

**Ge YARIİLETKEN NUMUNELERİNİN ELEKTRİKSEL
KARAKTERİZASYONU**

Ümran ÇOLAK

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**NİSAN 2006
ANKARA**

**Ge YARIİLETKEN NUMUNELERİNİN ELEKTRİKSEL
KARAKTERİZASYONU**

Ümran ÇOLAK

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**NİSAN 2006
ANKARA**

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

ÜMRAN ÇOLAK

**GERMANYUM YARIİLETKENİNDE SICAKLIK BAĞIMLI ELEKTRON
İLETİM ÖZELLİKLERİ**
(Yüksek Lisans Tezi)

Ümran Çolak

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**
Nisan 2006

ÖZET

Bu çalışmada germanyum yarıiletkenlerinin iletim özellikleri incelendi. Üç tip Ge numunenin manyetik alan bağımlı öz direnç ve Hall etkisi 35-350 sıcaklık aralığında yapıldı. Sıcaklık bağımlı öz direnç ölçümleri kuvvet modeli kullanılarak analiz edildi. İncelenen numuneler yüksek sıcaklık bölgesinde n-tipi elektriksel iletkenlik gösterirken düşük sıcaklık bölgesinde p-tipi elektriksel iletkenlik özelliği gösterdi. Öz direnç, Hall Mobilitesi ve taşıyıcı yoğunlukları araştırıldı. Manyetik alan bağımlı öz direnç ve Hall ölçümleri birbirleri ve literatürle karşılaştırıldı. Sıcaklık bağımlı bireysel bant parametreleri, E_g 'leri ve safsızlık bağlanma enerjileri hesaplandı.

Bilim Kodu : 202.1.147
Anahtar Kelimeler : Ge, Hall mobilitesi, Elektron iletim, X-ışını Kırınımı
Sayfa Adedi : 69
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Kemal ÇOLAKOĞLU

**THE TEMPERATURE DEPENDENT ELECTRON TRANSPORT IN Ge
(M. Sc. Thesis)**

Ümran ÇOLAK

**GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

April 2006

ABSTRACT

In this work, the transport properties of Ge semiconductors were investigated. Temperature dependent conductivity, Hall mobility measurement in Ge semiconductors were carried out at the temperature range 35-350 K. The studied samples show n-type electrical conductivity at high temperatures while they show n-type electrical conductivity at intermediate temperatures region. The activation energy and the band gap have been calculated from the temperature resistivity measurement.

Science Code	: 202.1.147
Key Words	: Ge, Hall Mobility, electron transport, X-Ray Diffraction
Page number	: 69
Adviser	: Prof. Dr. Kemal ÇOLAKOĞLU

TEŞEKKÜR

Tez çalışmalarım süresince değerli yardımlarını eksik etmeyerek, çalışmamın her aşamasında benimle bilgisini paylaşan, engin tecrübesi ve önerileri ile bana yol gösteren ve yönlendiren, her konuda ilgi ve desteğini eksik etmeyen çok değerli tez hocam Prof. Dr. Kemal ÇOLAKOĞLU'na en içten duygularıyla teşekkür ederim. Yine çalışmalarım boyunca yorumları ve önerileri ile bilgi ve tecrübelerinden yararlandığım her konuda ilgi ve desteklerini eksik etmeyen sayın hocalarım Doç. Dr. Mehmet KASAP ve Prof. Dr. Tofiq MAMMADOV'a teşekkür ederim.

Çalışmalarım boyunca madden ve manen desteğini esirgemeyen aileme ve çalışma arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Bu tez, 2001K120590 nolu proje ile DPT tarafından desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	xi
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xii
RESİMLERİN LİSTESİ	xiv
SİMGELER VE KISALTMALAR	xv
1. GİRİŞ	1
2. BANT YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ	5
2.1 Kristal Band	4
2.2. Band Yapısı	7
2.3. Elektron Etkin Kütlesi	9
2.4. Yasak Enerji Aralığının ve Etkin Kütlenin Sıcaklığa Bağlı Değişimi	10
2.5. Safsızlıkların Band Yapısına Etkisi	11
2.6. Materyal Parametreleri	14
3. DÜŞÜK ALAN İLETİM TEORİSİ VE İLETİM MEKANİZMALARI	15
3.1. Giriş	15
3.2. Elektron Saçılması, Sürüklenme Hızı ve Mobilitesi	15
3.3. Elektrikel İletkenlik	17
3.4. Saçılma Mekanizmaları	19

Sayfa

3.4.1. Bozulmuş potansiyel saçılması	19
3.4.2. Piezoelektrik potansiyel saçılma mekanizması	19
3.4.3. Polar optik fonon saçılma mekanizması	20
3.4.4. Polar olmayan optik fonon saçılması	20
3.4.5. Yüklü safsızlık saçılma mekanizması	21
3.4.6. Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması	22
3.4.7. Dislokasyon saçılması	22
4. X-IŞINI DİFRAKTOMETRESİ	24
4.1. Genel Olarak Difraktometre Geometrisi	24
4.2. Difraktometre Çemberi	26
4.3. X-Işını Difraktometresinin Bileşenleri	26
4.3.1. X-Işınları kaynağı	26
4.3.2. Optik sistem	28
4.3.3. Numune	31
4.4. X-Işınlарının Tespit Edilmesi ve Şiddetinin Ölçülmesi	32
4.4.1. Flouresan ekranlar	32
4.4.2. Fotoğraf filmleri	32
4.4.3. Sayaçlar	32
4.5. Standart X-Işınları Kırınım Desenlerinin İncelenmesi	33
4.6. X-Işını Güvenliği (Emniyet)	36
5. MATERYAL VE METHOD	37
5.1. Kullanılan X-Işını Difraktometresinin Bazı Özellikleri	37

Sayfa

5.2. Kullanılan Numune ve Hazırlık Aşamaları	40
5.3. Numunelerin Kırınım Desenlerinin Alınması.....	40
5.3.1. A numunelerin x-ışınları kırınım desenleri	40
5.3.2. B numunesinin x- ışınları kırınım desenleri.....	42
5.3.3. Saf germanyum numunesinin x- ışınları kırınım desenleri.....	42
6. DENEY SETİ VE DENEYSEL TEKNİKLER.....	44
6.1.Giriş	44
6.2.Numune Hazırlama ve Kontak Üretimi.....	44
6.3.Özdirenç Ölçümleri	46
6.4.Hall Etkisi Ölçümleri.....	47
6.5. Hall ölçüm sistemi.....	49
7. DENEY SETİ VE DENEYSEL TEKNİKLER.....	51
7.1. Giriş	51
7.2. Germanyum Yarıiletkenlerinde Özdirencin Sıcaklığa Bağlı Değişimi.....	51
7.2.1. A numunesinin özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi.....	51
7.2.2. B numunesinin özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi	53
7.2.3. Saf germanyum numunesinin özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi.....	55
7.3. Germanyum yarıiletkenlerinde Hall Taşıyıcı Yoğunluğunun ve Hall Mobilitesinin Sıcaklığa Bağlı Değişimi	56
7.3.1. A germanyum yarıiletkeninde hall taşıyıcı yoğunluğunun ve hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	57
7.3.2. B germanyum yarıiletkenlerinde hall taşıyıcı yoğunluğunun ve hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	60

Sayfa

7.3.3. N-tipi germanyum yarıiletkenlerinde hall taşıyıcı yoğunluğunun ve hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi	61
8.SONUÇ VE TARTIŞMA.....	64
KAYNAKLAR.....	66
ÖZGEÇMİŞ	69

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. Ge ait temel parametreler	14
Çizelge 4.1. X-ışını tüplerinde yaygın olarak kullanılan hedef element uygun filtreler	30

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Elmas yapıda birim hücre	5
Şekil 2.2. Germanyum atomunun basitçe gösterimi	6
Şekil 2.3. Saf Ge yarıiletken numunelerin band yapısı ve yasak enerji band aralıkları	9
Şekil 3.1. n-tipi yarıiletken için donör safsızlıkların	17
Şekil 4.1. X-Işınları difraktometresinin geometrisi	25
Şekil 4.2. Difraktometrenin şematik gösterimi ile ω, ϕ, ψ eksenleri	26
Şekil 4.3. Yarıkların yerleşimi	28
Şekil 4.4. X-Işınının süzülmesi a) Süzme öncesi b) Süzme sonrası	30
Şekil 5.3. A nolu numunenin x-ışınları kırınım deseni	41
Şekil 5.4. B nolu numunenin x-ışınları kırınım deseni	42
Şekil 5.5. Saf germanyum numunenin x-ışınları kırınım deseni	42
Şekil 6.1. Cam kontak fırını	45
Şekil 6.2. Direnç ve Hall Mobilitesi ölçümleri şeması	49
Şekil 6.3. Hall etkisi ölçümsistemi	50
Şekil 7.1. A numunesinin öz direncinin sıcaklığa bağlı değişimi	52
Şekil 7.2. A numunesinin $\ln(\rho)$ -T bağlı değişimi	53
Şekil 7.3. B numunesinin öz direncinin sıcaklığa bağlı değişimi	54
Şekil 7.4. B numunesinin $\ln(\rho)$ -T bağlı değişimi	54
Şekil 7.5. n-tipi germanyum numunesinin öz direncinin sıcaklığa bağlı değişimi	55

