ışımalı olarak bozulmasıyla yayınlanan fotonun enerjisi; $h\nu = E_g - R^*$, ile verilir. Bu ifadedeki R^* eksiton bağlanma enerjisidir. E_g ise yarıiletken bant boşluğunun enerjisidir. İndirekt bant aralıklı bir yarıiletkende ise, bu ifade; $h\nu = E_g - R^* \pm \hbar\Omega$ şeklindedir. Bu ifadede $h\nu$ geçişe dâhil olan fononun enerjisidir (Perkowitz 1993; Kittle 2013, 2005).



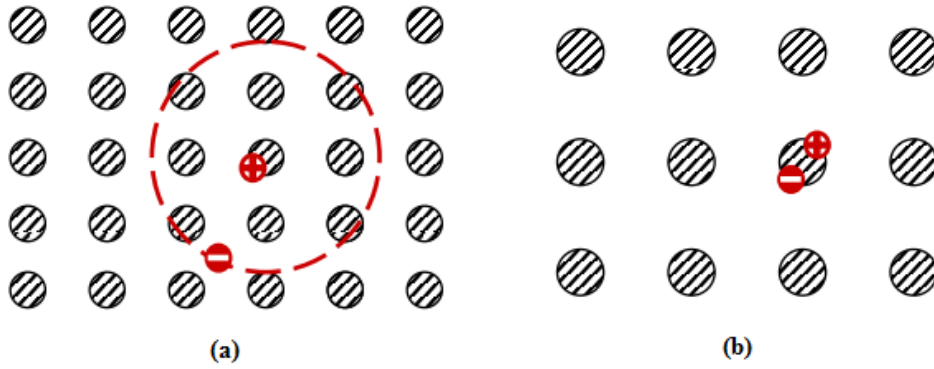
Şekil 2.21. Optik geçişler, a) Direkt (Doğrudan) Geçiş, b) İndirekt (Dolaylı) Geçiş

Direkt bant aralığına sahip yarıiletkenlerde eksitonik haller valans bandından elektronların uyarılmasını kabul edebilirler. Bu geçişler direkt geçiş oldukları için fonon içermezler. Direkt bant aralığına sahip yarıiletkenlerde eksitonik hallerin tesir kesiti büyüktür ve iletkenlik bandındaki uyarılan taşıyıcılardan ışımasız geçişi, eksiton halinden valans bandına ışımalı bir geçişi takip edecek şekilde foton emisyonu oluşur.

2.5.3. Eksiton

Bir yarıiletken veya yalıtkanda fotonun soğrularak bantlar arası geçiş ile iletkenlik bandından bir elektron, valans bandında da bir hol meydana getirir. Uzayda aynı noktada zıt yüklü parçacıklar oluştururlar ve bu parçacıklar karşılıklı Coulomb etkileşmesi ile birbirlerini çekerler. Bu çekici kuvvet bir elektron-hol çiftinin oluşma ihtimaliyetini artırır ve böylece optik geçiş oranı artar. Üstelik uygun şartlar oluşturulursa, bağlı bir elektron-hol çifti oluşturulabilir. Bu doğal bağlı çift eksiton olarak adlandırılır. Eksiton birçok kristal malzemede görülebilir. Eksitonların iki tane genel tipi vardır: Wannier-Mott eksitonlar (serbest eksitonlar olarak da adlandırılırlar), Frenkel eksitonları (sıkı bağlı eksitonlar olarak da adlandırılırlar). Wannier-Mott eksitonlar genellikle yarıiletkenlerde, Frenkel eksitonları da yalıtkan kristaller ve molekül kristallerde gözlenirler. Wannier-Mott eksitonlar bir çok atomu çevreleyen büyük yarıçapa sahiptirler ve tüm kristal boyunca serbestçe hareket edebilecek tarzda

olup lokalize değildirler. Bu yüzden bu eksitonlara serbest eksitonlar da denmektedir. Tersine, Frenkel eksitonları birim hücrenin ebadı ile karşılaştırıldığında çok daha büyük yarıçapa sahiptirler. Bu özellik bu eksitonları belirli atom veya moleküllere bağlı olarak sınırlandırılmış hallerde tutar ve diğer adı sıkı bağlı eksitonlardır. Sıkı bağlı eksitonlar serbest eksitonlardan çok daha az hareket ederler ve kristalde bir atom bölgesinden başka birine atlayarak hareket etme kabiliyetine sahiptirler. Frenkel eksitonları oda sıcaklığında genellikle kararlıdır. Eksitonlar düşük sıcaklıklarda gözlenebilir, yüksek sıcaklık, elektron-hol çifti arasındaki bağı koparabilir. Eksiton seviyesi iletkenlik bandının hemen aşağısındadır. Wannier-Mott eksitonu büyük yarıçaplarına uygun olarak 0,01 eV değerinde küçük bağlanma enerjisine sahiptir. Frenkel eksitonları oda sıcaklığında 0,1-1 eV civarındaki daha büyük bağlanma enerjilerine sahiptirler (Fox 2001). Bir eksitonu oluşturmak için gerekli enerji, $h\nu = E_g - E_{eks}$ ile belirlenir, E_{eks} bağlanma enerjisidir (Önengüt *et al.* 2013; Aydoğan 2007, 2014). Wannier-Mott ve Frenkel eksitonların şematik gösterimi Şekil 2.22'de verilmektedir.



Şekil 2.22. (a) Wannier-Mott eksitonlarının (b) Frenkel eksitonlarının şematik gösterimi

2.5.4. Soğurma katsayısı ve Beer yasası

Optikte Beer–Lambert yasası; ışığın soğurulmasını ışığın içinden geçtiği malzemenin özelliklerine bağlı olduğunu açıklar (Beer–Lambert–Bouguer yasası olarak da bilinir). Bir optik ortamda ışığın soğurma katsayısı α simgesi ile belirlenir. Soğurma katsayısı

ortamın birim uzunluğunda soğurulan şiddetin yüzdesi olarak tanımlanır. Eğer ışık demeti z doğrultusunda ilerliyorsa ve z konumundaki şiddet $I(z)$ ise o zaman dz kalınlığındaki değişen bir dilimle şiddetteki azalma,

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I \quad (2.59)$$

fotonların (+ z yönünde ilerlerken) n sayısının kesit alanı ΔA uzunluğu Δz olan ΔV hacimli kazanç ortamıyla etkileşmesinden dolayı, küçük artıslı değişim oranı $\Delta n/\Delta t$ olur. Bu küçük hacminden geçme sonucu parlaklıkta oluşan artış değişimi ΔI

$$\Delta I = \frac{h\nu}{\Delta A} \frac{\Delta n}{\Delta t} \quad (2.60)$$

şeklinde yazabilir. Bu eşitliğin her iki tarafının Δz ile bölümü

$$\frac{\Delta I}{\Delta z} = \frac{h\nu}{\Delta A} \frac{\Delta n}{\Delta t} \quad (2.61)$$

verir. ΔV hacim içindeki net foton üretimi veya kayıp oranı, kendiliğinden yayınının, uyarılmış yayınının ve uyarılmış soğurmanın bir sonucudur. Oldukça büyük gelen parlaklıklar için, ışın yönündeki kendiliğinden yayının oranı, uyarılmış yayının ve soğurma oranlarından çok azdır ve böylece kendiliğinden yayınının foton üretimi üzerine olan katkısı ihmal edilecek kadar küçüktür. O halde, her uyarılmış yayının olayı bir foton oluşturur ve her uyarılmış soğurma olayı alandan bir foton ayırır, ΔV hacmi içindeki fotonların sayısının değişim oranı,

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{\sigma I}{h\nu} (N_2 - N_1) \Delta V \quad (2.62)$$

olacaktır. Bu sonuç Eşitlik (2.61) içinde kullanılırsa

$$\frac{\Delta I}{\Delta z} = \sigma I(N_2 - N_1) \quad (2.63)$$

verir, küçük artışlar diferansiyellerle ifade edilirse, önemli bir ilişki bulunur:

$$\frac{dI}{dz} = \sigma I(N_2 - N_1) \quad (2.64)$$

böylece Eşitlik (2.59)'da görünen α kayıp katsayısının biçimini elde edilir:

$$\alpha = -\sigma(N_2 - N_1) \quad (2.65)$$

dikkat edilirse kayıp katsayısını, uzunluğunun tersi boyutundadır. Küçük giriş parlaklığı veya yeterince küçük σ tesir kesiti, nüfus yoğunluğu, taban duruma yoğunlaşmış olarak kalır ($N_1 \approx N_T$) bu durumda,

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha_0 I \quad (2.66)$$

biçimini alır, bunun doğrudan integral alınabilir.

$$\frac{dI}{I} = -\alpha_0 dz \rightarrow \int_{I_0}^{I_L} \alpha_0 dz \rightarrow \ln\left(\frac{I_L}{I_0}\right) = -\alpha_0 L \rightarrow I_L = I_0 e^{-\alpha_0 L} \quad (2.67)$$

Bu sonuç Beer yasası olarak bilinir.

2.5.5. Eksiton soğurması

Serbest eksitonlar direkt bant aralıklı yarıiletkenlerde gözlemlenirler. Eksitonlar sadece, elektron ve hol grup hızları eşit olduğunda oluşur. Bu elektron ve hollerin bağlı bir çift olarak birlikte hareket edebilmesi için gereklidir. Bant içindeki bir elektronun grup hızı

$$V_g = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k} \quad (2.68)$$

$V_e=V_h$ şartı sadece geçişlerin meydana geldiği aynı Brillouin zonü noktalarında iletkenlik ve valans bandları bükölmelerinin olması durumunda gerçekleşir. Serbest eksitonlar sadece çok saf numunelerin soğurma spektrumunda gözlenir. Bu durum, safsızlıkların eksiton içinde Coulomb etkileşmesini perdeleyebilen serbest elektron ve holleri serbest bırakmasından kaynaklanır ve bağlanma enerjisini güçlü bir şekilde azaltır. Eksitonik etkiler serbest taşıyıcı yoğunluğu çok yüksek olduğu için katkılanmış yarıiletkenlerde ve metallerde genellikle gözlenmez.

3. MATERYAL ve YÖNTEM

3.1. Ga, Se ve Cd Elementler Hakkında Bilgiler

Galyum (Ga) metali doğada saf halde bulunmaz ancak çok kolay elde edilir. Galyum bir yan üründür ve en çok kullanılan bileşikler galyum nitrit ve galyum arseniktir. Atom numarası 31 olan kimyasal saf bir galyum parlak gümüş rengindedir. Galyum avuç içine alındığında eriyen bir metaldir. Ga, kuvarslı termometrelerde, transistör, lazer diyotlarda, TV ve PC ekranlarında, yarıiletkenlerin yapımında ve kızılötesi alıcılarında ve dedektörlerde kullanılır.

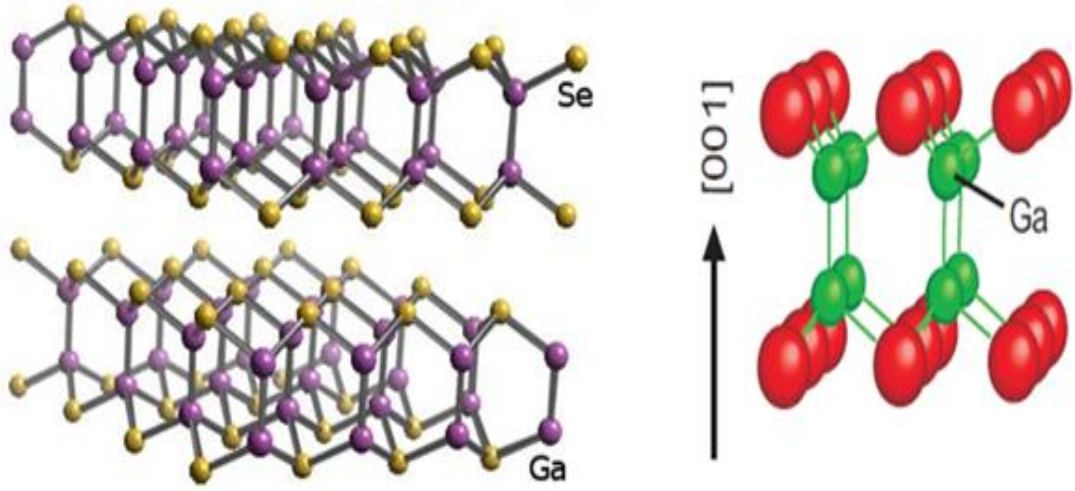
Selenyum (Se), atom numarası 34, kütle numarası 78,96 olan, periyodik cetvelin 4. periyodunda 6A grubunda bulunan elementdir. Erime noktası: 221°C, kaynama noktası: 684,9°C ve yoğunluğu: 5,72 g/ml dir. Selenyum ilk olarak 1878 yılında Jons Jacob Berzelius tarafından keşfedilmiştir. Genellikle kurşun, demir, bakır ve gümüş cevherlerinde sülfürlerle birlikte selenürler halinde bulunur. Se, foto elektronik hücrelerde, fotokopi cihazında, kızıl ötesi optiğinde ve kepeğe karşı şampuanlarda kullanılır.

Kadmiyum, kimyasal simgesi Cd olan, gümüş beyazlığındadır. Yumuşakça, kanserojen, toksik bir ağır metal elementidir. Nemli havada yavaş yavaş oksitlenir ve hekzagonal bir kristal yapısına sahiptir. Kadmiyum nemli havada yavaş olarak oksitlendiği halde kızıl derecede, havada yanarak kadmiyum oksit (CdO) meydana getirir. Kadmiyum özellikle deniz ve alkali ortam korozyonuna karşı direnci nedeniyle demir, çelik, pirinç ve alüminyum kaplamasında, elektrik, elektronik, otomotiv ve uzay sanayisinde çok yaygın olarak kullanılmaktadır. Kadmiyumun en önemli kullanım alanı Ni–Cd, Ag–Cd ve Hg–Cd pilleridir ve Ni–Cd pilleri elektronik cihazlarda, büyük kapasiteli olanları ise uçak ve gemilerde geniş bir tüketim alanı bulmuştur. Kadmiyumun yoğun olarak kullanıldığı diğer bir alan da boya endüstrisidir. Kadmiyum nükleer reaktör kontrolünde, sarı ve kırmızı pigmentlerde ve vida ve cıvata kaplamasında da kullanılır.

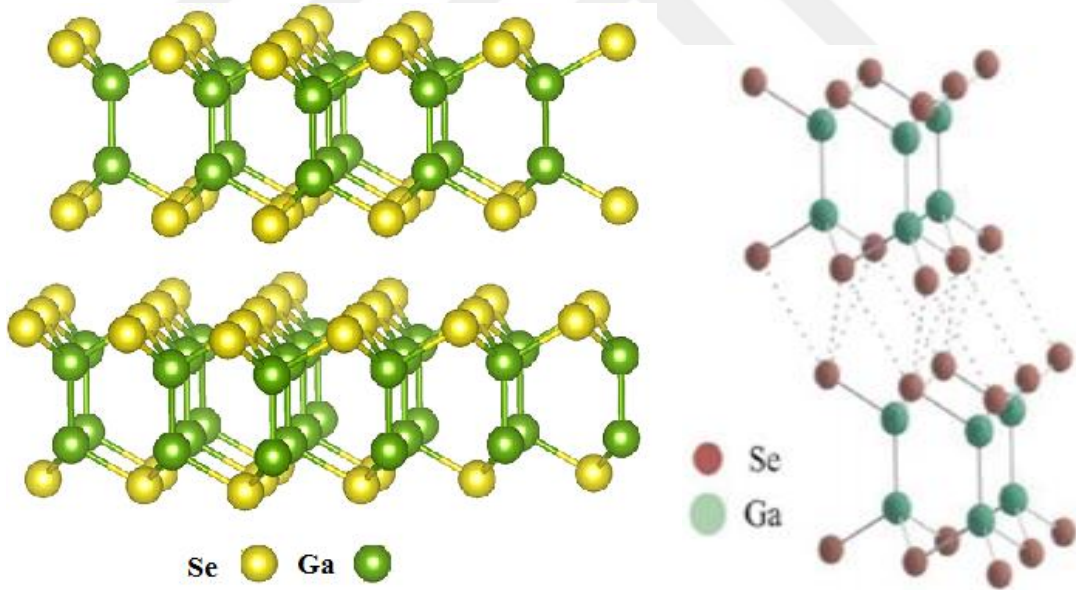
3.2. GaSe Kristalinin Genel Özellikleri

Son yıllarda GaSe yarıiletkenler üzerinde elektronik ve optoelektronik uygulamaların yanı sıra GaSe'nin nonliner optik özelliklerinden dolayı, foto elektronik, opto elektronik ve optik anahtarlama cihazlarda kullanılmaktadır. GaSe ikili bileşiği $A^{III}B^{VI}$ yarıiletken ailesinin bir üyesidir. $A^{III}B^{VI}$ yarıiletken bileşikler tabakalı yapıya sahiptirler ve anyon-galyum-galyum-anyon sırasıyla dört sıkı paketli alt tabakadan oluşurlar (Therhell 1983; Mc Canny 1977; Fernelius 1994). Tabakalı yapısından dolayı anizotropik bir kristaldir ve bu anizotropik özellik katmanlarda ki, güçlü kovalent bağlar ve katmanlar arasındaki karakterize olmuş özgül yapısından kaynaklanmaktadır. Tabakalar birbirine vander Waals bağları ile bağlı olması tabakalar boyunca kolaylıkla yarılmasına imkân sağlar. Tabakalar arası bağlar oldukça zayıf olmasına rağmen tabakalar içindeki atomlar birbirine güçlü kuvalent bağlarla bağlıdırlar. Büyütme yöntemi ve kusurlara bağlı olarak hekzagonal veya rombohedral yapıya sahiptir. Kristal büyütülme kusurlarına ve katkılı maddenin özelliklerine bağlı olarak n-tipi veya p-tipi elektriksel iletkenliğe sahip yarıiletken olarak elde edilir (Sánchez-Royo *et al.* 1998; Çolakoğlu *et al.* 2005). Son yıllarda GaSe üzerinde elektronik ve optoelektronik uygulamalar yapılmıştır, GaSe oda sıcaklığında direkt bant aralığına sahiptir (Grasso 1986), çok kırılğan, yumuşak ve kolayca bölünebilen tabakalar halinde kristalleşir (Gousskov *et al.* 1982). Doğrusal olmayan (nonliner) yüksek kırılma katsayısına sahiptir ve bundan dolayı optik dönüştürücülerde kullanılır (Borisenko *et al.* 2011). Elektrik ve doğrusal olmayan optik uygulamaları için birçok özellikleri vardır ve kristal formunda birçok cihazlarda (MOSFET'lerde, IR dedektör'lerde, güneş pillerinde, fotovoltaiik aygıtlarda, MIS, yarıiletken dedektörlerde ve heteroeklemlerde) kullanılmaktadır (Abdullah *et al.* 2010). Opto elektronik malzemeler için umut verici bir aday olup iki boyutlu kovalent bağları ile üçüncü yönde de zayıf vander Waals etkileşmesi ile c-eksenine paralel olarak optik geçişlerde eksitonlara ağırlıklı olarak hakimdir. Ayrıca polarize ışığın foto elektronik analizörleri olarak da kullanılmaktadır. GaSe kristali dedektör olarak yüksek enerjili ışınların izlenmesi için elektrik ve foto elektrik özelliklerinden dolayı foto diyot ve foto direnç uygulamalarında kullanılır. GaSe eşsiz ve anahtarlama özelliklere sahiptir (Liu *et al.* 2004; Qasrawi 2005; Andreev *et al.* 2006; Borisenko *et al.* 2011).

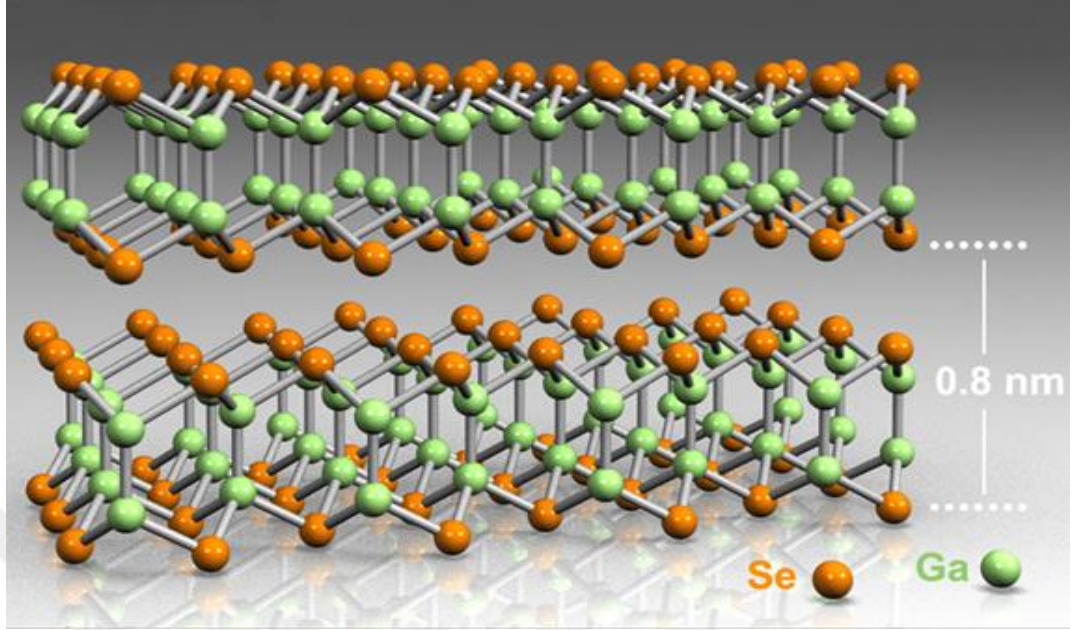
GaSe kristalinin her bir katmanı bir tekrar birimi ile dört atomdan oluşur (Se-Ga-Ga-Se) ve tek tabakanın kalınlığı yaklaşık 0,8-1,0 nm'dir. Her birim hücre içinde iki tabaka bulunmaktadır (Kepinska *et al.* 2002). Yüzeyde Se atomları 3 tane alttaki Ga atomları ile bağ yapar. Se atomların arasındaki mesafe 0,376 nm'dir (Amimer *et al.* 2000). İki boyutlu Ga ve Se atomlarına sahip tabakalar, iki hekzagonal tabakadan oluşur. Ga atomlu iki düzlem, Se atomlu iki düzlem arasında sıkıştırılmıştır. Bu bileşiğin önemli bir özelliği Ga-Ga bağlarının tabakalara dik olmasıdır. Ga üç tane Se yakın komşuları ve bir tane Ga komşusu vardır, hâlbuki Se atomları üç tane Ga atomu ile bağ yapar ve Se atomları ile bağ yapmaz (Ho *et al.* 1999; Rák *et al.* 2010). Katmanlar arasındaki Se-Ga ve Ga-Ga bağları kuvalent bağ ve Se-Se bağları vander Waals bağıdır. GaSe 2,1 eV (619 nm) bant aralığı sahiptir. Koyu kırmızı renkte olan GaSe çok esnek, yumuşak ve kolayca bölünebilen tabakalarda kristalleşir (Gouskov *et al.* 1982) ve tabakalı yapılar zayıf olan bantlar arası bağlanmadan dolayı yığılma kusurları veya dislokasyonlar içerir. GaSe kristali çok geniş iletim aralığına (0,62-2,0 μ m), çok yüksek çift kırıcılık özelliğine (0,35), düşük optik kayıplarına ve mükemmel ısı iletkenliğine (0,162 W/ cmK) sahiptir (Andreev *et al.* 2006; Ni *et al.* 2013). GaSe'nin yoğunluğu 5,03 g/cm³'tür ve kırılma indisleri $n_0=2,91$ $n_e=2,57$ 'dir. GaSe'nin erime noktası 936°C'dir (Dotsenko *et al.* 1936; Gouskov *et al.* 1982). GaSe'nin kristal yapısı Şekil 3.1-4'de gösterilmektedir ve bazı özellikler ise Çizelge 3.1 ve 3.2'de verilmektedir.



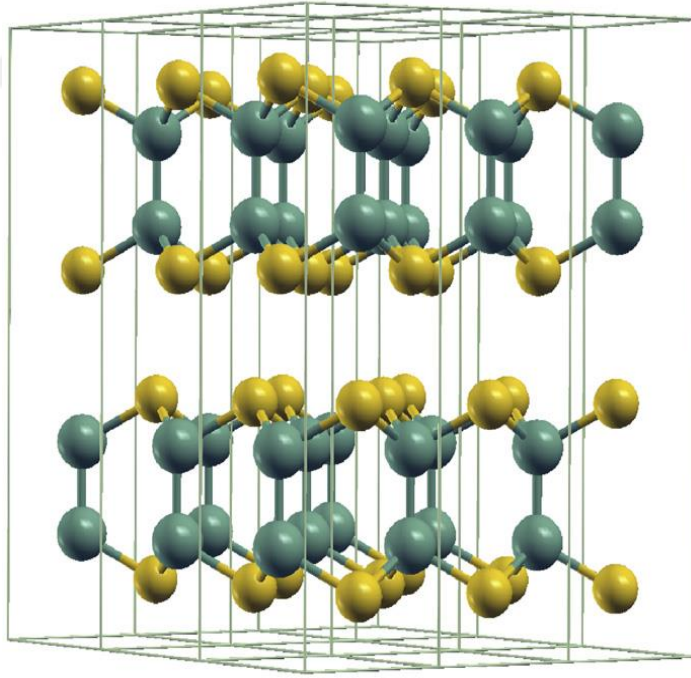
Şekil 3.1. GaSe'nin hekzagonal kristal yapısı (Rudolph *et al.* 2005; Rybkovskiy *et al.* 2012)



Şekil 3.2. ε- GaSe'nin kristal yapısı (Arkisov *et al.* 2015; Dey *et al.* 2015)



Şekil 3.3. İki tabakalı GaSe kristali (Lie *et al.* 2013)



Şekil 3.4. β - GaSe kristalinin şematik görüntüsü (Rak *et al.* 2008)

Çizelge 3.1. Ga, Se ve Cd elementlerin temel özellikleri

Temel özellikler	Cd	Ga	Se
Atom numarası	48	31	34
Element serisi	Geçiş metaller	Metaller	Ametaller
Görünüş	Metalik gri	Gümüş beyazı	Siyah veya kırmızı
Atom ağırlığı	112,41 g/mol	69,70 g/mol	78,96 g/mol
Elektron dizilimi	Ar 5s ¹ 3d ¹⁰	Ar 4s ² 3d ¹⁰ 4p ¹	Ar 3d ¹⁰ 4s ² 4p ⁴
Enerji seviyeleri	2,8,14,2	2,8,18,3	2,8,18,6
Maddenin hali	Katı	Katı	Katı
Yoğunluk	7,86 g/cm ³	5,91 g/cm ³	4,81 g/cm ³
Erime noktası	1538°C	29,764°C	221°C
Kaynama noktası	2168°C	2204°C	685°C
Kristal yapı	Hacim merkezli kübik	Ortorombik	Hekzagonal
İyonlaşma enerjisi	762,5 kJ/mol	578,8 kJ/mol	941,0 kJ/mol
Atom yarıçapı	140 pm	130 pm	120 pm
Birinci iyonlaşma enerjisi	866 kJ/mol	578,6 kJ/mol	940,7 kJ/mol
İkinci iyonlaşma enerjisi	1622 kJ/mol	1978,8 kJ/mol	2045 kJ/mol
Üçüncü iyonlaşma enerjisi	-	2389 kJ/mol	2973,7 kJ/mol
Vander Waals yarıçapı	0,154 nm	0,161 nm	0,14 nm
İyonik yarıçapı	0,097 nm (+2)	0,083 nm (+3)	0,042 nm (-2); 0,198 nm (+9)
İzotop sayısı	15	6	9

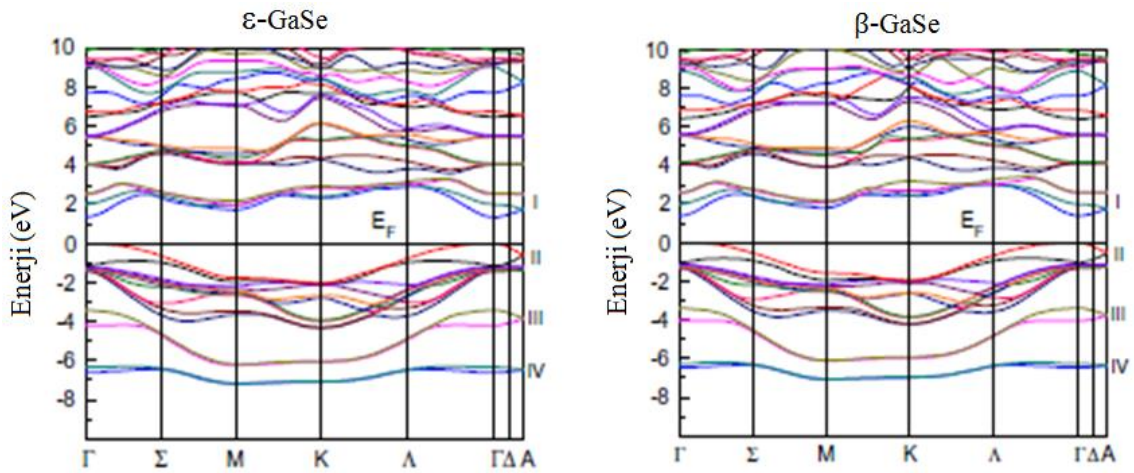
Çizelge 3.2. GaSe yarıiletkeninin bazı özellikleri

Moleküler formülü	GaSe	Knoop mikro sertlik (sertliği ölçme metodu)	3160
Mülküler ağırlığı	148,69 g/mol	CAS NO	12024-11-2
Yoğunluk	5,03 g/cm ³	Kırılma indisi(n_D)	2,60
Kristal Yapısı	Hekzagonal	Latis parametreleri	a=3,74, c=15,89 Å (ε-tipi) a=3,75, c=15,94 Å (β-tipi) a=3,74, c=23,86 Å (γ-tipi) a=3,75, c=31,98 Å (δ-tipi)
Simetri Grubu	P6 ₃ /mmc, No 194		
Şeffaflık aralığı	0,62-20 µm		
Bant aralığı	2,1 eV (indirekt)		
Termal genişleme katsayısı	8,9 µm/m°C	Direkt enerji aralığı (eV)	T= 4,2 K 2,128 T=300 K 2,021
Termal iletkenlik	5,0W/mK	İndirekt enerji aralığı (eV)	T= 4,2 K 2,103
Yoğunluk	4,92 g/cm ²	Atomlar arasındaki mesafe	Ga-Se için: 2,47 Å Ga-Ga için: 2,41 Å Se-Se için: 3,75 Å Katmanlar arasındaki (Se-Se) mesafe 3,86 Å
Eğrime noktası	960°C (1230 °K)		
Grup	Ga - 13 Se - 16		

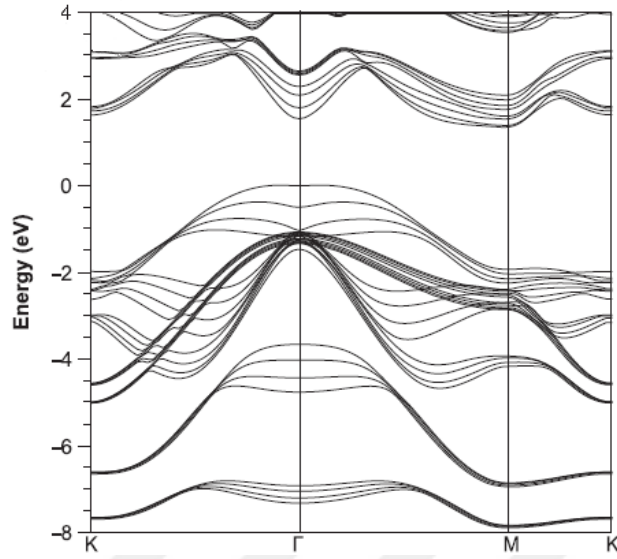
3.3. GaSe Yarıiletken Bileşiğinin Bant Yapısı

Oda sıcaklığında, katmanlar arasındaki zayıf vander Waals bağlar, GaSe kristalinin politip olmasına sebep olmaktadır (Machado *et al.* 2004). Bu yarıiletkenin dört politipinden üçü hekzagonal kristal tipi (ε-GaSe, β-GaSe ve δ-GaSe) bir tanesi ise (γ-GaSe) rombohedraldır. Tiplerin örgü parametreleri ε-(a=3,74 Å ve c=15,89 Å), β-(a=3,74 Å ve c=15,94 Å), γ-(a=3,74 Å ve c=23,86 Å) ve δ-(a=3,75 Å ve c=31,989 Å) dır (Çolakoğlu *et al.* 2005, Gürbulak 1997). GaSe'nin farklı tiplerde (ε, β, γ ve δ) olması (Se-Ga-Ga-Se) formülün katmanlar arasındaki dizilişine bağlı olarak değişir. ε-GaSe ve β-GaSe politiplerinin Brillouin bölgeleri aynıdır. γ-GaSe'nin Brillouin bölgesi ε-GaSe ve β-GaSe politiplerinden iki kat daha fazla büyüktür (Capozzi 1981, 1982; Qasrawi *et al.* 2005; Andreev *et al.* 2006). ε, β-politiplerinin birim hücreleri iki tabakalı γ, δ-

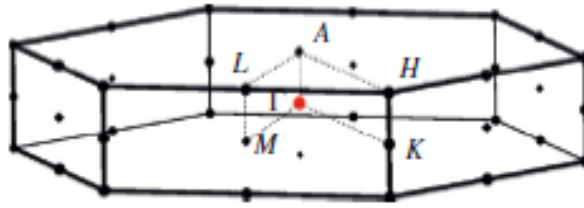
politiplerinin birim hücreleri üç ve dört tabakalı, Ga ve Se atomlarından oluşmaktadır. Oda sıcaklığında her dört tip, 1,996 eV (ϵ -tipi ve γ -tipi), 2,026 eV (δ -tipi) ve 2,046 eV (β -tipi) farklı ve geniş bant aralığına sahiptirler (Rak *et al.* 2008; Fan 2002). Tabakalar aralarında mevcut olan ilişkisinden dolayı tabakalar birbirlerine temas edebilir ve politiplerinin oluşmasının bir sebebi de bu durum olabilir. Genelde katmanlı GaSe kristali ϵ ve γ tipinde büyür (Ho *et al.* 2005). β -GaSe merkezi simetriye, birim hücre başına iki tabakaya ve D_{6h}^4 uzay grubuna sahiptir. γ -tipi C_{3v}^5 uzay grubuna sahiptir ve merkezi simetriye sahip değildir, δ -tip dört katmandan oluşur ve C_{6v}^4 uzay grubuna sahiptir. ϵ -GaSe eriyikten elde edilen ana bileşenidir ve D_{3h}^1 uzay grubuna sahiptir. ϵ -GaSe kristalinin mükemmel özelliklerinden dolayı başarılı bir şekilde doğrusal olmayan optik uygulamalarında kullanılmaktadır, ϵ -GaSe direkt bant aralığına sahiptir ve eksiton bant aralığı $E_g = 2,020$ dir ve orta-IR'de lazer frekans dönüşümü için son derece etkin bir malzemedir (Allakhverdie *et al.* 2005). δ -GaSe kristali buhar fazında büyür, temel hücre başına dört katmandan oluşur (Nagel *et al.* 1978; Capozzi 1981; Fan *et al.* 2002; Pellicer-Porres *et al.* 2002; Zhu *et al.* 2015). Şekil 3.5'de ϵ ve β -GaSe, Şekil 3.6'da GaSe bileşiğinin bant yapısı, Şekil 3.7'de hekzagonal GaSe için Brillouin bölgesi verilmektedir.