Şekil	Sayfa
Şekil 7.7. A numunesinin taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi.....	59
Şekil 7.8. A numunesinin mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	59
Şekil 7.9. B numunesinin taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi.....	61
Şekil 7.10. B numunesinin mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	61
Şekil 7.11. n-tipi numunenin taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi.....	62
Şekil 7.12. n-tipi numunenin mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	63

RESİMLERİN LİSTESİ

Resim	Sayfa
Resim 5.1. Kullanılan difraktometrenin genel görünümü.....	39
Resim 5.2. Kullanılan difraktometrenin içten görünümü.....	40

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
ρ	Özdirenç
σ	İletkenlik
μ	Mobilite
μ_L	L vadisine ait elektronlar için mobilite
μ_Γ	Γ vadisine ait elektron için mobilite
p	Deşik yoğunluğu
n	Elektron yoğunluğu
n_i	Hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğu
$n_{i,e}$	Etkin hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğu
N_C	İletim band etkin durumlar yoğunluğu
N_v	Valans band etkin durumlar yoğunluğu
E_G	Yasak enerji aralığı
E_D	Safsızlık bağlanma enerjisi
R_H	Hall katsayısı
c	Işık Hızı
d	İki Düzlem Arasındaki Mesafe
E	Elektronun Enerjisi
f	Atomik Saçılma Faktörü
Φ	Faz Farkı
h	Planck Sabiti
λ	Dalga boyu
θ	Düzlemler Arasındaki Aç

1. GİRİŞ

Germanyum, elektrik özelliklerine sahip gümüş grisi rengin de metalik görünümlü bir element. Yine germanyum, yumuşak katranlı mâden kömürünün yakılması sırasında yan ürün olarak elde edilir.

Özellikleri: Sembolü Ge'dir. Yarımetalik, yâni metal ile ametaller arasında özellikler gösterir. Peryodik cetvelde dördüncü grupta olup, silisyum ve kalay arasında bulunur. Germanyum (+2) ve (+4) değerliklerini alır. Elmas atomuna benzer kristalleşme gösterir[1]. Atom numarası 32 ve atom ağırlığı 72,59'dur. Kütle numaraları 70 ile 76 arasında değişen 5 tâne kararlı, yine kütleleri 65 ile 78 arasında değişen ve yarılanma süreleri nisbeten kısa olan 9 tâne radyoaktif izotopu vardır. Erime noktası 937°C ve kaynama noktası 2800°C'dir. Atmosferik şartlarda gâyet karardır. 600-700°C' de havada oksitlenir. Halojenlerle şiddetli reaksiyon verir. Yoğunluğu 5,323 g/cm³ tür. Nitrat ve derişik sülfat asidinde çözünür [1].

Bulunuşu ve elde edilişi: 1871'de D.I.Mendeleyev mevcûdiyetini tahmin etmiştir. 1886'da C.Winkler, sülfütlü mineral argiroditi analiz ederek, şimdiye kadar rastlamadığı bir element elde etti. Memleketine izâfeten germanyum adını verdi. Germanyum nâdir elementlerden olup, yer kabuğunda % 0,004-0,0007 oranında bulunur. Yer kabuğunda yoğun olarak bulunmadığından, germanyumun elde edilmesi oldukça zordur. Yer kabuğunda bulunan elementlerin miktar olarak otuz altıncısıdır. Hiçbir zaman serbest halde bulunmaz. Germanyum, argirodit (4AgS GeS₂) mineralinde % 6-7, germanit (7CuS.FeS.GeS) mineralinde % 8,7, renierit mineralinde ise % 5-7 oranında bulunur. Son iki mineral en çok Afrika'da bulunur.

Germanyum, çinkonun saflaştırılması sırasında yan ürün olarak elde edilir. Burada elde edilen germanyum sülfür (GeS₂) hidrojen veya karbon ile indirgenir [2].

Bileşikleri: İki tâne önemli bileşiği vardır:

1) Germanyum tetraklorür (GeCl₄): Germanyumun klorgazı ile yakılmasından elde

edilir. Karbon tetraklorüre benzeyen bir sıvıdır.

- 2) Germanyum -4-oksit (GeO_2) olup, yüksek sıcaklıkta germanyumun oksitlenmesiyle elde edilir. Germanyumun birçok organik bileşikleri yapılmıştır.

Kullanılışı: Germanyum 1945'ten itibaren çok önem kazanmaya başladı. Yarımetal olan germanyum, yarı iletkendir. Yâni elektriksel iletkenliği metal ile ametaller arasındadır. Saf germanyum, düşük sıcaklıklarda yalıtkan, oda sıcaklığında zayıf iletken gibi hareket eder. Bu özelliklerinden dolayı elektronik sanayi için önemli elementtir. Germanyumlu âletler, vakum tüplerinin yerini aldı. Germanyum ile transistörlü âletler yaygın kullanma alanı bulmuştur. Diyotlarda kullanılır. Transistör ve diyotlar, basit ve uzun ömürlü âletler olup, düşük güç kullanırlar ve az ısı yayarlar. Isıtılacak bir flaman olmadığı için, hemen devreye girerler. Germanyum 1960'ların sonuna doğru gâyeye en uygun ve ucuz olduğu için radyo ve diğer ses iletim cihazlarında, yüksek voltaj ve yüksek güç kapasitesine sâhip olduğundan da televizyon ve bilgisayarlarda kullanılmaya başlanılmıştır.

Germanyum diyotları ince disk şeklinde ve çok ince telden ibârettir. Bunlar birbirlerine birleştirilir. Bir plastik içine konularak ısı ve nemden korunur. Bu bütün düzen bir mısır tanesi büyüklüğündedir. Transistörlerin, ısıtma cihazları gibi cihazlarda çok faydalı oldukları ortaya konmuştur. Bilgisayarlarla transistörlerin kullanılması basitleşmiş, aynı zamanda yaygınlaşmıştır.

Germanyum normal ışığa karşı şeffaf olmadığı hâlde, kızılötesi ışınlar karşı şeffaftır. Yüksek kırılma indisine sâhip olan germanyum, optik elemanların yapılmasında kullanılır. Camlarda silisyum muhtevâsı, kısmen veya tamâmen germanyum dioksitle değiştirilerek, optik aletlerin özelliklerini değiştirmek mümkündür[2].

Yüksek kırılma indisine sahip camlar, büyük açı kamera merkezlerinde, mikroskop objektiflerinde kullanılır. Germanyumlu camların kimyâsal dirençleri de yüksektir. Isı şoklarına karşı dayanıklıdır. 400°C 'nin altında yumuşamazlar; erime dereceleri

yaklaşık 1500°C civârındadır. Kimyâsal davranışları karbonunkine benzer. Bu sebeple organik bileşikleri, bir seri araştırma konusu olmuştur. Germanyumun, su gibi, donma noktası altında hacmi genişler. Alaşımlarında da bu özellik görülür.

Bu yarıiletkenlerin kullanım alanları şöyle sıralanabilir:

- Fosfor ve flüoresans lambalarda
- Yarıiletken yapısı nedeniyle birçok sektörde
- Germanyum ve germanyum oksit kızılötesi ışığa karşı şeffaf olduğundan infrared detektörde, kızılötesi spektroskopilerinde,
- Optik özellikleri nedeniyle geniş açılı kamera merceklerinde, projejektörlerde ve mikroskop merceklerinde,
- Germanyum transistörler elektro gitarlarda kullanılmaktadır.

Bu çalışmada kullanılan Ge, indirekt bant yasak enerji aralığına sahiptir. ($E_g=0,67$ eV). Ge yarıiletkeni yüksek elektron mobilitesine ve düşük etkin elektron kütlesine sahip bir yarıiletkendir. Bu nedenle uzun dalga boylu optik araçların ve yüksek frekanslı elektronik araçların üretilmesinde kullanılmaktadır. Ge yarıiletkeni II-IV grup yarıiletken materyalleri arasında yüksek mobiliteye sahip yarıiletkendir. Yüksek mobilitesi sebebiyle HFET (Heterojunction Field Effect Transistor) teknolojisinde etkin şekilde kullanılır (Örneğin, InAs| AlSb| GaSb HFET yapısında p-kanalı olarak kullanılmıştır). Ge, düşük enerji aralıklı uzun dalga boylu laser kaynakları ve orta şiddetli infrared dedektörleri için oldukça uygun bir yarıiletkendir [3].

Yukarıda anlatılanlara dayanılarak Ge yarıiletkeninin iletim özellikleri ve mobilitesinin saçılma işlemi son 100 yılın önemli araştırma konularındandır. Bu ölçümlerden elde edilen sonuçlar kullanılarak tekli bant iletkenliğine sahip yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunluğu, mobilite, bant genişliği, safsızlık aktivasyon enerjisi başarıyla belirlenebilir. Karma iletkenlik durumunda tüm taşıyıcıların aynı sürüklenme hızına sahip olduğu ve taşıyıcı mobilitesinin azınlık taşıyıcı mobilitesi ile

aynı olduğu kabul edilerek bu ölçümler birçok kez tekrarlandığında sistematik hatalar ihmal edilebilir. Bu ölçümler; elektron ve deşiklerin bireysel parametrelerinin (mobilité ve taşıyıcı yoğunluğu) eş zamanlı olarak belirlenmesine izin verir [4].

Bu tez çalışmasında Ge yarıiletken numunelerini 15 K adımlarla 350 K- 35 K arasında sıcaklığa ve 500 Gauss adımlarla 0-15000 G arasında manyetik alana bağı olarak özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri yapılmıştır.

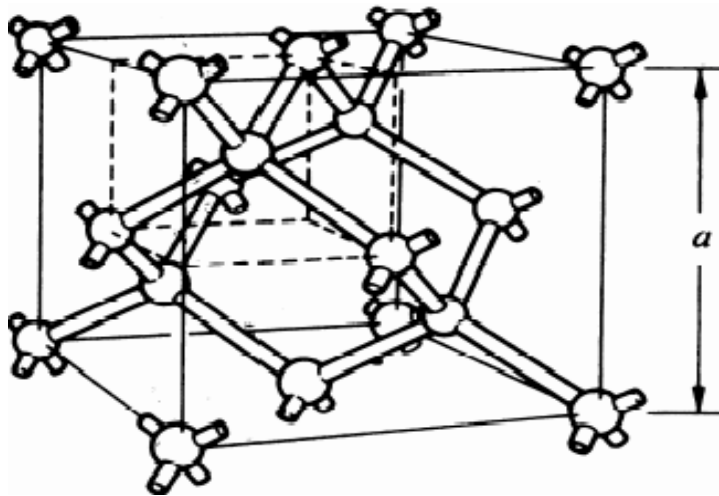
Bu tez çalışması aşağıda verildiğı gibi düzenlenmiştir. Birinci bölümde çalışmanın girişı verilmiştir. İkinci bölümde Ge yarıiletkeninin bant yapısı ve materyal parametreleri verilmiştir. Üçüncü bölümde düşük alan elektron iletim teorisi ve iletim mekanizmaları gözden geçirilmiştir. Dördüncü bölümde XRD ölçüm ve analiz teknikleri deney düzeneğı hakkında bilgi verilmiştir. Beşinci bölümde XRD ve XPS ölçüm ve analiz teknikleriyle numunelerin terkip analizleri yapılmıştır. Altıncı bölümde kullanılan Hall ölçüm ve analiz teknikleriyle deney seti hakkında bilgi verilmiştir. Yedinci bölümde Hall etkisi ölçümlerinden elde edilen deneysel sonuçlar tartışılmıştır.

2. BAND YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ

2.1.Kristal Yapı

Yarıiletkenler, oldukça farklı kimyasal ve fiziksel özelliklere sahip çok sayıda maddeyi içine alır. Bu maddeler, elementleri periyodik cetvellerindeki konumuna bağlı olarak, benzer davranışlı gruplara ayrılırlar. En iyi bilinen yarıiletkenler; periyodik cetvelin IV sütunundaki C (elmas), Si, Ge ve alfa-Sn'nin oluşturduğu yarıiletkenlerdir. Burada band yapısı ve özellikleri ile Ge yarıiletkeninin temel parametreleri verildi.

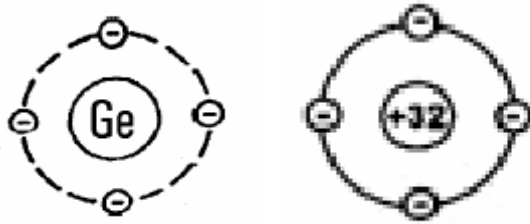
Yarıiletkenlerin iletim özellikleri, enerji band yapılarına ve kristal yapılarına sıkıca bağlıdır [5]. Bu nedenle öncelikle II-IV grup yarıiletkenlerin kristal yapıları ve özellikleri bilinmelidir. Ge gibi II-IV grup yarıiletkenlerinin çoğu Şekil 2.1'de verildiği gibi elmas yapıda kristalleşirler. Germanyum atomunda 32 elektron (K kabuğunda 2, L kabuğunda 8, M kabuğunda 18 ve N kabuğunda 4 elektron) bulunur. Elektronik ile ilgili anlatımlarda germanyumun sadece en son yörüngesindeki dört elektrondan bahsedildiğinden, bu atomun iç yapısı basit olarak Şekil 2.2'deki gibi gösterilmiştir.



Şekil 2.1. Elmas yapıda birim hücre

Atomların sadece en dış yörüngesinde bulunan elektronlarda elektriksel olaylar meydana geldiğinden, anlatımlarda yalnızca "en dış" yörüngeden söz edilir. Diğer yörüngelerdeki (iç yörüngeler) elektronlar çekirdek tarafından çok sıkı olarak çekildiklerinden bulundukları yörüngeden ayrılamazlar.

Kristal yapıya sahip olamayan maddelerin elektronları kendi atom çekirdeği etrafında döner. Ancak germanyum kristal yapıya sahip maddelerin son yörünge (valans) elektronları, komşu atomların her bir valans elektronlarıyla adeta bağlıymış gibi birlikte dönerler. Bunlara "ortak valans çiftleri" denir. Komşu atomlar arasındaki ortak valans bağları, atomlar arasında bir çekme kuvveti yaratır. Ancak komşu atom çekirdeklerindeki artı (+) yükler arasındaki itme kuvvetleri, bu çekim gücüne karşı koyar. Bu sayede kristal madde içinde elektriksel denge kurulur[5].



Şekil 2.2 Germanyum atomunun basitçe gösterimi

Germanyum kristaline, Al, Ga, In gibi 3 valans elektronlu bir katkı maddesi ilave edildiğinde bunların atomları kafes(örgü) sistemde bir yer alarak kovalent bağ oluşturacaktır. Kovalent bağda her bir atom bir elektronu en yakın komşuyla paylaşarak kuvvetli bir bağ oluşturur. Ancak dış yörüngedeki elektron sayısının üç olması nedeniyle kovalent bağ oluşturabilmek için komşu atomlardan birinin elektronunu almak isteyecektir. Bir elektronunu kaybeden komşu germanyum atomunda deşik oluşacaktır.

Germanyum kristaline beş valans elektronlu P, As gibi katkı maddelerinden biri ilâve edilirse bunların atomları etrafındaki germanyum atomları ile kovalent bağ oluştururlar. Burada arsenik 5 valans elektronlu olduğundan ancak dört elektronu

komşu germanyum atomlarıyla kovalent bağ oluşturmaktadır. Beşinci elektron ise çekirdeğin pozitif çekme kuvvetinin etkisi altında zayıf olarak atoma bağlı kalmaktadır. Bu elektron en ufak bir enerji etkisi halinde serbest hale geçebilir [5].

Elmas yapısı nisbeten boş demektir. Bu yapı tüm atomların aynı olduğu elmas yapıyla özdeştir. Böylece her bir atom diğer atomlar tarafından oluşturulan düzgün dörtyüzlünün merkezinde kalır.

2.2. Band Yapısı

Katıların band yapısı genelde Schrodinger denkleminin çözümüyle elde edilir. Band yapısı birinci Brillouin bölgesinde elektron enerjisi E 'nin dalga vektörü $\vec{k}$ ya karşılık grafiği ile verilir. Katıların enerji bandları çeşitli nümerik metotlarla hesaplanır. Yarıiletkenler için en çok kullanılan metotlar; Ortogonalize düzlem dalga metodu (OPW) Allen [6], sahte potansiyel metot Phillips [7] ve $\vec{k} \cdot \vec{p}$ metodu Chelikowsky ve Cohen [8] dur.

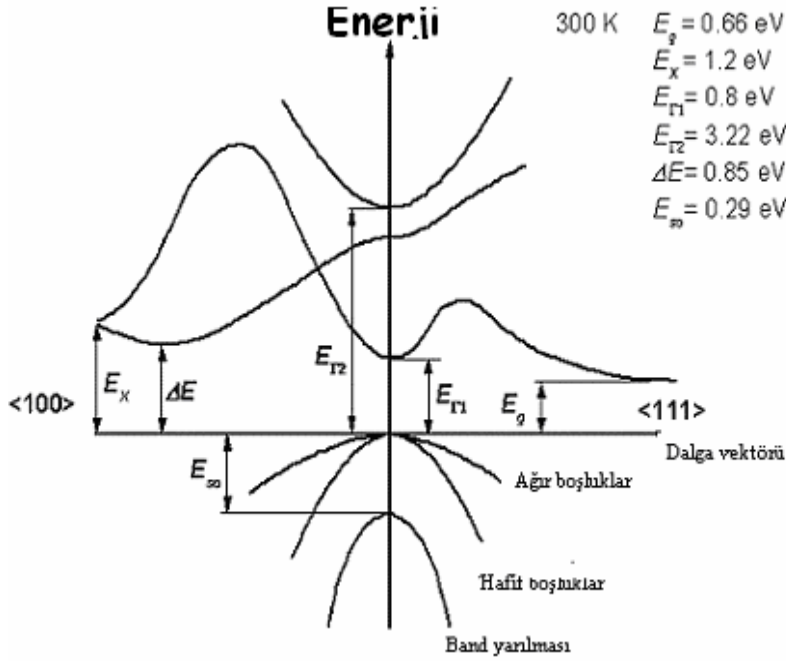
Bir katının valans bandı ya tamamen elektronlarla doludur ya da banda elektron yerleşebilecek çok az sayıda boşluk vardır. Valans banda bir elektronun yerleşebileceği bu boşluklara deşik (hole) denir. Herhangi bir uyarma ile yasak enerji aralığını aşarak valans bandından, iletkenlik bandına geçen elektronun yerinde bir deşik kalır. Bu deşik valans bandındaki başka bir elektronla doldurulursa, o elektronun yerinde yeni bir deşik oluşur. Bu durumda valans bandında bir elektronun bir deşiği dolduracak şekilde yer değiştirmesi, sanki elektron yerine deşik hareket ediyormuş gibi düşünebiliriz. Böylece valans bandaki elektron yer değişimleri, deşik hareketi olarak kabul edilir. Buna göre; bir katıda elektriksel iletkenlik, iletkenlik bandında elektronlarla, valans bandında deşiklerle sağlanır.