Şekil 3.5. ϵ ve β -GaSe yarıiletken bileşiklerinin bant yapısı (Ghalouci *et al.* 2013)



Şekil 3.6. GaSe kristalinin bant yapısı (Rybkovskiy *et al.* 2012)

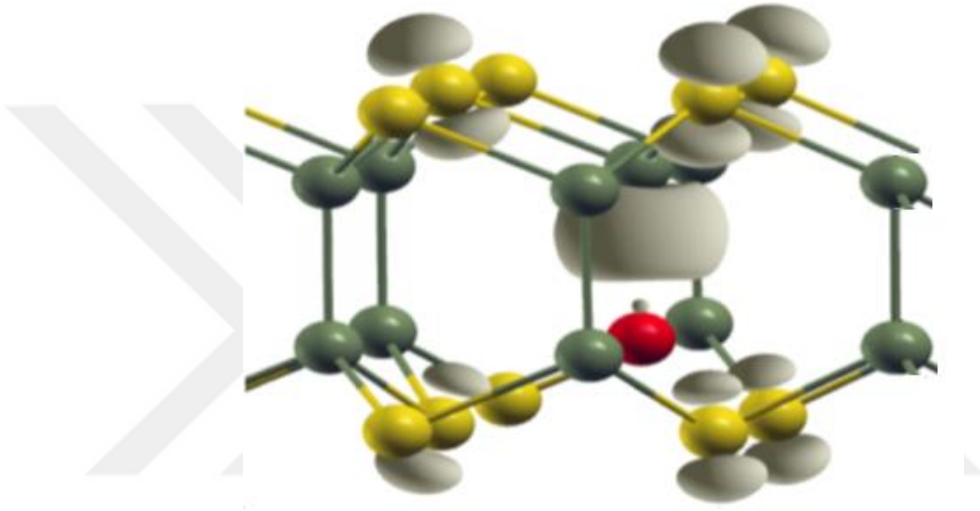


Şekil 3.7. Hekzagonal GaSe için Brillouin bölgesi (Rak *et al.* 2008)

3.4. Kadmiyum Katkılı GaSe

GaSe kristaline Cd katkılادığımız zaman donör seviyelerinde artma gözlenmekte ve bu seviyeler, derin ve sıkı seviyelerin arasında galyum ve selenyum elektronik yapısındaki boşluklara göre oluşur. Seviyeler bazen 0,2 eV'luk valans bandın üzerinde veya 0,52 eV'luk iletkenlik bandının altında oluşurlar. Saf GaSe kristalinde atomlar arasındaki mesafe $d_{Ga-Ga}=2,32$ Å, $d_{Se-Se}= 3,74$ Å ve $d_{Ga-Se}=2,48$ Å'dir ve Cd katkıladıktan sonra atomlar arasındaki mesafeler $d_{Ga-Cd}=0,07$ Å, $d_{Se-Se}= 0,26$ Å ve $d_{Se-Cd}=0,14$ Å şeklinde değişir. GaSe kristaline katkı yapılmadığı zaman kusur seviyesi en yakın komşu atomlarından yabancı atomlara kadar uzar. Bu seviyelerde ağırlıkta olan Ga-s ve en yakın Se-p orbitalleri mevcuttur (Shi *et al.* 2002; Fan *et al.* 2002; Rak *et al.* 2008). Cd

atomlarının kovalent yarıçapı (1,36 Å), Ga (1,26 Å) ve Se (1,16 Å) atomlarının kovalent yarıçapından daha fazladır. Cd katkılı GaSe kristalinde, Cd atomları Ga ve Se atomlarının boşluklarını doldurur ve iki tabaka arasındaki ara katman alanlarına yerleşir. Katkısız GaSe yüksek bir özdirence sahiptir $\sim 10^3 - 10^4 \Omega\text{-cm}$ ($\rho = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$). Kadmiyum katkılı GaSe çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonunu artırır. Cd katkılı bir GaSe kristali Şekil 3.8'de verilmektedir.

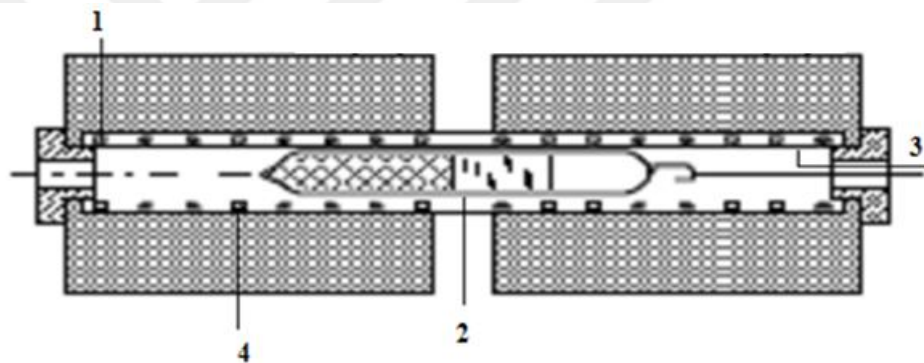


Şekil 3.8. Cd katkılı bir GaSe kristalinin görüntüsü (Rak *et al.* 2008)

3.5. Kristal Büyütme Fırını

Geliştirilmiş Bridgman-Stockbarger büyütme fırını iki bölge olarak tasarlanmıştır. Büyütme fırını tüpü dış yarıçapı 5 cm, iç yarıçapı 4 cm olan en az 1800°C'ye dayanıklı 100 cm uzunluğunda alümine boru kullanılarak yapılmıştır. 4 adet Kanthal rezistans teli 0,8 mm çapla spiral şeklinde sarılmış, sarılan tele seramik boncuklar geçirilmiştir. Her bir rezistans fırın tüpünün bölge (zon) başlangıçlarına delinmiş 1 mm çaplı çapraz iki deliğin birinden geçirilip diğerinden çıkarılmak suretiyle sabitleştirilerek, ısıtma rezistansının ikisi birinci bölgeye, diğer ikisi de ikinci bölgeye sarılarak fırın tasarlanmıştır. Fırın tüpü etrafına sarılan rezistans telden geçen akımın oluşturacağı elektrik ve manyetik alanı sıfırlamak ya da azalmak için her bölgeye sarılan iki

spiralinden birinci spiralin bölge başlangıç ucu, ikinci spiralin bitiş ucuna birleştirilerek elde edilen iki uç seramik aparatla bağlanmıştır. Fırın tüpünün her iki bölgesinde sıcaklık kontrolü için her bölgenin merkezine açılan 2 mm çaplı deliklerden geçen K-tipi termoçift yerleştirilmiştir. Alümine seramik borunun ve ısıtıcı telin etrafı zirkonyum battaniye ile sarılarak termal yalıtım 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 fırının ön paneline monte edilmiştir. İki bölgeli kristal büyütme sisteminin şematik görünüşü ise Şekil 3.9'da verilmiştir.

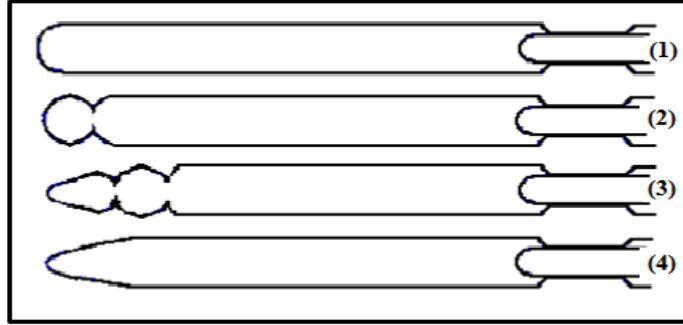


Şekil 3.9. Büyütme fırını; 1. Kanthal rezistans (Cr-Al-Fe), 2. Alümine tüp, 3. Alüminyum folyo, 4. Termoçift (Gürbulak 1997)

3.6. Kristal Büyütme Prosedüründe Kullanılan Ampuller

Kristal büyütme işleminde büyütülen numunelerin özellikleri dikkate alınarak kuvars ampuller kullanılır. Çünkü kuvars ampul kolay şekil alması yanı sıra yüksek erime sıcaklığına sahiptir ve çok az kirliliklere ihtiva eder. Büyütme esnasında, ampuller içinde bulunan kirlilikleri (oksijen gazı, su buharı, alüminyum, karbon, demir ve sülfür dioksit gibi) minimuma indirmek için birçok temizleme işlemi gerçekleştirilir. Ampuller, fırında 1000-1050°C'de 24 saat $\sim 10^{-6}$ mbar vakum altında pişirilerek kirliliklerini ortadan kaldırılması sağlanır. Bu çalışmada kullanılan ampuller 100 cm

uzunluğunda iç çapı 10 mm ve kalınlığı 1,5 mm cam borulardan 45-50 cm uzunlukta kesildi ve boruların bir ucu oksijen-asetilen hamlacı ile şekillendirilerek kapatıldı. Kuvars ampullerden (4.) tercih edilmiştir (Şekil 3.10) ve ikizlenme olmadan numunenin büyümesine imkân sağlamıştır.



Şekil 3.10. Çeşitli şekillerde kapatılmış tek kristal büyütme ampullerinin şematik görünüşü

3.7. Ampullerin Temizlenmesi

45-50 cm uzunlukta kesilen ve uçları oksijen-asetilen hamlacı ile şekillendirilerek kapatılan kuvars boruların temizleme aşamaları aşağıda belirtilmiştir.

- Yüzey kirlerinin uzaklaştırılması için ampuller deiyonize su ile yıkanmış,
- Yüzeydeki metalik kirlerin uzaklaştırılması için ampul %40 oranında sulandırılmış HNO_3 (nitrik asit) çözeltisinde 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,
- Ampul bir kez daha deiyonize su ile çalkalanıp yüksek kaliteye sahip aseton ile yıkandıktan sonra kurumaya bırakılmış,
- 45 dakika ultrasonik banyoda bırakılıp kurutma ve koruma altına alınmıştır.

3.8. Elementlerin Hazırlanması ve Ampullere Yüklenmesi

Kimyasal elementleri, kimyasal temizleme işlemi yapılmış ampullerin yüklenmesi için şu işlemler yapılmaktadır Bu çalışmada bileşen elementlerin toplam ağırlığına, ampul boyutları ve elementlerin buhar basınçlarını dikkate alınarak 150 g belirlenmiştir. Kristali oluşturacak her iki elementin miktarları,

$$\sum Ga = \frac{\sum A_{Ga}}{\sum A} \quad \sum Se = \frac{\sum A_{Se}}{\sum A} \quad (3.1)$$

$$\%Ga = Ga(\sum Ga) \times 100 \quad \%Se = Se(\sum Se) \times 100 \quad (3.2)$$

$$W_{Ga} = 150 \times (\%Ga) \quad W_{Se} = 150 \times (\%Se) \quad (3.3)$$

şeklinde stokiyometrik oranlarda alınarak,

$$W_{Ga} + W_{Se} = 150 \quad (3.4)$$

olacak şekilde (3.1) - (3.4) eşitlikleri kullanılarak 6N (%99, 9999) saflıkta Ga ve Se elementlerinden sırasıyla %48,89 ve %51,11 molar oranlarında hesaplanmıştır. Formüllerden hesaplanan oranlarda elementler hassas terazi ile (virgülden sonra en az dört anlamlı rakama kadar ölçüm yapabilen) tartılmıştır. Kesme işleminde homojensizlik ve oksit tabakasının oluşmaması için büyütülecek elementleri 2-3 dakika süreyle nitrik asit (HNO₃) içerisinde beklettikten sonra sırasıyla aseton ve metanol ile yıkandıktan sonra ultrasonik olarak deiyonize su ile yıkanıp, azot gazı ile kurutulmuştur. Temizlediğimiz iki ampule içine büyütülecek olan elementler aktarılmış ve ampullerin birine kadmiyum (Cd) elementini ilave edilmiştir. Daha sonra önceden hazırladığımız kuvars boruları (2-4 cm boyunda ve 4-5 mm çapında) ampullerin açık olan ucu kapatmak için kullanılmıştır. Ampuller turbo moleküler vakum sistemine uyarlanmış basınç $\sim 10^{-6}$ mbar değerine düşünceye kadar vakumlanmıştır. Asetilen-oksijen

hamlacıyla ampullerin açık olan ucu uygun yerden kapatılmış ve büyütme işlemine hazır hale getirilmiştir. Kristallerin büyümesinde, homojen bir şekilde karışım elde etmek için elementlerin birbirleriyle iyice karışmasını sağlamak gerekir. Kullanılan elementlerin buhar basınçlarını düşürmek, patlama riski ortadan kaldırma ve muhtemel çatlama ve patlama tehlikelerini bertaraf etmekte çok önemlidir.

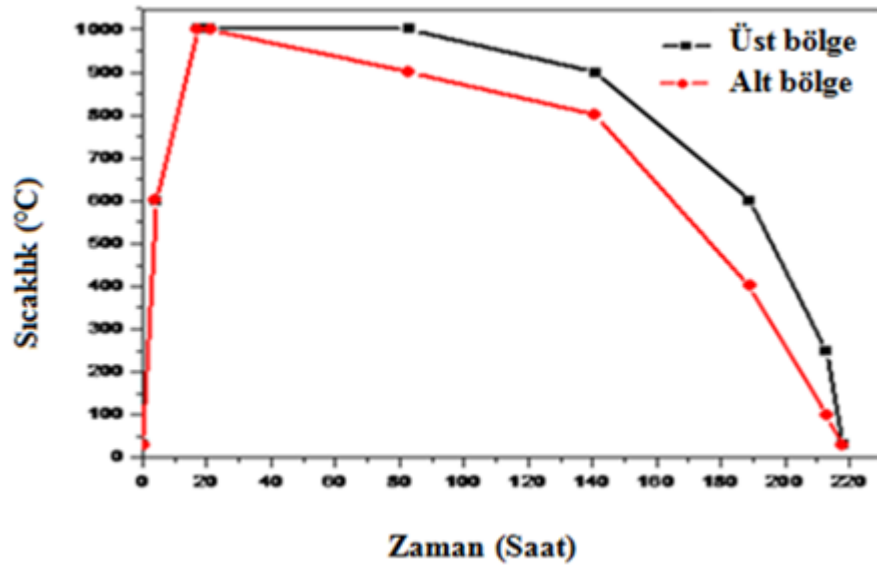
3.9. Bridgman- Stockbarger Tekniği ile Yarıiletkenlerin Büyütülmesi

Tabakalı bileşiklerin büyütülmesinde tercih edilen, daha kaliteli ve kontrollü bir şekilde büyümeyi sağlayan tekniklerden biri Bridgman-Stockbarger tekniğidir. Bu yöntemde, istenilen malzeme bir kuvars ampul içerisinde sabit bir büyütme fırınına yerleştirilir. Ampul içerisine yerleştirilen kimyasal malzeme kristal büyütme fırınının sıcak bölgesinde eriyik halindedir. Kristalleşme sürecinin başlaması için fırın ile ampul arasında büyütme ampulünün alt ucunda sıcaklık azalmasıyla sonuçlanan bir hareket başlar. Diğer bölgedeki sıcaklık, erime sıcaklığının altına düştüğünde kristalleşme süreci işler. Katılan kristalin son formunu kabın şekli belirler. Bu yöntemde kristalleşecek malzemenin içinde bulunduğu kap, fırın içinde hareket ettirilebileceği gibi bu kap sabit tutulup ısıtıcılar da hareket ettirilebilir.

3.10. GaSe Yarıiletken Kristalinin Büyütülmesi

Büyütülmesi istenilen GaSe ikili bileşiğin içindeki Ga ve Se elementlerin buhar basınçlarının yüksek olması, potayı patlatması ve ampullere yapışması gibi problemler mevcuttur. Bu tür problemlerin minimuma indirmek için en önemli faktör kullanılan büyütme metodudur. GaSe kristallerinin büyütülmesi için iki bölgeli fırınında sıcaklığı değiştirilerek, kapalı bir kuvars tüp içinde eriyik halde bulunan elementlerin kontrollü bir şekilde sabit olan ampul içinde büyümesi gerçekleştirilmiştir ve oluşacak olan titreşimlerin en aza indirilmesi sağlanmıştır. Bu araştırma da yarıiletken kristal büyütme işlemi tek adımda yapılmıştır. Yarıiletken kristallerin büyütülmesinde uygulanan büyütme programı Şekil 3.11'de gösterilmektedir. Ga, Se ve Cd ile kapatılan ampuller,

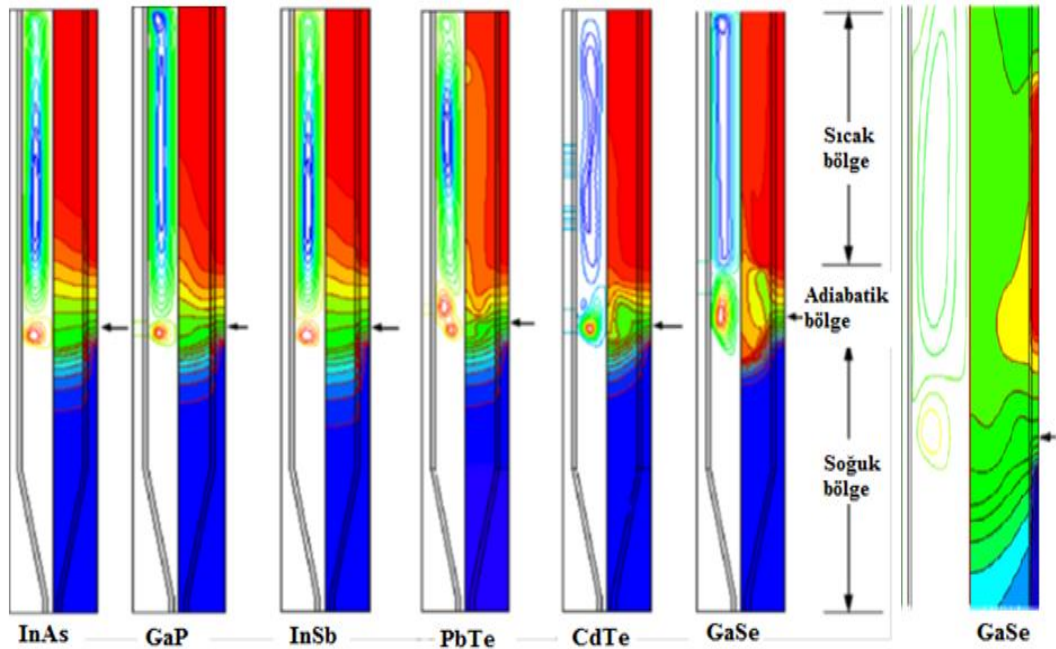
şematik görünüşü iki bölgeli büyütme fırınına paralel olarak yerleştirilmiştir. Seçilen ısıtma programı programlanabilir sıcaklık kontrol ünitesine (PSKÜ) ayarlanarak kristal büyütme işlemine geçilmiştir. GaSe yarıiletkeni termal iletkenlik sonucu galyumun kimyasal tepkimeye girip seleni eriteceği göz önünde bulundurularak fırının alt ve üst bölge sıcaklıkları sırasıyla 10 saat içerisinde 210°C'ye yükseltilmiş ve 210°C'de 10 saat beklenilmiş ve galyumun erime sıcaklığından ($Ga_{e,s}$: 29,78°C) ve selenyumun erime sıcaklığına ($Se_{e,s}$: 217°C) dikkat edilerek Ga ile Se arasında kimyasal tepkimenin sonlanması ve kimyasal reaksiyon hızının düşmesi öngörülmüştür.



Şekil 3.11. GaSe numunesinin büyütme işleminde uygulanan programı

Sonra 210°C'den 600°C'ye 10 saatte çıkılmış ve 10 saat bu sıcaklıkta bekletilmiş ve 24 saatte 30°C'ye düşürülmüştür. Bu ön reaksiyon işlemi sonucunda hem alaşımın buhar basıncı düşürülmüş ve sonraki büyütme adımındaki patlama veya çatlama problemleri en aza indirmek için çalışılmıştır. Bu sıcaklıkta 5 saat bekletildikten sonra, 10 saat içerisinde 600°C'ye sıcaklık yükseltilmiş ve bu sıcaklıkta 10 saat muhafaza edilmiştir. Çünkü 225°C'de galyum ve selenyum arasında oluşan ekzotermik kimyasal reaksiyon devam ettiğinden dolayı ulaşabilecek patlama veya ampulde çatlama gibi risklerin tamamıyla ortadan kalkması için geniş zamana ihtiyaç vardır. Selenyum 650°C ile

900°C arasında yüksek buhar basıncına sahip olduğu için, 13 saatte 1000°C'ye çıkılıp 4 saat bekletilmiş ve 4 saat galyum ve selenyumun elementlerinin homojen dağılımını sağlamak için fırın $\approx 45^\circ$ 'lik açı yapacak şekilde aşağı-yukarı hareket ettirilerek çalkalanma işlemine yapılmış ve fırın yatayla 60-70°'lik açı yapacak şekilde sabitleştirilmiştir. Daha sonra fırının üst bölgesinin sıcaklığı sırasıyla önce, 62 saat 1000°C'de sabit tutulmuş, 48 saatte 900°C'ye, 48 saatte 600°C'ye ve 24 saatte 250°C'ye ve 10 saatte 30°C'ye düşürülmüştür. Fırının alt bölge sıcaklığı ise 62 saatte 900°C'ye, 48 saatte 800°C'ye ve 48 saatte 400°C'ye, 24 saatte 100°C'ye ve 10 saatte 30°C'ye düşürülmüş ve fırının elektrik bağlantısı devre dışı bırakılmıştır. Böylece aynı anda ve aynı büyütme programı kullanılarak, GaSe ve GaSe:Cd ikili yarıiletken kristallerini büyütme işlemi yaklaşık 20 günde tamamlanmıştır. Büyütme fırından çıkarılan ampuller, uygun bir kesici alet ile açılmış, herhangi bir deformasyon veya zora uğramamasına dikkat edilmiştir. Kristalin kirlenmesini önlemek amacıyla kristal külçenin çok temiz bir ortamda saklanması, bu kristal üzerinde yapılacak çalışmaların önemi açısından gereklidir. Şekli 3.12 bazı kristallerin akış çizgisi gösterilmektedir.



Şekil 3.12. Şeklin sol yarısı bazı kristallerin akış çizgisi ve sağ yarısı GaSe kristali için sıcaklık dağılımını göstermektedir (Wei *et al.* 2009).

4. ARAŞTIRMA BULGULARI

4.1. GaSe ve GaSe:Cd Kristallerinin XRD Analizi

GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin yapısal analizi için, kristalleri farklı sıcaklıklarda ve farklı zamanlarda tavladıktan sonra XRD spektrumu alınmıştır. Önce oda sıcaklığında sonra 100, 200, 300, 350, 400, 500, 600 ve 700°C sıcaklıklarda, her biri 10, 20 ve 30 dakika tavlansın XRD kırınım desenleri elde edilmiştir (Şekil 4.1-18). Büyütülen GaSe ve GaSe:Cd ikili bileşiklerin yapısal analizi Cu, α kullanan 4°den 90° arasında değişen 2θ ve $0,6^\circ \text{ s}^{-1}$ tarama oranı ve dalga boyu 1,54184 Å x-ışın kırınım cihazı kullanarak, x-ışın spektrumu elde edilmiştir. Miller indisler (004) olan GaSe ve GaSe:Cd ikili bileşiklerin bazı kristal özellikleri: düzlemleri arasındaki mesafe (d), tanecik büyüklüğü (D), zorlanma derecesi (ϵ), dislokasyon yoğunluğu (δ), birim alan başına kristal sayısı (N) ve mikro gerinim (σ) oda sıcaklığında, 100, 300 ve 500°C'de eşitlik (2-1)-(2-5) kullanarak hesaplandı ve elde edilen veriler Çizelge 4.1-8'de verilmektedir. XRD analizleri sonucunda, XRD desenlerinin oda ve diğer sıcaklıklarda yapılan çalışmalarda hekzagonal yapının varlığı tespit edilmiştir. Numuneleri tavladıktan sonra, tavlama derecesine bağlı olarak piklerde çok az da olsa kaymalar ve şiddet değerlerinde değişimler izlenmiştir. Tavlanmamış olan GaSe ve GaSe:Cd XRD deseninde $2\theta \approx 11,80^\circ$ (002), $23,01^\circ$ (004), $29,49^\circ$ (101), $34,41^\circ$ (006), $39,65^\circ$ (115), $46,08^\circ$ (008), $54,11^\circ$ (114), $58,35^\circ$ (202), $71,39^\circ$ (0012) ve $85,58^\circ$ (0014) açısı değerlerinde pikler oluşmuştur. Numuneler P63mc uzay grubuna, hekzagonal bir yapıya ve $a=b= 3,749 \text{ Å}$ ve $c=15,907 \text{ Å}$ örgü parametrelerine sahiptirler. Tavlama yapılan sıcaklıklar ve süreler dikkate alındığında bazı sıcaklıklar ve süreler sonucunda numunelerde yüzeysel bozulmalar meydana gelmiştir.

Çizelge 4.1. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin oda sıcaklığında XRD sonuçları

Numune adı	Şiddet (a.u.)	Şiddet oranı	2θ (derece)	d _{deney} (Å)	d _{teorik} (Å)	yapı
GaSe	989529	2,86	23,015	3,86	3,87	Hekzagonal
GaSe:Cd	344956		23,22	3,82	3,83	Hekzagonal

Çizelge 4.2. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin oda sıcaklığında bazı kristal özellikleri

Numune adı	2θ (Derece)	FWHM (Derece)	D _{teorik} (Å)	D _{dene} _y (Å)	$\epsilon(\text{lin}^{-2}\text{m}^4) \times 10^{-4}$	$\delta(\text{lin}/\text{m}^2) \times 10^{14}$	N (m ⁻²) x10 ¹⁸	σ
GaSe	23,02	0,163	520	552,8	6,96	3,69	3,73	1,80
GaSe:Cd	23,22	0,125	678,4	702,9	5,34	2,17	1,69	1,76

Çizelge 4.3. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 100°C'deXRD sonuçları

Numune adı	Şiddet (a.u.)	Şiddet oranı	2θ (derece)	d _{deney} (Å)	d _{teorik} (Å)	Yapı
GaSe ^{10d}	1724835	3,93	22,984	3,860	3,86	Hekzagonal
GaSe:Cd ^{10d}	438404		23,199	3,835	3,84	Hekzagonal
GaSe ^{-20d}	375686	6,80	22,937	3,870	3,87	Hekzagonal
GaSe:Cd ^{-20d}	55259		23,419	3,795	3,80	Hekzagonal
GaSe ^{-30d}	242393	13,20	23,274	3,818	3,82	Hekzagonal
GaSe:Cd ^{-30d}	18250		22,380	3,960	3,97	Hekzagonal

Çizelge 4.4. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 100°C'de bazı kristal özellikleri

Numune adı	2 θ (Derece)	FWHM (Derece)	D _{teorik} (Å)	D _{dene} y (Å)	$\varepsilon(\text{lin}^{-2}\text{m}^4)$ $\times 10^{-4}$	$\delta(\text{lin}/\text{m}^2)$ $\times 10^{14}$	N (m ⁻²) $\times 10^{18}$	σ
GaSe ^{-10d}	22,98	0,123	689,38	735,0	5,25	2,10	1,60	1,85
GaSe ^{-20d}	22,93	0,166	500,00	533,3	7,00	4,00	4,20	1,88
GaSe ^{-30d}	23,27	0,108	785,12	811,7	4,61	1,62	1,09	1,79
GaSe:Cd ^{10d}	23,19	0,119	712,55	740,1	5,08	1,96	1,46	1,76
GaSe:Cd ^{20d}	23,41	0,277	306,11	325,9	1,18	10,07	1,09	1,30
GaSe:Cd ^{30d}	22,38	0,171	495,36	527,7	7,312	4,07	4,36	1,65

Çizelge 4.5. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 300°C'de XRD sonuçları

Numune adı	Şiddet (a.u.)	Şiddet oranı	2 θ (derece)	d _{dene} (Å)	d _{teorik} (Å)	Yapı
GaSe ^{-10d}	221917	2,91	23,27	3,81	3,82	Hekzagonal
GaSe:Cd ^{-10d}	76168		23,35	3,805	3,80	Hekzagonal
GaSe ^{-20d}	327640	2,22	23,06	3,85	3,85	Hekzagonal
GaSe:Cd ^{-20d}	147497		23,22	3,82	3,83	Hekzagonal
GaSe ^{-30d}	2758479	2,63	22,98	3,86	3,87	Hekzagonal
GaSe:Cd ^{-30d}	1047629		23,13	3,83	3,83	Hekzagonal

Çizelge 4.6. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 300°C'de bazı kristal özellikleri

Numune adı	2 θ (Derece)	FWHM (Derece)	D _{teorik} (Å)	D _{deney} (Å)	ϵ (lin ⁻² m ⁴) x10 ⁻⁴	δ (lin/m ²) x10 ¹⁴	N (m ⁻²) x10 ¹⁸	σ
GaSe ^{-10d}	23,27	0,148	572,9	607,0	6,32	3,04	2,79	1,74
GaSe ^{-20d}	23,06	0,094	902,0	943,8	4,01	1,22	0,72	1,88
GaSe ^{-30d}	22,98	0,124	683,0	718,4	5,29	2,13	1,64	1,78
GaSe:Cd ^{-10d}	23,35	0,105	807,5	851,1	4,48	1,53	1,06	1,80
GaSe:Cd ^{-20d}	23,22	0,114	743,8	789,1	4,87	1,80	1,26	1,79
GaSe:Cd ^{-30d}	23,13	0,097	874,1	904,6	4,14	1,30	0,79	1,80

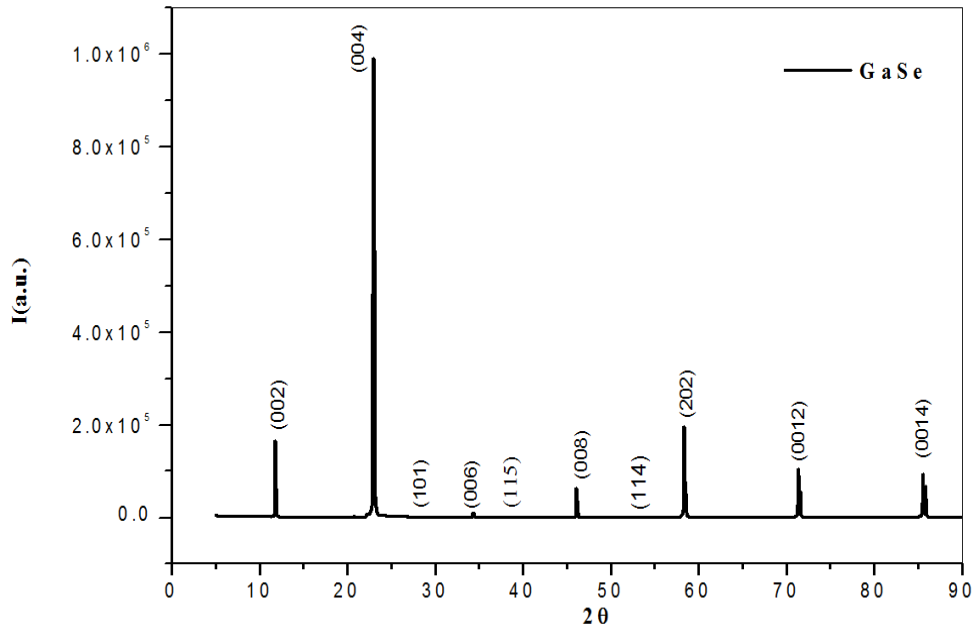
Çizelge 4.7. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 500°C'de XRD sonuçları

Numune adı	Şiddet (a.u.)	Şiddet oranı	d _{deney} (Å)	d _{teorik} (Å)	2 θ (derece)	yapı
GaSe ^{-10d}	2096209	1,51	3,860	3,860	22,980	Hekzagonal
GaSe:Cd ^{-10d}	1387126		3,840	3,840	23,095	Hekzagonal
GaSe ^{-20d}	1713244	4,71	3,856	3,856	23,041	Hekzagonal
GaSe:Cd ^{-20d}	362981		3,870	3,870	22,93	Hekzagonal
GaSe ^{-30d}	1494290	12,03	3,856	3,856	23,041	Hekzagonal
GaSe:Cd ^{-30d}	124168		3,840	3,840	23,12	Hekzagonal

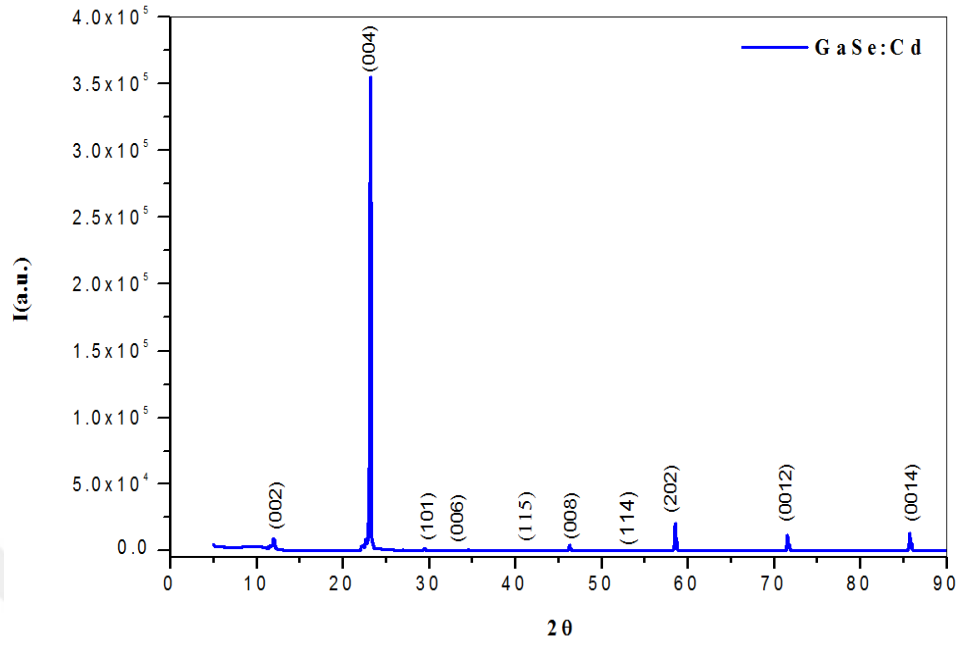
Çizelge 4.8. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin 500°C'de bazı kristal özellikleri

Numune adı	2 θ (Derece)	FWHM (Derece)	D _{teorik} (Å)	D _{deney} (Å)	ϵ (lin ⁻¹ m ⁴) $\times 10^{-4}$	δ (lin/m ²) $\times 10^{14}$	N (m ⁻²) $\times 10^{18}$	σ
GaSe ^{-10d}	22,98	0,122	695,0	738,2	5,21	2,070	1,56	1,88
GaSe:Cd ^{-10d}	23,04	0,090	942,15	979,8	3,84	1,120	0,628	1,83
GaSe ^{-20d}	23,04	0,103	823,24	872,2	4,40	1,475	0,942	1,81
GaSe:Cd ^{-20d}	23,09	0,124	683,82	724,1	5,29	2,130	1,650	1,78
GaSe ^{-30d}	22,93	0,054	1568,6	1607,9	2,30	0,406	0,136	1,82
GaSe:Cd ^{-30d}	23,12	0,050	1625,3	1701,2	2,13	0,378	0,123	1,88

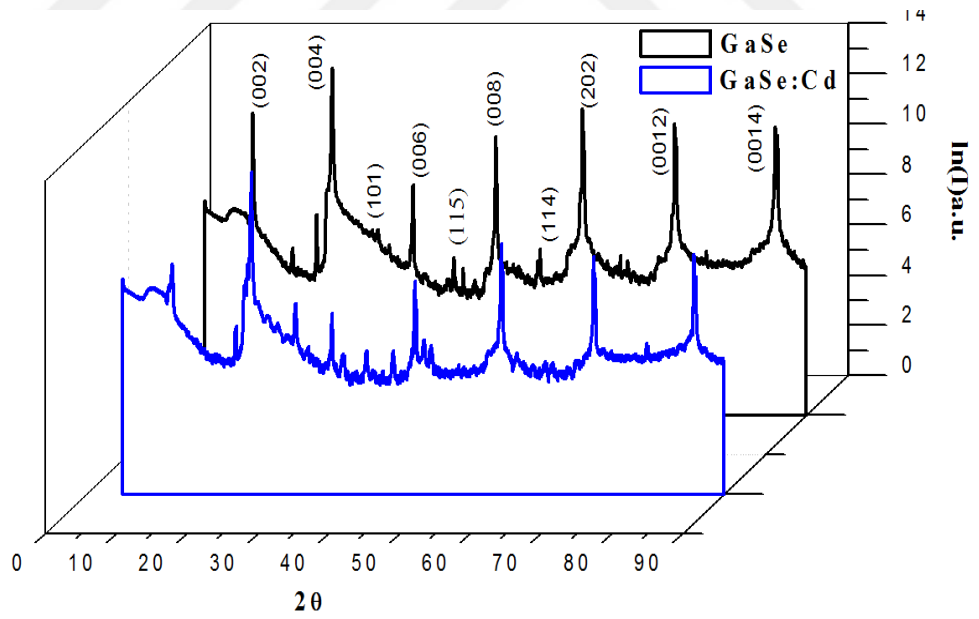
Oda sıcaklığında, 100, 300 ve 500°C'de elde edilen XRD desenleri aşağıdaki grafiklerde verilmiştir.



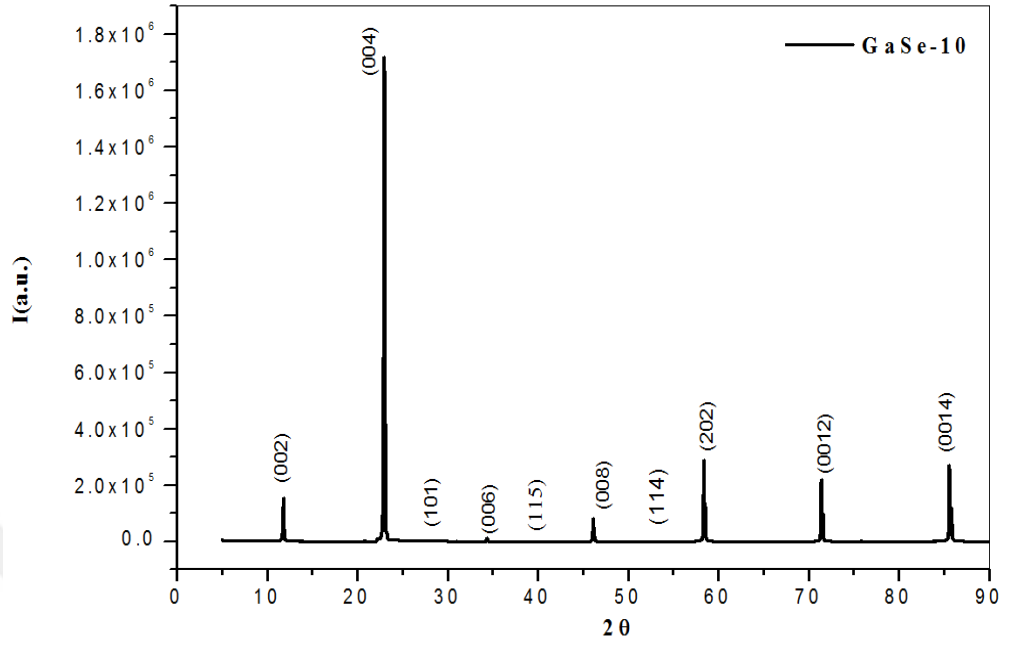
Şekil 4.1. GaSe kristalinin oda sıcaklığındaki XRD kırınım deseni



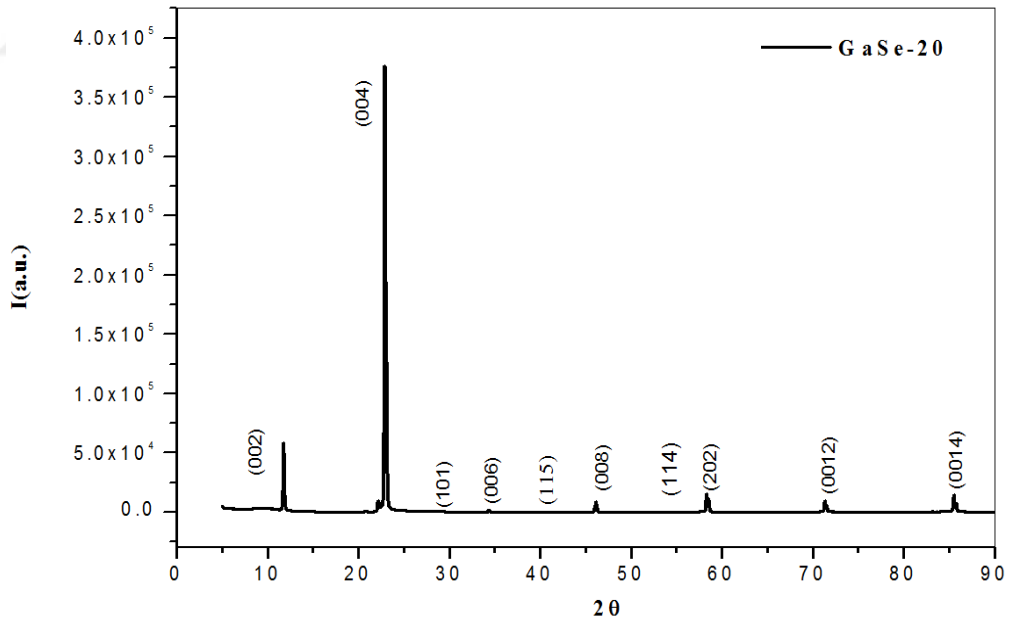
Şekil 4.2. GaSe:Cd kristalinin oda sıcaklığındaki XRD kırınım deseni



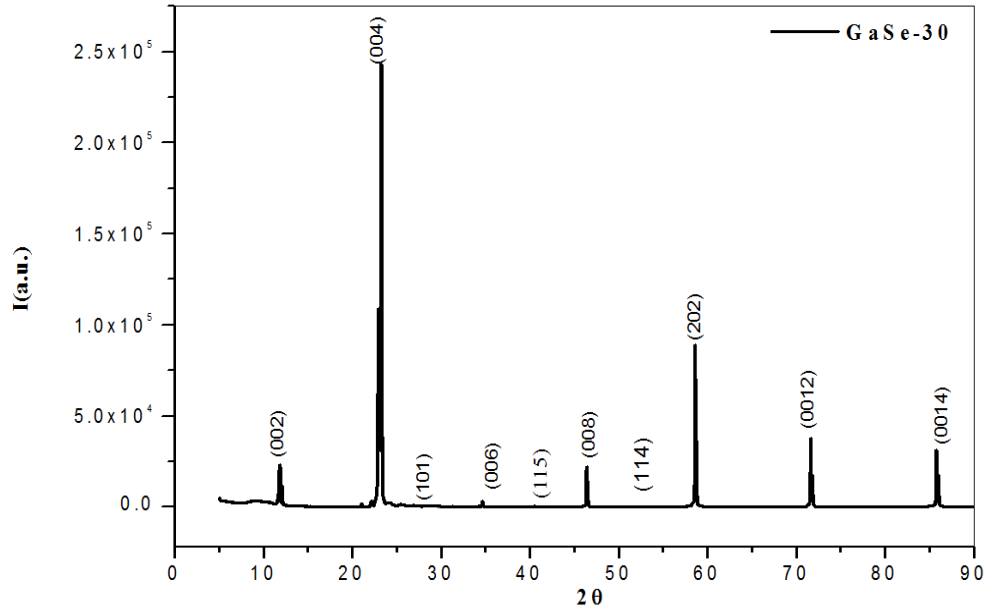
Şekil 4.3. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin oda sıcaklığındaki XRD kırınım deseni



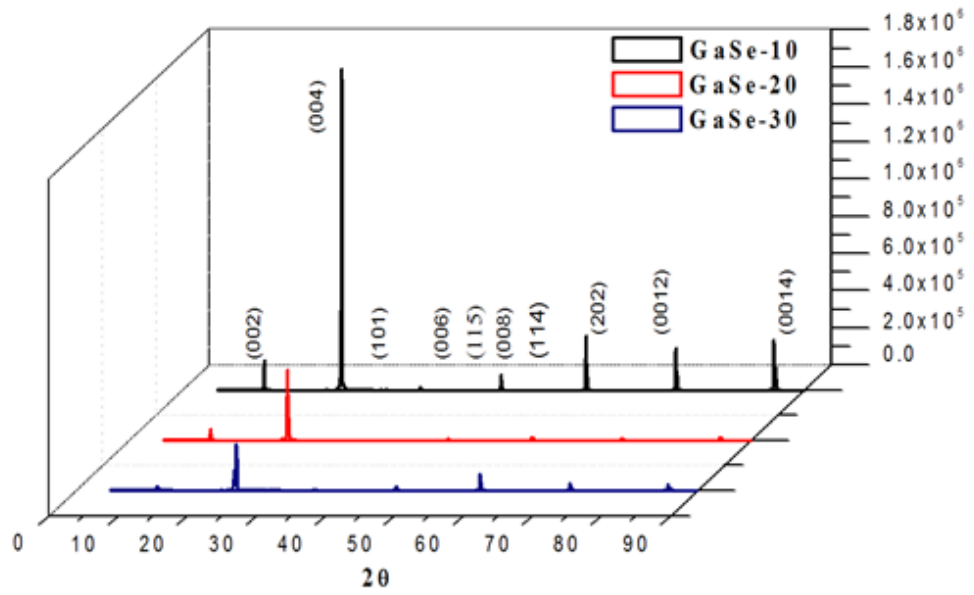
Şekil 4.4. GaSe kristalinin 100°C'de 10 dakika tavlamaadan sonra XRD kırınım deseni



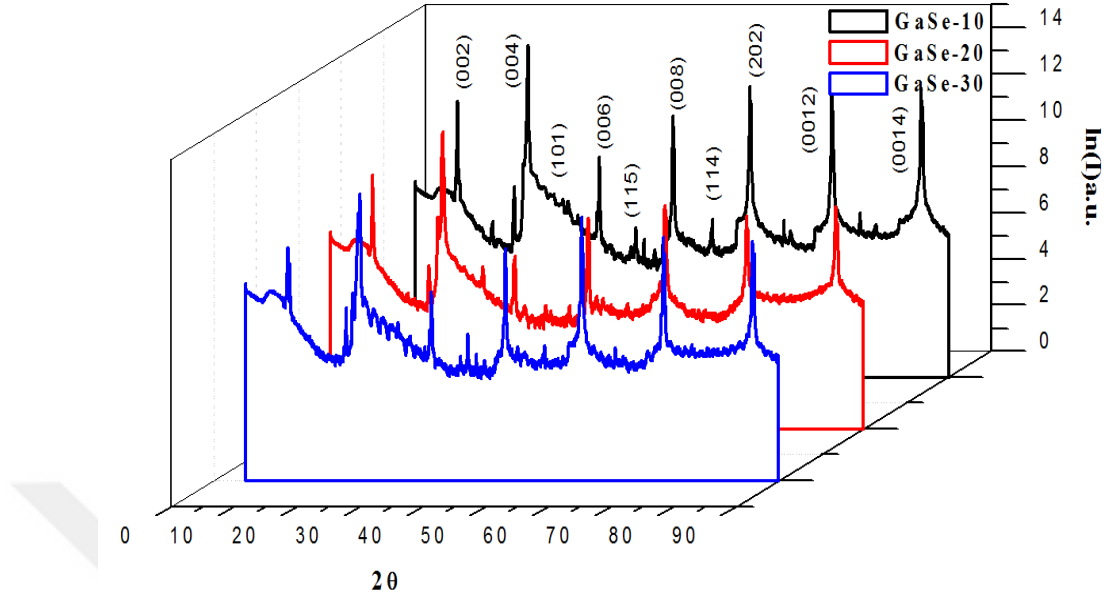
Şekil 4.5. GaSe kristalinin 100°C'de 20 dakika tavlamaadan sonra XRD kırınım deseni



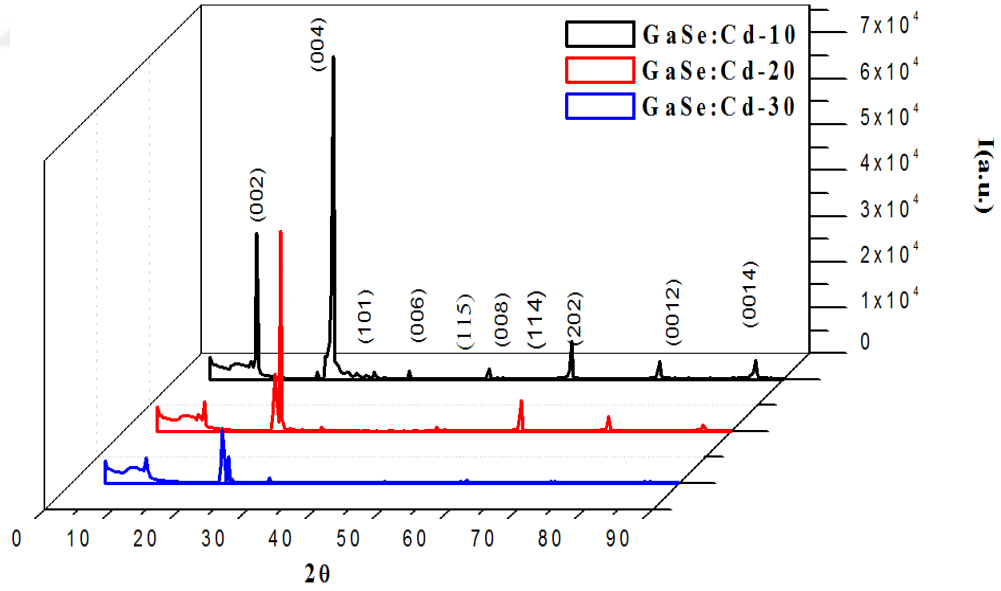
Şekil 4.6. GaSe kristalinin 100°C'de 30 dakika tavlamaadan sonra XRD kırınım deseni



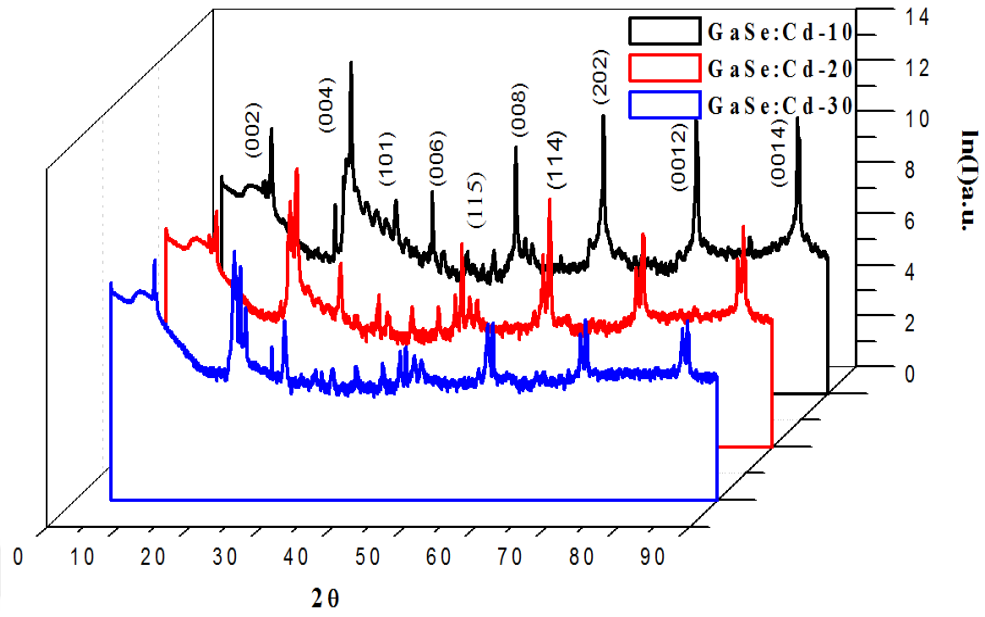
Şekil 4.7. GaSe kristalinin 100°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamaadan sonra XRD kırınım deseni



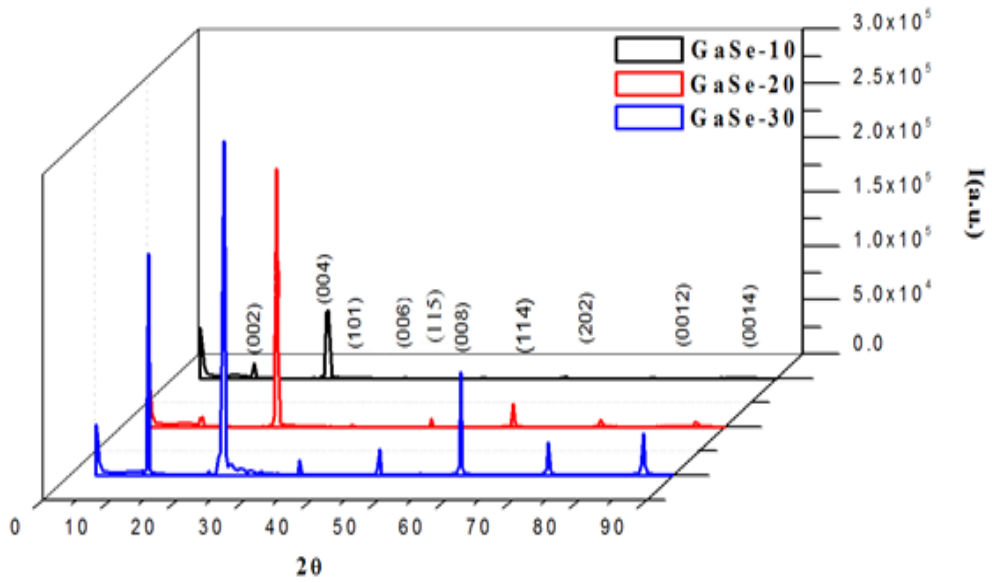
Şekil 4.8. GaSe kristalinin 100°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlama sonrasında XRD kırınım deseni



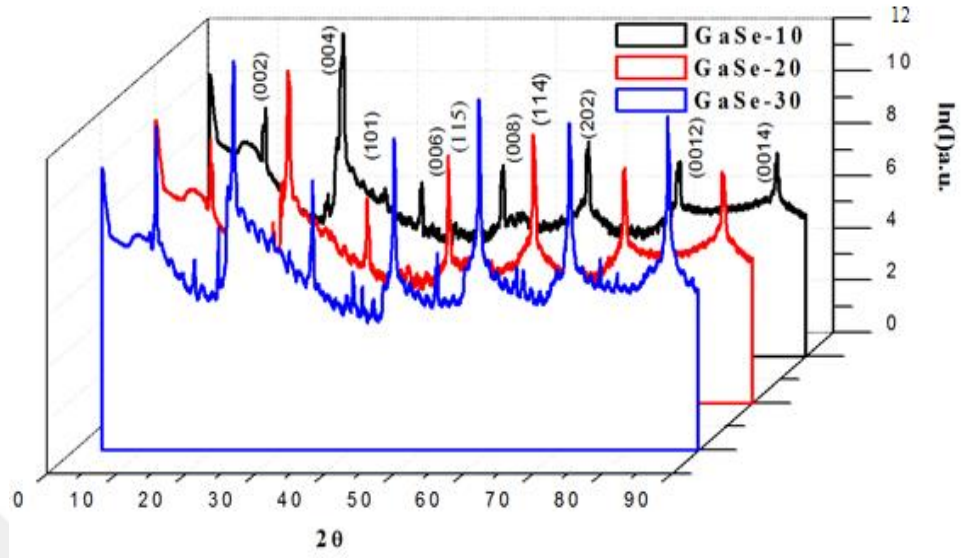
Şekil 4.9. GaSe:Cd kristalinin 100°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlama sonrasında XRD kırınım deseni



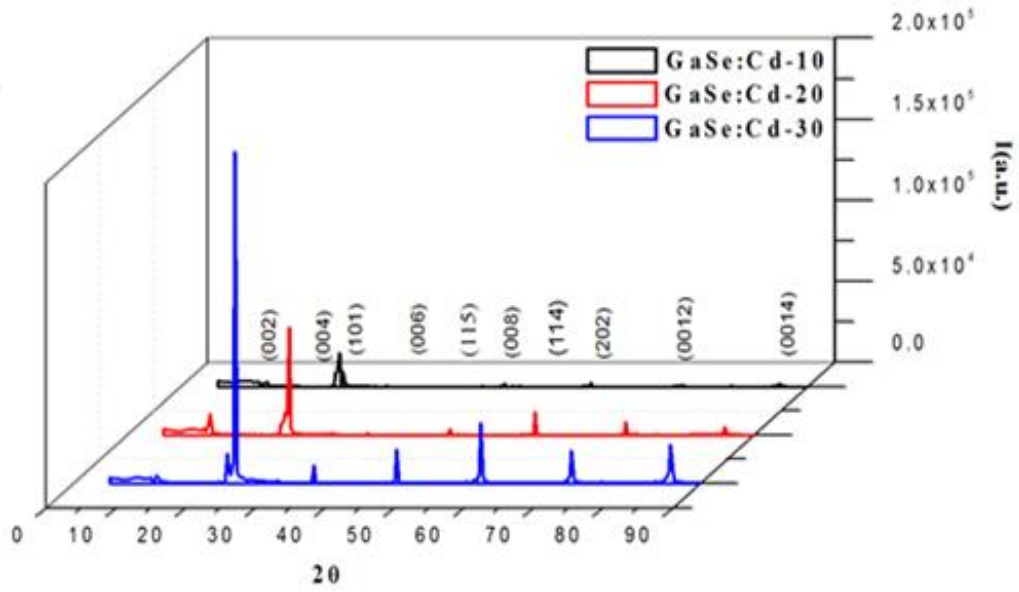
Şekil 4.10. GaSe:Cd kristalinin 100°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlama sonrasında XRD kırınım deseni



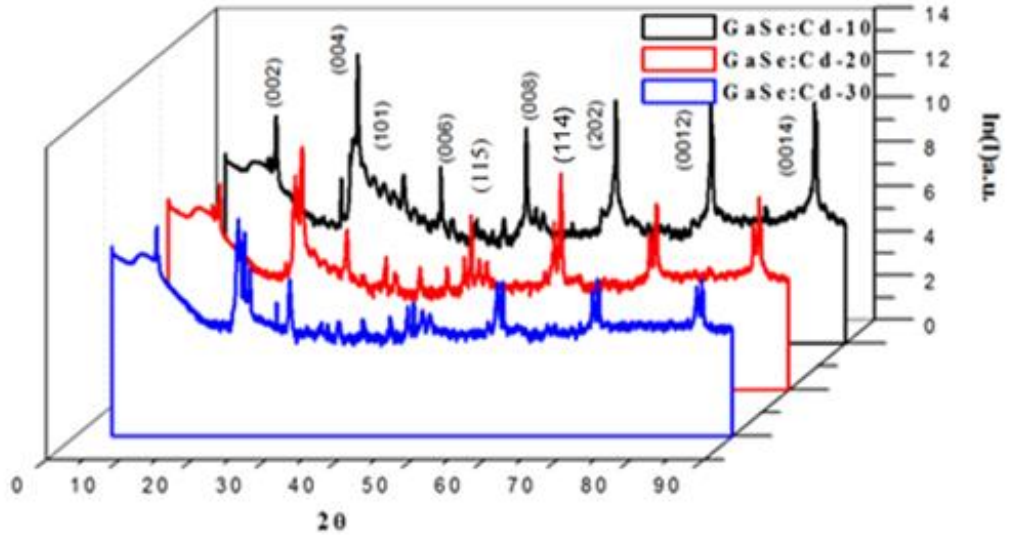
Şekil 4.11. GaSe kristalinin 300°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlama sonrasında XRD kırınım deseni



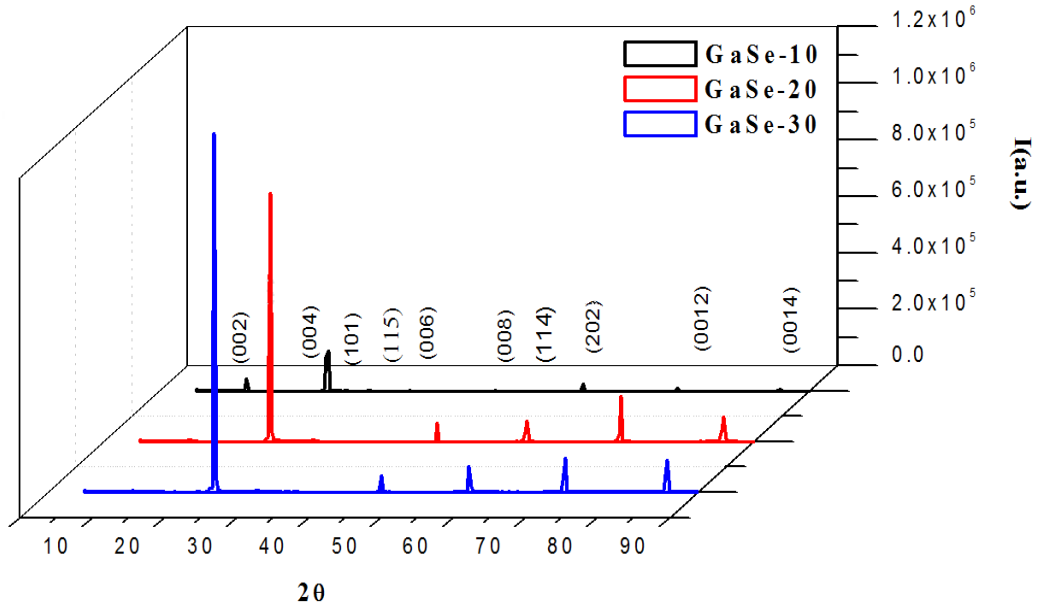
Şekil 4.12. GaSe kristalinin 300°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamaadan sonra XRD kırınım deseni



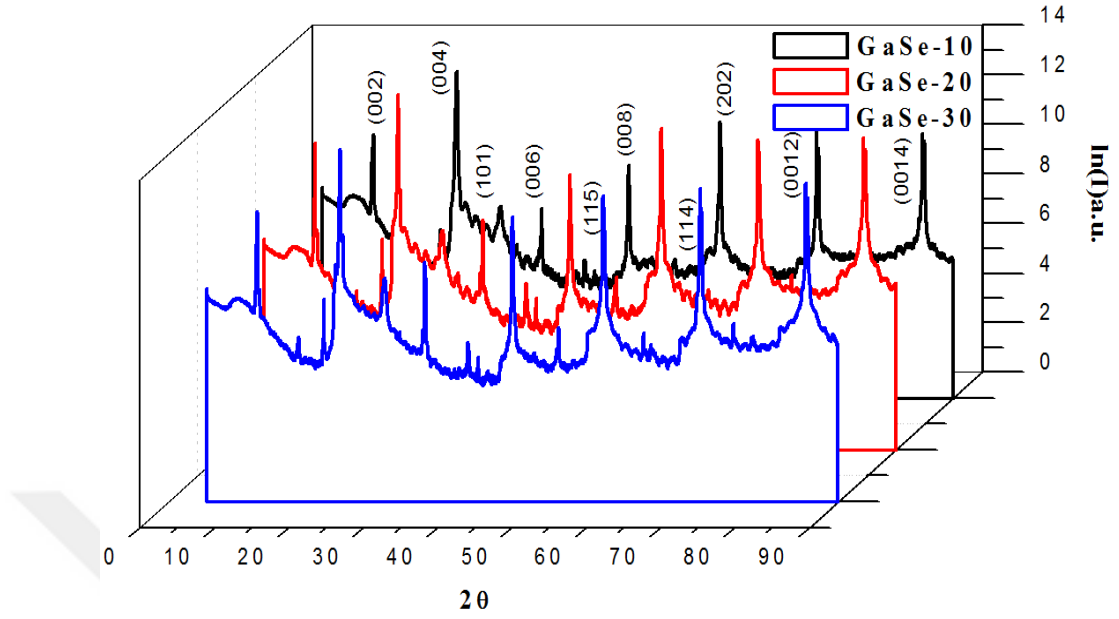
Şekil 4.13. GaSe:Cd kristalinin 300°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamaadan sonra XRD kırınım deseni



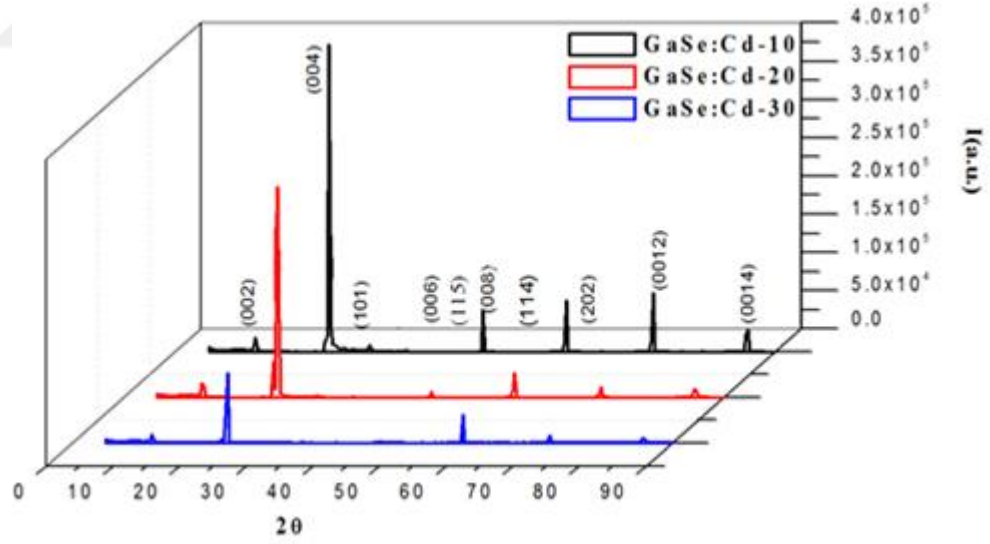
Şekil 4.14. GaSe:Cd kristalinin 300°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamaadan sonra XRD kırınım deseni



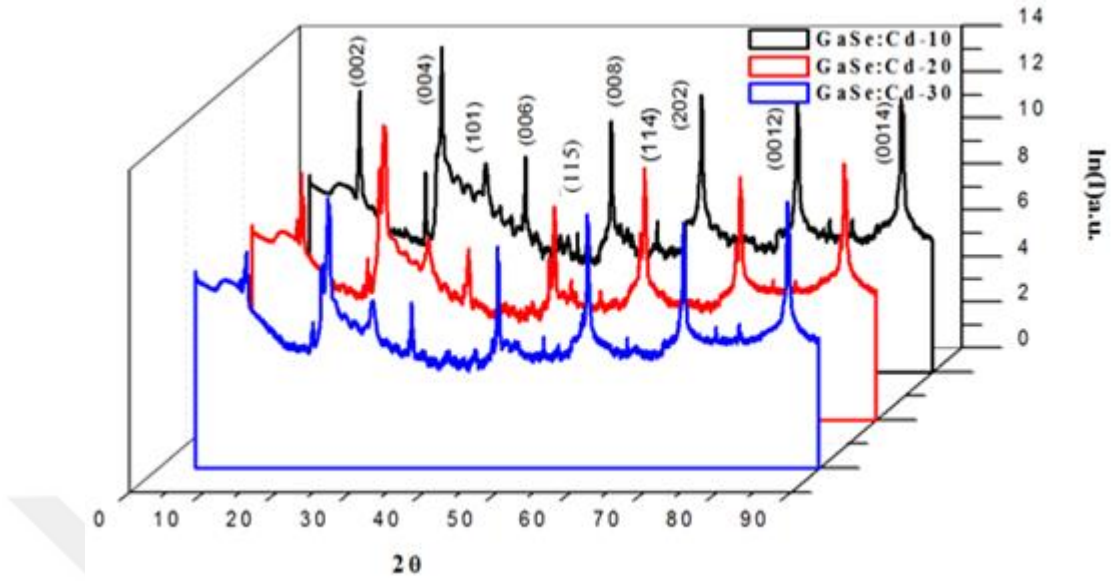
Şekil 4.15. GaSe kristalinin 500°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamaadan sonra XRD kırınım deseni



Şekil 4.16. GaSe kristalinin 500°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamaadan sonra XRD kırınım deseni



Şekil 4.17. GaSe:Cd kristalinin 500°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamaadan sonra XRD kırınım deseni

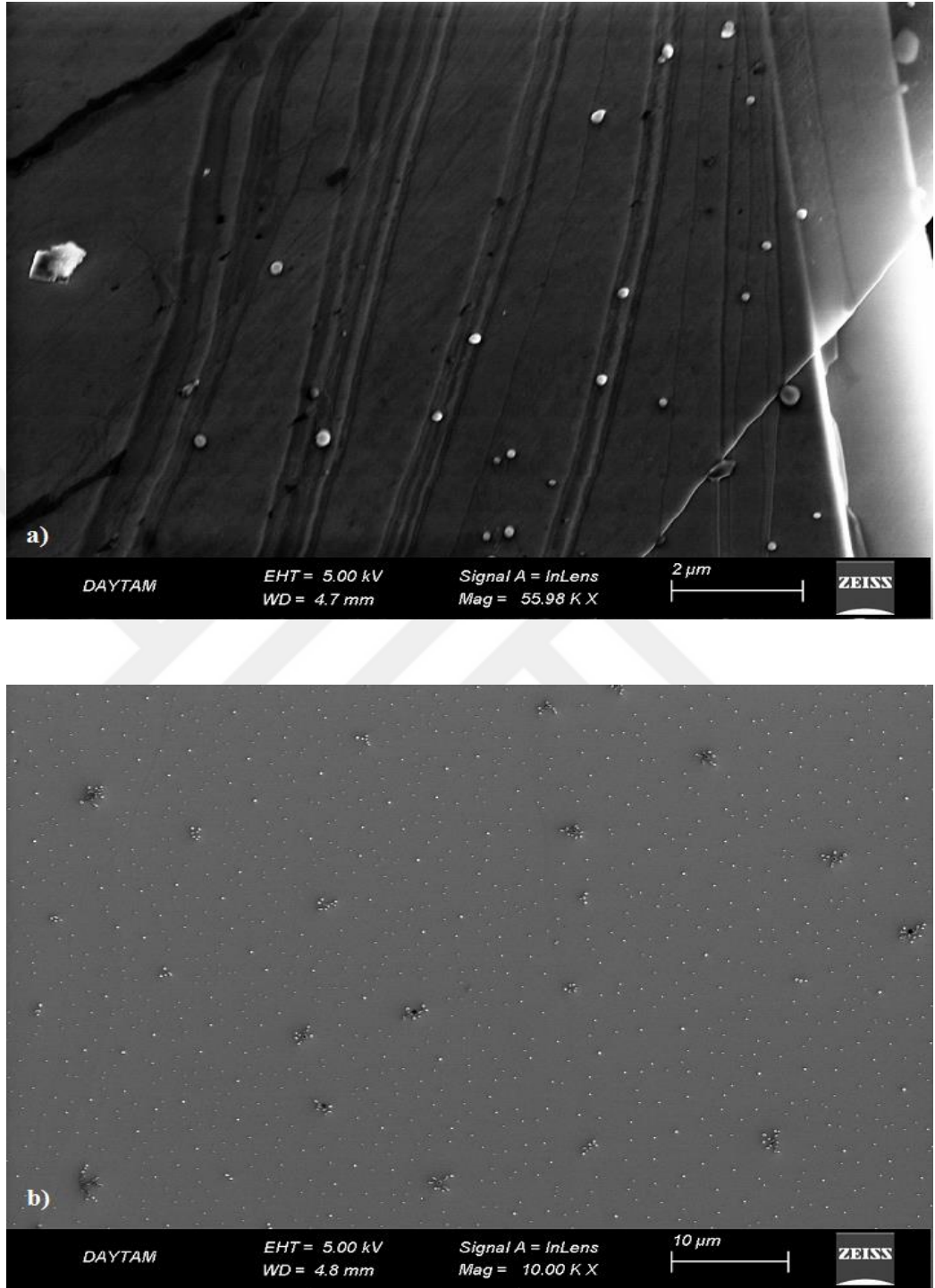


Şekil 4.18. GaSe:Cd kristalinin 500°C'de 10, 20 ve 30 dakika tavlamadan sonra XRD kırınım deseni

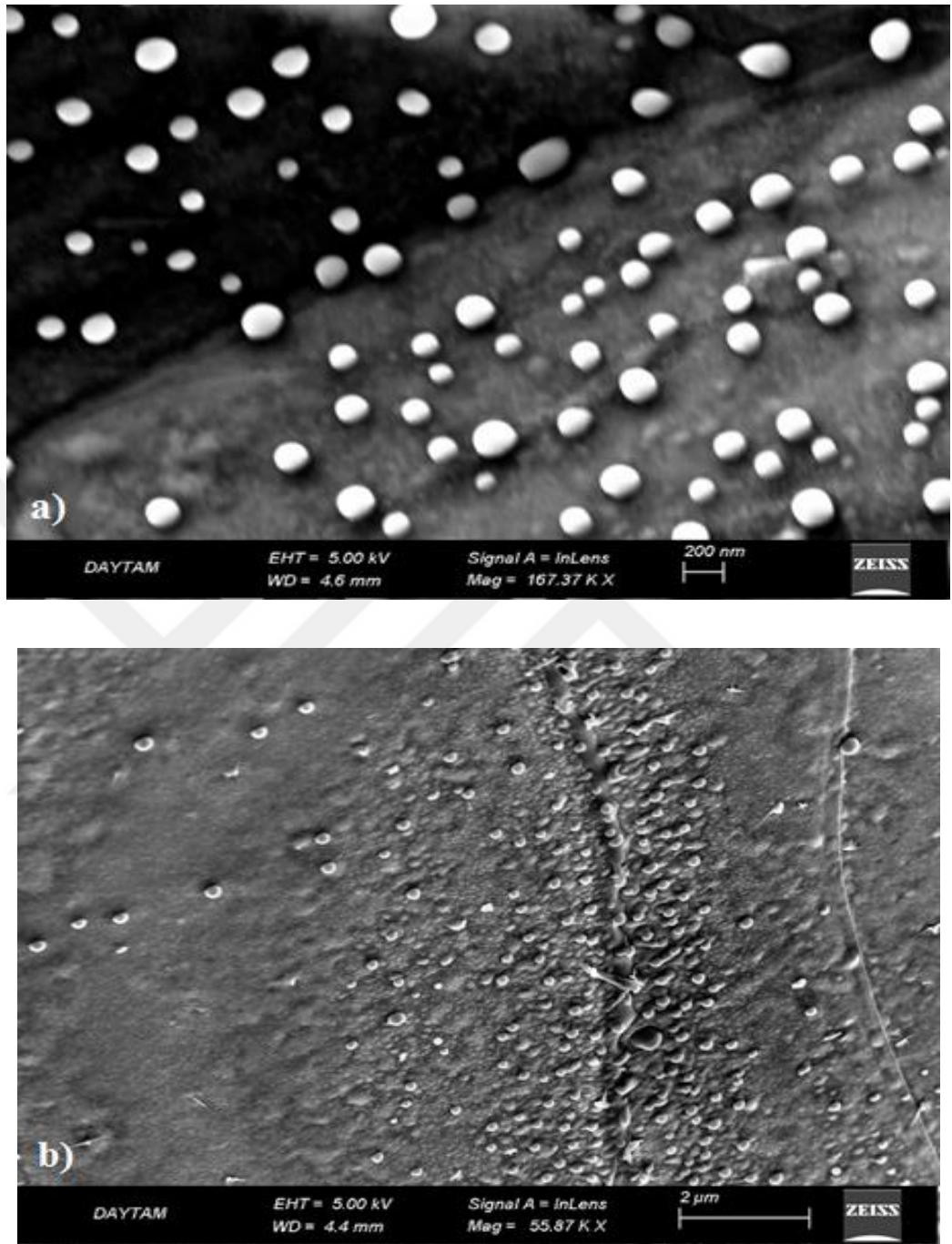
4.2. GaSe ve GaSe:Cd Yarıiletkenlerinin Yüzey Morfolojisi ve EDAX Analizi