Kristal örgünün periyodikliği nedeniyle bir yarıiletken, izinli ve yasaklanmış enerji bölgelerine sahiptir. Yasak enerji aralığı yarıiletkenlerin birçok özelliğini tanımlamakta kullanılan önemli bir parametredir. İzinli enerji bölgeleri yasak bandın

altında ve üstünde yerleşir. Yasak bandın altında kalan ve bağlı elektronların oluşturduğu enerji bölgesi valans bandı ve üstünde kalan serbest elektronların oluşturduğu enerji bölgesi iletkenlik bandı olarak adlandırılır.

Bütün II-IV grup yarıiletkenler benzer band yapılarına sahiptir. Önemli yarıiletkenlerin band yapıları Chelikowsky and Cohen tarafından verilmiştir [8] II-IV grup yarıiletkenlerin band yapısı Şekil 2.2’de, Ge’un band yapısı ise Şekil 2.3’te verilmiştir.

Band yapısı kristal simetrisinin temel bir fonksiyonudur. Γ , X , ve L Brillouin bölgelerindeki önemli simetri noktalarıdır. Band yapılarının en belirleyici özelliği valans ve iletkenlik bandlarının konumudur. Eğer Brillouin bölgesinde, valans bandının tepesi ve iletkenlik bandının tabanı aynı noktada oluşursa (Γ) yarıiletken direkt yarıiletken, aynı noktada oluşmazsa indirekt yarıiletken olarak adlandırılır. Bu nedenle Brillouin bölgesinin merkezindeki Γ noktası direkt yarıiletkenler için en önemli noktadır. Düşük alan iletimi hesaplamalarında genellikle valans bandının tepesi ile iletkenlik bandı tabanının göz önüne alınması yeterli olmaktadır. Ancak Ge yarıiletkeni indirekt bir yarıiletkendir. Dolayısıyla iletkenlik bandının en düşük minimumu (Γ noktasında) ile valans bandı maksimumu aynı doğrultuda değildir. Bu noktalar yarıiletkenin gözlenebilir özelliklerinin belirlenmesinde etkin bir rol üstlenmektedir. Bunun yanı sıra X ve L noktaları düşük alan iletim hesaplamalarında önemsiz bir rol üstlenmelerine rağmen yüksek basınç ve yüksek sıcaklıklara bağlı yüksek alan elektron iletim hesaplarında önemli rol oynamaktadırlar.



Şekil 2.3. Chelikowsky and Cohen tarafından verilen II-IV grup yarıiletkenlere ait enerji band diyagramı [8]

2.3. Elektronun Etkin Kütlesi

Yarıiletkenlerin iletim özelliklerinin doğru analiz edilebilmesi için iletkenlik bandının tabanında ve valans bandının tepesinde, özellikle Γ noktasında, band yapı parametrelerinin detaylı bilgisine ihtiyaç vardır. Elektronun etkin kütlesi taşıyıcı mobilitesine ve $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisiyle de yasak enerji aralığına bağlıdır. $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisi iletkenlik bandının yapısını ve etkin kütlenin hesaplanmasında kullanılan yaygın bir metottur [9,10] $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisine göre $\vec{k} = 0$ da elektron etkin kütlesi Herman ve Weisbuch tarafından

$$\frac{m_0}{m^*} - 1 = \frac{E_p}{3} \left[\frac{2}{E_{g(0)}} + \frac{2}{E_{g(0)} + \Delta_0} \right] - \frac{E'_p}{3} \left[\frac{2}{E(\Gamma_8^c) - E_{g(0)}} + \frac{1}{E(\Gamma_7^c) - E_{g(0)}} \right] + C \quad (2.1)$$

olarak verilir. Eş. 2.1'de E_p , s iletim bandı p valans bandı arasındaki etkileşimi tanımlayan momentum matris elemanı ve E'_p , s iletim bandı ile en yakın komşusu

olan p iletim bandı arasındaki etkileşmeyi temsil eden momentum matris elemanı. $E_{g(0)}$, 0 K yasak enerji aralığı ve Δ_0 valans band spin-yörünge yarılmadır. m_0 serbest elektron kütlesi ve m^* ise etkin kütledir. C , s iletim bandı ile bütün yüksek bandların etkileşimlerinin hesaplanmasını içeren düzeltme terimidir. Bu eşitlikte sadece E_p 'li terimi dikkate almak yeterlidir, çünkü E_p teriminin paydası E_p teriminden daha büyüktür ve E_p li terim ihmal edilebilir. Bununla birlikte Herman ve Weisbuch, E_p 'nin E_p den çok küçük olduğunu göstermişlerdir. Böylece etkin kütle, direkt yasak band $E_{g(0)}$, momentum matris elemanı E_p ve spin yörünge yarılması Δ_0 'ın bilinmesiyle Eş. 2.1'den hesaplanabilir. Bu eşitlikten anlaşılabacağı gibi, yasak enerji aralığı küçük olan materyaller küçük etkin kütlelere sahip olacaklardır.

2.4. Yasak Enerji Aralığının (E_g) ve Etkin Kütlenin (m^*) Sıcaklığa Bağlı Değişimi

Eş. 2.1 ile verilen $\vec{k}, \vec{p}$ teorisi sadece 0 K'de geçerlidir. Bununla birlikte ısısal genleşmeler ve sıcaklık bağlı elektron-fonon etkileşimleri nedeniyle yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişmesi beklenir. Böylece yasak enerji aralığındaki değişiklikler nedeniyle etkin kütle de sıcaklıkla değişir. Yarıiletkenlerde yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi Varshni tarafından aşağıdaki ampirik ifade ile verilmiştir [11].

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2.2)$$

Burada $E_{g(0)}$, 0 K yasak enerji aralığı, α ve β ısısal genleşme sabitleridir. $E_{g(0)}$, α ve β değerleri Ge için Çizelge 2,1'de verilmiştir. Bu denklemden hesaplanan sıcaklığa bağlı yasak enerji aralığı deneysel sonuçlarla uyumludur [12,13] Eş. 2.2 ile verilen yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi, Eşitlik 2.1'de kullanılması ile etkin kütlenin sıcaklığa bağlı değişimi bulunur. Bu yöntemle hesaplanan etkin kütlenin sıcaklığa bağlı değişiminin deneyle uyumlu olduğu gözlenmiştir [13].

Çizelge 2.1’de verilen ısı genleşme katsayıları (α ve β) Ge için Eş. 2.2’de kullanıldığında yasak enerji aralığı için

$$E_g = 0,744 - 4,8 \times 10^{-4} \frac{T^2}{T + 235} \text{ (eV)} \quad (2.3)$$

yazılabilir.

2.5. Safsızlıkların Band Yapısına Etkisi

Yukarıda kısaca kristal yapı ve band yapısı verilirken mükemmel kristal yapı dikkate alındı. Ancak gerçekte mükemmel bir kristal yapı mümkün değildir. Giriş bölümünde kısaca bahsedildiği gibi bütün yarıiletkenler yabancı atom ve kristal bozuklukları ihtiva edebilirler. Yabancı atom ihtiva eden katkılı materyaller çok az katkılı, orta derecede ve çok katkılanmış materyaller olarak sınıflandırılabilirler. Katkı atomları yasak enerji aralığında izinli enerji seviyeleri meydana getirirler. Böyle seviyeler katkı durumuna göre yasak enerji aralığında sığ veya derin enerji seviyeleri olarak adlandırılırlar. Bu seviyeler verici atomlar için iletim bandından ve alıcı atomlar için valans bandından iyonlaşma enerjisi ile ayrılmıştır. Alıcı atomlar için ortaya çıkan seviye alıcı seviye (genellikle valans banda yakındır), verici atomlar için ortaya çıkan enerji seviyesi verici seviyesi (genellikle iletkenlik bandına yakındır) olarak adlandırılırlar [15]. Burada önemli olan böyle seviyelerin sıcaklıkla enerjilerinin ve doldurulabilme ihtimallerinin değişmesidir.

Yasak enerji aralığı ile kıyaslandığında oldukça düşük enerjili sığ safsızlık seviyelerin iyonlaşma enerjisi (E_d) basitçe hidrojen atomu için Bohr modeli kullanılarak hesaplanabilir. Hidrojen atomunun iyonlaşma enerjisi

$$E_{IH} = m_0 \frac{e^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 h^2} \quad (2.5)$$

ile verilir. Bu denklemde ε_0 boş uzayın elektrik geçirgenliğidir. Verici seviyelerin iyonlaşma enerjisi Bohr modeli terimlerinde

$$E_d = \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_s} \right)^2 \frac{m^*}{m_0} E_{IH} \quad (2.6)$$

olarak verilir. Burada m^* yarıiletken için elektron etkin kütlesi ve ε_s dielektrik sabitidir. Düşük sıcaklıklarda taşıyıcı yoğunluğunun $1/T$ ' ye karşı grafiğinden elde edilen eğim safsızlık iyonlaşma enerjisine eşdeğerdir. Eş. 2.6 ile verilen safsızlık iyonizasyon enerjisi, düşük katkı yoğunluklarında geçerlidir. Yarıiletkenleri katkı yoğunluğuna göre 3 gruba ayrılır demiştik. Bunlar, $1 \gg a_B^3 N_I$ çok az katkı, orta derecede katkı $1 > a_B^3 N_I$ ve çok katkı $1 \leq a_B^3 N_I$, N_I safsızlık yoğunluğu ve a_B ise Bohr yarıçapıdır. Yüksek katkı yoğunluklarında safsızlık atomlarının dalga fonksiyonlarının üst üste binmesinin artması ve perdelenme etkilerinden dolayı safsızlık iyonlaşma enerjisi azalır. Kristal bozuklukları ve katkı safsızlıkları, enerji seviyeleri sıg seviyelere göre kıyaslandığında yüksek olan ve yasak enerji aralığının orta kesimlerinde safsızlık seviyeleri üretebilirler. Bu seviyeler derin safsızlık seviyeleri olarak adlandırılır. Böyle seviyeler yüksek sıcaklıklarda bile elektron tuzakları ve saçılma merkezleri gibi davrandıklarından yarıiletkenin elektronik yapısında oldukça etkindirler.

Sıg seviyelerin aksine derin safsızlık seviyelerinin enerjileri basit Bohr modelinden hesaplanamaz. Bu seviyelerin iyonlaşma enerjileri hesaplanırken s , p ve d bantlarından gelen katkılar dikkate alınmalıdır.

Isıl denge durumundaki katkılı bir yarıiletkende tek tip sıg verici safsızlık durumunda düşük sıcaklıklarda taşıyıcı yoğunluğu $\exp(-E_g / 2kT)$ ve yüksek sıcaklıklarda $\exp(-E_d / kT)$ ile orantılı olup genel ifadesi

$$\frac{n(n + N_a)}{N_d - N_a - n} = \frac{N_c}{g_d} \exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right) \quad (2.7)$$

ile verilir. N_d verici safsızlık yoğunluğu, N_a alıcı safsızlık yoğunluğu, N_c iletim bandındaki etkin durum yoğunluğu ve g_d verici seviyesinin spin bozunmasıdır.

Katkısız (hakiki) yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi hemen hemen yasak enerji aralığının ortasında kalır. Katkı yoğunluğu arttıkça Fermi seviyesi n tipi yarıiletkenlerde iletkenlik bandına, p tipi yarıiletkenlerde valans bandına yaklaşır. Aynı zamanda katkılı yarıiletkenlerde Fermi seviyesi sıcaklık arttıkça yasak enerji aralığının ortasına doğru yaklaşır.

2. 6. Materyal Parametreleri

Ge' ye ait temel parametreler Çizelge 2.1'de verilmiştir.

Çizelge 2.1. Ge'ye ait temel parametreler.

	Ge
Kristal yapısı	Elmas kübik
Örgü sabiti	5,6579060 Å°
1 cm ³ deki atom sayısı	4,42x10 ²²
Yoğunluk	5,3234 g /cm ⁻³
Dielektrik sabitleri(düşük)	16,3
Dielektrik sabitleri(yüksek frekans)	15.7
Elektronun etkin kütlesi m_e^*	1,64 m_e
Etkin (ağır) deşik kütlesi m_h^*	0,28 m_e
Etkin (hafif) deşik kütlesi m_h^*	0,05 m_0
Elektron yakınlığı	4,0 eV
Optik fonon enerjisi	0,037 eV
Yasak enerji aralığı	0,67 eV
İletim bandı etkin durumlar yoğunluğu	1,04x10 ¹⁸ cm ⁻³
Valans bandı etkin durumlar yoğunluğu	6,0x10 ¹⁸ cm ⁻³
E ₀ (eV)(T=0K)	0,813
α	4,8x10 ⁻⁴
β	235

3. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ VE İLETİM MEKANİZMALARI

3. 1. Giriş

Elektron iletim teorisi, düşük elektrik ve manyetik alan altında elektronların hareketlerinin tanımlanmasıyla ilgilidir. Bu bölümde düşük alan limitlerinde elektron saçılma teorisi özetle verilmiştir. Temel yaklaşım, teorinin uygulamalarını ve limitlerini vermektir. Matematiksel hesapların verilmesi amaçlanmamış ancak özellikle materyal karakterizasyonunda ve uygulamalarında kullanılan önemli metotlar dikkate alınmıştır. Yarıiletkenlerde iletim mekanizmaları ve en önemli saçılma mekanizmaları da bu bölümde verilmiştir.

3. 2. Elektron Saçılması, Sürüklenme Hızı ve Mobilitesi

Periyodik potansiyel alanı altında hareket eden elektronlar serbest elektronlar gibi davranırlar. Periyodik potansiyel sadece elektronların etkin kütlelerini değiştirir. Bununla beraber mükemmel periyodiklik gerçek kristalde mümkün değildir. Periyodik potansiyel iki yolla değişir. Birincisi, kusursuz bir kristalde atomların dizilişi periyodik olsa bile 0 K'den farklı bir sıcaklıkta atomlar her zaman denge konumu civarında ısısal titreşim hareketi yaparlar. Atomların ısısal titreşimleri kristalin periyodik doğasını etkiler.

İkincisi, tamamen saf bir kristal elde etmek mümkün değildir. Kristal büyütme esnasında çok dikkatli davranılsa bile yarıiletken kristallerde her zaman yabancı atomlar ve kristal bozuklukları bulunabilir. Bunların sonucu olarak da her hangi bir yarıiletken kristalde potansiyelin periyodikliği safsızlık atomları ve kristal kusurları ile bozulur.

Sonuç olarak yarıiletkendeki bir elektron, durumunu değiştirmeksizin uzun mesafeli hareket edemez. Bir elektron safsızlık atomuna, kristal kusurlarına yaklaştığında

veya ısısal uyarılmış kristal örgü ile etkileştiğinde durumunu değiştirir. Bu durum değişikliği saçılma mekanizması olarak ifade edilir.

Isısal dengede iletkenlik bandındaki bir elektronun enerjisi eş bölüşüm teoreminden elde edilir. Her bir elektron bir serbestlik derecesi başına $\frac{1}{2} kT$ lik bir enerjiye sahiptir. Saçılmalar sonucunda elektron üç boyutlu hareket edeceğinden üç serbestlik derecesine sahip olacaktır. Elektronlar iletkenlik bandında ortalama bir ısısal enerji ile rasgele üç boyutta hareket ederler. Böylece elektronun kinetik enerjisi

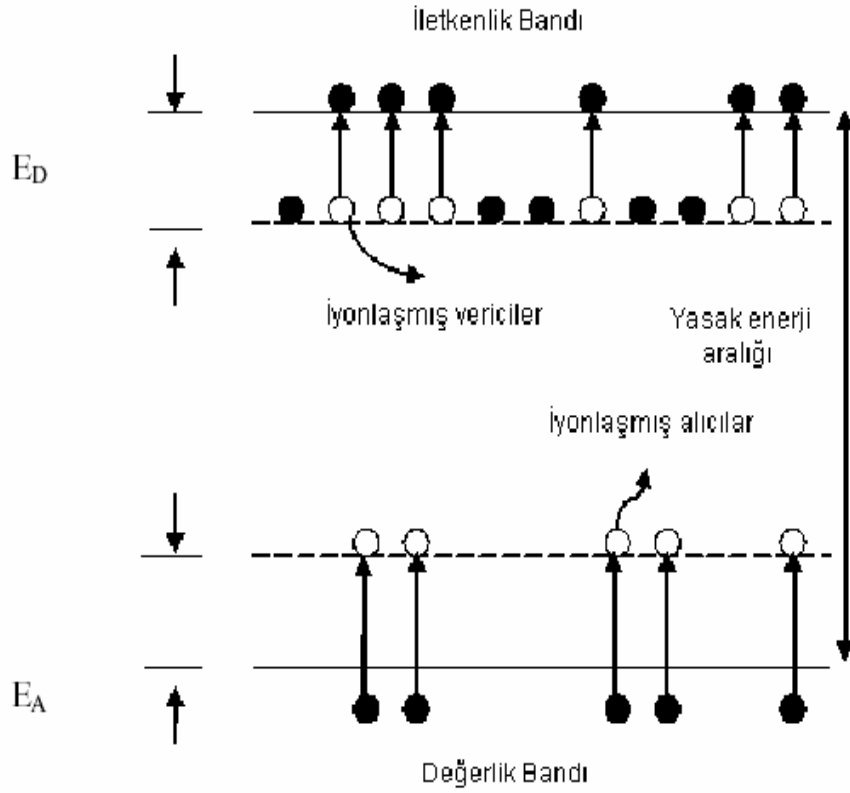
$$\frac{1}{2} m^* V_t^2 = \frac{3}{2} kT \quad (3.1)$$