Taramalı Elektron mikroskopu analizlerinde, çekirdeklenme, kristal büyümesi, atomik oranlar ve kristal yapısı gibi özellikler hakkında bilgi sağlamaktadır. Modifiye Bridgman-Stockbarger metodu ile büyütülen GaSe ve GaSe:Cd ikili bileşiğin yüzeysel görüntüleri SEM tekniği ile elde edilmiştir. Görüntü net ve kaliteli olması için numunenin yüzeyi altın ile kaplanmıştır. Altın elektron demeti ile numune arasındaki iletimi sağlamaktadır. 5,00 kV'de GaSe ve GaSe:Cd ikili bileşiklerinin sırasıyla 55,000 ve 167,000 büyütme oranında elde edilen SEM görüntüleri Şekil 4.19'da ve 4.20'de gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü gibi GaSe ve GaSe:Cd ikili bileşiğin homojen bir yüzeye sahip olduğu, taneciklerin yüzeyde homojen dağılımını, küresel ve oval şekillerde olup ve mikrometre boyutlarda oluştuğu belirlenmiştir. GaSe ve GaSe:Cd bileşiğinin SEM görüntülerinden elde edilen sonuçlara göre taneciklerin ortalama büyüklüğü GaSe için yaklaşık olarak 214,68-636,6 nm civarında ve GaSe:Cd için 200,65-350,70 nm civarında bulunmuştur. Şekil 4.21 a ve b'de GaSe ve GaSe:Cd kristaller için EDAX spektrumunu göstermektedir. EDAX analizinde, GaSe için galyumun elementi %45,74 oranında selenyum elementi ise %48,07 oranında ve

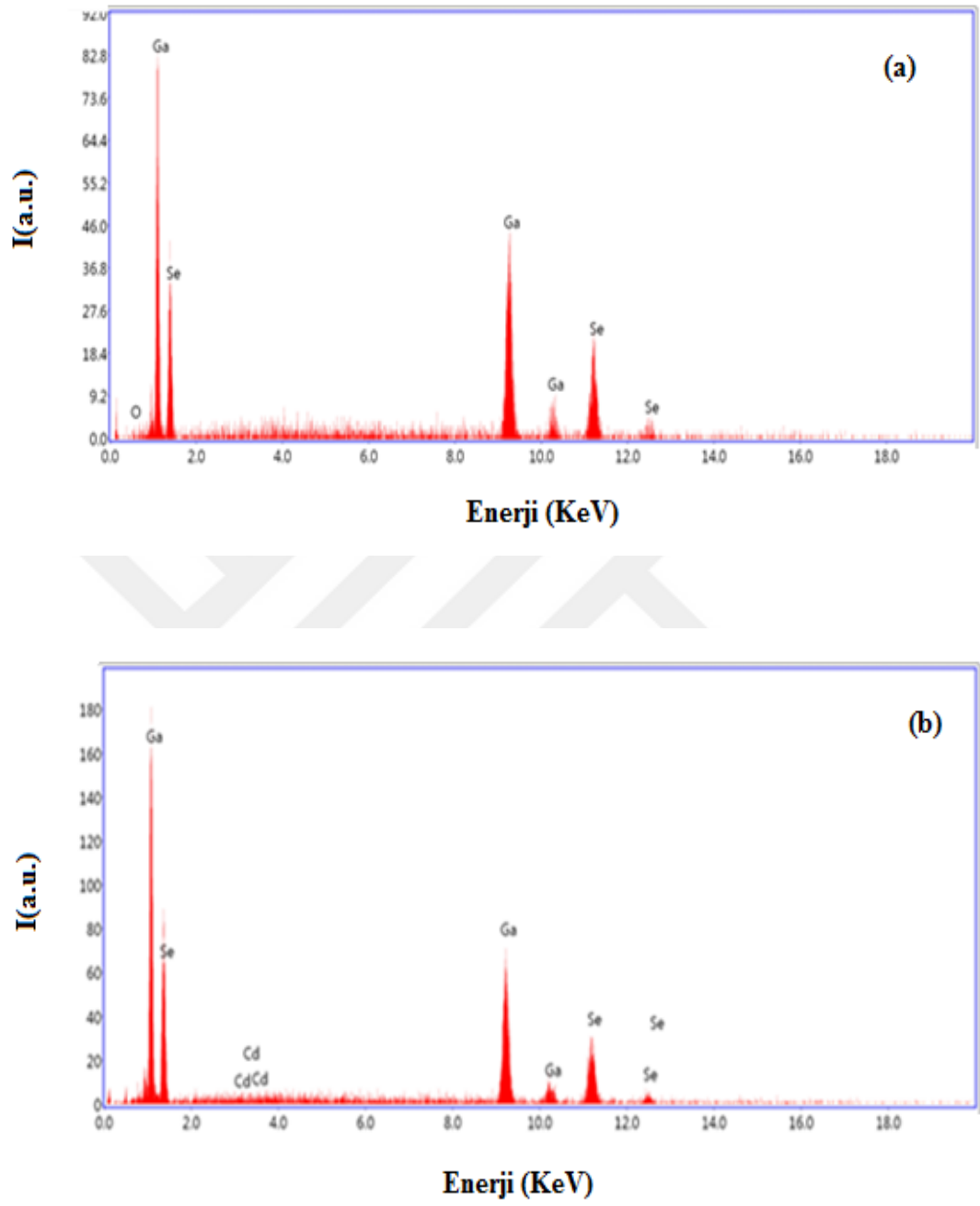
GaSe: Cd için galyumun elementi %48,29 oranında selenyum elementi ise %51,22 oranında ve Cd elementi %0,29 alınmıştır. EDAX sonuçları incelendiğinde GaSe için galyum elementi ağırlıkça %45,02 selenyum elementi %53,58 ve oksijen elementi ise %1,40 olarak ve GaSe: Cd için %45,33 selenyum elementi %54,23 ve kadmiyum elementi ise %0,44 olarak verilmiştir. Ga ve Se elementleri numune yüzeyinin her tarafına homojen bir biçimde dağıldığını ve malzemede herhangi bir safsızlık oluşturmadığını göstermektedir. Oksijen yüzdesinin çok düşük olması ve büyütme esnasında hesaplanıp uygulanan ve EDAX analizinde bulunan Ga ve Se piklerinin atomik değerleri birbirlerine çok yakın bulunmuştur. Büyütme esnasında kimyasallarda azalma ve farklı reaksiyonda dolayı cüruf ve alایش olmadığına göstermiştir. Çizelge 4.9'da Ga, Se, Cd ve O'ne ait element ve atomik yüzdelerini göstermektedir.



Şekil 4.19. GaSe kristalinin a) 55,000 ve b) 10,000 büyütmedeki SEM görüntüsü



Şekil 4.20. GaSe:Cd kristalinin a) 167,000 ve b) 55,000 büyütmedeki SEM görüntüsü



Şekil 4.21. a) GaSe ve b) GaSe:Cd kristalinin EDAX elemental analizi

Çizelge 4.9. GaSe ve GaSe:Cd kristallerin EDAX elemental analizi

Element	GaSe		GaSe:Cd	
	%Wt	%At	%Wt	%At
OK	1,40	6,19	-	-
GaK	45,02	45,74	45,33	48,29
SeK	53,58	48,07	54,23	51,22
CdL	-	-	0,44	0,29

4.3. GaSe ve GaSe:Cd Yarıiletkenlerinin AFM Analizi

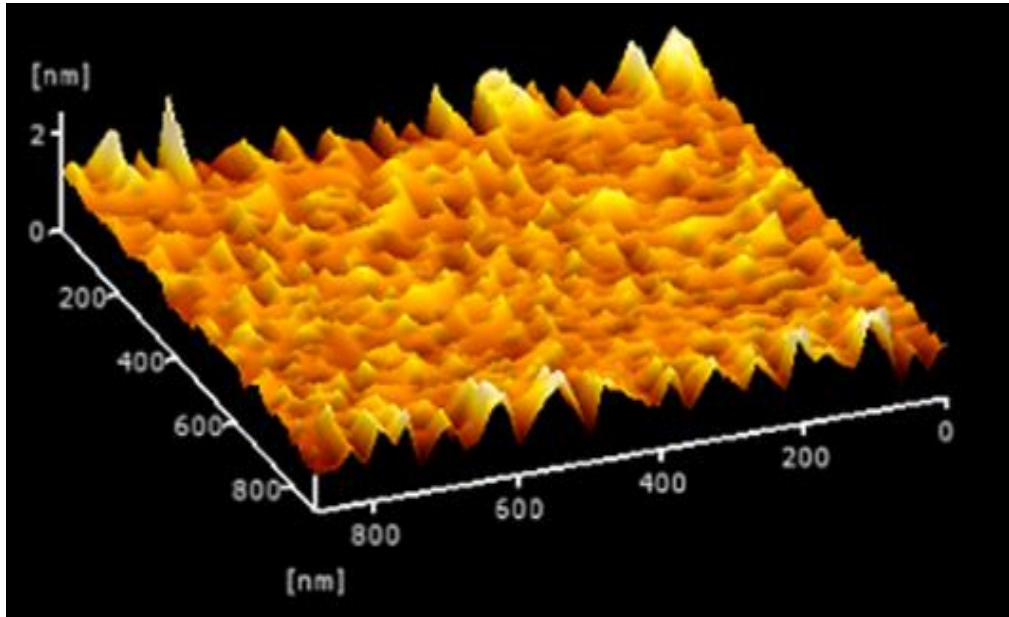
Bu tez çalışmasında, modifiye Bridgman-Stockbarger metodu ile büyütülen GaSe ve GaSe:Cd ikili bileşiğin morfolojik yapılarını incelemek için atomik kuvvet mikroskobu kullanılmıştır. Şekil 4.22-25'de sırasıyla 55 ve 40 μm kalınlıklarındaki GaSe ve GaSe:Cd kristallerin yüzeylerinin iki ve üç boyutlu AFM görüntülerini göstermektedir. GaSe kristalinin taranan kısım yaklaşık olarak $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ olarak seçilmiştir. Ortalama parçacık büyüklükleri GaSe kristali için 110-210 nm aralığında ve GaSe:Cd kristali için 150-220 nm aralığındadır. Şekillerden görüldüğü gibi, kristallerin homojen bir şekilde büyüdüğü ve küçük taneciklerin birleştiği görülmüştür. Tanecikler homojen ve yoğun (sık) bir dağılıma sahiptir, parçacıkların yüzeye rastgele dağıldıklarını göstermektedir. GaSe:Cd kristalinde taneciklerin büyüklüğü, yüzey pürüzlülüğü ve büyük tanelerin sayısı küçük tanelerin sayısına göre artmıştır. Cd atomları GaSe fazı arasına yerleşerek yapının bozulmasına ve kusurların oluşmasına neden olabileceği düşünülebilir (Raposo *et al.* 2007; De Oliveira *et al.* 2012). Çizelge 4.10'da GaSe ve GaSe:Cd yarıiletkenlerinin AFM analizleri verilmektedir.

Şekil 4.22'de büyütülen GaSe kristalinin üç boyutlu AFM görüntüsü verilmektedir. Bu şekilde, yüzeyinin tabandan yukarıya doğru sivrilerek büyüyen nano boyutlu tanelerden oluştuğu görülmektedir. Genel olarak, AFM görüntülerdeki beyaz bölgeler üst üste yığılmış tane şeklindeki oluşumları, siyah bölgeler ise tane boşluklarını göstermektedir.

Buna göre, yüzeyinde yer yer tane boşluklarının ve üst üste yığılmış tanelerin bulunduğu da söylenebilir. Şekildeki en yüksek tepe ile en çukur bölge arasındaki yükseklik farkı yalnızca 2 nm olup ortalama karekök (RMS) yüzey pürüzlülüğü değeri ise 0,15 nm'dir. Bu yükseklik farkı ve RMS değeri oldukça düşük olup kristalin yüzeyinin düz ve pürüzsüz olduğu söylenebilir.

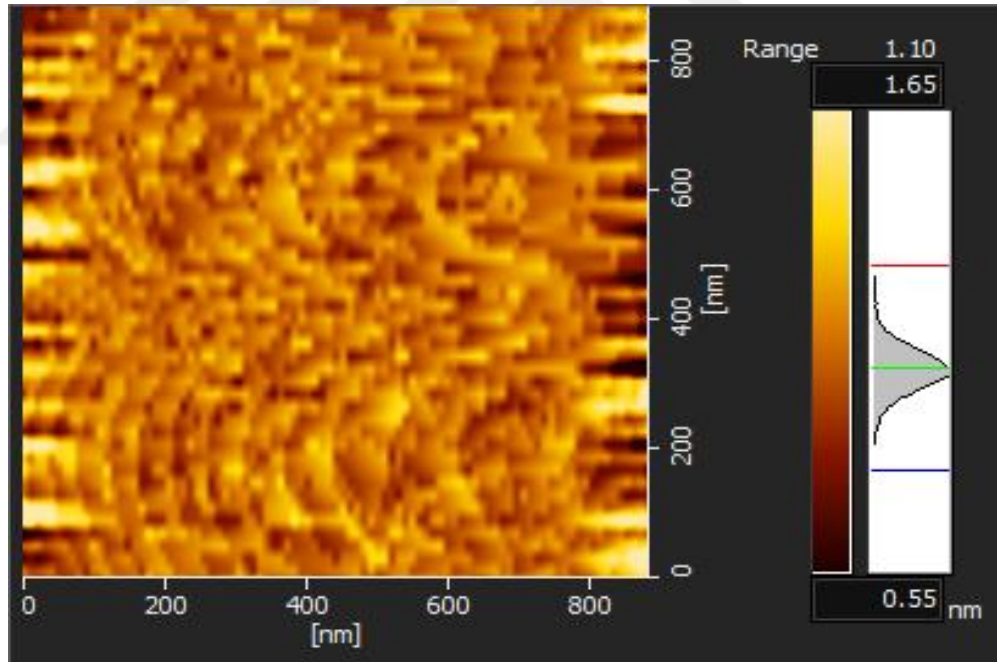
Çizelge 4.10. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin AFM analizi

Parametre	GaSe	GaSe:Cd
Ortalama pürüzlük (S_a)	$1,08 \times 10^{-1}$ nm	$6,18 \times 10^{-1}$ nm
Maksimum vadi derinliği (S_v)	1,11 nm	2,35 nm
Maksimum zirve yüksekliği (S_p)	1,36 nm	3,56 nm
Ortalama pürüzlük yüksekliği (S_z)	2,67 nm	5,90 nm
Toplam pürüzlük (S_T)	2,46 nm	5,90 nm
Karekök ortalama değeri (S_q)	$1,52 \times 10^{-1}$ nm	$7,55 \times 10^{-1}$ nm

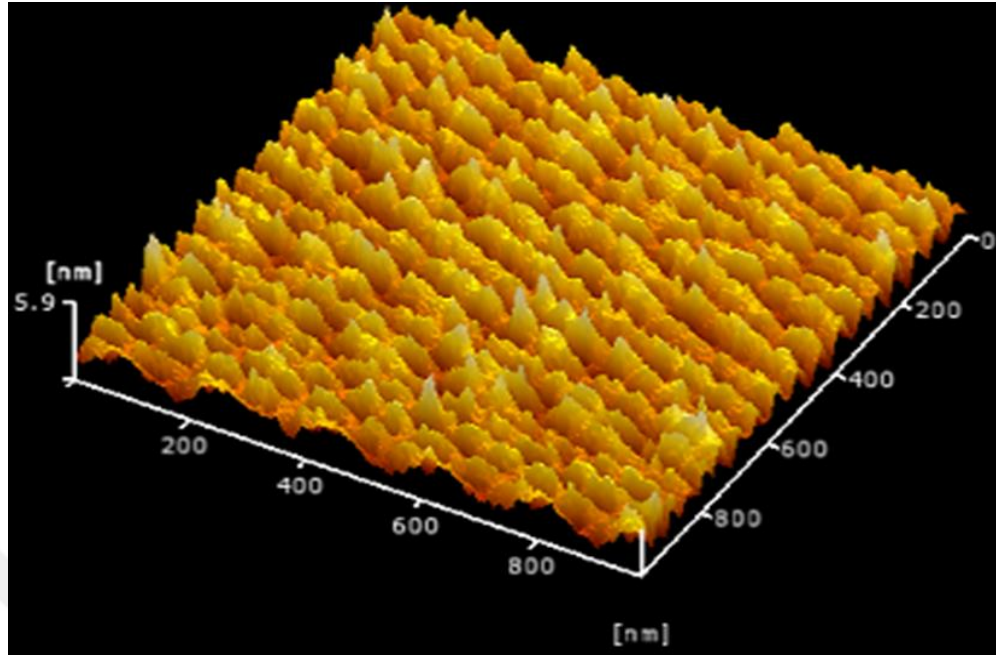


Şekil 4.22. GaSe kristalinin 55 μ m kalınlıklarındaki üç boyutlu AFM görüntüsü

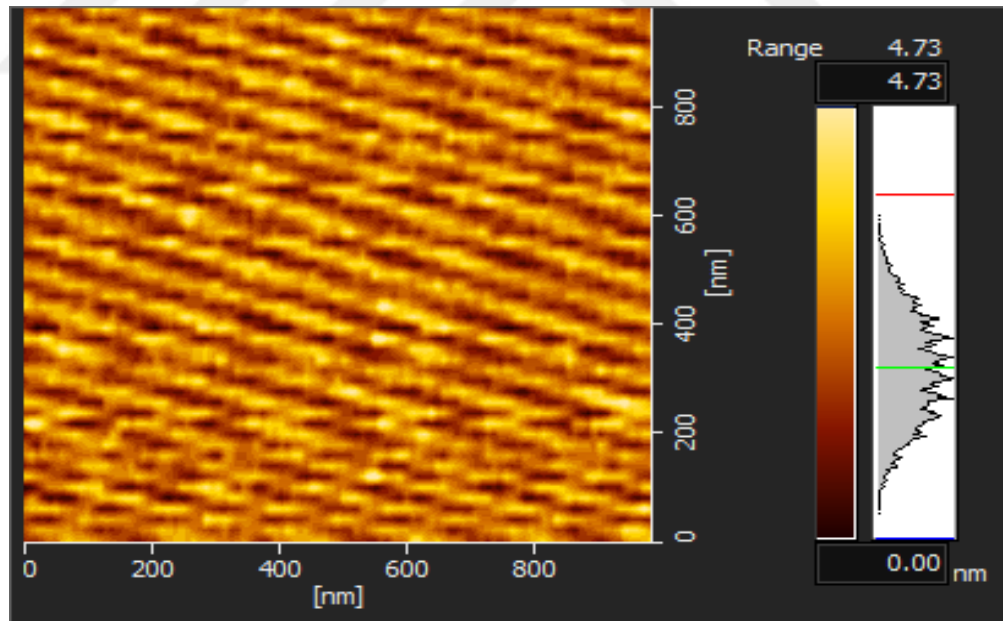
Şekil 4.24'de büyütülen GaSe: Cd kristalinin üç boyutlu AFM görüntüsü verilmektedir. Bu şekilde, yüzeyinin tabandan yukarıya doğru sivrilerek büyüyen oldukça sıkı paketlenmiş nano boyutlu tanelerden oluştuğu görülmektedir. Bununla birlikte, kristalin yüzeyinde yer yer üst üste yığılmış tanelerin ve tane boşluklarının bulunduğu buna rağmen homojen bir yükseklik dağılımının sergilendiği de görülmektedir. Çünkü AFM görüntülerinde renklerin çoğunlukla aynı olması kristalin yüzeyinin homojen bir yükseklik dağılımına sahip olduğunun bir göstergesidir. Şekildeki en yüksek tepe ile en çukur bölge arasındaki yükseklik farkı 6 nm civarında olup RMS yüzey pürüzlülüğü değeri ise 0,75 nm'dir. Bu yükseklik farkı ve RMS değeri de oldukça düşük olup kristalin yüzeyinin düz ve pürüzsüz olduğu söylenebilir. Bununla birlikte üretim koşulları aynı kalmak kaydıyla Cd katkılamanın GaSe kristalin yüzey pürüzlülüğünü arttırdığı sonucuna da ulaşılabilir.



Şekil 4.23. GaSe kristalinin 55 μm kalınlıklarındaki iki boyutlu AFM görüntüsü



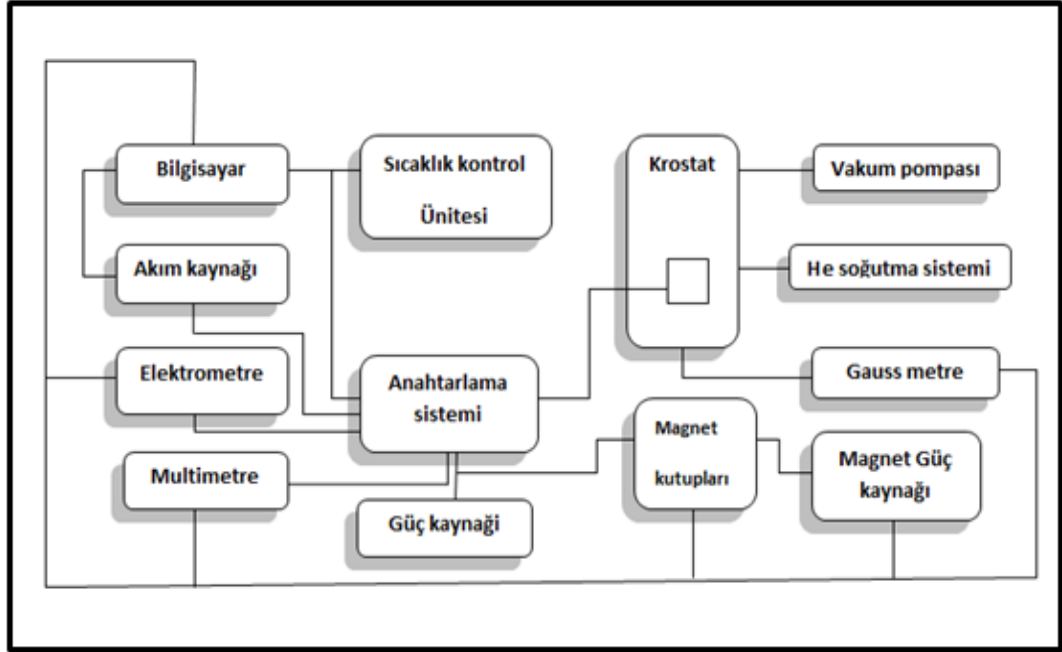
Şekil 4.24. GaSe:Cd kristalinin 40 μm kalınlıklarındaki üç boyutlu AFM görüntüsü



Şekil 4.25. GaSe:Cd kristalinin 40 μm kalınlıklarındaki iki boyutlu AFM görüntüsü

4.4. Hall ve Manyetorezistans Ölçümleri İçin Numunelerin Hazırlanması ve Deney Sistemi

Manyetorezistans, dış bir manyetik alan uygulandığında materyalin elektrik direncinde meydana gelen değişimdir. Manyetik direncin (MR) en yaygın bilinen hali elektronların yörüngeler üzerindeki manyetik alan etkisidir (Lorentz kuvveti). Manyetorezistans, yarıiletkenin sabit enerji yüzeylerinin ve bilinmeyen manyetik alan hakkında bilgi verir. Hall olayı yarıiletkenin tipini belirlemede, taşıyıcı yoğunluğu ve elektriksel iletkenliğin hesaplamasında kullanılır (Ziel 1968). Enine manyetorezistansda akım doğrultusu ile manyetik alan doğrultusu birbirine dik olur ve boyuna manyetorezistansda, akım ve manyetik alan doğrultusu aynıdır. Elektrik ölçümlerinde kullanmak için GaSe ve GaSe:Cd kristallerinden 1 x 0,30 cm boyutlarında atma düzlemleri dik doğrultuda jiletle ayrılmıştır. Kesilen numuneler 10^{-5} torr basınç altında In elementi kullanılarak omik kontak yapılmıştır. Omik kontak yapılan numunelerin yaklaşık 300°C'de 3 dakika tavlansmıştır. Deney sistemi sıcaklığa bağlı olarak manyetorezistans ve Hall ölçümlerini alacak şekilde düzenlenmiştir. Numuneyi bobinlerin arasına yerleştirebilmek için örnek tutucular tasarlanmıştır. Numune tutucuya yerleştirdiğimiz yarıiletkeni bobinlerin arasına yerleştirerek güç kaynağı vasıtasıyla örnek üzerinden akım geçmesi sağlanmıştır. Bu durumda numune tutucudan kablolar yardımıyla multimetreye bağlantı yaparak oluşan Hall voltajını elde edilmiştir. Hall voltajının manyetik alana bağlı değişimini gözlerken numune üzerinden geçen akımı da ölçebilmek için bir multimetreden daha yararlanılmıştır. Hall voltajının manyetik alana bağlı değişimini gözlemlemek için gaussmetre kullanarak bobinlerin arasındaki manyetik alanın 2,5 tesla olduğu ölçülmüştür. Şekil 4.26'da düzenek ve bağlantılar görülmektedir. Sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümleri sıvı helyum soğutmalı kriyostat ile 10-320 K sıcaklık aralığında gerçekleştirilmiştir. Numune sıcaklığı, Lake Shore 331 sıcaklık kontrol ünitesi yardımıyla ± 1 K hassasiyetiyle kontrol edilmiştir.



Şekil 4.26. Hall ve manyetorezistans ölçümleri için deney sisteminin diyagramı

Numunenin Hall ve manyetorezistans ölçümleri için dört nokta tekniği kullanılmıştır. Bu teknikte numune yüzeyinde dört köşede simetrik olarak dört kontak gerektirir. Akım voltaj değişimini izlemek için dört ölçüm (iki öz direnç ve iki Hall voltajı ölçümü) yeterlidir. Manyetik alan numuneye dik olarak uygulanır. Bir karşılıklı kontak çiftinden akım uygulanır ve diğer çapraz çiftinden voltaj okunur. Numunelerinin Hall etkisi ölçümleri sonucunda Hall voltajı (V_H), Hall mobilitesi (μ), taşıyıcı yoğunluğu (n) ve öz direnci (ρ) bulunmuştur. Hall voltajının pozitif işaretleri yarıiletken numunelerin p tipi iletkenliğe sahip olduklarını göstermiştir. Manyetorezistans ölçümlerinde, Hall mobilitesi ölçümlerinden farklı olarak numunenin direncinin süpürülen manyetik alanla beraber değişimi incelenir ve Hall voltajının değişimi okunabilir.

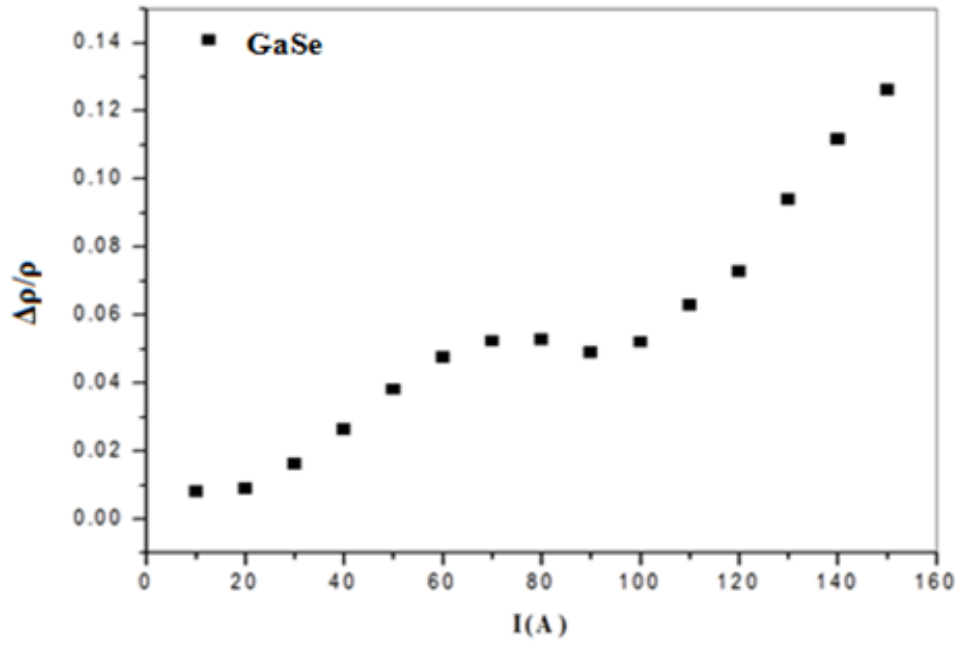
4.5. Yarıiletkenlerde Taşıyıcı Yoğunluğu, Özdirenç, İletkenlik ve Mobilitenin Hesaplanması

Elektrik ölçüleri yardımıyla enine manyetorezistans katsayısı (EMK), taşıyıcı konsantrasyonu, Hall katsayısı, Hall mobilitesi ve elektriksel özdirenç, değerleri hesaplanmıştır ve bu niceliklerin sıcaklığa bağlı değişimleri incelenmiştir. Taşıyıcı yoğunluğunu belirlemek için $n = I.B / \tau.q.V_H$ eşitliği kullanılmıştır. Mobilitayı hesaplamak için akım 0,02 mA değerine sabit tutarak hesaplanmıştır ve özdirenci bulmak için (4.1) eşitliklerinden yararlanılmıştır. Bu hesaplamalarda Çizelge 4.11'deki değerler kullanılmıştır. Şekil 4.27-38'de GaSe ve GaSe:Cd numunelerinin sıcaklığa bağlı Hall etkisi verilmiştir.

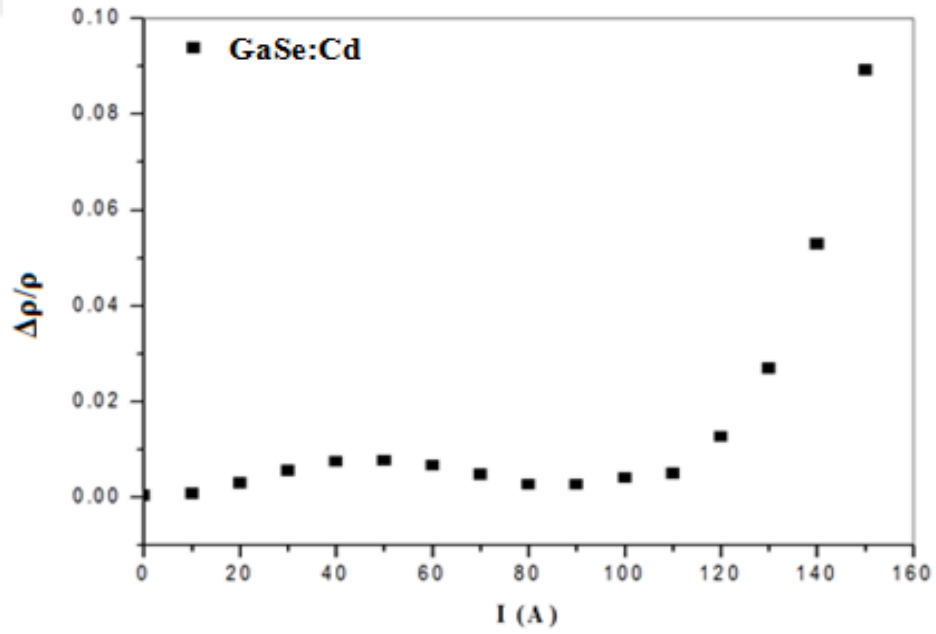
$$\sigma = \mu.q.n = \frac{1}{\rho} \Rightarrow \mu = \frac{1}{\rho.n.q} \quad (4.1)$$

Çizelge 4.11. GaSe ve GaSe:Cd numunesinde Hall ölçümü için kullandığımız veriler

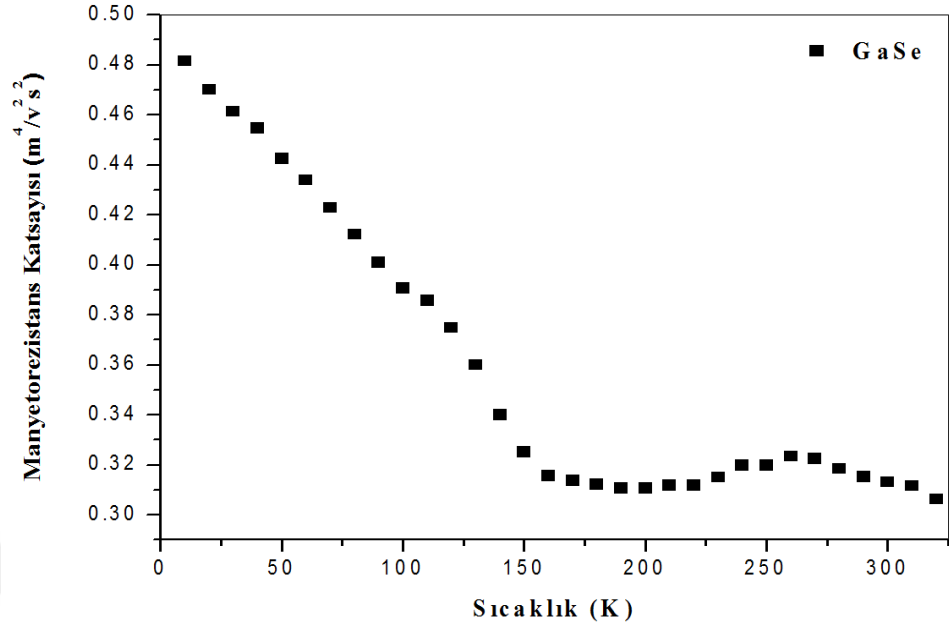
Parametreler	GaSe	GaSe:Cd
Manyetik alan (B)	2,5 Tesla	2,5 Tesla
Akım (I)	0,02 mA	0,02 mA
Numune kalınlığı (d)	0,0025 m	5×10^{-4} m
Saçılma Katsayısı (r)	1	1
Kontaklar arasındaki mesafe (L)	0,004 m	0,003 m
Numune genişliği (w)	0,0041 m	0,003 m
Elektron yükü (e)	$1,6 \times 10^{-19}$ C	$1,6 \times 10^{-19}$ C
Numune alanı (d x w)	$10,25 \times 10^{-6}$ m ²	$1,5 \times 10^{-6}$ m ²



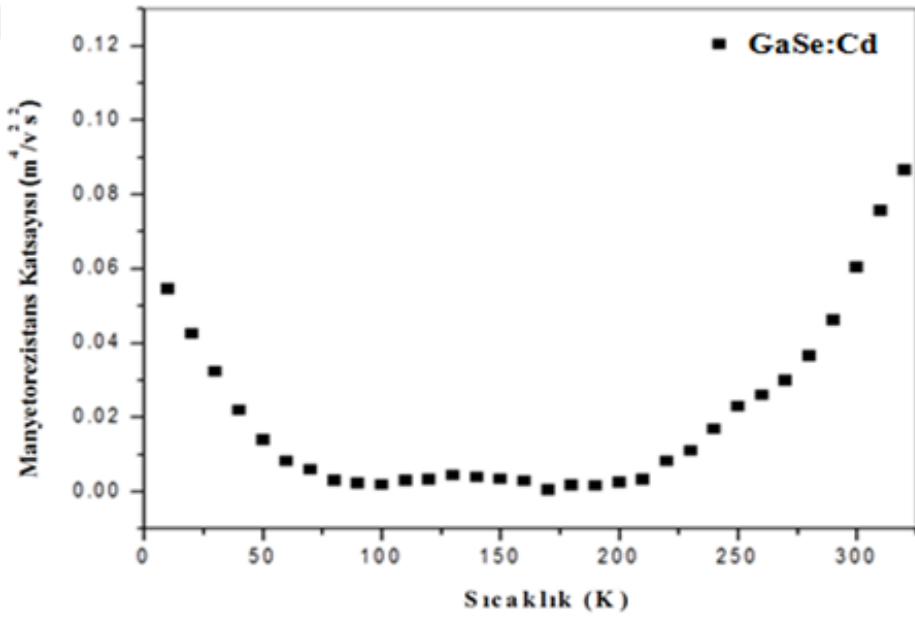
Şekil 4.27. GaSe kristali için manyetik alanın karesinin akıma göre değişimi



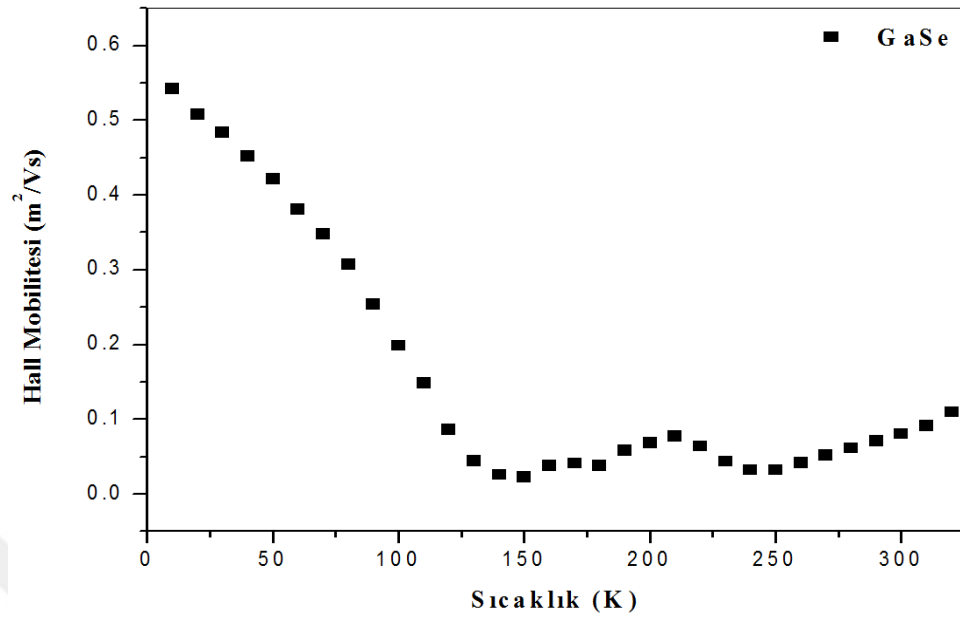
Şekil 4.28. GaSe:Cd kristali için manyetik alanın karesinin akıma göre değişimi