ile verilir. Dışarıdan her hangi bir etki yokken, elektron çarpışmalar sonucunda net bir mesafe kaydedemez. Yarıiletken bir elektrik alan ($\mathbf{E} = E_x \mathbf{i}$) uygulandığında, her bir elektron $-eE_x$ kuvvetine maruz kalacak ve alan doğrultusunda zıt yönde ivmeleneyecektir. Böylece elektronun ısısal hızına ilave bir hız bileşeni daha eklenecektir. Bu ilave hız bileşeni sürüklenme hızı olarak adlandırılır. Sonuç olarak elektron çarpışmalarla alana zıt yönde net bir yol alacaktır. Elektrik alan vasıtasıyla elektronlara uygulanan momentumun elektronlar tarafından kazanılan momentuma eşit olması geçişinde sürüklenme hızı (V_d)

$$V_d = - \left[\frac{e \langle \tau_c \rangle}{m^*} \right] E_x \quad (3.2)$$

olarak bulunur, burada $\langle \tau_c \rangle$ çarpışmalar arası ortalama zaman (gevşeme zamanı). Bu eşitlik sürüklenme hızının elektrik alanla doğru orantılı olduğunu ifade eder. Yüksek alanlarda bu orantı geçerli değildir, bu oranın bozulduğu nokta düşük alan iletiminin sınırı olarak kabul edilir. Bu noktadaki hıza (saturated) sürüklenme hızı denir. Orantı çarpanı ortalama serbest zamana ve etkin kütleye bağlıdır ve elektron sürüklenme mobilitesi olarak adlandırılır:

$$\mu_n = \frac{e\langle\tau_c\rangle}{m_n^*} \quad (3.3)$$



Şekil 3.1. n-tipi yarıiletken için donör safsızlıklarının enerji seviyeleri ve p-tipi yarıiletken için alıcı safsızlık atomlarının enerji seviyelerinin şematik gösterimi

3.3. Elektriksel İletkenlik

Yarıiletkenden geçen $J = -en\langle V \rangle$ akım yoğunluğu ifadesinde Eş.3.3 ile verilen sürüklenme hızının kullanılmasıyla

$$J_x = \frac{e^2 n \langle \tau_c \rangle}{m^*} E_x = en\mu_n E_x \quad (3.4)$$

x-doğrultusundaki akım yoğunluğu elde edilir. Elektrik alanı ile akım yoğunluğu arasındaki orantı sabiti

$$\sigma = \frac{e^2 n \langle \tau_c \rangle}{m^*} = en\mu_n \quad (3.5)$$

öziletkenlik olarak adlandırılır.

Yarıiletkene hem elektrik alan ($\mathbf{E} = E_x \mathbf{i}$) hem de elektrik alana dik manyetik alan ($\mathbf{B} = B_z \mathbf{i}$) uygulandığında oluşan akım yoğunluğu

$$J_x = \left[en \frac{\langle \tau_c \rangle^2}{\langle \tau_c^2 \rangle} \right] \frac{E_y}{B_z} \quad (3.6)$$

ile verilir. E_y elektrik alanı, J_x ve B_z tarafından üretilen Hall alanıdır. Bu eşitlikte köşeli parantez içerisindeki terim Hall katsayısı ($1/R_H$) olarak adlandırılır,

$$en \frac{\langle \tau_c \rangle^2}{\langle \tau_c^2 \rangle} = \frac{B_z J_x}{E_y} = \frac{1}{R_H} \quad (3.7)$$

y-yönünde ölçülen Hall voltajının işareti ile aynı işareti taşıyan Hall katsayısının işareti yarıiletkenin tipini tayin eder. Eş. 3.5 göz önüne alındığında Hall mobilitesi

$$\mu_H = R_H \sigma = \mu_d \left[\frac{\langle \tau_c^2 \rangle}{\langle \tau_c \rangle^2} \right] \quad (3.8)$$

ile verilir. Eş. 3.8'de köşeli parantez içerisindeki terim

$$r_H = \frac{\langle \tau_c^2 \rangle}{\langle \tau_c \rangle^2} \quad (3.9)$$

Hall faktörü (r_H) olarak adlandırılır ve deneysel verilerin analizinde genellikle 1 olarak kabul edilir [16].

3.6. Saçılma Mekanizmaları

3.6.1. Bozulmuş potansiyel saçılması

Akustik fononlar iki yolla kristal potansiyelinin periyodikliğini etkilerler. Bunlardan birincisi akustik titreşimler örgü uzayında değişiklikler meydana getirirler bunlar da ilgili noktada yasak enerji aralığının değişmesine sebebiyet verir. Kristalin deforme (bozulma) olmasıyla oluşan potansiyele deformasyon potansiyel ve deformasyon potansiyeli nedeniyle taşıyıcıların saçılmasına deformasyon potansiyeli saçılması denir. Bu saçılma mekanizması için mobilite

$$\mu_{AC} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \hbar^4 \rho U_1^2 e}{3k_B^{3/2} E_{AC}^2} T^{-3/2} m^{*-5/2} \quad (3.10)$$

ile verilir [17]. Bu ifadede ρ kütle yoğunluğu, U_1 ortalama boyuna ses hızı ve E_{AC} akustik deformasyon potansiyeldir.

3.6.2. Piezoelektrik potansiyel saçılma mekanizması

Eğer yarıiletken kristali oluşturan atomlar kısmen iyonize iseler akustik titreşimler ikinci bir tip deforme potansiyel üretirler. Piezoelektrik etki olarak adlandırılan bu etki simetri merkezi noksanlığı gösteren yarıiletkenlerde ortaya çıkar. Hem enine hem boyuna akustik fononlar bu mekanizma ile elektronları saçarlar. Fakat boyuna fononlardan saçılma baskın saçılmadır. Bu saçılma ile ortaya çıkan mobilite

$$\mu_{PE} = \frac{1.74 \times 10^{-58} \epsilon_s^2}{e_{14} (4/C_t + 3/C_l)} T^{-1/2} m^{*-3/2} \quad (3.11)$$

ile verilir, burada e_{14} piezoelektrik sabiti ve C_t ve C_l sırasıyla enine ve boyuna elastik sabitlerdir [18].

3.6.3. Polar optik fonon saçılma mekanizması

Birçok yarıiletken 300 K civarında baskın bir mekanizmadır. Bu mekanizma iyonik yüklerle optik titreşimler arası etkileşimlerden oluşan dipol momentlerden kaynaklanır. Bu mekanizma için mobilite

$$\mu_{PO} = \frac{16\hbar\epsilon_0(2\pi k_B)G(z)[\exp(z)-1]}{3e\omega_l(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s})} T^{1/2} m^{*-3/2} \quad (3.12)$$

ile verilir . Burada $z = (\hbar\omega)/k_B T$ dir, $G(z)$ elektron perdeleme etkilerini ihtiva eder, ω_l boyuna optiksel frekans, ϵ_s alçak frekans dielektrik sabiti ve ϵ_∞ yüksek frekans dielektrik sabitidir. Bu mekanizma yarıiletken materyallerde oda sıcaklığından sıvı azot sıcaklığına kadar sıcaklık aralığında en önemli saçılma mekanizmasıdır.

3.6.4. Polar olmayan optik fonon saçılması

Optik modda örgü titreşimleri akustik modda olduğu gibi yasak enerji aralığında yerel değişimlere sebebiyet veren perturbe potansiyel üretebilirler. Bu moddaki deforme potansiyel birim gerilme başına enerji olarak alınır. Bu mekanizma için mobilite limit durum için

$$\mu_{NPO} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \rho \hbar^4 e \omega_0}{3D_0 m^{*5/2} (k_B T)^{3/2}} \quad k_B T \gg \hbar \omega_0 \text{ için} \quad (3.13a)$$

$$\mu_{NPO} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \rho \hbar^4 e \omega_0 e}{3D_0 m^{*5/2} (k_B T)^{3/2} n_0} \quad k_B T \ll \hbar \omega_0 \text{ için} \quad (3.13b)$$

ile verilir. Yukarıdaki ifadelerde $n_0 = 1/[\exp(\hbar\omega_0/k_B T) - 1]$, ω_0 polar olmayan optik fonon frekansı ve D_0 polar olmayan deforme potansiyeldir.

3.6.5. Yüklü safsızlık saçılma mekanizması

Bütün yarıiletkenlerde normal olarak yabancı atomların bulunacağı gibi bununla birlikte istenilen yoğunlukta serbest taşıyıcılar elde edebilmek için yarıiletken, katkı maddesiyle katkılanır. Bağlı olarak saf materyallerde safsızlık atomları çok düşük sıcaklıklarda (sıvı helyum civarında) nötrdürler. Sıcaklığın artmasıyla (sıvı azot sıcaklığına kadar) safsızlık atomları iyonize olurlar ve yüklü safsızlık saçılması önem kazanır. Bununla birlikte yüksek seviyede katkılı materyaller için bu saçılma mekanizması oda sıcaklığında da etkilidir. Yüklü safsızlık saçılmasının genel tanımlaması ; safsızlık atomlarının potansiyelinin ana maddenin atomlarınıninkinden farklı olması gerçeğine dayandırılır. Bu potansiyel hem atomların hem de komşu safsızlıkların perdelenmiş potansiyellerin etkisini de içeren bir Coulomb potansiyeli olarak göz önüne alınır. Bu yaklaşımla safsızlık saçılması için mobilite Brooks-Herring teorisi ile

$$\mu_{BH} = \frac{128(2\pi)^{1/2} \epsilon_s k_B^{3/2}}{N_i Z^2 e^3} T^{3/2} m^{*1/2} [\ln(1+b) - \frac{b}{1+b} - 1]^{-1} \quad (3.14)$$

olarak verilir. Burada $b = 4k_B / \beta_s^2$ ve

$$\beta_s = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_s k_B T} \left[\frac{n F_{-1/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} + \frac{(N_D - N_A - n)(N_A + n)}{N_D} \right] \quad (3.15)$$

$F_j(\eta)$, j durumunda Fermi integrali , burada η indirgenmiş Fermi enerjisi. Dejenere olmayan materyaller için bu integraller ihmal edilir. Bu integraller Blakemore tarafından tablo haline getirilmiştir. N_i iyonize safsızlık yoğunluğu ve Z , toplam safsızlık yükü. Brooks-Herring teorisi Born yaklaşımına dayanır ve teoremin geçerlik sınırları Born yaklaşımının geçerliliğine bağlıdır, bu genellikle $b \gg 1$ olarak verilir. Bu dejenere olmayan durumu ifade eder. Brooks-Herring teoremin temel kabullerinden biri safsızlık atomları rasgele dağılmıştır ve aralarında herhangi bir

korelasyon söz konusu değildir. Teorinin diğer önemli bir kabulü ise elektron tek bir safsızlık atomun potansiyeli ile saçılır.

3.6.6. Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması

Verici safsızlık atomları düşük sıcaklıklarda genellikle nötrdürler. Yüksüz safsızlıktan elektron saçılması düşük sıcaklıklarda (serbest taşıyıcıların sıcaklığın düşmesiyle düştüğü bölgelerde) ve yüksek katkı yoğunluklu materyallerde etkin bir saçılma mekanizmasıdır. Bu saçılma mekanizmasından kaynaklanan mobilite Erginsoy formalizmi ile verilir:

$$\mu_N = \frac{e^3 m^*}{80 N_N \pi \epsilon_0 \epsilon_s \hbar^3} \quad (3.16)$$

nötr safsızlık yoğunluğudur [19].

3.6.7. Dislokasyon saçılması

Bütün yarıiletkenler atomların sıralanmasında bir safsızlık ihtiva ederler. Kristal yapıdaki atom boşlukları ve yapısal bozukluklar kristalde bir gerilme meydana getirirler. Bu gerilme kristal potansiyelinin bozulmasına neden olur. Böyle tip potansiyelden elektron saçılmaları dislokasyon saçılması veya kusur (defect) saçılması olarak adlandırılırlar. Bu saçılma mekanizması ile ilgili literatürde birçok çalışma vardır (Pödör, Gallagher, Vogel) ve bu çalışmalarda genellikle mobilite $\mu \sim T^{3/2}$ ile verilmektedir [20,21,22]. Yarıiletkenlerin elektron iletim özellikleri açıklanırken genellikle bu saçılma mekanizması diğer saçılma mekanizmalarının yanında ihmal edilmiştir. Dislokasyon saçılmalarından dolayı ortaya çıkan mobilite

$$\mu_D = \frac{8\pi a^2 \epsilon_s^2 \epsilon_o^2 (kT)^2}{3\hbar N_D f^2 e^3} \frac{I_2}{I_1^2} \quad (3.17)$$

olarak verilir. Burada f doldurma faktörüdür, I_1 ve I_2 integralleri Alkan tarafından verilmiştir [23]. Yaygın olarak mobilitenin sıcaklığa bağımlılığı $\mu \sim T^{3/2}$ ile verilir. Buna karşın Eş.3.16 ile verilen dislokasyon mobilite ifadesinde mobilite sıcaklığa $\mu \sim T^2$ ile bağlıdır. Bu ifadenin kazandırdığı bir diğer avantaj ise etkin kütleyi doğrudan içermemesidir.

4. X IŞINI DİFRAKTOMETRESİ

4.1. Genel Olarak Difraktometrenin Geometrisi

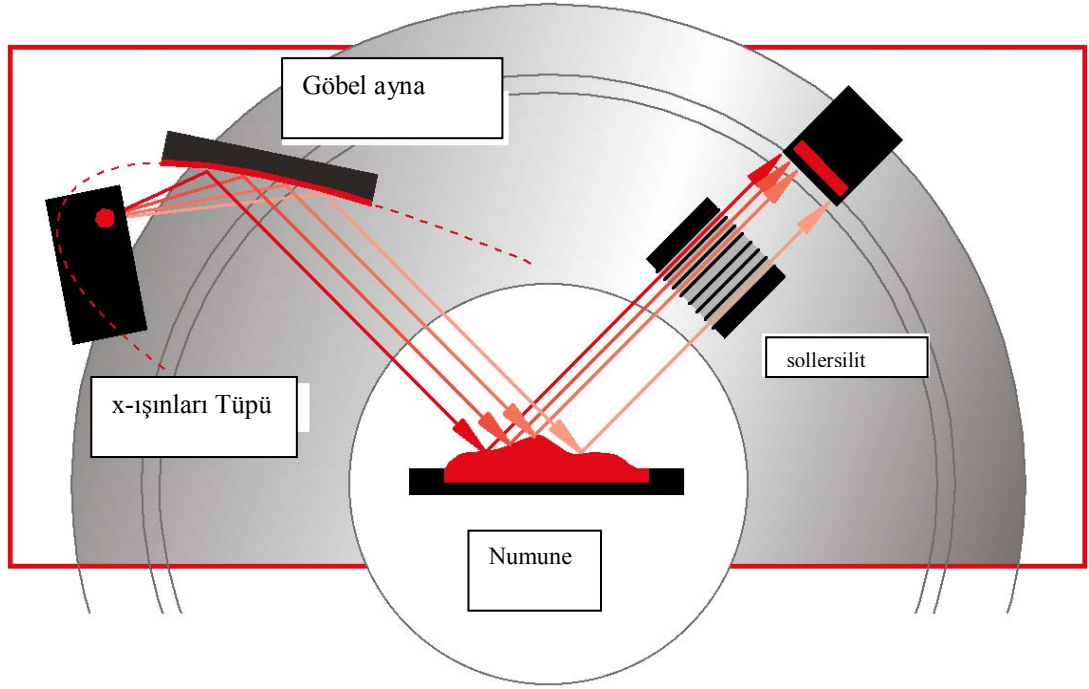
X ışını difraktometresinin üç temel bileşeni vardır:

X-ışını tüpü,

Numune,

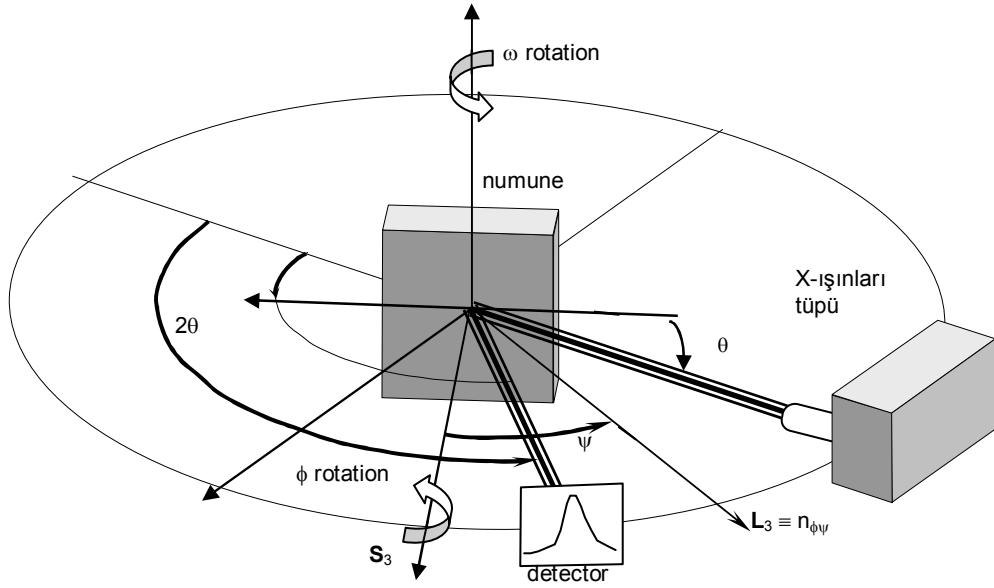
X-ışını detektörü.