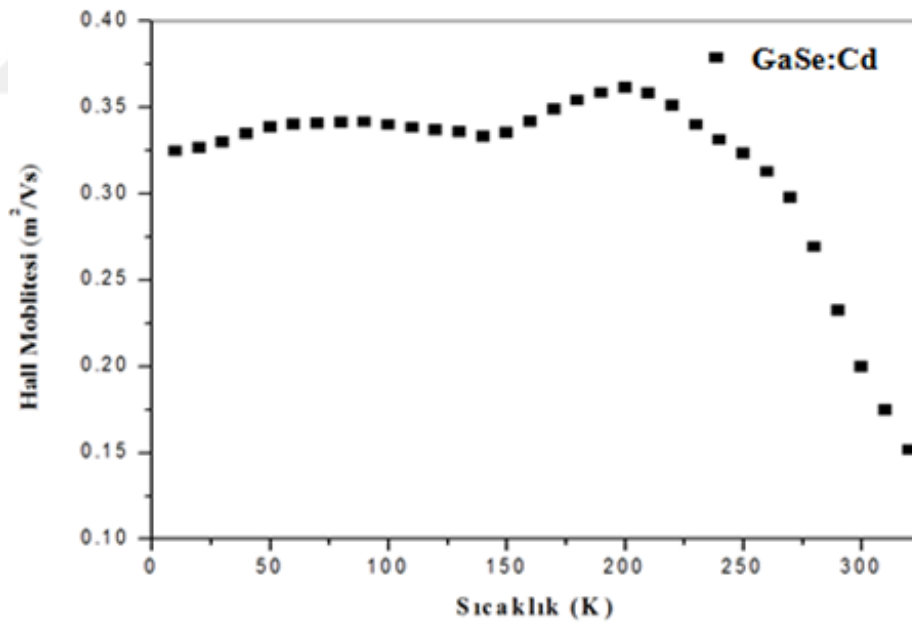
Şekil 4.29. GaSe kristali için manyetorezistans katsayısının sıcaklığa bağlı değişimi



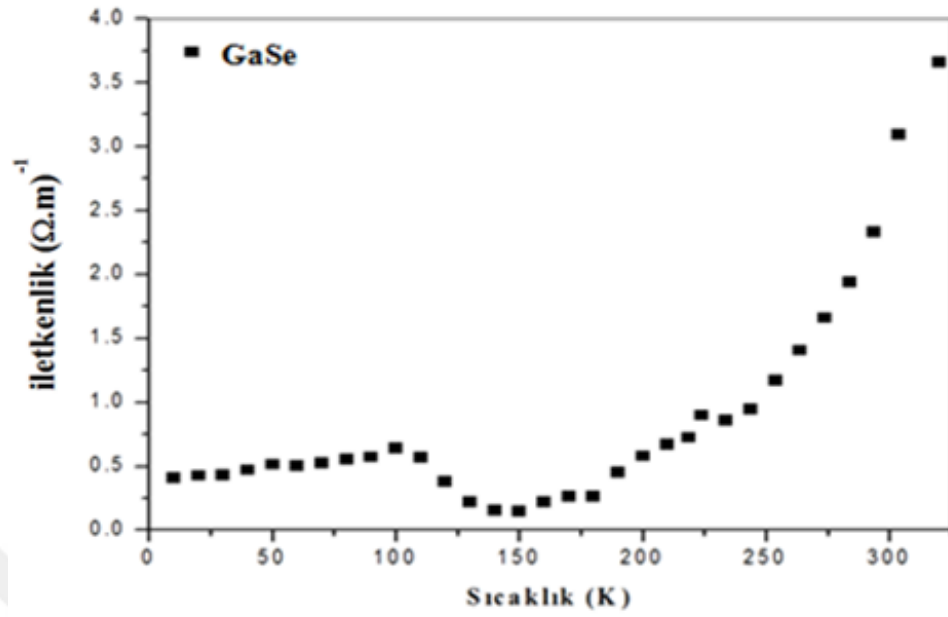
Şekil 4.30. GaSe:Cd kristali için manyetorezistans katsayısının sıcaklığa bağlı değişimi



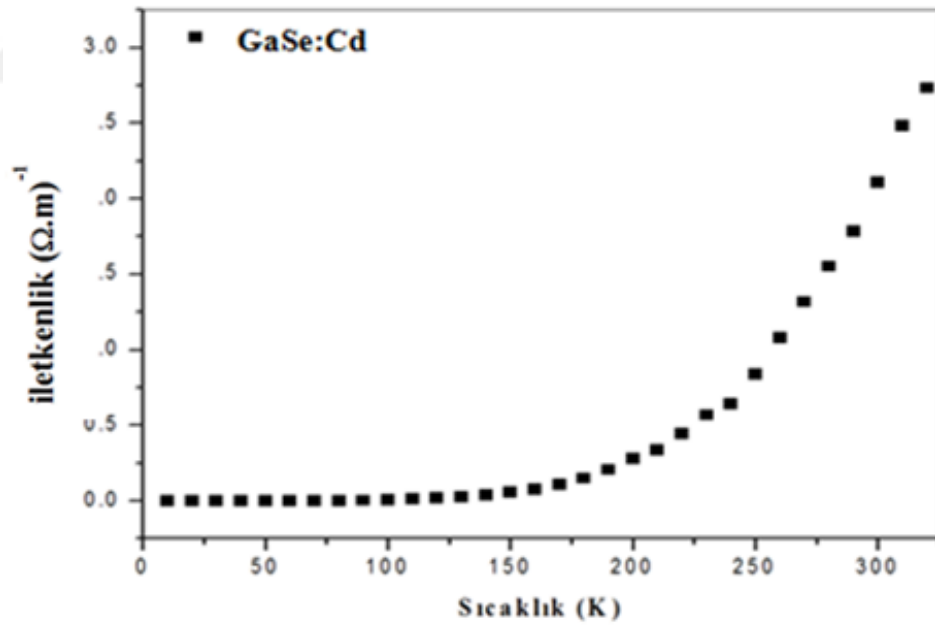
Şekil 4.31. GaSe kristali için Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi



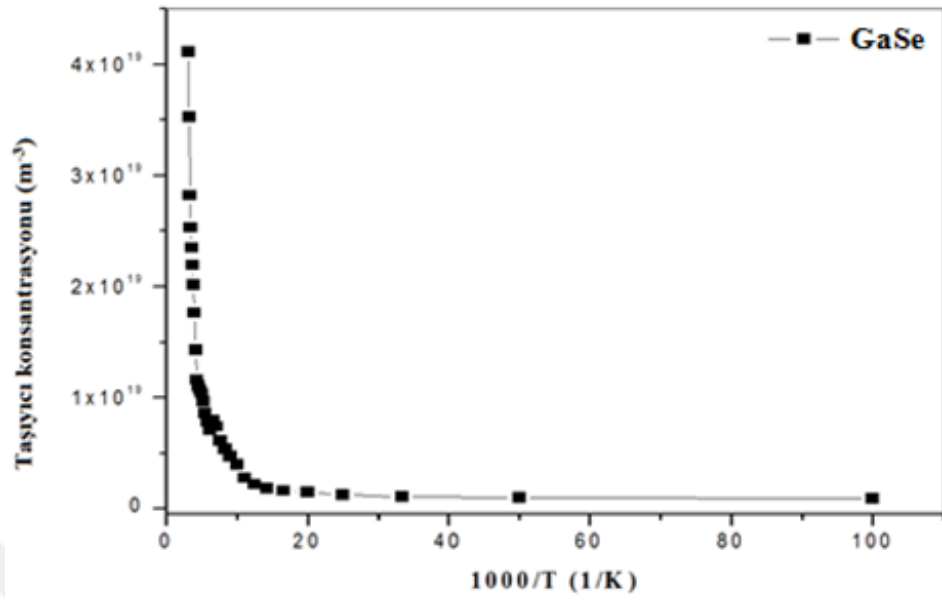
Şekil 4.32. GaSe:Cd kristali için Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi



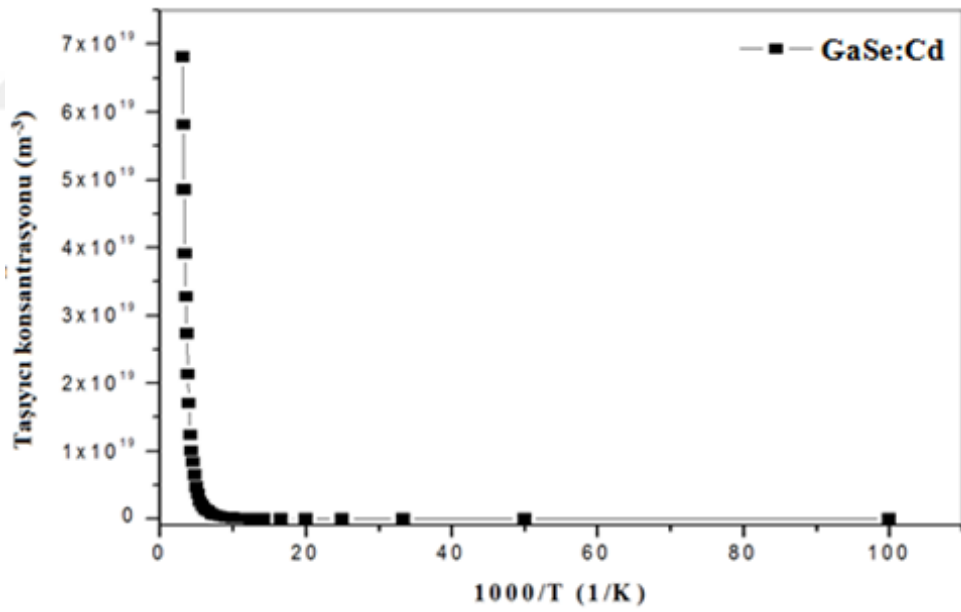
Şekil 4.33. GaSe kristali için iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişimi



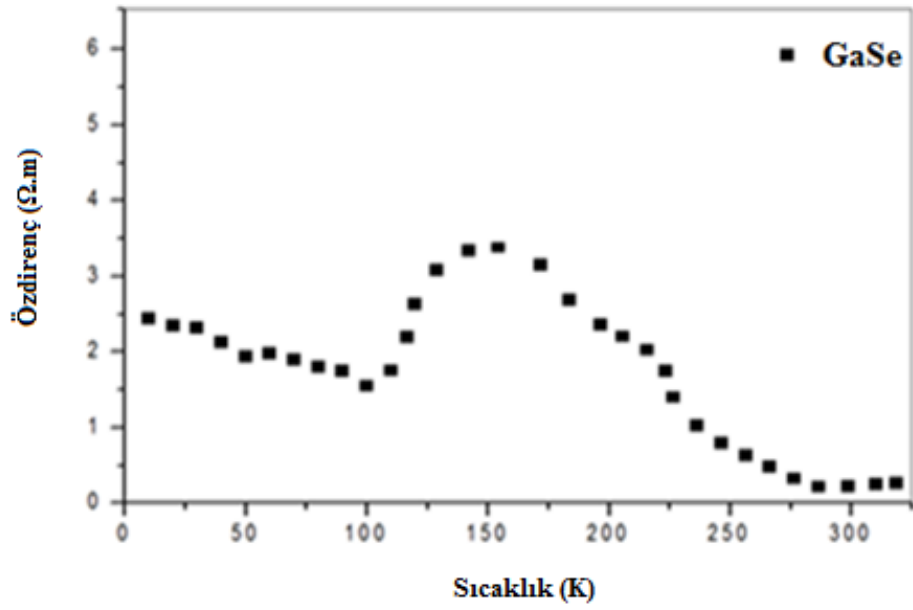
Şekil 4.34. GaSe:Cd kristali için iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişimi



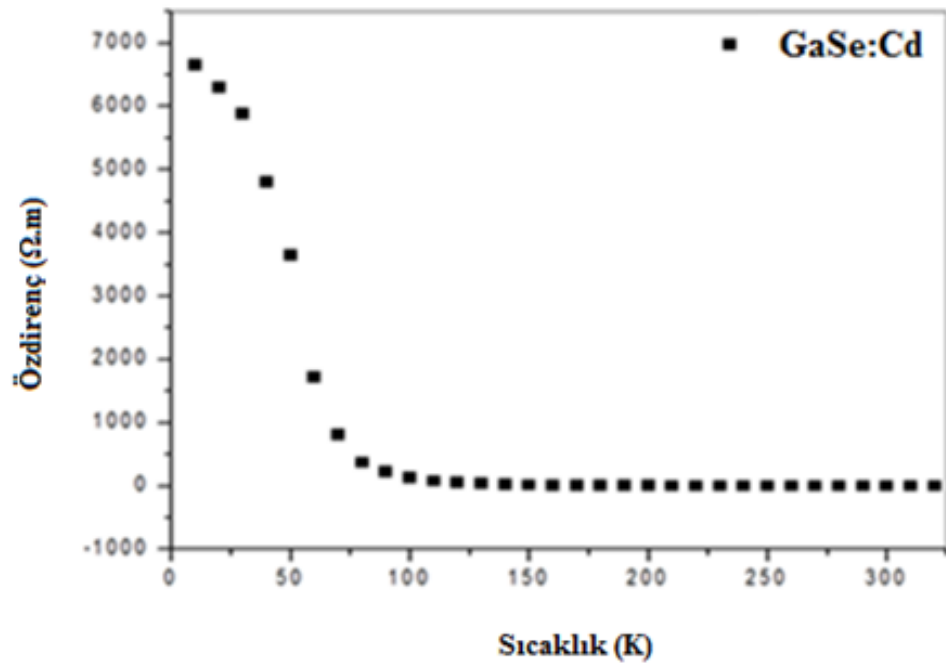
Şekil 4.35. GaSe kristali için taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 4.36. GaSe:Cd kristali için taşıyıcı konsantrasyonunun sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 4.37. GaSe kristali için özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi



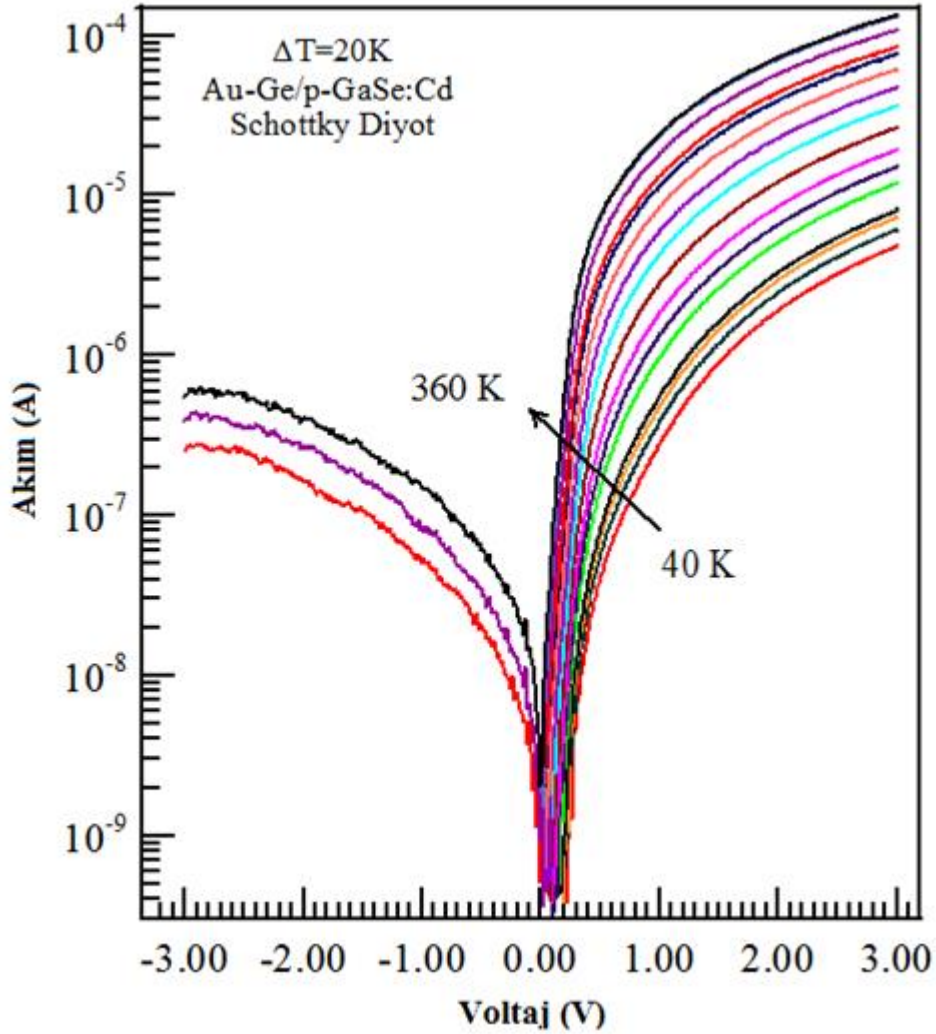
Şekil 4.38. GaSe:Cd kristali için özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi

GaSe:Cd kristalinin manyetorezistans grafiklerinden görüldüğü gibi enine manyetorezistans katsayısı 10-200 K arasında azalmakta 210 ile 320 K arasında ise

artmaktadır. Bu GaSe: Cd elektronların değişik tip donör ve akseptörler tarafından saçıldığını gösterir. Cd atomları tabakalar içindeki donörler olarak davranan kirliliklerle kompleksler kurarak onları aktif olmayan bir duruma getirirler. Bu durum soğurma verileri alındığında enerji aralıklarının haline bakılarak daha net açıklanabilir. Manyetorezistans etkisi saçılma ve bant yapısında bağlı olduğu gibi saçılma ve bant yapısı da sıcaklığa bağlıdır. GaSe kristalinde artan sıcaklıkla birlikte Enine Manyetorezistans Katsayısı (EMK) azalmaktadır. Bu azalma kristallerdeki mevcut olan kusurlardaki farklı saçılmalarından kaynaklanabilir. Hall mobilitelerinin manyetik alana bağımlılığının sıcaklıkla değişimi 10-200 K arasında belirgin şekilde görülmesine rağmen 210-320 K arasında ise sıcaklık arttıkça azalması saçılmaların fazla olması olarak açıklanabilir. GaSe kristalinde artan sıcaklıkla birlikte mobilite 150 K'e kadar azalmaktadır, 150-200 K arasında artmaktadır, 220-250 K arasında azalmakta ve daha sonra 320 K kadar artmaktadır. Cd katkılı kristalde mobilite değerleri saf GaSe kristalinden daha düşüktür. Çünkü Cd atomları yapıdaki mevcut kirliliklerle kompleks kurup ve aktif olmayan hale getireceğinden mobilite değişimi azalır (Sheng 1977). Taşıyıcı konsantrasyonu GaSe ve GaSe: Cd yarıiletkenlerin özelliklerine uygun olarak sıcaklık arttıkça artmaktadır. GaSe ve GaSe: Cd kristallerdeki taşıyıcı yoğunluğu değerleri 10^{19} - 10^{20} m⁻³ mertebesinde çıkmaktadır. Özdirenci ise iletkenlik ile ters orantılı değişmektedir. İletkenlik Hall mobilitesinin azalması ile de açıklanabilir.

4.6. Au-Ge/p-GaSe: Cd Schottky Diyodunun Sıcaklığa Bağlı I-V Karakteristiklerinin İncelenmesi

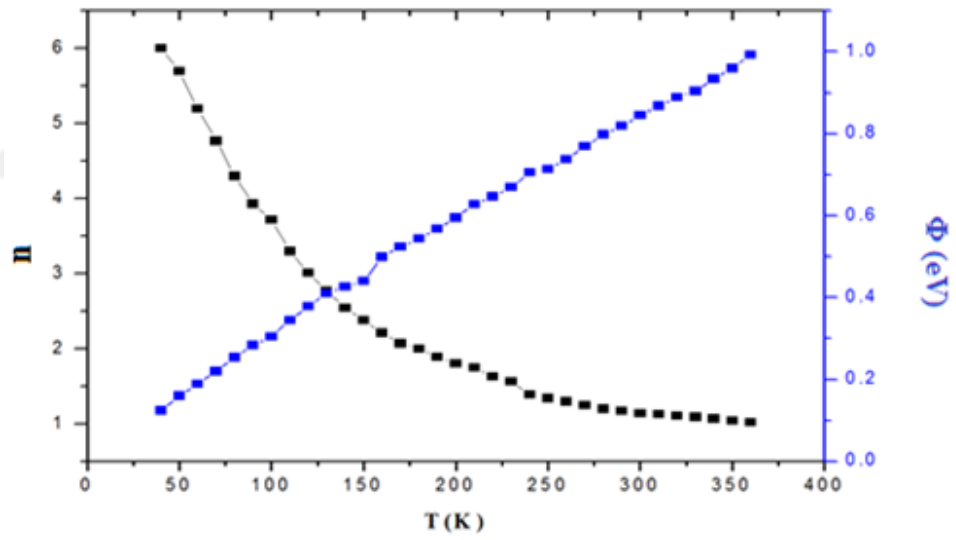
GaSe: Cd kristali üzerine termal buharlaştırma yöntemi ile indiyum (In) elementi buharlaştırılıp omik kontakt oluşturuldu. Sonra 300°C'de üç dakika boyunca tavlama işlemi yapıldı. Kristalin diğer yüzeyine altın-germanyum (Au-Ge) alaşımı buharlaştırılıp Schottky kontaklar elde edilmiştir. Elde edilen kontaklardan idealite faktörü en küçük olanın 40 K'den başlanarak 360 K'e kadar sıcaklığa bağlı 10 K'lik adımlarla akım-voltaj ölçümleri alınmıştır. Elde edilen grafikler Şekil 4.39'da verilmiştir.



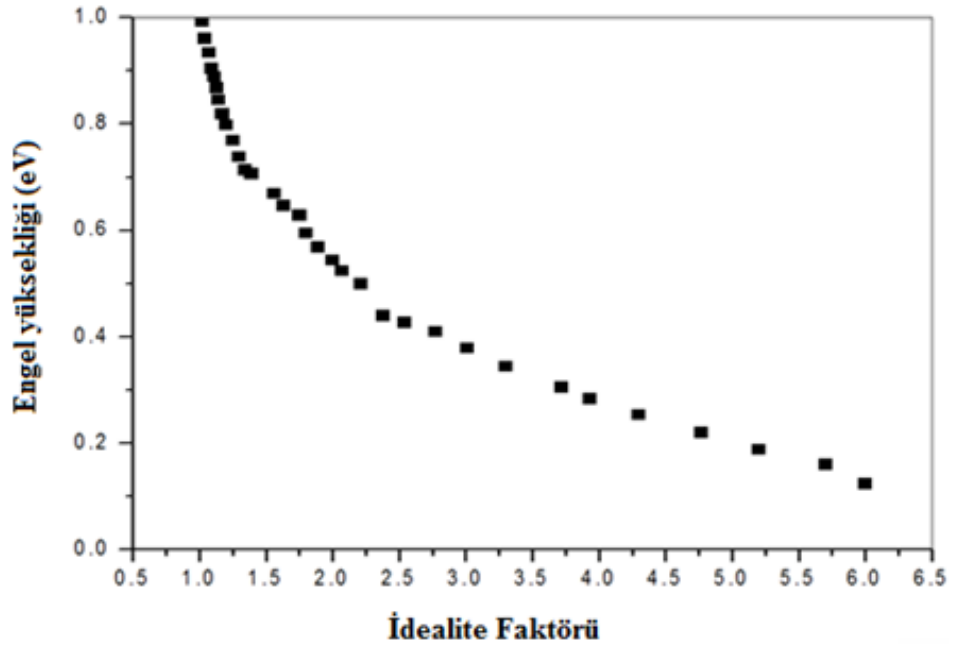
Şekil 4.39. Au-Ge/p-GaSe: Cd diyoduna ait sıcaklığa bağlı doğru ve ters (I - V) karakteristikleri

Schottky diyotlarının en önemli fiziksel parametreleri olan engel yüksekliği (Φ_B) ve idealite faktörü (n) sırasıyla (2.27) ve (2.28) eşitlikleri kullanılarak hesaplanmıştır. İdealite faktörü $\ln(I)$ - V grafiğinin doğru beslem tarafına bir doğru fit çizilerek bulunmuştur. Doyma akım fit edilen doğrunun $V = 0$ 'da düşey eksenini kestiği noktadan elde edilmiştir. Etkin alanı $A=7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$, k Boltzman sabiti ($k=8,625 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$) ve A^* Richardson sabiti, p-GaSe için $247 \text{ AK}^{-2}\text{cm}^{-2}$ olarak alınmıştır (Huang 2006). Au-Ge/p-GaSe: Cd diyodu için her sıcaklıkta I - V grafiklerinin lineer bölgesinin eğiminden idealite faktörü ve engel yüksekliği hesaplanmıştır. Engel yüksekliği 40-360 K arasında 0,124-0,993 eV arasında değerler ve idealite faktörü ise 6,01-1,02 arasında

değerler elde edilmiştir. Bir diyodun ideallığı, idealite faktörünün 1'den uzaklaşması veya yaklaşması ile belirlenir. Elde edilen idealite faktörünün 1'den büyük olması nedenleri tünelleme mekanizmalarının varlığı, rekombinasyon-jenerasyon ve imaj-kuvvet etkisi olabilir (Rhoderick 1988; Tung 2001). Au-Ge/p-GaSe: Cd diyodunun sıcaklığa bağlı idealite faktörü ve engel yüksekliği grafiği Şekil 4.40'da verilmiştir. İdealite faktörü arttıkça engel yüksekliği azalmaktadır ve her iki parametrenin de sıcaklığa bağlılığı tespit edilmiştir. Düşük sıcaklıklarda elektronlar düşük engelleri aşabilecek enerjiye sahiptirler ve yüksek sıcaklıklarda engelleri aşmak için daha büyük enerjilere sahip olurlar. Böylece engel yüksekliği sıcaklığa bağlı olarak değişir ve sıcaklıkla artar, düşük engel yüksekliğinden akan akım büyük idealite faktörleri ortaya çıkarır (Şekil 4.40-41).



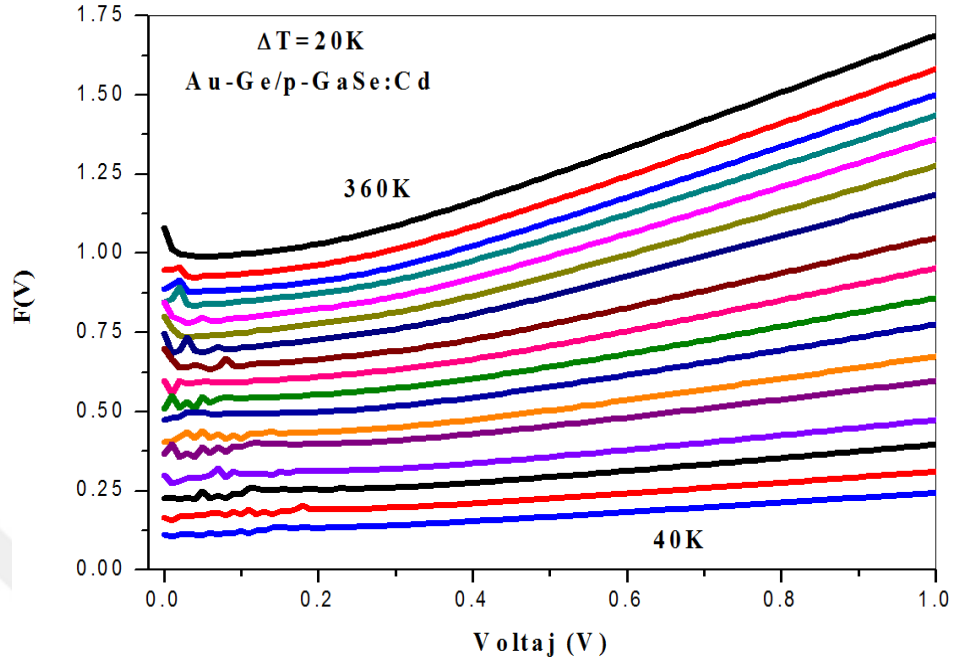
Şekil 4.40. Au-Ge/p-GaSe: Cd Schottky diyodunun engel yüksekliğinin ve idealite faktörünün sıcaklığa bağlı değişimi



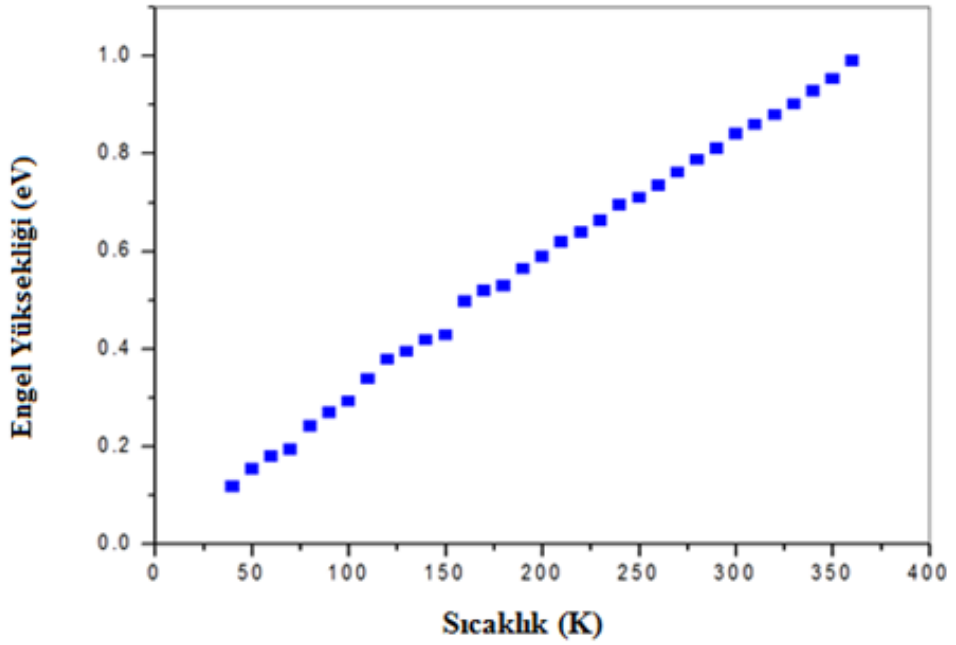
Şekil 4.41. Engel yüksekliğinin idealite faktörüne göre değişimi

4.7. Norde Yöntemi Kullanılarak Hesaplanan Diyot Parametreleri

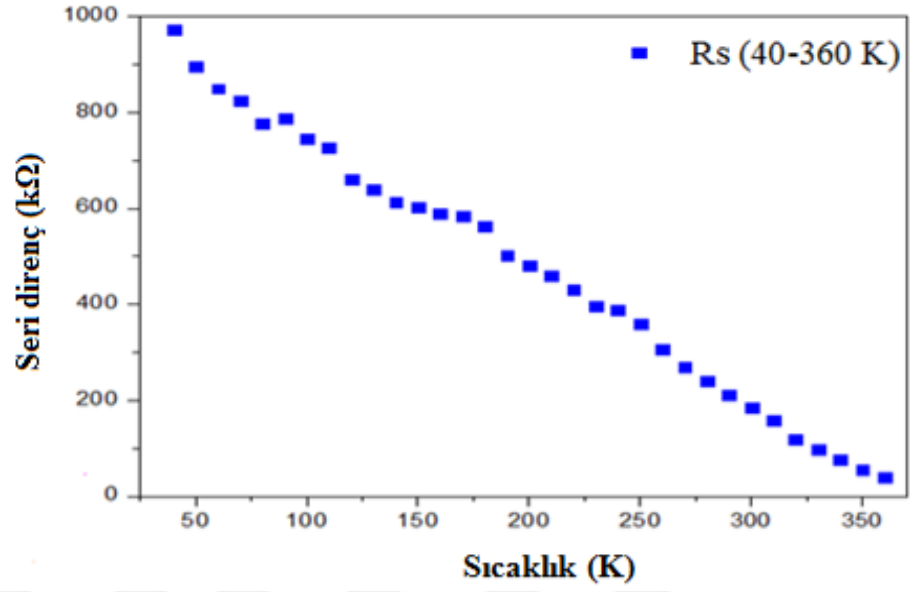
Eşitlik (2.40) ile verilen modifiye edilmiş Norde fonksiyonu kullanılarak Au-Ge/p-GaSe: Cd diyonu için sıcaklığa bağı olarak $F(V)-V$ grafikleri elde edilmiştir, bu grafikler sırasıyla Şekil 4.42-44'te verilmiştir. Bu grafiklerden ve (2.43), (2.44) eşitliklerinden yararlanarak diyotların engel yüksekliği ve seri direnç değerleri sıcaklığa bağı olarak hesaplanmıştır. Hesaplanan bu değerler Çizelge 4.12'de verilmiştir.



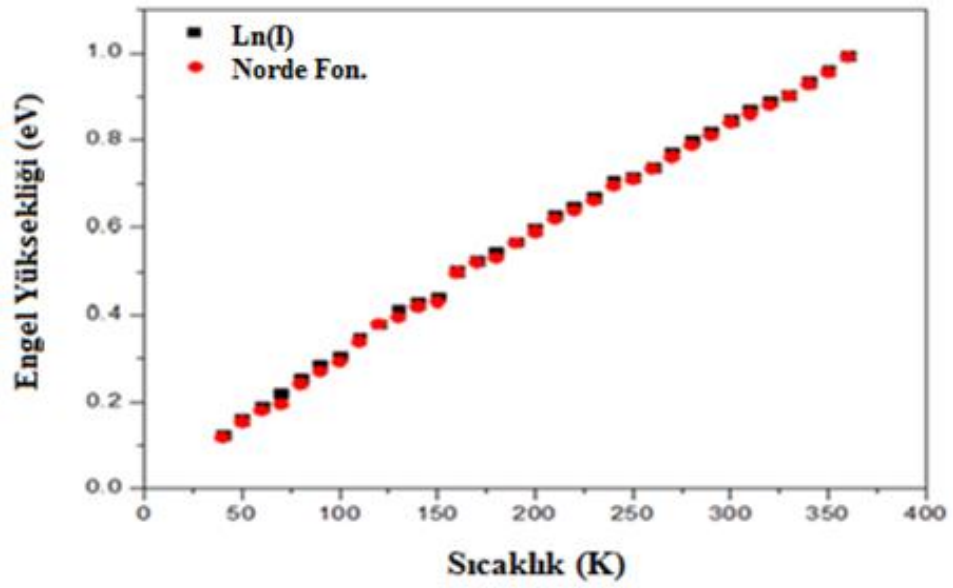
Şekil 4.42. Au-Ge/p-GaSe:Cd diyodun $F(V)$ - V grafiği



Şekil 4.43. Au-Ge/p-GaSe:Cd diyodunun Norde yöntemiyle elde edilen engel yüksekliğinin sıcaklıkla değişimi



Şekil 4.44. Au-Ge/p-GaSe:Cd Schottky diodunun Norde yöntemiyle hesaplanan sıcaklığa bağlı seri direnç (R_s) değerleri



Şekil 4.45. Au-Ge/p-GaSe:Cd diodun engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi

Çizelge 4.12. Au-Ge/p-GaSe: Cd Schottky diyodunun akım-voltaj karakteristiklerinden ve Norde yöntemi ile hesaplanan bazı parametrelerin sıcaklığa bağlı değerleri

T(k)	<i>ln(I)-V</i>		Norde fonksiyonu	
	n	$\phi(eV)$ (Normal)	$\phi(eV)$ (Norde)	$R_s (k\Omega)$
40	6,01	0,124	0,119	971,42
60	5,20	0,189	0,180	850,0
80	4,30	0,254	0,242	776,25
100	3,72	0,305	0,293	745,44
120	3,01	0,379	0,379	660,37
140	2,54	0,427	0,419	612,24
160	2,21	0,499	0,497	589,40
180	2,00	0,544	0,530	563,63
200	1,80	0,595	0,590	481,39
220	1,63	0,647	0,639	430,15
240	1,39	0,706	0,695	389,12
260	1,29	0,738	0,735	305,45
280	1,20	0,798	0,788	241,60
300	1,14	0,845	0,841	185,0
320	1,11	0,889	0,880	118,96
340	1,07	0,934	0,928	75,77
360	1,02	0,993	0,991	38,75

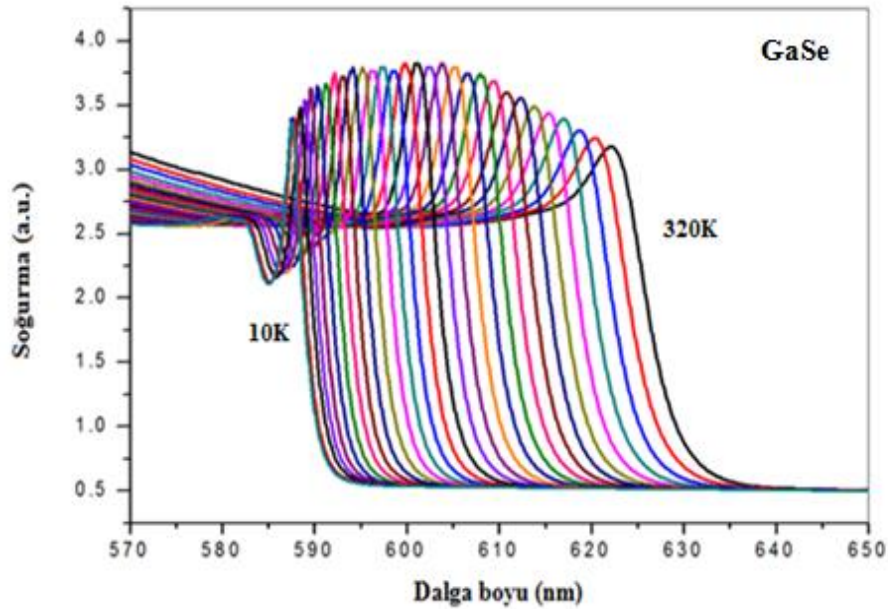
Şekil 4.45'de Au-Ge/p-GaSe: Cd Schottky diyodun engel yüksekliğinin sıcaklığa bağlı değişimi verilmektedir. Şekilden de görüldüğü gibi Schottky diyodun akım-voltaj karakteristiklerinden ve Norde yöntemi ile hesaplanan engel yüksekliğinin birbirine çok yakın oldukları belirtilmiştir.

Au-Ge/p-GaSe: Cd Schottky diyodunun Norde fonksiyonu kullanılarak sıcaklığa bağlı seri direnç (R_s) değerleri hesaplanmış, artan sıcaklıkla seri direnç değerleri serbest taşıyıcı konsantrasyonunun etkisinden dolayı azalmıştır (Sağlam *et al.* 2010). Serbest taşıyıcıların sıcaklıkla bağlı olması ve iletkenlik bandındaki taşıyıcı sayısının artması ya azalması seri direncin değişmesine neden olur. Yarıiletkenlerde artan sıcaklıkla yasak enerji aralığı azalmış ve dolayısıyla valans bandından iletkenlik bandına çıkan taşıyıcı sayısında önemli bir artış olmuştur ve bu artıştan dolayı seri direnç azalmış ve daha fazla elektron yüksek engelleri aşmak için yeterli enerjiye sahip olmuştur. Düşük sıcaklıklarda yeterince serbest taşıyıcının olmamasından ve taşıyıcıların çoğunun hareketleri kısıtlı olduğundan dolayı akımda bir katkı sağlamaz ve idealite faktörünün büyük olmasına sebep olur.

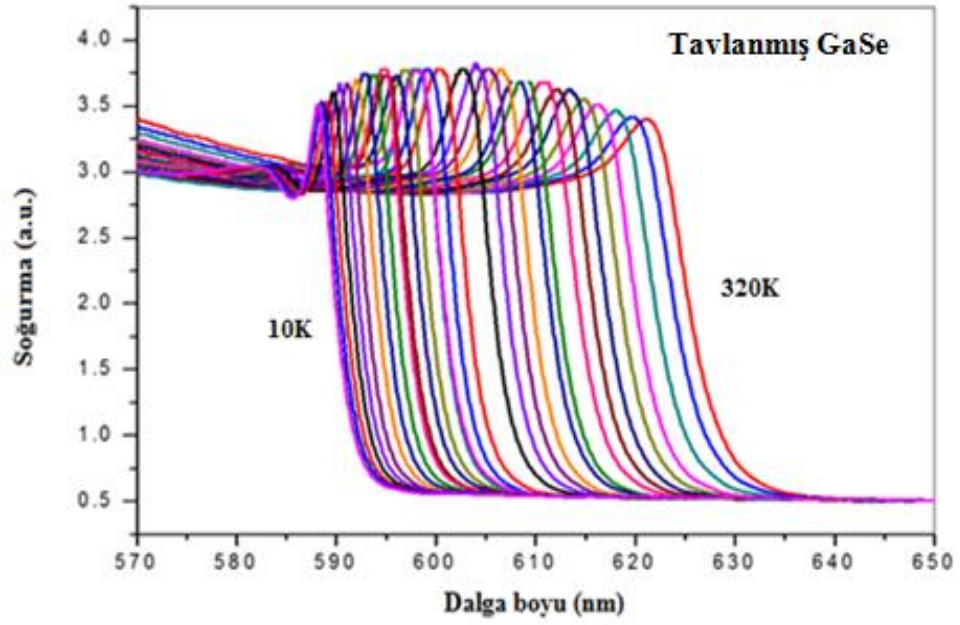
4.8. Soğurma Ölçüm Sistemi ve GaSe-GaSe: Cd Kristallerinin Soğurma Sonuçları

Ultraviyole ve görünür ışık (UV-VIS) soğurma spektroskopisi bir ışın demetinin, bir numuneden geçtikten veya yüzeyinden yansıtıldıktan sonraki azalmasının ölçülmesidir. Işığın şiddetinin azalması soğurmanın arttığını gösterir. UV-VIS spektroskopi genellikle çözeltideki moleküller veya inorganik iyon ve komplekslerin ölçümünde kullanılır. Birçok molekül UV veya VIS dalga boylarını soğurur ve farklı moleküller farklı dalga boylarını soğurabilir. Bir soğurma spektrumu molekülün yapısını gösteren birçok soğurma bantlarından oluşmaktadır. Bir spektrometre ışık kaynağı, dalga boyu seçicisi ve dedektörden oluşur. Dedektörde elektrik sinyaline çevrilen bir optik sinyal, kaydedici veya bir galvanometre ile ölçülür. Yarıiletkenlerin yasak enerji aralığını belirlemede kullanılan yöntemlerden biri soğurma ölçüm metodudur. Soğurma ölçümleri esnasında numune zarar görmez. Soğurma cihazının içinde birbirine paralel iki adet kuvars ölçüm hücresi (yuvası) bulunmaktadır. Bunlardan biri örnek diğeri ise referans yuvasıdır. Işık kaynağından numune ölçüm hücrelerinin üzerine 1 cm yüksekliğinde ve 1 mm genişliğinde I_0 şiddetli ışık demetleri gönderilir. Bu ışık demetleri örnek ve referans hücreleri üzerinden geçer ve diğer taraftaki algılayıcı foto diyotlara ulaşır, foto diyotlar düşen ışık şiddetini ölçerek kıyaslar. Böylece örnek üzerinden geçen ışık şiddeti,

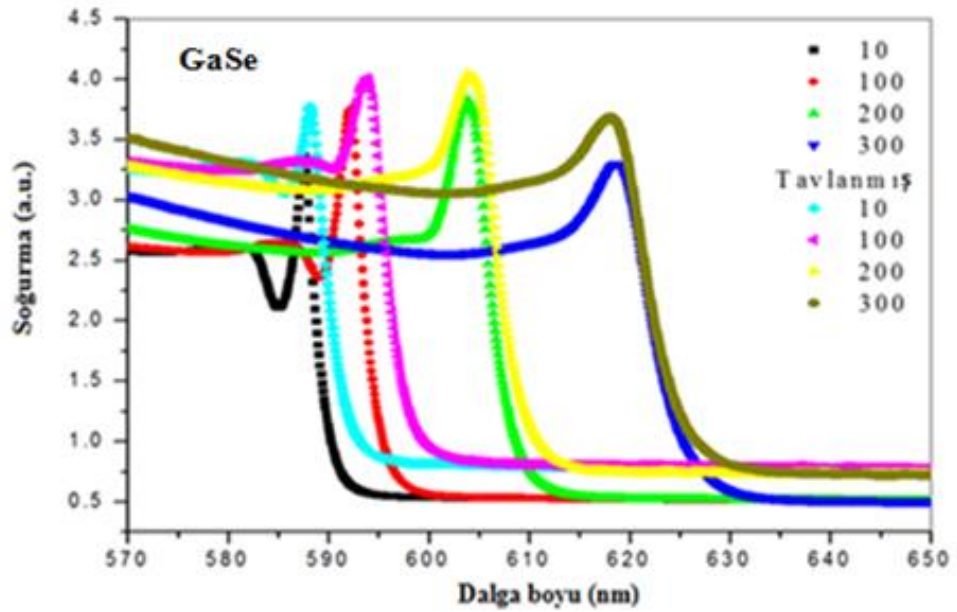
zamanın veya dalga boyunun fonksiyonu olarak izlenebilir. Spektrometrenin kontrolü ve sonuçların alınması ona bağlı olan bir bilgisayar tarafından yapılır. Ölçülen sonuçlar eş zamanlı olarak bilgisayara aktarılır ve kaydedilir. Aygıtın dalga boyu çalışma aralığı 190–1100 nm'dir. Bu çalışmada GaSe ve GaSe:Cd kristallerin soğurma bant aralıkları, soğurma katsayısı, eksiton enerji seviyeleri, yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi, direkt ve indirekt yasak enerji aralıklarını ve eksiton enerji seviyelerini belirlenmesi için her iki numuneden de ince kalınlıkta alınmıştır. Numuneler ısı iletim yağı kullanarak kapalı devre helyum kroystat sistemine yerleştirildi ve optik ölçümleri Perkin-Elmer UV/VIS Lambda 45 spektrometre ile alınmıştır. Sıcaklık 10 K kadar düşürüldü, sonra 10 K adımlarla (her adımda sistem dengeye gelinceye kadar 5 dakika bekletildi) 10-320 K aralıklarla soğurma ölçümleri alınmıştır. İkinci aşamada azot ortamında kristaller 300°C'de 1,5 saat tavlandı ve tavlanan GaSe ve GaSe:Cd kristallerin optik özellikleri üzerindeki etkisini incelenmiştir. GaSe ve GaSe:Cd numunelerinde soğurma spektrumu dalga boyu ile değişimleri sıcaklığa bağlı olarak sırasıyla Şekil 4.46-55'de verilmiştir.



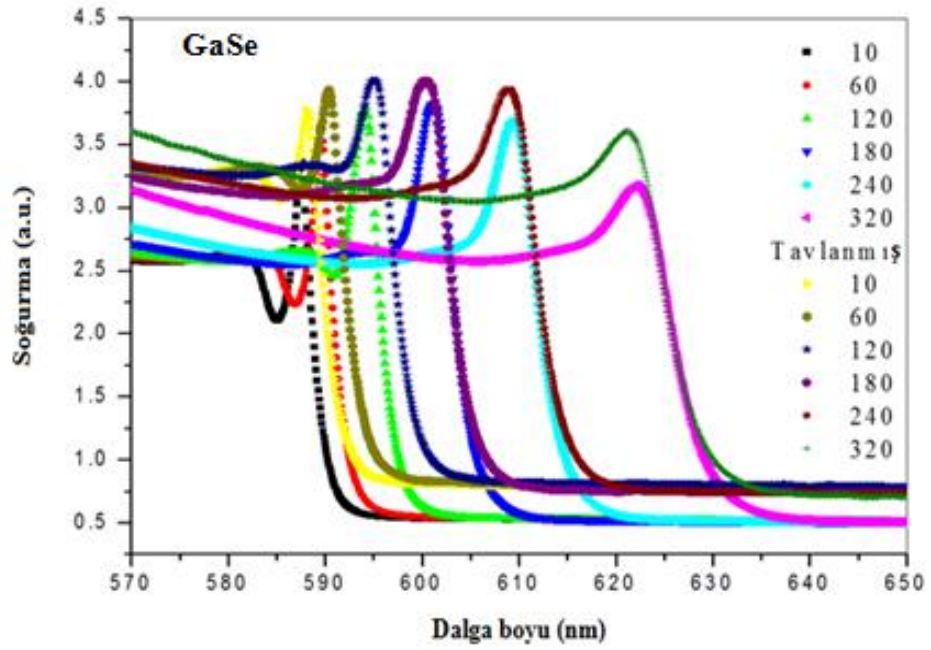
Şekil 4.46. GaSe numunesinin soğurma spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi



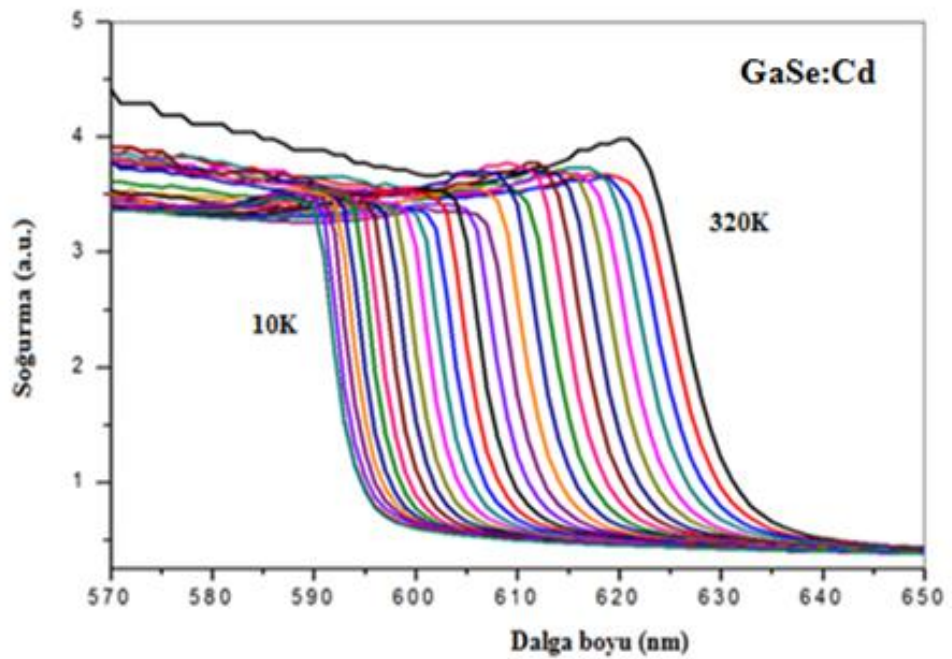
Şekil 4.47. 300°C'de tavlanmış GaSe numunesinde soğurma spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi



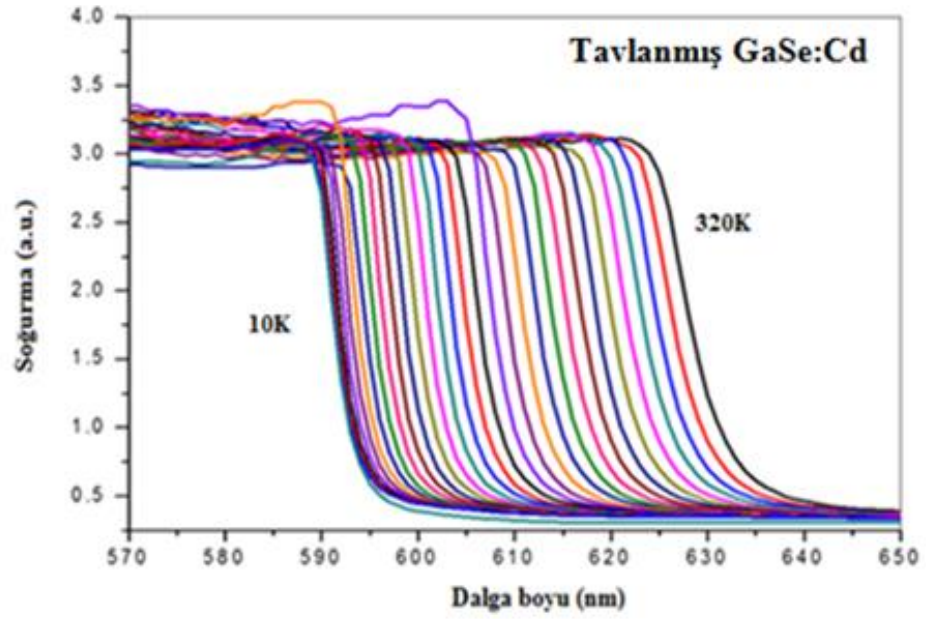
Şekil 4.48. Tavlanmamış ve tavlanmış GaSe numunesinde soğurma spektrumlarının sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi



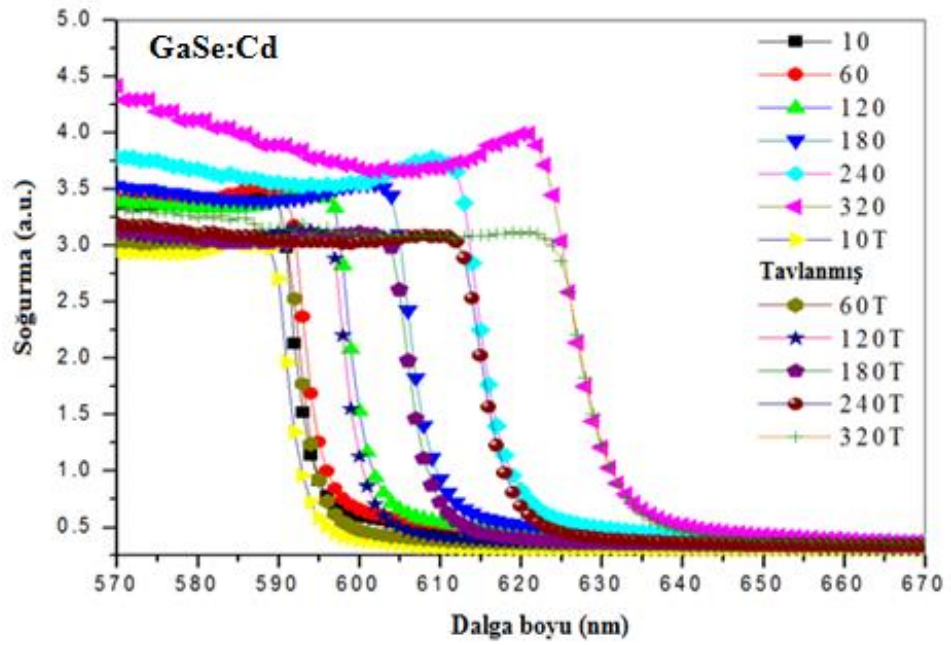
Şekil 4.49. Tavlanmamış ve tavlanmış GaSe numunesinde soğurma spektrumlarının sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi



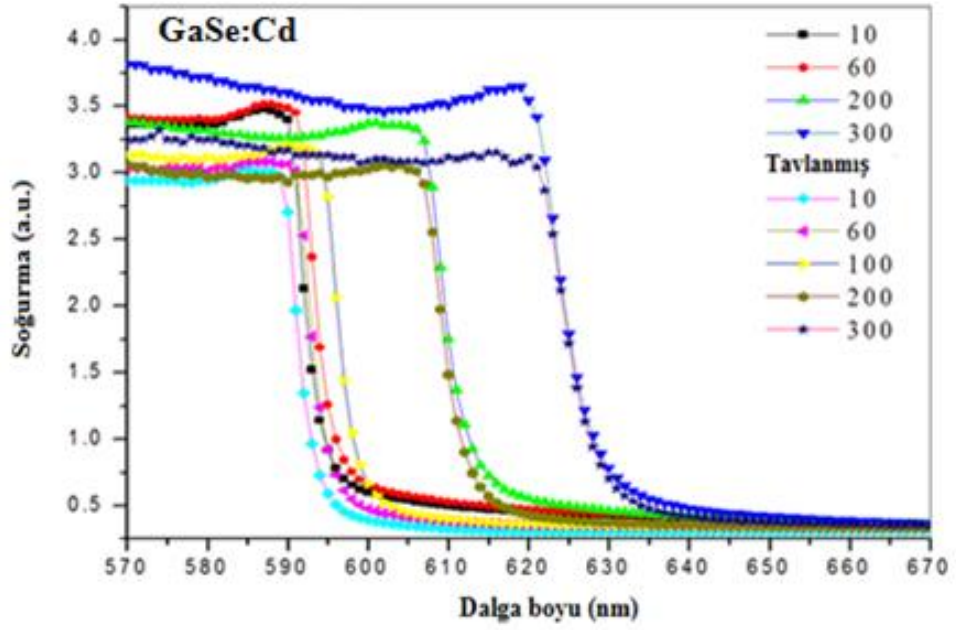
Şekil 4.50. GaSe:Cd numunesinde soğurma spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi



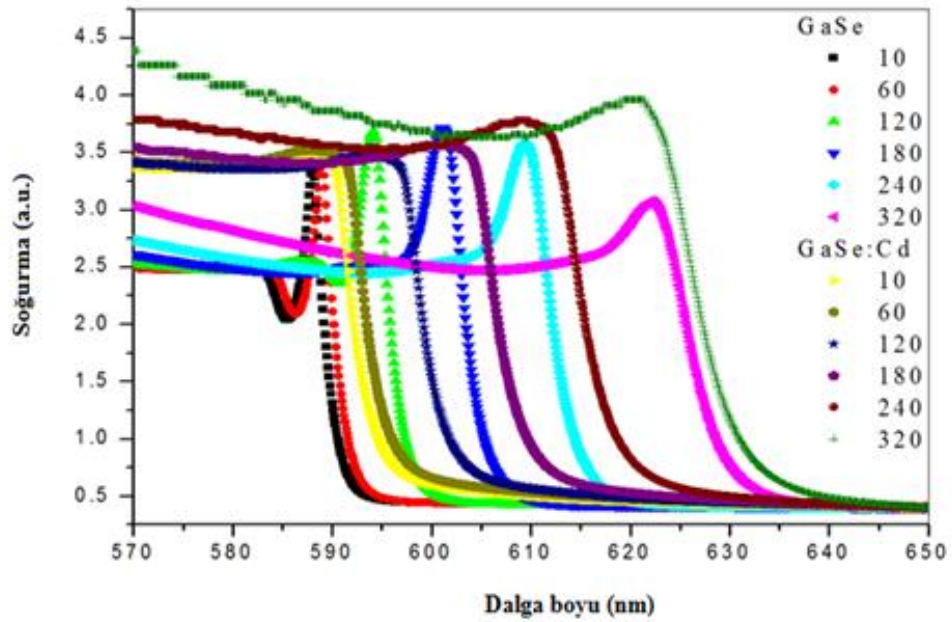
Şekil 4.51. 300°C'de tavlanmış GaSe:Cd numunesinde soğurma spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi



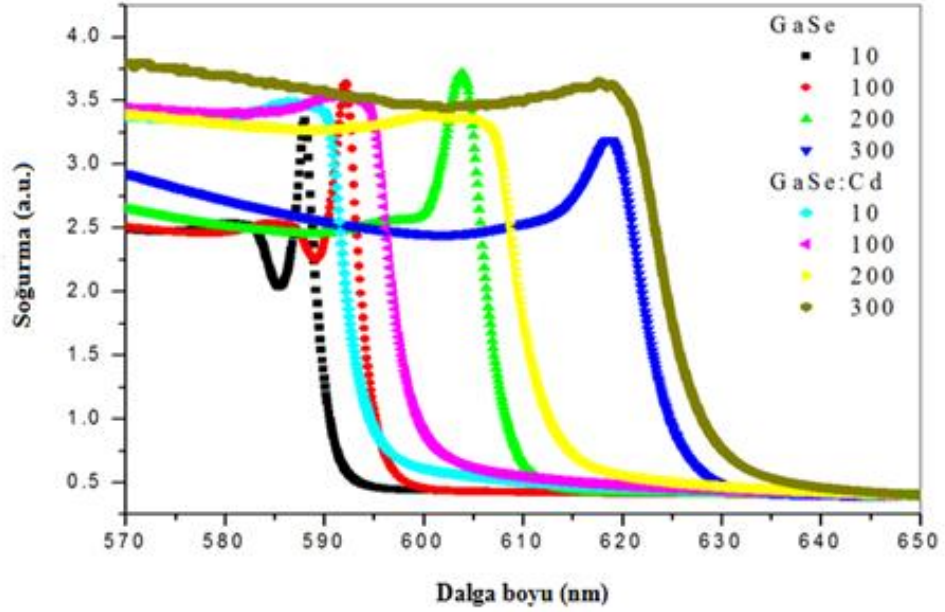
Şekil 4.52. Tavlanmamış ve tavlanmış GaSe:Cd numunesinde soğurma spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi



Şekil 4.53. Tavlanmamış ve tavlanmış GaSe:Cd numunesinde soğurma spektrumunun sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi



Şekil 4.54. GaSe ve GaSe:Cd numunelerinde soğurma spektrumlarının sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişim

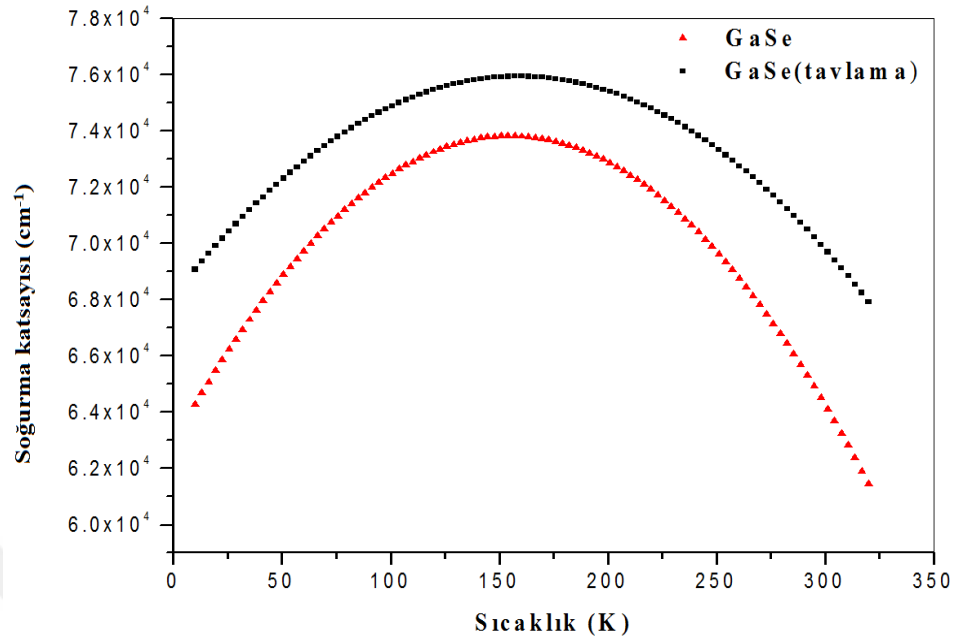


Şekil 4.55. GaSe ve GaSe:Cd numunelerinde soğurma spektrumlarının sıcaklığa bağlı olarak dalga boyuna göre değişimi

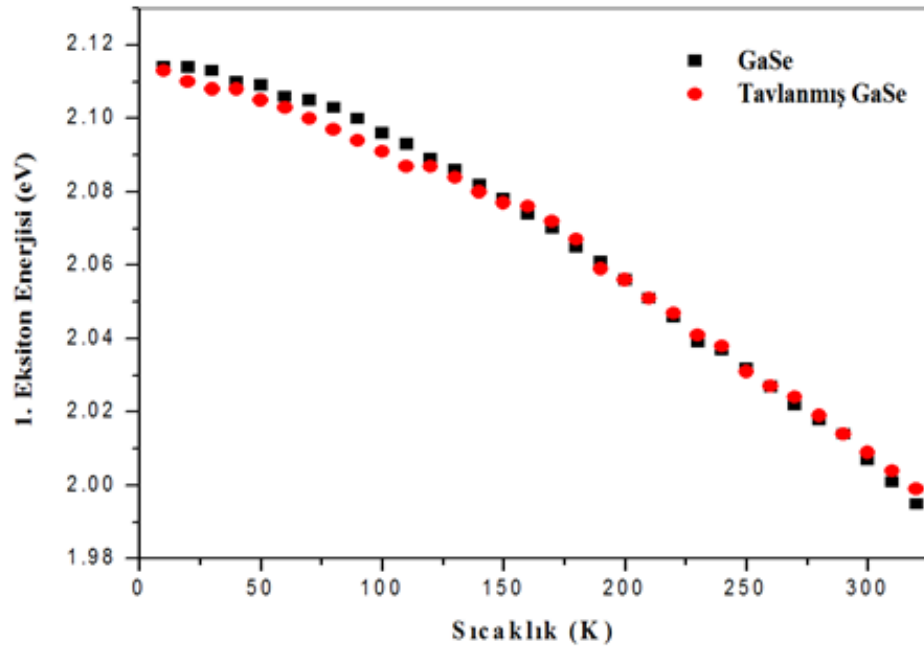
Camassel *et al.* (1978), tarafından verilen aşağıdaki bağlanma enerjisi ifadeleri ve $n=1$ ve $n=2$ için eksiton enerji değerleri kullanılarak;

$$R = \frac{4}{3}(E_{n=2} - E_{n=1}) \text{ ve } R = \frac{9}{8}(E_{n=2} - E_{n=1}) \quad (4.2)$$

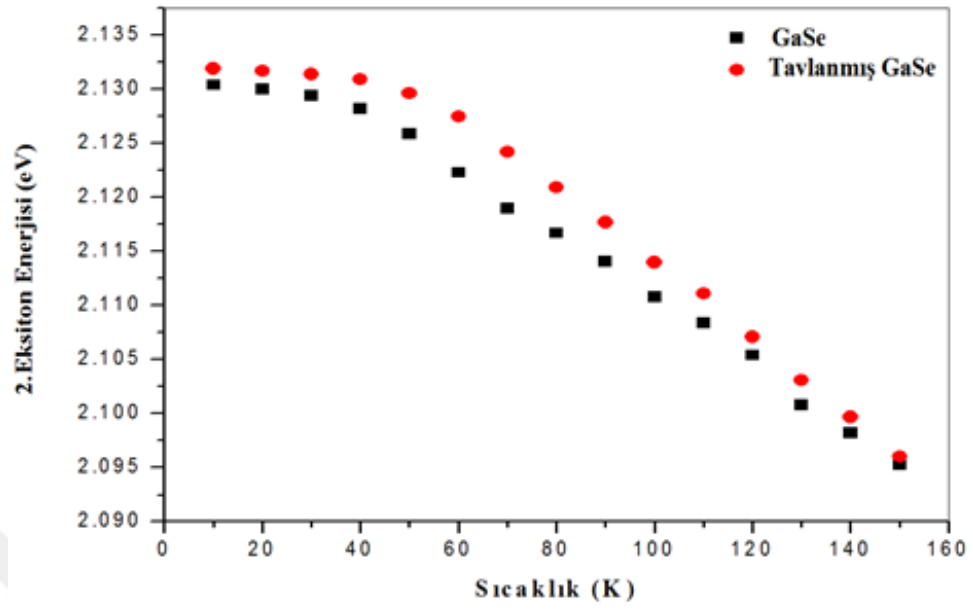
GaSe ve GaSe:Cd numuneleri için bağlanma enerjileri hesaplanmıştır. Eksiton enerji seviyesinin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.56-62'de verilmektedir. Bu grafikler yardımıyla yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişim katsayısı hesaplanmıştır. Elde edilen direkt eksiton seviyeleri kullanılarak, $E_{eks}^d = E_g^d - R/n^2$, ($n=1,2,\dots$ tam sayı) eşitlikten GaSe ve GaSe:Cd yarıiletkenlerin direkt yasak enerji aralıkları elde edilmiştir.



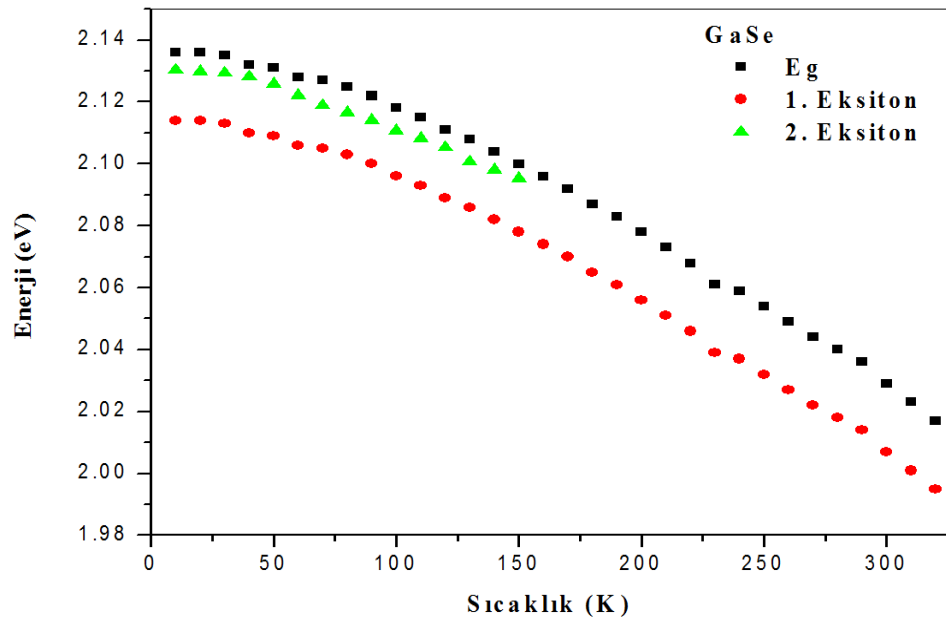
Şekil 4.56. GaSe ve tavllanmış GaSe numunelerinde soğurma katsayısının sıcaklığa bağlı olarak değişimi



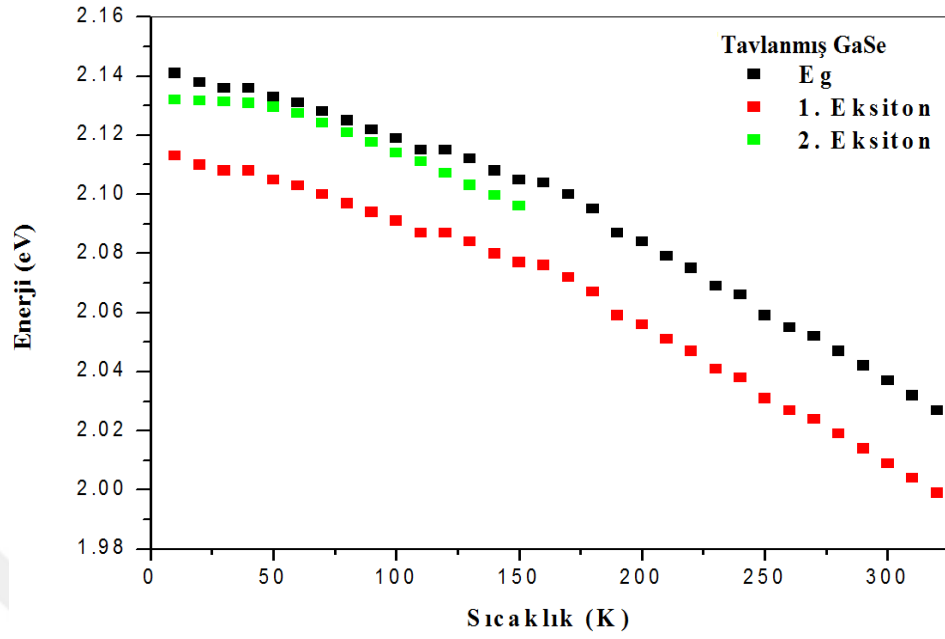
Şekil 4.57. GaSe ve tavllanmış GaSe numunelerinde 1.eksiton enerjisi sıcaklığa bağlı olarak değişimi



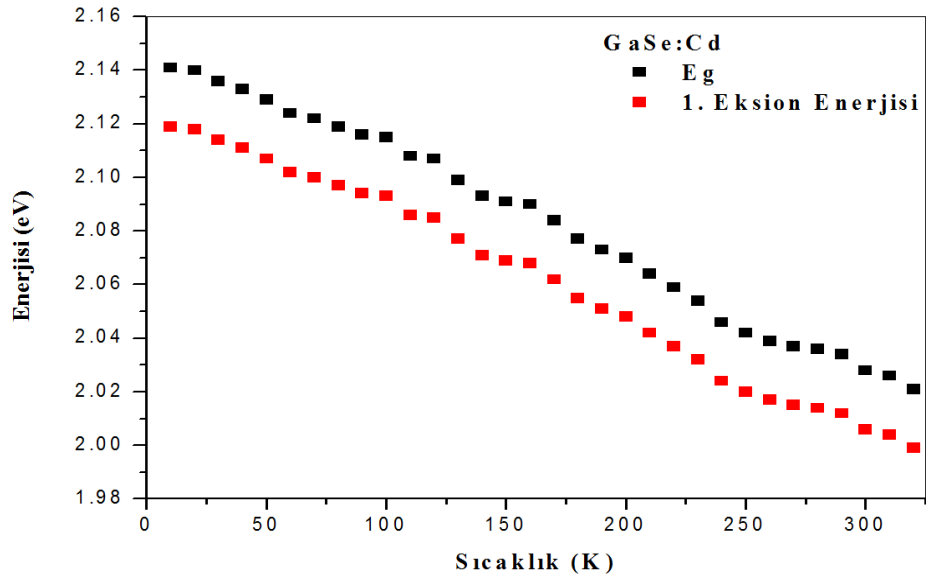
Şekil 4.58. GaSe ve tavlanmış GaSe numunelerinde 2.eksiton enerjisi sıcaklığa bağlı olarak değişimi



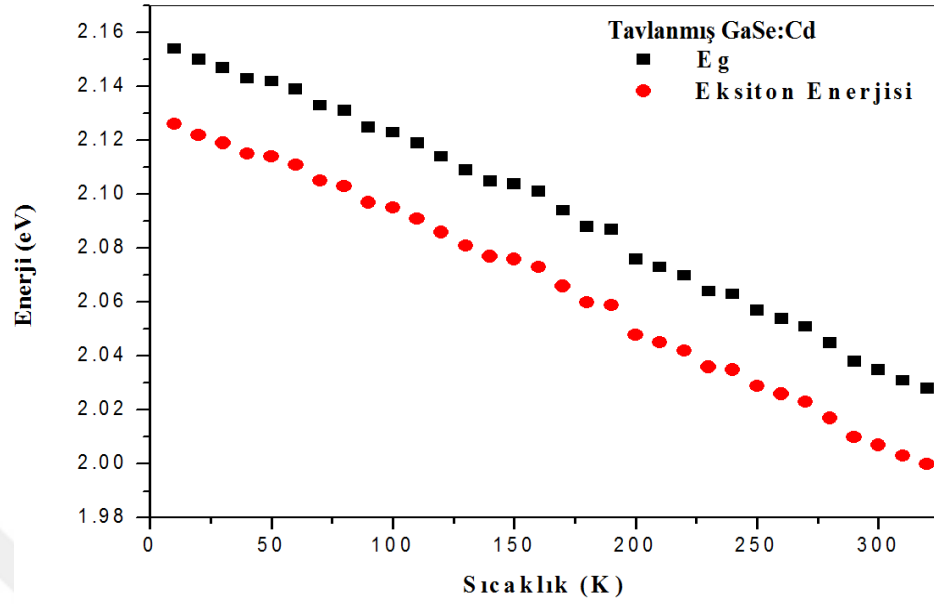
Şekil 4.59. GaSe numunesinde E_g ve eksiton enerjilerin sıcaklığa bağlı olarak değişimi



Şekil 4.60. Tavlanmış GaSe numunesinde E_g ve eksiton enerjilerin sıcaklığa bağlı olarak değişimi



Şekil 4.61. GaSe:Cd numunesinde E_g ve eksiton enerjilerin sıcaklığa bağlı olarak değişimi



Şekil 4.62. Tavlanmış GaSe:Cd numunesinde E_g ve eksiton enerjilerin sıcaklığa bağlı olarak değişimi

5. SONUÇ ve TARTIŞMA

Yarıiletkenler bilim ve teknoloji için oldukça önemlidir ve çeşitli alanlarda geniş uygulama potansiyeline sahiptir. $A^{II}B^{VI}$ yarıiletken kristallerin büyütülmesi ve araştırılmasıyla, yarıiletken teknolojisinde büyük ilerlemeler sağlanmıştır. Nano teknolojinin ilerlemesinde yarıiletkenlerin önemi giderek artmaktadır. Ancak, kullanılacak yarıiletkenlerin hem kolay elde edilebilir hem de uygulama alanın geniş olması daha da önem arz etmektedir. Bu maksatla, uygulama alanları çok olan ve karakteristikleri tam olarak belirlenen yarıiletkenlere ihtiyaç duyulmaktadır. Güneş enerjisinin depolanması ve kullanılmasında çalışılan başlıca malzemeler arasında yarıiletkenler yer almaktadır.

Tabakalı III-VI yarıiletken kristali olan GaSe foto elektronik cihazlarda uygulama alanına sahip olup, tabakalı bir yapı içinde kristalleşir. GaSe kristalinin yasak enerji aralığı (yaklaşık 2,01 eV), x ve gama ışın dedektörü uygulamalarında ideal bir malzemedir. GaSe kristalleri opto elektronik cihazlarındaki uygulamaları sebebiyle, temel bilimler ve teknoloji açısından oldukça önemlidir. Kimyasal maddeleri analiz etmek için foto algılayıcılarda gerekli bir malzemedir. GaSe kristalleri doğrusal olmayan optik malzeme ve foto kondüktör olarak büyük gelecek vaat eder. Doğrusal olmayan optik malzemeler lazer ışığının frekans değişiminde kullanılır. GaSe oda sıcaklığında direkt bant aralığına sahiptir (Grasso 1986). Çok parlak, yumuşak ve kolayca bölünebilen tabakalar halinde kristalleşir. GaSe kristali doğrusal olmayan yüksek (nonlinear) kırılma katsayısına sahiptir ve bundan dolayı optik dönüştürücülerde kullanılır (Borisenko *et al.* 2011). Dedektör olarak yüksek enerjili ışınların izlenmesi için ve elektrik ve foto elektrik özelliklerinden dolayı foto diyot ve foto direnç uygulamaları, elektrik ve doğrusal olmayan optik uygulamaları için birçok özellikleri vardır. Kristal formunda birçok cihazda (MOSFET'lerde, IR dedektör'lerde, güneş pillerinde, fotovoltaiik aygıtlarda, MIS, yarıiletken dedektörlerde ve heteroeklemlerde) kullanılmaktadır. Amorf halde ise optik bellek tipi uygulamalar için bir adaydır (Abdullah *et al.* 2010). Anahtar özelliklerine sahip olup belirgin bir şekilde bant yapısı,

titreşim spektrumu, optik özellikleri ve mekanik özelliklerin diğer yarıiletkenlerden çok farklıdır.

Tabakalı III-VI yarıiletkenlerin optik ve elektriksel özellikler dışında kristallerin tek doğrultuda, araştırma yapılabilecek ve devre elemanı olarak kullanılabilecek büyüklükte olması önemlidir. Bu amaçla, iç çapı 4 ve dış çapı 5 cm olan, 100 cm uzunluğunda, en az 1800°C'ye dayanıklı alümina borular kullanarak iki bölgeli (zonlu) 20-1050°C erime sıcaklığı aralığında tüm bileşiklerin büyütülmesine elverişli bir kristal büyütme fırını geliştirilerek tasarlanmıştır (Şekil 3.9). Ga, Se ve Cd elementleri iki bölgeli fırında ampullerin içine vakumlu ortamda fırının uygun bölgesine yerleştirilerek büyütme işlemi yapılmıştır. Numuneleri ikinci bir ampule transfer edilmesi, oksitlenmeye ve selenyumun kaybına neden olduğundan dolayı kristalleri tek ampulde ve tek aşamada büyütülmesine karar verilmiştir. Büyütme işlemi programlanabilen sıcaklık kontrol ünitesi ile yaklaşık 20 günde tamamlanmıştır. Modifiye edilmiş Bridgman-Stockbarger yöntemiyle büyütülen kristaller parlak ve pürüzsüz yüzeylere sahip oldukları gözlemlenmiştir.

Numunelerin, yapısal, morfolojik ve kompozisyon (elemental analiz) karakterizasyonları x-ışın kırınımı (XRD), Taramalı Elektron Mikroskobu (SEM), Atomik kuvvet mikroskobu (AFM) ve Enerji ayırmalı x-ışını spektroskopisi (EDAX) teknikleri kullanılarak gerçekleştirilmiştir. XRD sonuçları, büyütülen numunelerin hekzagonal kristal yapıya sahip olduklarını ve Cd katkılamanın pik şiddetlerini düşürdüğü ve yarı pik genişliğinin artırdığı gözlenmiştir. XRD sonuçları kullanılarak, örgü parametreleri GaSe ve GaSe:Cd için $a=b= 3,749 \text{ Å}$ ve $c=15,907 \text{ Å}$ olarak hesaplanmıştır. GaSe yarıiletkenin XRD piklerinde kısmen Cd değişiklik yapmış ancak yapısında değişime sebep olmamıştır. 300°C'de tavlanan numunelerin XRD piklerin şiddetinde bir artış görünmüştür. Sıcaklığın artmasıyla (>500°C) atomlar arasına enerji aktarımı ve çarpışmaların artmasına neden olmaktadır. Atomlardaki bu değişimi temel hale dönebilmenin zorluğu yanında faz değişikliklerine sebep olduğundan atomik düzensizliğe ve kristal yapı bozuklukların, belirgin şekilde piklerin şiddetinin

azalmasına sebep olmaktadır. 700°C'de yapısal bozulmalar belirgin şekilde gözlenmekte ve piklerin şiddeti çok azalmaktadır. Cd elementi GaSe yarıiletkeninde yeni kırınım pikleri ortaya çıkarmıştır. XRD sonuçlarına göre büyütülen GaSe ve GaSe:Cd ikili yarıiletkenlerin hekzagonal yapıda olduğu belirlenmiştir.

500°C üstünde tavlamalarda GaSe yarıiletkenin içerisinde belli oranlarda var olan galyum ve selenyum numune yüzeyinden buharlaşmakta ve yüzey yapısında kusur oluşturmaktadır. Bu durumu önlemenin yolu, kalın numune seçip (1mm) tavladıktan sonra, aynı numunenin atma düzleminde yeni ince (40-50 μm) numuneler elde edip daha sonra XRD ölçü ve verileri alınmalıdır. Miller indisler (004) olan GaSe ve GaSe:Cd bileşiği için, oda sıcaklığında yansıma düzlemleri arasındaki mesafe (d), zorlanma derecesi (ϵ), tanecik büyüklüğü (D), kristal sayısı (N) ve dislokasyon yoğunluğu (δ) sırasıyla, GaSe kristali için 3,86 Å; $6,96 \times 10^{-4} \text{ lin}^{-2}\text{m}^4$; 552,8 Å; $3,73 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$ ve $3,69 \times 10^{14} \text{ lin/m}^2$ ve GaSe:Cd kristali için 3,82 Å; $5,34 \times 10^{-4} \text{ lin}^{-2}\text{m}^4$; 702,9 Å; $1,69 \times 10^{18} \text{ m}^{-2}$ ve $2,17 \times 10^{14} \text{ lin/m}^2$ olarak bulunmuştur. En şiddetli pikin (004) yansıma düzlemi $2\theta = 23,02^\circ$ 'ye ve diğer piklerin ise (002), (101), (006), (115), (008), (114), (202), (0012) ve (0014) yansıma düzlemlerine karşılık geldiği gözlenmiştir. Literatürde β -GaSe numunesi için (002), (004), (006), (008), (202), (0012), (0014) uyumlu olmuştur (Yutaka Oyama *et al.* 2008).

GaSe ve GaSe:Cd bileşiğinin SEM görüntülerinden elde edilen sonuçlara göre taneciklerin ortalama büyüklüğü GaSe için yaklaşık olarak 214,68-636,6 nm civarında ve GaSe:Cd için 200,65-350,70 nm civarında bulunmuştur. GaSe ve GaSe:Cd ikili yarıiletkenlerinin analizi esnasında herhangi bir safsızlık oluşumu gözlenmemiş ve bu sonuç SEM görüntülerinde açıkça görülmekte olup XRD kırınım pikleriyle de doğrulanmıştır. SEM fotoğraflarında rastlanan diğer bir hususta farklı boyut ve şekillerdeki bu taneciklerin yine farklı tonlarda olmasıdır. Kimi parçacıklar koyu siyah görünümlü iken bazı bölgelerde açık gri ve beyazımsı renklerdeki parçacıklarda göze çarpmaktadır. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin yapıları tek kristal olarak büyümüş ve farklı oranlarda numune büyümesine rastlanmamıştır.

EDAX analizinde, GaSe için galyumun elementi %45,74 oranında selenyum elementi ise %48,07 oranında ve GaSe:Cd için galyumun elementi %48,29 oranında selenyum elementi ise %51,22 oranında ve Cd elementi %0,29 alınmıştır. EDAX sonuçları incelendiğinde GaSe için galyum elementi ağırlıkça %45,02 selenyum elementi %53,58 ve oksijen elementi ise %1,40 olarak, GaSe:Cd için %45,33 selenyum elementi %54,23 ve kadmiyum elementi ise %0,44 olarak verilmiştir.

GaSe ve GaSe:Cd kristallerin morfolojik yapıları atomik kuvvet mikroskobu (AFM) kullanılarak incelenmiştir. $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ lik alan taranarak, görüntü alınmıştır. Şekil 4.22 ve 4.24 sırasıyla yaklaşık 55-40 μm kalınlıklarındaki GaSe ve GaSe:Cd kristallerin yüzeylerinin üç boyutlu AFM görüntülerini göstermektedir. Parçacık boyutları GaSe için 110-210 nm ve GaSe:Cd için 150-220 nm olduğu hesaplanmıştır. GaSe kristalinin üç boyutlu AFM görüntülerdeki beyaz bölgeler üst üste yığılmış tane şeklindeki oluşumları, siyah bölgeler ise tane boşluklarını göstermektedir. Buna göre, yüzeyinde yer yer tane boşluklarının ve üst üste yığılmış tanelerin bulunduğu da söylenebilir. Şekil 4.22'deki en yüksek tepe ile en çukur bölge arasındaki yükseklik farkı yalnızca 2 nm ve yüzey pürüzlülüğü değeri ise 0,15 nm'dir. Bu değerlere göre kristalin yüzeyinin düzgün ve pürüzsüz olduğu söylenebilir. GaSe:Cd kristalinin üç boyutlu AFM görüntülerinde renklerin çoğunlukla aynı olması kristalin yüzeyinin homojen bir yükseklik dağılımına sahip olduğunun bir göstergesidir. Şekil 4.24'deki en yüksek tepe ile en çukur bölge arasındaki yükseklik farkı 6 nm civarında ve yüzey pürüzlülük değeri ise 0,75 nm'dir. Bu değerlerin oldukça düşük olması kristalin yüzeyinin düzgün ve pürüzsüz olduğu söylenebilir. GaSe kristaline Cd katkılандığımız zaman parçacık büyüklüklerinde azalma, ortalama pürüzlükte artma ve yüzey morfolojisinde küçük değişimler gözlenmiştir. Bu sonuçlar XRD ölçüm sonuçları ile uyum içindedir.

GaSe ve GaSe:Cd kristallerinde Hall olayı manyetik ölçümler 10 K ile 320 K sıcaklık aralığında uygun programla yarı otomatik olarak kontrol altında yapılmıştır. Hall etkisi ölçümleri neticesinde, yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunluğu, Hall voltajı, taşıyıcı tipi, Hall mobilitesi ve elektriksel özdirenç ve iletkenlik değerleri sıcaklığa bağlı olarak

hesaplanmıştır. Kristallerin elektriksel özelliklerini belirlemek için özel maskeler ve indiyum metali kullanarak omik kontaklar elde edilmiştir. Omik kontak yapımında, kontaklar son derece küçük, numune yüzeyinde ise simetrik olmalıdır. Şekil 2.16 'dan görüldüğü gibi mümkün olan en küçük boyuttaki kontaklar yaparak hatalar minimize edilebiliriz. Manyetik alan numune yüzeyine dik olarak uygulanmıştır. Bir karşılıklı kontak çiftinden akım uygulanmış ve diğer çapraz çiftinden voltaj ölçülmüştür. Ölçülen Hall voltajı değerleri pozitif bulunması, yük taşıyıcılarının holler olduğu ve numunenin p-tipi elektriksel iletkenliğe sahip olduğu belirlenmiştir.

Manyetik alanın karesine göre manyetoresistansın değişimi 100 K'de GaSe ve GaSe: Cd kristalleri için Şekil 4.27-28'de verilmektedir. $\Delta\rho/\rho$ akıma karşı grafiğinden lineer olmayan değişim görülmektedir. Manyetorezistans katsayısının ortalama değerlerini hesaplamak için lineer ragrafasyon imkanı olmadığından dolayı manyetorezistans katsayısı sabit bir manyetik alanda hesaplanmıştır.

Saf GaSe ve Cd katkılı kristallerin enine manyetorezistans katsayısının sıcaklıkla değişimleri Şekil 4.29-30'da verilmiştir. Saf GaSe kristalinde artan sıcaklıkla birlikte EMK (T^β kanununa göre) azalmıştır. Bunun nedeni kristallerdeki mevcut olan kusurlardaki farklı saçılmalardan kaynaklanabilir ve numunenin anizotropik bant yapısına da bağlı olabilir (Cammaseel *et al.* 1976). Düşük sıcaklıklarda saf GaSe ve diğer numunelerdeki EMK'nın sıcaklıkla farklı değişimi kristallerdeki iyonize olmuş kirliliklerden, saçılmalardan ve kusurlardan kaynaklanmaktadır (Blood and Orton 1992). Manyetorezistans etkisi saçılma ve bant yapısına bağlı olduğu gibi saçılma ve bant yapısında sıcaklığa bağlıdır. Şekil 4.30'dan görüldüğü gibi GaSe: Cd kristalinde $T < 180$ K kadar artan sıcaklıkla enine manyetorezistans azalmaktadır ve daha sonra artan sıcaklıkla birlikte artmaktadır. Katkılı malzemenin enine manyetorezistans katsayısı saf GaSe numunesindekinden daha küçüktür. Sebebi saf GaSe'de elektronların farklı tip (akseptör ve donör) kirliliklerden saçılmasından kaynaklanmaktadır. GaSe kristalinde saçılmalar fazladır. Katkılanan Cd atomları, akseptör olarak davranan kirliliklerle kompleks kurarak onları aktif olmayan hale getirir ve tabakalar arasındaki

akseptör gibi davranan kirlilikleri temizler. Cd atomları yüksek oranlarda katkılандığında ise yapıda kusurlara sebep olduğu ve kusur konsantrasyonunda artmalara sebep olduğu tespit edilmiştir.

GaSe ve GaSe:Cd kristalinde Hall mobilitenin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.31-32'de görülmektedir. GaSe:Cd kristalinde Hall mobilitelerinin manyetik alana bağımlılığının sıcaklıkla değişimi 10-200 K arasında belirgin şekilde artma görülmesine rağmen 210-340 arasında ise sıcaklık artıkça azalması saçılmaların fazla olması olarak açıklanabilir. Düşük sıcaklık bölgesindeki artış iyonize olmuş kirliliklerden kaynaklanmaktadır. Çünkü düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe iyonize olmuş kirliliklerden saçılmalar, nötral kirliliklerden ve fonon saçılmalarından daha baskın olduğundan dolayı, azalan sıcaklıkla birlikte mobilite artmaktadır. Yüksek sıcaklıklara doğru gidildikçe örgü titreşimleri daha baskınlaşır ve mobilite yüksek sıcaklıklarda $T^{-1/2}$ ile orantılıdır. Fakat yüksek sıcaklıklarda iyonize olmuş kirliliklerden örgü titreşimleri daha baskın olduğundan artan sıcaklıkla birlikte mobilite azalmaktadır (Blood *et al.* 1978).

Saf GaSe kristalinde artan sıcaklıkla birlikte mobilite 150 K'e kadar T^β kanununa göre azalmaktadır, 150-200 K arasında artmaktadır, 220-250 K arasında azalır ve daha sonra 320 K kadar artmaktadır. Mobilite değerinin düşüşünden, elektronların iyonize olan akseptör saçılması sorumludur diyebiliriz. Kirlilik saçılmalarının en önemlisi yüklü kirliliklerden saçılmadır. $T < 150\text{K}$ sıcaklık bölgesinde kirlilik saçılmaları baskın olabilir. Bu saçılma yüklü taşıyıcının bir katkı kirliliğinin yakınından geçerken ortaya çıkar. Yüklü taşıyıcılar Coulomb kuvveti ile saçılırlar. Yüksek sıcaklıklarda kirlilik saçılması etkisizdir. Yüksek sıcaklıklarda taşıyıcılar daha hızlı hareket eder ve kirlilik atomu yakınlarında çok az zaman kalırlar ve etkisiz bir şekilde saçılırlar. Cd katkılı kristalde mobilite değerleri saf GaSe kristalindekinden daha düşüktür. Çünkü Cd atomları yapıdaki mevcut kirliliklerle kompleks kurup ve aktif olmayan hale getireceğinden dolayı mobilite değişimi azalır (Sheng 1977). Ayrıca; mobilitenin sıcaklık bağımlılığı genellikle $\mu \propto T^n$ şeklindedir, n değeri yüksek ve düşük sıcaklıklarda saçılmalara bağlı bir sabittir:

- Yüksek sıcaklık bölgesinde, mobilitenin $\mu\alpha T^{3/2}$ değerine karşılık geldiği bölgelerde ısısal titreşimlerden, akustik örgü (fonon) saçılma mekanizması baskın olduğunu gösterir.
- Düşük sıcaklık bölgesinde, mobilitenin $\mu\alpha T^{3/2}$ değerine karşılık geldiği bölgelerde iyonize safsızlık saçılma mekanizması baskındır.
- Mobilitenin $\mu \propto T^{1/2}$ değerine karşılık geldiği bölgelerde polar optik fonon saçılması baskındır.
- Mobilitenin $\mu \propto T^{1/2}$ değerine karşılık geldiği bölgelerde ise nötral donör safsızlık saçılma mekanizmasının baskın olduğunu gösterir (Sheng 1977).

GaSe ve GaSe:Cd kristallerinde elektriksel iletkenlik sıcaklıkla değişimi Şekil 4.33-34'te verilmektedir. Saf GaSe kristalinde $T < 100$ K ve $T > 150$ K taşıyıcıların yoğunluğunun artması ile birlikte artmaktadır. Hall mobilite ve taşıyıcı konsantrasyonundaki değişimden dolayı 100–150 K arasında azalmaktadır. GaSe:Cd kristalinde sıcaklık arttıkça, taşıyıcı konsantrasyondaki değişimlerden dolayı artmaktadır. GaSe daha yüksek elektriksel iletkenliğine sahiptir ve bu da Cd atomları etkileriyle açıklanabilir.

GaSe ve GaSe:Cd kristallerinde taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimleri (10-320 K) sırasıyla Şekil 4.35-36'da verilmiştir. Taşıyıcı konsantrasyonu yarıiletkenlerin özelliklerine uygun olarak sıcaklık arttıkça artmaktadır, GaSe ve GaSe:Cd yarıiletkenlerde de artan sıcaklıkla birlikte taşıyıcı yoğunluğu değerleri de artmaktadır. Taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa (αT^γ) şeklinde bağlı olduğu bulunmuştur. GaSe ve GaSe:Cd kristallerdeki taşıyıcı yoğunluğu değerleri 10^{19} - 10^{20} m⁻³ mertebesinde dir. Tabakalı yarıiletkenlerde (GaSe gibi) tabakalar arasında mevcut olan akseptörler (Cd) kirlilik seviyeleriyle kompleks kurarak aktif olmayan hale getirmiş ve ayrıca taşıyıcı konsantrasyonunu artırmıştır. Fivaz *et al.* (1967) ve daha sonra Schmid *et al.* (1976) tarafından yük taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlılığı incelenmiş ve örgü saçılmalarının baskın olduğu ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa $(\mu\alpha T^\gamma)$ şeklinde bağlı olduğu bulunmuştur. Bu modelde tabakalı yarıiletkenlerdeki taşıyıcıların fononlar

tarafından saçılmaya uğratılacağı ve normal doğrultusunda polarizasyona uğrayacakları ileri sürülmüştür.

GaSe ve GaSe:Cd kristalleinde özdirencin sıcaklıkla değişimi Şekil 4.37-38'de verilmektedir. GaSe:Cd kristalinde sıcaklık artıkça özdirenç azalmış ve belli bir sıcaklıktan sonra değişim sabit kalmıştır. Bu sonuç yüksek sıcaklıkta örgü saçılmalarının baskın olmasını göstermektedir. Aşağıdaki eşitliğe göre özdirencin sıcaklıkla değişimi bu sonuçla uyum içeresindedir.

$$\rho = \frac{R_H}{\mu} = \frac{1}{ne\mu} \quad (5.1)$$

GaSe numunesinde sıcaklık artıkça özdirenç azalmaktadır ($T < 100$ K), daha sonra taşıyıcı konsantrasyonundaki ve iletkenlikteki değişimden dolayı 100 -150 K bir miktar artmaktadır, $T > 150$ K ise azalmaktadır. Sıcaklık arttıkça taşıyıcı yoğunluğunun artması özdirencin azalmasına sebep olacaktır.

Hall ve manyetorezistansın sonucu olarak;

- GaSe ve GaSe:Cd yarıiletkenlerin dirençleri sıcaklık artıkça azalır ve özdirenci ise iletkenlik ile ters orantılı değişmektedir.
- Taşıyıcı konsantrasyonu yarıiletkenlerin özelliklerine uygun olarak sıcaklık arttıkça artmaktadır.
- Hall mobilitesi sıcaklık artıkça azalması saçılmaların fazla olmasından açıklanabilir.
- GaSe:Cd elektronların değişik tip donör ve akseptörler tarafından saçıldığını gösterir. Cd atomları tabakalar içindeki donörler olarak davranan kirliliklerle kompleks kurarak onları aktif olmayan bir duruma getirir.
- Taşıyıcı yoğunluğunun artması iletkenliğin artmasına ve özdirencin azalmasına neden olur.

➤ GaSe kristali doğal kirlilik seviyeleri içermektedir, Cd atomları akseptör gibi davranarak, tabakalar arasındaki kirlilikleri temizledikleri gibi, tabaka içerisindeki bu kirliliklerle kompleks kurup onları aktif olmayan halede getirebilir.

Elektriksel ölçümler için, GaSe: Cd yarıiletkeninin seçilen yüzeyine In buharlaştırılmış ve numune 3 dak. 300°C'de tavlansak omik kontak ve ardından Au-Ge alaşımı kullanılarak Schottky kontaklar elde edilmiştir. Diyodun I - V ölçümleri, karanlıkta 40-360 K arasındaki sıcaklığa bağlı olarak 10 K adımlarla alınmıştır. İdealite faktörü, engel yüksekliği ve seri direnç hesaplanmıştır. İdealite faktörü arttıkça engel yüksekliği azalmıştır. İdealite faktörü artan sıcaklıkla azalmış ve sıcaklık arttıkça idealite faktörü 1'e (ideal durum değerine) yaklaşmaktadır. İdealite faktörü değerinin 1'den büyük çıkması metal-yarıiletken arayüzey halleri, metal-yarıiletken arasındaki yalıtkan ara yüzey tabakasının varlığını, elektrik alan etkisiyle imaj kuvvet etkisi, homojensizlikler, tünelleme akımı, uzay yükü bölgesinde jenerasyon-rekombinasyon akımları, seri direnç (R_s) etkisi, arayüzey kirlilikleri, ara yüzey yüklerinin düzgün olmayan dağılımları, arayüzey oksit tabakası olabilir. GaSe yarıiletkeni ile metal arasında bir engel oluştuğunda, sıcaklık azaldıkça diyodun iletkenliği azalır ve yük taşıyıcıların yoğunluğu küçülür (Tung 1992; Werner *et al.* 1991; Güllü *et al.* 2010; Karataş *et al.* 2005). Diyodun yüksek sıcaklıklarda ideal özellik gösterdiği ve termiyonik emisyon modeline uyumlu olduğu ve düşük sıcaklıklarda ise termiyonik emisyon modelinden sapmalar olduğu görülmüştür. İdeal durumdan sapmaların nedeni, metal-yarıiletken arasında oksit tabakasındaki arayüzey halleri, yüksek katkılı yarıiletkenlerde tünelleme akımı ve arayüzeyde, elektrik alan etkisiyle imaj kuvvetinin düşmesi olabilir. Au-Ge/p-GaSe: Cd Schottky diyodun Norde fonksiyonu kullanarak sıcaklığa bağlı seri direnç değerleri hesaplanmıştır. Artan sıcaklıkla seri direnç değerlerinin serbest taşıyıcı konsantrasyonunun etkisinden dolayı azalması, serbest taşıyıcıların sıcaklığa bağlı olması ve iletkenlik bandındaki taşıyıcı sayısının artması ya azalması seri direnci değişmesine sebep olabilir. Yarıiletkenlerde artan sıcaklıkla yasak enerji aralığı azalmakta ve dolayısıyla valans bandından iletkenlik bandına çıkan taşıyıcı sayısında önemli bir artış olur ve bu artıştan dolayı seri direncin azalması olasıdır. Daha fazla elektron yüksek engelleri aşmak için yeterli enerjiye sahip olabilir. Düşük sıcaklıklarda

yeterince serbest taşıyıcının olmamasından ve taşıyıcıların çoğunun hareketleri kısıtlı olduğundan dolayı akıma bir katkı sağlamaz ve idealite faktörünün büyük olmasına sebep olur.

GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin; soğurma katsayısı, eksiton enerji seviyeleri, yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişimi, direkt ve indirekt yasak enerji aralıklarını ve eksiton enerji seviyelerini belirlenmesi için yaklaşık 50 ± 5 μm kalınlığında her iki numuneler hazırlanmıştır. Numune tutucuları hazırlanarak ve ısı iletim yağı kullanarak kapalı devre helyum kroystat sistemine numuneler yerleştirilmiştir.

GaSe ve GaSe:Cd bileşiklerin dalga boyuna bağlı soğurma spektrumları Şekil 4.46-55'de verilmiştir. Şekillerden de görüldüğü gibi yüksek sıcaklığında eksitonlu numunelerde eksiton pikleri tamamen kaybolmuştur. Çünkü fonon-fonon ve fonon-elektron etkileşimleri oldukça yoğundur ve çarpışma ihtimali artarken eksitonun ömrü azalır ve yarıma ihtimali oldukça düşüktür. Yüksek sıcaklıklarda, spektrumun küçük enerjili bölgesinde, kusur pikleri ve fonon sayısının fazla olması piklerin genişliğinin yayvan olmasına neden olur. Düşük sıcaklıklarda ise eksiton pikleri daha da keskin hale gelir ve pik şiddetleri en büyük değerini alır ve eksiton pikleri belirginleşir. Daha düşük sıcaklıklara gittiğinde ($\leq 10\text{K}$) eksiton pikleri daha kararlı olur ve daha fazla eksiton seviyeleri görünür. Düşük sıcaklıklarda fononların sayısı azalır, fonon-fonon, fonon-elektron etkileşmesi azaldığı için 2. ve 3. eksiton pikleri ortaya çıkabilir. İletkenlik bandının düzensiz yapıya ve valans bandının tabakalı yapıya sahip olması da diğer sebeplerdendir (Gauthier *et al.* 1989).

Cd katkılı kristallerde soğurma katsayısının pikleri değiştiğini, daha da dikleştiği ve keskin olduğu belirtilmiştir. Katkılanan numunelerde Cd atomları kirliliklerle kompleks kurup, onları aktif olmayan hale getirip ve kusurların azaltılmasına neden olabilir. Katkisız numunelerde kirlilik seviyeleri gelen ışık etkileşmesi ve piklerin dikliğinin azalmasına ve yayvanlaşmasına sebep olabilir. Cd atomlarının, Ga ve Se atomlarının kristal yapıdaki yerlerine yerleşmeleri sonucunda, Cd atomlarının yarıçapı Se ve Ga

atomlarının yarıçapından büyük olması sonucu örgü parametrelerinin büyümesine ve dolayısıyla yasak enerji aralığının genişlemesine neden oldukları ve diğer taraftan yeni kusurlar oluşturdukları gözlenmiştir. Cd katkılı kristalde yer yer enerjilerde genişleme ve bazı sıcaklıklarda daralmaya sebep olmuştur. Yasak enerji aralığının küçülmesinin sebebi, örgü parametrelerinin (a, b ve c) büyümesi ve k'nın ($k=\pi/a$) değişmesinden kaynaklanabilir (Camassel *et al.* 1978; Allakhverdiev *et al.* 1985; Ves 1989). GaSe: Cd numunede kirliliklerin varlığı, serbest taşıyıcılar tarafından Coulomb etkileşiminin perdelenmesine sebep olması ve eksiton oluşmasını engellemiştir. Katkılı kristalinde, taşıyıcı-taşıyıcı ve taşıyıcı-kirlilik etkileşmelerinden dolayı kristalin elektronik seviyeleri bozulur ve bant aralığında daralma olabilir (Zhao *et al.* 2002).

Katkısız kristalde direkt eksiton geçişlerinin kusur seviyelerinin sayısının az olmasından dolayı eksiton seviyesinde pikler gözlenmiştir. GaSe kristalinde, 140-320 K arasında fonon- fonon ve fonon- eksiton etkileşmesi oldukça yoğun olup, fonon sayısı fazladır ve bundan dolayı çarpışma ihtimali artmaktadır. Pikler daha yayvan olup 10-140 K arasında fonon- fonon ve fonon- eksiton etkileşmesi azalmakta ve eksitonlar ortaya çıkmakta ve pikler belirginleşmektedir. Eksiton pikleri düşük enerjili soğurma bölgesinde ortaya çıktığı gözlenmektedir. Eksiton pikleri artan sıcaklıklarla yüksek enerjiye doğru kayar ve kaymaların daha fazla olması kusurun fazlalığının kanıtıdır. Yüksek sıcaklıklardan düşük sıcaklıklara doğru gidildikçe eksiton pikleri numunenin kalitesine ve kalınlığına bağlı olarak belirginleşir. Numune kusurlardan arınmış ise ≤ 10 K sıcaklığında eksiton pikleri daha kararlı olur ve daha fazla eksiton seviyesi gözlenebilir. Düşük sıcaklıklarda fononların sayısı azaldığından dolayı eksiton pikleri ortaya çıkabilir.

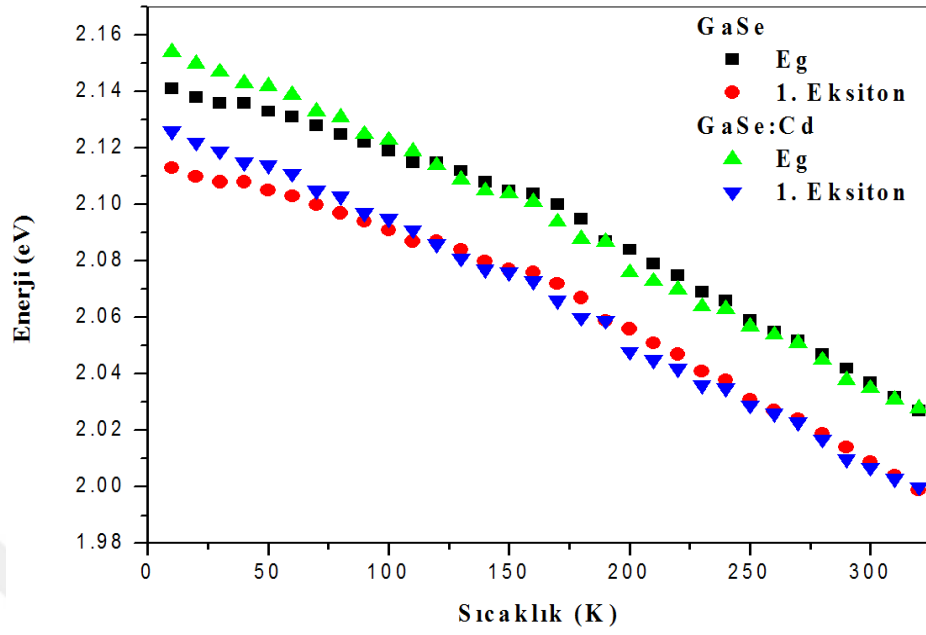
Azot ortamında tavlanan GaSe ve GaSe: Cd kristallerinin optik özellikleri üzerindeki etkisini incelemek için 300°C'de 1,5 saat tavlannmıştır. Tavlama sonrası kristallerin soğurmaları ölçümleri alınmıştır. Tavlama esnasında bant aralığında bir miktar değişim görülmüştür. Tavlama bazı numunelerin fiziksel özellikleri üzerinde önemli bir etki oluşturmuştur. Tavlamanın etkisi bant aralıklarında bozukluk ve kusurlar içeren

yarıiletkenlerde görünür. Yüksek sıcaklıklarda tavlamadan sonra bant keskinliğinin azaldığı gözlenebilir. Bunun sebepleri tavlama işlemi ile birlikte kristalin yüzeyindeki pürüzlülüğün artması, buna bağlı olarak, yansımalar ile meydana gelen kayıpların artması ve kristal yapısında bozukluk ve kusur yoğunluğu artması olabilir. Tavlamadan sonra soğurma kenarında yüksek sıcaklığa doğru kaymalar olur. Tavlama esnasında arayüzey difüzyonu, kirlilikler, kimyasal reaksiyonlar, yeni bileşikler, yeni pürüzler ve kusurlar ortaya çıkabilir. Tavlama işleminden sonra yüzey homojenliği azalır ve numunelerde çatlak ve yarıklar oluşur ve soğurmanın şiddeti azalır. Tavlamadan sonra, elektron sayısının artmasının sonucu olarak daha fazla elektron saçılması ortaya çıkar. Bu durum bant aralığının genişlemesine sebep olduğu gibi tersi durumda daralmalarada sebep olabilir.

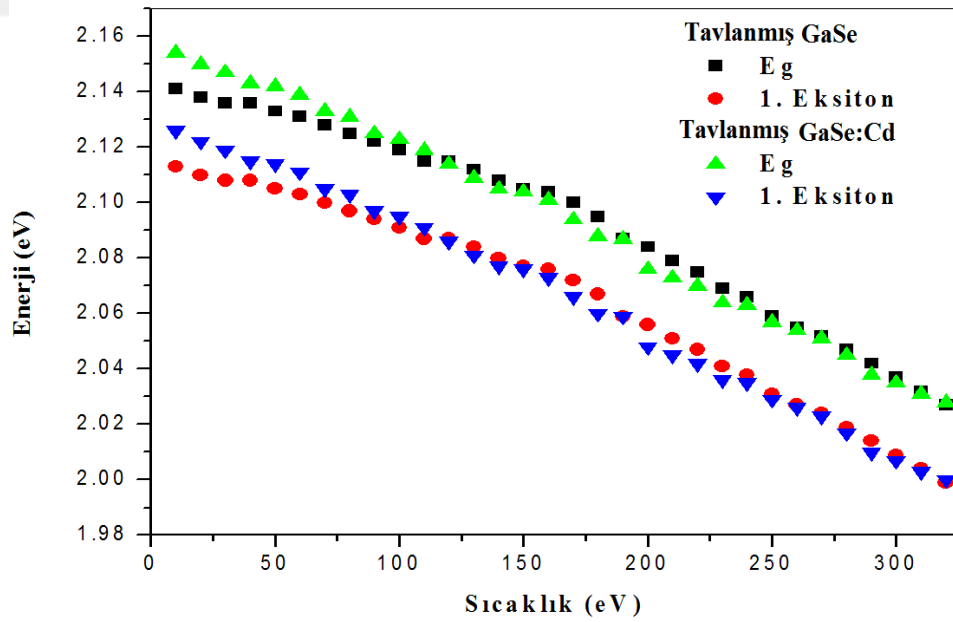
GaSe numunesi için (4.2) eşitliği ve eksiton enerji değerleri kullanılarak, bağlanma enerjisi 22,0 meV ve tavlanan GaSe için 28,0 meV olarak elde edilmiştir. Tüm numunelerde sıcaklık artıkça yasak enerji aralığı azalmaktadır (Şekil 5.1-2). Sıcaklık arttıkça, piklerinin enerji pozisyonu ve enerji aralığında daha uzun dalga boylarına doğru kayar ve pikler genişler. Kaymaların nedeni eksiton-fonon, eksiton-kusur etkileşimi ile açıklanabilir. Sıcaklık artıkça kristal örgü titreşimi artar, kristal örgüsü genişler, valans bandı iletkenlik bandına yaklaşır ve soğurmanın daha uzun dalgaboylu bölgeye kaymasına sebep olur. Örgü kusurlarının yasak enerji aralığını değiştirebilir. İletkenlik bandının düzensiz yapıya ve valans bandının tabakalı yapıya sahip olması da diğer sebeplerdendir (Gauthier *et al.* 1989).

Çizelge 5.1. Tavlanmamış ve tavlanmış GaSe ve GaSe:Cd numunelerinde yasak enerji aralığı ve eksiton enerjisi değerleri

Numuneler	Tavlanmamış			Tavlanmış	
	Sıcaklık	Eg (eV)	1. Eksiton enerjisi(eV)	Eg (eV)	1. Eksiton enerjisi(eV)
GaSe	10	2,136	2,114	2,141	2,113
	40	2,132	2,110	2,136	2,108
	80	2,125	2,103	2,125	2,097
	120	2,111	2,089	2,115	2,087
	180	2,087	2,065	2,095	2,067
	240	2,059	2,037	2,066	2,038
	300	2,029	2,007	2,037	2,009
	320	2,017	1,995	2,027	1,999
GaSe:Cd	10	2,141	2,119	2,154	2,126
	40	2,133	2,111	2,143	2,115
	80	2,119	2,097	2,131	2,103
	120	2,107	2,085	2,114	2,086
	180	2,077	2,055	2,088	2,060
	240	2,046	2,024	2,063	2,035
	300	2,028	2,006	2,035	2,007
	320	2,021	1,999	2,028	2,000



Şekil 5.1. GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin bant gap ve eksiton enerjilerinin sıcaklığa bağlı karşılaştırması



Şekil 5.2. Tavlanmış GaSe ve GaSe:Cd kristallerinin bant gap ve eksiton enerjilerinin sıcaklığa bağlı karşılaştırması

Bu çalışmada optik sonucu olarak;

- GaSe kristaline katkılanan Cd elementi, GaSe yarıiletkeninin yasak enerji aralığının soğurma piklerinin şiddetini artırmış ve pik yarı genişliğini daraltmıştır.
- Cd atomlarının, Ga ve Se atomlarının kristal yapıdaki yerlerine yerleşmeleri neticesinde, örgü parametreleri büyür ve yasak enerji aralığı genişler ve kristaldeki mevcut kirlilikleri aktif olmayan hale getirir ve diğer taraftan da yeni kusurlar oluşturabilir.
- GaSe ve GaSe:Cd kristallerine tavladıktan sonra soğurma kıyısı daha uzun dalga boylarına kaymıştır, yasak enerji aralığı genişlemiştir, eksiton pik şiddeti azalmıştır ve soğurma eğrisinin eğimi azalmıştır.
- Yapılan ölçümler sonucunda kristaller direkt geçişli bant yapısına sahip oldukları ve tavlamadan sonra yasak enerji aralığının artışı belirlenmiştir.
- GaSe kristalinde düşük sıcaklıklarda fononların sayısı azaldığından dolayı 2. Eksiton pikleri ortaya çıkmıştır. GaSe:Cd numunede kirliliklerin varlığı, serbest taşıyıcılar tarafından Coulomb etkileşiminin perdelenmesine sebep olması ve eksiton oluşmasını engellemiştir.

KAYNAKLAR

- Abay, B., 2010, Measurement and modelling of the characteristic parameters for silver Schottky contacts on layered p-GaSe compound in a wide temperature range, *Journal of Alloys and Compounds* 506, 51–56.
- Abdinov, A. Sh., Babaeva, R. F., Rzaev, R. M., 2012. Dependence of Carrier Mobility on an Electric Field in Gallium Selenide Crystals, published in *Fizikai Tekhnika Poluprovodnikov*, 46, 6, 751–755.
- Abdullah, M.M., Bhagavannarayana, G., Wahab, M.A, 2010. Controlled synthesis and Structural characterization of polycrystalline GaSe, *J Mater Sci*, 45, 4088–4092.
- Abdullah, M.M., Bhagavannarayana, G., Wahab, M.A., 2010. Growth and Characterization of GaSe single crystal, *Journal of Crystal Growth* 312, 1534–1537.
- Allakhverdiev, D.V. K., Hanna, S., Kulibekov (Gulubayov), A., Özbek, S., Gunay, E., Huseinova, D., 2005, Room-Temperature Mid-, And Far-Infrared Absorption And Electrical Properties Of Intercalated GaSe And TlInS₂ Crystals, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 26, No. 12, December.
- Allakhverdiev, K. R., Mamedov, T. G., Panpilov, U. V., Shuyurov, M. M., Subbotin, J. I., 1985, Influence of Hydrostatic Pressure on the Fundamental Absorption Edge of TlGaSe₂, TlGaS₂, and TlInS₂ Crystals, *Phys. Stat. Sol. (b)*, 131, K23.
- Allakhverdiev, K., Baykara, T., Ellialtıoğlu, Ş., Hashimzade, F., Huseinova, D., Kawamura, K., Kaya, A.A., Kulibekov (Gulubayov), A.M., Onari, S., 2006. Lattice vibrations of pure and doped GaSe, *Materials Research Bulletin*, 41, 751–763.
- Amimer, K., Eddrief, M., SeHbenne, A., 2000. Stress relaxation at forming GaSe-Si (1 1 1) interfaces, *Journal of Crystal Growth* 217 , 371–377, *Thin Solid Films* 492, 52 – 60 and characterization of a novel mid-infrared transparent optical crystal.
- Andreev, Y., Atuchin, V., Lanski, J., Morozov, A., 2006. Growth, real structure and applications of GaSe_{1-x}S_x crystals, *Materials Science and Engineering B* 128 , 205–210.
- Arkisov, S., Kosobutsky, A., Shandakov, S., 2015. Effect of van der Waals interactions on the structural and binding properties of GaSe, *Journal of Solid State Chemistry* 232, 67–72.
- Ateş, A., Yıldırım, M., Gürbulak B., 2004, Investigation of the electrical properties of Ho-doped InSe single crystal, *Physica E* 21, 85 – 90.
- Augelli, V., Manfredotti, C., Murri, R., Vasanelli L., 1978. Hall-mobility anisotropy in GaSe, *Physical Review B*, 17 (8), 3221–3226.
- Aydoğan, Ş., fizik terimleri sözlüğü, 2007. Aktif yayın evi, İstanbul.
- Aydoğan, Ş., katıhal elektronığı, 2015. Nobel akademik yayıncılık eğitim danışmanlık.
- Aydoğan, Ş., katıhal fiziğı, 2011.
- Aydoğan, Ş., katıların optik özellikleri, 2014. NOBEL Akademik Yayıncılık
- Balkanski, M., Wallis R.F., 2000. Semiconductor Physics and Applications, Chapter 1, Oxford University Press.

- Beechem, T. E., Kowalski, B.M., Brumbach, M. T., McDonald, A. E., Spataru, C. D., Howell, S. W., Ohta, T., Pask, J. A., Kalugin, N. G., 2015. Oxidation of ultrathin GaSe, *Applied Physics Letters* 107, 173103.
- Beer, A. C., 1963. *Galvanomagnetic Effect in Semiconductors*, New York.
- Benazeth, S., Nguyen-Huy, D., Guittard, M., Laruelle, P., 1988. Refinement of the structure of the polytype 2H of a GaSe- β monocrystal *Acta Crystallogr., Sect. C: Cryst. Struct. Commun.* 44, 234.
- Blood, P., Orton, J. W., 1992. *The Electrical Characterization of Semiconductors Majority Carriers and Electron States* Academic press, New York.
- Bohlin, K.E., 1986. Generalized Norde Plot Including Determination of the Ideality, Factor. *J. Appl. Phys.*, 60, 1223.
- Borisenko, E.B., Kolesnikov, N.N., Borisenko, D.N., Bozhko, S.I., 2011. Microhardness and structural defects of GaSe layered semiconductor, *Journal of Crystal Growth* 316, 20–24.
- Boschert, S., Schmidt, A., Siebert, K., Bänsch, E., Benz, K., Dziuk, G., Kaiser, T., 2000. Simulation of Industrial Crystal Growth by the Vertical Bridgman Method, *Fachbereich 3-Mathematik und Informatik*, Report 00-01, Mai.
- Caferov, T., 1998. *Yarıiletken Fiziği-1*, Yıldız Teknik Üniversitesi Matbaası, İstanbul.
- Camassel, J., Merle, P., Mathieu, H., Chevy A., 1978. Excitonic absorption edge of Indium Selenide *Phys. Rev. B* 17, 4718.
- Capozzi, V., 1981. Direct and Indirect Excitonic Emission in GaSe, *Physical Review B*, 23 (2), 836-840.
- Capozzi, V., Minafra, A., 1981. Photoluminescence properties of Cu-doped GaSe, *J. Phys. C: Solid State Physics*, 14, 4335-4346.
- Capozzi, V., 1982. Kinetics of irradiative recombination in GaSe and influence of Cu doping on the luminescence spectra, *Physical Review B*, 28 (8): 4620-4627.
- Chang-Bao, H., You-Bao, N., Hai-Xin, W., Zhen-You, W., Xu-Dong, C., Rui-Chun, X., 2014. A Modified Vertical Bridgman Method for Growth of GaSe Single Crystal, *Journal of Inorganic Materials*, Vol. 29 No. 5.
- Chin, V. W. L., Storey, J.W.V., Green, M.A., 1989. p-type PtSi Schottky-diode barrier height determined from I-V measurement, *Solid-state Elect.*, 32, pp.475-478.
- Çolakoglu, T., Parlak, M., 2005. Effect of Cd-doping level on the electrical, structural and photoconductivity properties of GaSe thin films, *Thin Solid Films* 492, 52 – 60.
- De Oliveira, R.R.L., Albuquerque, D.A.C., Cruz, T.G.S, Yamaji, F.M., Leite, 2012. Measurement of the Nanoscale Roughness by Atomic Force Microscopy, *Basic Principles and Applications*.
- Delice, S., Gasanly, N. M., 2015. Low-temperature thermoluminescence study of GaSe:Mn layered single crystals, *Philosophical Magazine*, 96:2, 112-121.
- Dey, P., Paul, J, Moody, G., Stevens, C. E, Glikin, N., Kovalyuk, Z.R., Kudrynskyi, Z. D., Romero, A. H., Cantarero, A., Hilton, D. J., Karaiskaj D., 2015. Biexciton formation and exciton coherent coupling in layered GaSe, *The Journal of Chemical Physics* 142, 212422.
- Donoval, D., Pires, S.J., Tove, P.A., Harman, R., 1989. A Self consistent approach to IV measurements on rectifying metal-semiconductor contacts, *Solid-State Elect.* Vol. 32, pp 961-964.

- Dotsenko, A., Glebov, L., Tsekhomsky, V., 1936. Handbook of optical materials, Marvin J. Weber. p. cm.
- Drapak, S. I., Gavriluk, S. V., Kovalyuk, Z. D., Litvin, O. S., 2008. Oxide Films on the Surface of GaSe Doped with Cd or Dy, *Inorganic Materials*, 44, 7, 680–686.
- Duman, S., 2008. Temperature dependence of current–voltage characteristics of an In/p-GaSe:Gd/Au–Sb Schottky barrier diode, *Semicond. Sci. Technol.* 23, 075042.
- Duman, S., 2009. Electrical properties of Au–Sb/p-GaSe:Gd Schottky barrier diode, *Materials Science in Semiconductor Processing* 12, 243–247.
- Duman, S., Gurbulak, B., Turut, A., 2007. Temperature-dependent optical absorption measurements and Schottky contact behavior in layered semiconductor n-type InSe(Sn), *Applied Surface Science* 253, 3899–3905.
- Duman, S., Gurbulak, B., Doğan, S., Tekle, T., 2010. Electrical characterization of Ag/p-GaSe:Gd Schottky barrier diodes, *physica E* 42, 1958–1962.
- Ehreich, H., Turnbull, D., 1991. Solid state of physics, advance research and application, New York, NY, Academic Press, 465p.
- Evtodiev, I., Leontie, L., Caraman, M., Stamate, M., Arama, E., 2009. Optical properties of *p*-GaSe single crystals doped with Te, *Journal Of Applied Physics*, 105, 023524.
- Fan, Y., Bauer, M., Kador, L., 2002. Photoluminescence frequency up-conversion in GaSe single crystals as studied by confocal microscopy, *Journal Of Applied Physics*, 91, 3.
- Fernelius, n., 1994. properties of bibliography of GaSe, Wright Lab Wright-Patterson.
- Fivaz, R., Mooser, E., 1967. Mobility of Charge Carriers in Semiconducting Layer Structures. *Phys. Rev.* 163,743.
- Fox, M., 2001. Optical Properties of Solids. Oxford University Press, 77 p, New York, USA.
- Gasanly, N. M., Aydınli, A., Salihoğlu, Ö., 2001. Thermally stimulated current observation of trapping centers in undoped GaSe layered single crystals, *Cryst. Res. Technol.*, 36 (3): 295–301.
- Gasanly, N. M., Aydınli, A., Özkan, H., Kocabaş, C., 2002. Temperature dependent Raman scattering spectra of ϵ -GaSe layered crystal, *Materials Research Bulletin*, 37, 169–176.
- Gauthier, M., Polian, A., Besson, J.M., Chevy, A., 1989. Optical properties of gallium selenide under high pressure, *Phys. Rev. B*, 40, 6, 837.
- Ghalouci, L., Benbahi, B., Hiadsi, S., Abidri, B., Vergoten, G., Ghalouci, F., 2013. First principle investigation into hexagonal and cubic structures of Gallium Selenide, *Computational Materials Science* 67,73–82.
- Gouskov, A., Camassel, J., Gouskov, L. 1982. Growth and Characterization of III–VI Layered Crystals Like GaSe, GaTe, InSe, $\text{GaSe}_{1-x}\text{Te}_x$ and $\text{GaIn}_{1-x}\text{Se}$. *Prog. Crystal Growth and Charact.* 5, 323–413.
- Göymen, G., Demirel B., 2013. kati hale giriş, gazi kitab evi.
- Grasso, V., 1986. Electronic Structure and Electronic Transitions in Layered Materials. Reidel: Dordrecht.
- Grundman, M., 2006. The Physics of Semiconductors An Introduction Including Devices and Nanophysics, Springer Berlin Heidelberg New York, 13nd edn. 689 p.

- Guo, J., Xie J., Li D., Yang G., Chen F., Wang C., Zhang L., Andreev Y., Kokh K., Lanski, G., Svetlichny, V., 2015. Doped GaSe crystals for laser frequency conversion, *Science and Applications*, 4,e362.
- Güllü, Ö., Kilicoglu, T., Türüt, A., 2010. Electronic properties of the metal/organic interlayer/inorganic semiconductor sandwich device, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 71 351–356.
- Gürbulak, B., 1997. İkili (InSe:Er, GaSe, GaSe:Gd) ve Üçlü (TlGaSe₂, TlGaSe₂:Gd) Tek Kristallerinin Büyütülmesi Soğurma ve Elektriksel Özelliklerinin incelenmesi,Doktora Tezi, Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Erzurum.
- Gürbulak, B., 1998. Growth and optical properties of Dy doped and undoped n-type InSe single crystal, *Solid State Communications* 10, 665–669.
- Gürbulak, B., Kundakçı, M., Ates, A., Yıldırım, M., 2007. Electric field influence on excitonabsorption of Er doped and undoped InSe single crystals, *Phys. Scr.* 75, 424–430.
- Gürbulak, B., Öztirpan, Y., Duman, S., Ashkhasi, A., Şata, M., Erzeoğlu S., Akça B., 2014. GaSe:In İkili Bileşiğinin Modifiye Bridgman/Stockbarger Tekniğiyle Büyütülmesi ve Yüzey Morfolojisi, adım fizik günleri IV, Dumlupınar Üniversitesi, Fen bilimler enstitü dergisi, 65-75.
- Gürbulak, B., Yıldırım, M., Ateş, A., Doğan, S., Yoğurtçu, Y. K., 1999. Growth and Temperature Dependence Of Optical Properties Of Er Doped and Undoped N-Type Inse, *Jpn. J. Appl. Phys.* 38, pp. 5133–5136.
- Gürbulak, B.,Yıldırım, M., Tüzemen, S., Efeoğlu, H., Yoğurtçu, Y. K., 1997. Temperature Dependence Of Galvanomagnetic Properties for Gd Doped and Undoped P - Type GaSe, *Journal Of Applied Physics*, 83, 4.
- Ho, C. H., Huang, Y. S., Liao, P. C., Tiong, K. K., 1999. Crystal structure and band-edge transitions of ReS_{2-x}Sexlayered compounds, *J. Phys. Chem. Solids* 60, 1797.
- Ho, C.H., Huang K.W., 2005. Visible luminescence and structural property of GaSe₁K_xS_x (0% x %1) series layered crystals, *Solid State Communications* 136, 591–594.
- Hoff, R., Irwin, J., 1974. Resonant Raman scattering in GaSe *Phys. Rev. B*, 10, 3464.
- Hook, J.R., Hall, H.E., 1999. Katihal Fiziği 3rd ed., Çeviri Editörleri.
- Hsu, K., Chang, C., Hsieh, W., 2003, Photoluminescence Study of GaSe Doped with Er, *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol. 42, 4222–4225.
- Hsu, Y.,K., Chang, C.S.,2004, Electrical properties of GaSe doped with Er, *Journal Of Applied Physics*, 96, 3.
- Huang, W. C., Sub, S. H., Hsu, Y. K., Wang, C. C., Chang, C. S., 2006. Al Schottky contact on p-GaSe. *Superlattices and Microstructures*, 40, 644-650.
- Huang, W.C., Horng, C.T., Chen, Y.M., Hsu, Y.K., Chang, C.S., 2008. The contact characteristics of Al p-GaSe Schottky diode, *phys. State. Sol (c)* 5, 10, 3405-3409.hys. stat. sol. (c)5, No. 10, 3405–3409 (2008)
- Işık, M., Tugay, E., Gasanly, N. M, 2016, Temperature-dependent optical properties of GaSe layered single crystals, *Philosophical Magazine*, 96, 24, 2564–2573.
- Jie, W., Chen, X., Li,D., Xie, L., Hui, Y., Lau,S., Cui, X., Hao, J., 2015. Layer-Dependent Nonlinear Optical Properties and Stability of Non-Centro symmetric

- Modification in Few-Layer GaSe Sheets, *Angew. Chem. Int. Ed.* 54, 1185 – 1189.
- Kamimura, H., Nakao, K., 1968. Band structures and optical properties of semiconducting layer compounds GaS and GaSe, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 24 (6), 1313-1325b.
- Karaağaç, H., Parlak, M., Karabulut, O., Serincan, U., Turan, R., Akinoğlu, B. G., 2006, Structural, electrical and optical properties of Ge implanted GaSe single crystals grown by Bridgman technique, *Cryst. Res. Technol.* 41, No. 12, 1159 – 1166.
- Karabulut, O. A., Parlak, M., Turan, R., Serincan, U., Tasarkuyu, E., Akınoglu, B. G., 2003. Electrical properties of nitrogen implanted GaSe single crystal, 38 (9): 811-816 .
- Karabulut, O., Parlak M., Turan R., Serincan U., Akinoğlu, B. G., 2006. Influence of ion implantation on structural and photoconductive properties of Bridgman grown GaSe single crystals, *Cryst. Res. Technol.* 41, No. 3, 243 – 249.
- Karabulut, O., Parlak, M., Yilmaz, K., Turan, R., Akinoglu, B. G., 2003. Annealing effect on electrical and photoconductive properties of Si implanted GaSe single crystal, 38 (12): 1071-1076.
- Karatas and Altındal, 2005. Temperature and frequency dependent electrical and dielectric properties of Al/SiO₂/p-Si (MOS) structure. *Mater. Sci. Engineer. B*, 122, 133.
- Karataş, Ş., Altındal, Ş., 2004. İdeal Olmayan Schottky Diyotlarının Temel Parametrelerinin Akım-Voltaj (I-V) Karakteristiklerinden Hesaplanması. *KSÜ. Fen ve Mühendislik Dergisi*, 7(2)-2004 *KSU. Journal of Science and Engineering* 7(2)-2004, 20.
- Karataş, Ş., Altındal, Ş., Türüt, A., Çakar, M., 2007. Electrical transport characteristics of Sn/p-Si Schottky contacts revealed from *I-V-T* and *C-V-T* measurements. *Physica B*, 392 (1-2): 43-50.
- Kepinska, M., Murri, R., Nowak, M., 2002. Surface and bulk values of real part of refractive index of GaSe, *Vacuum* 67, 14–147.
- Kim, C., Jang, K., Lee, Y., 2004. Optical properties of Tm-doped GaSe singlecrystals, *Solid State Communications*, 130, 701-704.
- Kittle, C., 2005. *Introduction To Solid State Physics*, University of Pennsylvania Law Review.
- Kittle, C., 2013. katıhal fiziğine giriş, Karaoğlu B., Palme Yayınevi.
- Kodolbas, A. O., Mamedov, G. M., 2004. Exciton photoconductivity in layered semiconductor GaSe, *Materials Science and Engineering B*, 110, 52-57.
- Kokh, K. A., Nenashev, B. G., Kokh, A. E., Shvedenkov, G. Yu., 2005. Application of rotating heat field in Bridgman-Stockbarger crystal growth, *Journal of Crystal Growth*, 275: e2129-e2134, Kongresi, 214.
- Kovalyuk, Z.D., Katerynychuk, V.M., Savchuk, A.I., Lytv yn, O.S., 2008. Surface topology of GaSe oxidized crystals, *Super lattices and Microstructures*, 44, 416–419.
- Köksakal, F., Dinçer, M., Altınbaş, M., Başaran, E., 1999. Katıhal fiziği, literatür yayınlar, istanbul
- Kuhn, A., Chevalier, R., Rimsky, A., 1975. *Acta Crystallogr., Sect. B: Struct. Crystallogr. Cryst. Chem.* 31, 2841.

- Kuhn, A., Chevy, A., Chevalier, R., 1975. Crystal Structure and Interatomic Distance in GaSe, *Phys. Stat. Sol. (a)*, 31, 469-475.
- Late, D., Liu, B., Matte, H. S. S., Rao, C. N. R., Dravid Vinayak, P., 2012, Rapid Characterization of Ultrathin Layers of Chalcogenides on SiO₂ /Si Substrates, *Advanced Functional Materials*, Volume 22, Issue 9.
- Laudise, R. A., 1970. *The Growth of Single Crystals*, Chapter 5, Prentice- Hall Inc.
- Lee, H., Pearlstein A. J., 2001. Simulation of radial dopant segregation in vertical Bridgman growth of GaSe, a semiconductor with anisotropic solid-phase thermal conductivity, *Journal of Crystal Growth* 231, 148–170.
- Lei, S., Ge, L., Liu, Z., Najmaei, S., Shi, G., You, G., Lou, J., Vajtai, R., Ajayan, M., 2013. Synthesis and Photoresponse of Large GaSe Atomic Layers, [dx.doi.org/10.1021/nl4010089](https://doi.org/10.1021/nl4010089), *Nano Lett.* 13, 2777–2781.
- Levy, F., 1976. *Crystallography and Crystal Chemistry of Materials with Layered Structures*, Reidel, Dordrecht.
- Li, S. S., 2006. *Semiconductor Physical Electronics*, Springer, New York.
- Li, X., Lin, M., Poretzky, A., Idrobo, J., Ma, C., Chi, M., Yoon, M., Rouleau, C.M., Kravchenko, I., Geohegan, D. B., Xiao, K., 2014. Controlled Vapor Phase Growth of Single Crystalline, Two-Dimensional GaSe Crystals with High Photoresponse *Nanoscience and Technology Materials Science Two-Dimensional Materials*, scientific reports, 4, 5497.
- Liu, K., Xu, J., Zhang, K. 2004, Joint 29th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 12th International Conference on Terahertz Electronics, pp. 333–334.
- Machado, K., J'ov'ari, P., Lima, J., Campos, C., Grandi, T., 2004. Extended x-ray absorption fine structure, x-ray diffraction and reverse Monte Carlo studies of an amorphous Ga₅₀Se₅₀ alloy produced by mechanical alloying, *J. Phys. Condens. Matter* 16, 581–590.
- McCanny, J. V., Murray, R. B., 1977. The Band Structures of Gallium and Indium Selenide. *J. Phys. C* 10, 1211-1222.
- Micocci, G., Rizzo, A., Tepore, A., J. 1985. Trapping parameters in GaS_xSe_{1-x} solid solutions *Appl. Phys.*, 58, 1274.
- Micocci, G., Serra, A., Tepore, A., 1997 b. Impurity Levels in Sn-Doped GaSe, *phys. stat. sol. (a)* 162, 649.
- Micocci, G., Serra, A., Tepore, A., 1997a. Electrical properties of n-GaSe single crystals doped with chlorine, *Journal of Applied Physics*, 82 (5): 2365-2369.
- Nagel, S., Baldereschi, A., Maschke, K., 1979. Tight-binding study of the electronic states in GaSe poly types, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 12, 1625-1639.
- Neamen, D. A., 2003. *Semiconductor Physics and Devices Basic Principles*, 3rd ed., McGraw Hill, New York, 16-19.
- Ni, Y., Wu, H., Huang, C., Mao, M., Wang, Z., Cheng, X., 2013. Growth and quality of gallium selenide (GaSe) crystals, *Journal of Crystal Growth* 381, 10–14 of GaSe, *Physical Review B*, Volume, 65, 174103, pp. 1-7. *Res. Bull.*, 41, 751-763.
- Norde, H. A. 1979. A Modified Forward I–V Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance, *J. Appl. Phys.*, 50: 5052-5053.
- Omar, M. A., 1975. *Elementary Solid State Phys*, Addison- Wesley, Canada. P.A. Le Önengüt, G., Önengüt D., 2013. *kathal fiziğine giriş*, Charles Kittle. p:526-527.

- Pellicer-Porres, J. Segura A., Ferrer Ch., Munoz V., San Miguel A., Polian A., Itie J. P., Gauthier M., Pascarelli S., 2002. High-pressure x-ray-absorption study of GaSe, *Phys. Rev. B* 65, 174103.
- Peng, H., Meister, S., Chan, C., Zhang, X., Cui, Y. 2007. Morphology Control of Layer-Structured Gallium Selenide Nanowires, *nano letters*, Volume 7, No 1, 199- 203.
- Perkowitz, S., 1993. Optical Characterization of Semiconductors, 978-0-12-550770-7
- Qasrawi, A., 2005. Refractive index, band gap and oscillator parameters of amorphous GaSe thin films, *Cryst. Res. Technol.* 40, No. 6, 610 – 614.
- Qasrawi, A.F., Gasanly, N.M., 2008. Hopping conduction in Ga₄Se₃S layered single crystals, *Solid State Communications* 148, 190–193.
- Rák, Z., Mahanti, S., Krishna, C. M., Ferneliuss, N., 2010. Defect-induced rigidity enhancement in layered semiconductors, *Solid State Communications* 150, 1200-1203.
- Rak, Z., Mahanti, S.D., Mandal, K., Ferneliuss, N.C., 2009. Electronic structure of substitutional defects and vacancies in GaSe, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 70, 344–355.
- Raposo, M., Ferreira, Q. Ribeiro, P.A., 2007. A Guide for Atomic Force Microscopy Analysis of Soft- Condensed Matter, *Modern Research and Educational Topics in Microscopy*, 758-769.
- Rhoderick, E.H. and Williams, R.H., 1988. *Metal-Semiconductor Contacts*, 2nd ed (Clerendon, Oxford).
- Rudolph, R., Pettenkofer, C., Bostwick, A., Adams, J., Ohuchi, M., Olmstead, M., Jaeckel, B., Klein, A., Jaegermann, W., 2005. Electronic structure of the Si(1 1 1):GaSe van der Waals-like surface termination, *New Journal of Physics* 7, 108.
- Rybkovskiy, D. V., Vorobyev, I. V., Osadchy, A. V., Obraztsova, E. D., 2012. Ab Initio Electronic Band Structure Calculation of Two-Dimensional Nanoparticles of Gallium Selenide, *Journal of Nano electronics and Optoelectronics*, Vol. 7, 65–67.
- Sağlam, M., Ateş, A., Yıldıırım, M.A., Güzeldir, B., Astam, A., 2010. Temperature dependent current–voltage characteristics of the Cd/CdO/n–Si/Au–Sb structure. *Current Applied Physics* 10, 513–520.
- Sánchez-Royo, J. F., Errandonea, D., Segura, A., Roa, L. A., 1998. Chevry Tin-related double acceptors in gallium selenide single crystals, *Acceptors in Gallium Selenide Single Crystals. J. Appl. Phys.* 83, 4750-4755.
- Sato, K., Yasamura, Y., 1985. Study of Forward I-V Plot for Schottky Diodes with Series Resistance. *J. Appl. Phys.*, 58(3), 3655.
- Schimid, Ph., 1974, Electron lattice in interaction in layered semiconductors *Nuovo Cimento*, 21 B, 258.
- Schmitsdorf, R. F., Kampen, T. U., Monch, W., 1997. Explanation of the linear correlation between barrier heights and ideality factors of real metalsemiconductor contacts by laterally nonuniform Schottky barriers. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 15 (4), 1221-1226.
- Seyhan, A., Karabulut, O., Akınoğlu, B. G., Aslan, B., Turan, R., 2005. Optical Anisotropy in GaSe, *Cryst. Res. Technol.*, 40(9), 893-895.

- Shay, J.L, Wernick, J. H., 1975. Ternary chalcoprite semiconductors growth electronic properties and applications, Pergamon Pres, Oxford.
- Sheng, S. Li, 1977. The Dopant Density and Temperature Dependence of Electron Mobility and Resistivity in N-Type Silicon, U.S. Government Printing Office, Washington.
- Shi, W., Ding, Y. J., Mu, X., Fernelius, N., 2002. Tunable and coherent nanosecond radiation in the range of 2.7–28.7 μm based on difference-frequency generation in gallium selenide, *Appl. Phys. Lett.* 80, 3389–3391.
- Shi, Z. Q., Anderson, W. A., 1992. Current transport in Pd/n-InP diodes formed at room and low temperature, *J. Appl. Phys.*, 72, pp.3803-3807.
- Shigetomi, S., Ikari, T., Nakashima, H., 1993. Electrical characteristics of layer semiconductor p-GaSe doped with Cd, of *Applied Physics*, 73 (9): 4686-4688.
- Shigetomi, S., Ikari, T., Nakashima, H., 2000. Electrical properties of p- and n-GaSe doped with As and Ge, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39, 5083-5084.
- Shigetomi, S., Ikari, T., Nakashima, H., 2001. Annealing Behaviour of Layered Semiconductor p-GaSe Single Crystal, *Phys. Stat. Sol. (a)*, 185 (2): 341-348.
- Shigetomi, S., Ikari, T., Nakashima, H., 2004. Characterization of phosphorus in layer semiconductor GaSe, *Journal of Luminescence*, 79, 79-84.
- Shih, I., Champness, C. H., Shahidi, A. V., 1986. Growth by directional freezing of CuInSe_2 and diffused homo junctions in bulk material. *Solar Cells*, 16(1-4), 27-41.
- Siqueira, M. C., Maia, R. N. A., Araujo, R. M. T., Machado, K. D., Stolf, S. F., Lima, J. C. d, Poffo, C. M., 2014. Determination of thermal and photothermal properties of an amorphous GaSe_9 alloy, *Journal Of Applied Physics* 116, 083514.
- Steiner, T., 2004. Semiconductor Nanostructure for Optoelectronic Applications, Artech House Inc. P. 2,3.
- Şahin, Y., Demir, D., 2013. X-Işin spektroskopisi, Basım Yayın Yapım Reklam ve Turizm Hizm. Konya.
- Therhell, J. C. J. M., 1983. Polytypism in the III-VI Layer Compounds. *Prog. Cryst. Growth Charac. Mater.* 7, 55-110.
- Tung, R. T., 1992. Electron-Transport At Metal-Semiconductor Interfaces-General Theory. *Physical Review B*, 45 (23), 13509-13523.
- Tung, R. T., 2001. Recent advances in Schottky barrier concepts, *Materials Science and Engineering R* 35, 1-138.
- Ueno, k., Takeda, N., Sasaki, K., Koma, A., 1997. Investigation of the growth mechanism of layered semiconductor GaSe, *Applied Surface Science* 113/114, 38-42.
- Ugrul, M., 2010. Mühendislik İçin Malzeme , Temel Malzeme Bilimi.
- Ves, S., 1989. Effects of hydrostatic pressure on the fundamental absorption edge of TlGaSe_2 , *Physical Review B*, 40, 11, 7892.
- Voevodin, V. G., Voevodina, O. V., Bereznaya, S. A., Korotchenko, Z.V., Morozov, A. N., Sarkisov, S. Y., Fernelius, N. C., Goldstein J.T., 2004. Large single crystals of Gallium Selenide growing, doping by In and characterization, *Optical Materials* 26, 495–499.
- Wang, S., Liu, G., Shi, Q., Zhang, X., Zhang, X., 2014. Modified Bridgman growth and characterization of a novel mid-infrared transparent optical crystal LiGa_3Te_5 , *An international journal to further the chemical sciences*. Issue 53, Page 27634 to

28175.

- Wei, J.A., Zheng, L.L., Zhang, H., 2009. Suppression of melt convection in a Proposed Bridgman crystal growth system, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 3747–3756.
- Werner, J. H., Guttler, H.H., 1991. Barrier inhomogeneities at Schottky contacts. *J Appl Phys*; 69: 1522–1533.
- Yildirim, M., Gürbulak, B., Abay, B., Efeoglu, H., Tüzemen, S., Yoğurtçu, Y. K., 1996. Temperature dependence of galvanomagnetic properties for Er-doped and undoped n type InSe, *Journal of Applied Physics* 80, 4437.
- Yoğurtçu, Y., K., 2007. *katihal fiziği*, 2. Baskı, bizim büro basımevı yayıncılık, İstanbul.
- Yutaka, O., Tadao, T., Fumikazu, S., Atsushi, K., Jun-ichi, N., Tetsuo, S., Ken, S., 2008. Liquid-phase epitaxy of GaSe and potential application for wide frequency-tunable coherent terahertz-wave generation. *Journal of Crystal Growth*, 310, 1923–1928.
- Yüksek, M., Elmali, A., Karabulut, M., Mamedov, G.M., 2010. Nonlinear absorption in undoped and Ge doped layered GaSe semiconductor crystals, *Appl Phys B*, 98, 77–8.
- Zhang, C., Zhu, S., Zhao, B., Xie, L., Song, K., 2014. First-principles Study of the elastic, electronic and optical properties of ϵ -GaSe, *Layered semiconductor*, *Physica B* 436, 188–192.
- Zhu, C., Lei, Z., Song, L., Ma, T., Yang, C., 2015. Synthesis and growth of GaSe single crystals, *Journal of Crystal Growth* 42, 53–57.
- Zhu, S., Van Meirhaeghe, R., Detavernier, C., Cardon, F., Ru, G., Qu, X., Li, B., 2000. Barrier height inhomogeneities of epitaxial CoSi₂ Schottky contacts on n-Si (100) and (111). *Solid-state com.* 44, 663-671.
- Ziel, A., 1968, *Solid State Physical electronics* prentice-Hall engle Word cliffs, N.J. 2. edition.

ÖZGEÇMİŞ

İRAN, URUMİYEH doğumlu olan AFSOUN ASHKHASİ, İlk, orta ve lise eğitimini URUMİYEH'de tamamladı. URUMİYEH AZAD Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümünden mezun oldu. TAHRAN AZAD Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisansını tamamladı ve 2012 yılında Atatürk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim dalı Katıhal Fiziği Bilim Dalı'nda doktora yapmaya başladı ve halen öğrenimine devam etmektedir.