Bunlar, odaklama çemberi olarak bilinen çemberin çevresinde Şekil 4.1’de gösterildiği gibi yer alırlar. Numunenin düzlemi ve X-ışını kaynağı arasındaki açı (θ), Bragg açısıdır (Şekil 4.2). X-ışını kaynağının yönelimi ve detektör arasındaki açı 2θ ’dır. Bu sebepten bu geometri ile üretilen X-ışını kırınımı deseni θ - 2θ tarama olarak bilinir. θ - 2θ geometrisinde X-ışını kaynağı sabittir ve detektör istenilen açı aralığında hareket eder. Odaklama çemberinin yarıçapı sabit değildir. Şekil 4.2’den de görülebileceği gibi 2θ azalırken yarıçap artar. θ - 2θ aralığının seçimi (eğer biliniyorsa) materyalin kristal yapısına ve kırınım desenini elde ederken harcamak istediğimiz zamana bağlıdır. Tipik olarak 0° - 170° arasındadır. 30° - 140° ’ye kadar 2θ aralığı tipik bir tarama örneğidir. Bilinmeyen bir numune için, yansımaların konumları belli olmadığından dolayı büyük bir açı aralığı kullanılır.



Şekil 4.1. X-ışınları difraktometresinin geometrisi

θ - 2θ geometrisinde numunenin merkezinin üstünde zıt yönde düşey düzlemde hem X-ışını kaynağı hem de detektör hareket eder. X-ışınları kırınım analizinin bazı formlarında numune Ψ eksenı boyunca yatmaktadır. Bu tarama, ω tarama olarak bilinir. ω tarama $\Delta\ell/\ell$ oranına bağılı olarak numunedeki zoru belirlememizi sağlar. Numune Ψ eksenı ve Φ eksenı olarak adlandırılan ortagonal eksen boyunca döndürülebilir. Taramanın bu tipı bazen Φ tarama olarak bilinir ve polikristal ince filmleri karakterize etmek için faydalanılır. ω tarama ve Φ çok özel tekniklerdir. Fakat faydalı olmasına rağmen çok yaygın olarak kullanılmazlar.



Şekil 4.2. Difraktometrenin şematik gösterimi ile ω, ϕ, ψ eksenleri

4.2. Difraktometre Çemberi

Şekil 4.1 ve 4.2’de görüldüğü gibi, difraktometre çemberinin merkezinde numune bulunmaktadır. Detektör ve X-ışınlar kaynağı çemberin çevresinde yer alır. Difraktometre çemberinin yarıçapı sabitlenmiştir. Bu çember *Goniometre* çemberi olarak da adlandırılır. Bu çember difraktometrenin başlıca bileşenidir. Numune tutucuyu da içerir. Difraktometre X-ışınları kaynağı ve detektörün yerleştirilmiş olduğu, kollara sahiptir. Toz difraktometre goniometrisi dik olarak yerleştirilmiştir, fakat diğer difraktometreler, örneğin ince film çalışmalarında kullanılanlar yatay olarak yerleştirilebilir.

4.3. X-ışınları Difraktometresinin Bileşenleri

4.3.1. X-ışınları kaynağı

X-ışınları havası alınmış bir X-ışını tüpü içerisindeki metal bir anot hedefe yüksek voltajlı elektron demeti yönlendirilerek üretilirler. X-ışınları kaynağının gerilim ve akımı değiştirilebilir. Çalışma elle, cihaz operatörüyle veya kullanılması gereken

değerleri gören bir teknisyen tarafından kontrol edilebilir. Uygun çalışma gerilimleri hedef metale bağlıdır. K elektronları sökümü için kritik uyarı potansiyelinin üzerinde bir değer olması gerekir.

Örneğin:

Molibden	50-55 kV
Bakır	25 -40 kV
Demir	25-30 kV
Krom	25-kV

En çok kullanılan hedef metal bakırdır ve tipik çalışma şartları 40 kV ve 30 mA'dir.

Radyasyon seçimi, nasıl nüfuz ettiğini de kapsayan çeşitli sebeplere bağlıdır. Numune tarafından emilen X-ışınları tercih edilmez. Gelen bir elektron yeterli enerjiye sahip olduğu zaman atomun K kabuğundan bir elektron sökebilir. Atom temel seviyeye dönerken bir X-ışını yayılır (karakteristik bir X-ışını). Benzer bir şekilde yeterli enerjiye sahip gelen bir X-ışını, aynı zamanda atomun K kabuğundan bir elektron sökebilir. Atom uyarılmış bir seviyededir ve daha sonra yüksek enerji düzeyindeki bir elektron K kabuğundaki boşluğu doldurur. Atom temel seviyesindeki haline döner ve bir X-ışını yayınlanır. Bu durumda yayınlanan radyasyon flüoresans radyasyon olarak bilinir. Tüm yönlerde yayılır ve karakteristik radyasyon gibi aynı dalga boyuna sahiptir.

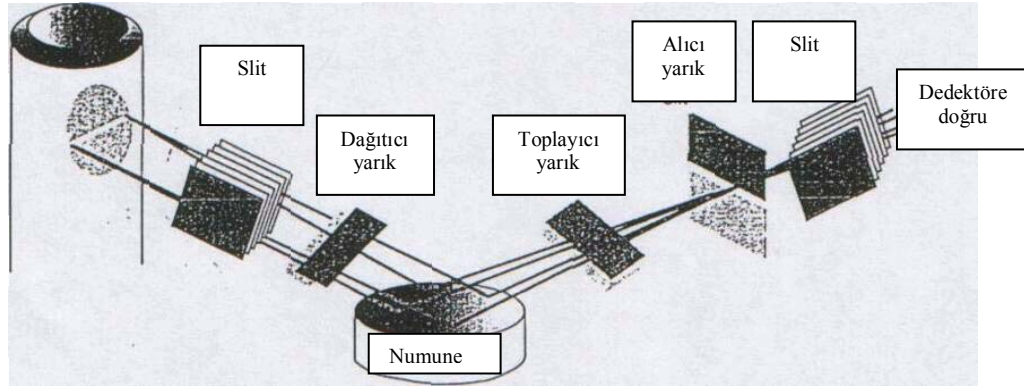
Numunedeki element, hedef metalin çok az altında bir atom numarasına sahipse, X-ışını kuvvetlice emilir. Bu, kırınımına uğramış demetin şiddetinde bir azalmaya ve doğal fon sinyalini arttıran flüoresans radyasyonun büyük miktarlarda olmasına sebebiyet verir. Örneğin demir(atom no:26) içeren bir numune ve 8,04 keV enerjili $\text{CuK}\alpha$ ışınları kullanıyorsak, X-ışınları demir elementinin K kabuğundan bir e^- sökmek için gerekli enerjiye sahiptirler. Çünkü K kabuğundaki bir e^- için kritik iyonlaşma enerjisi yaklaşık olarak 7keV'dur. Sonuç; flüoresans radyasyonun yayınlanmasıdır. Demir içeren numuneden ve diğer geçiş elementlerinin flüoresansından kaçınmak için, 5,41 keV enerjili $\text{CuK}\alpha$ radyasyonu (demirdeki K

kabuğunda bir elektron sökmek için gerekli kritik iyonlaşma enerjisinden daha düşüktür) kullanılabilir.

X-ışını spektrumundaki karakteristik çizgilerin şiddeti, uygulanan gerilimdeki bir artışı yükseltir. Fakat akım ve gerilim değerleri kırınım desenindeki yansımaların pozisyonlarını (2θ değerleri) etkilemeyecektir. Yük (gerilim ve akımın oluşturduğu) genellikle, daha uzak aralıklı olan X-ışınları tüpü için en yüksek oranı (2 kW civarında) altında tutulur.

Çoğunlukla X-ışınları dalga boyu değeri sabitlenmiş difraktometreler kullanılır. Yüksek enerji sebebiyle $\text{CuK}\alpha$ dalga boyu kullanılır. Genellikle yüksek enerjisi sebebiyle $\text{CuK}\alpha$ daha elverişlidir [24].

4.3.2. Optik sistem



Şekil 4.3. Yarıkların yerleşimi

X-ışınları Solter slits olarak adlandırılan bir dizi yarık içinden geçer. Bu yarıklar gelen demeti belirleyen ve ayarlayan (yani paralel hale getirme) aralıklı dizilmiş metal tabakalarla kaplı bir seriden oluşur. Solter slitler tipik olarak 30 mm uzunluğunda ve 0,05 mm kalınlığındadır. İki tabaka arasındaki mesafe 0,5 mm civarındadır. Yarıklar genellikle molibden veya tantal (yüksek emme kapasitelerinden dolayı) gibi yüksek atom numarasına sahip bir metalden yapılırlar.

Bir X-ışınları difraktometrisinde yarıkların düzenlenmesi Şekil 4.3’de gösterilmiştir. Demet numune tarafından kırıldıktan sonra diğer yarık takımının içinden geçer. Toplayıcı yarıklar (dedektörün yalnızca numuneden gelen X-ışınlarını alabildiğine eminsek pik doğal fon oranı düzeltilerek) doğal fon radyasyonunu azaltır.

Demet, dedektörce kabul edilen demet genişliğini belirleyen alıcı yarıktan geçerek bir noktaya yönelir. Yarık genişliğindeki bir artma, kırınım desenindeki yansımaların maksimum şiddetini artırır fakat çözünürlüğün bazı kayıplarına neden olur. Ancak, yansımanın integral şiddetinin (I) son hali, yarık genişliğinden bağımsızdır.

Soller slitlerin diğer bir takımı kırınım demeti tarafındaki alıcı yarıktan sonra, tek renkli ışık kaynağından önce yer alır [25].

X-ışınının süzülmesi

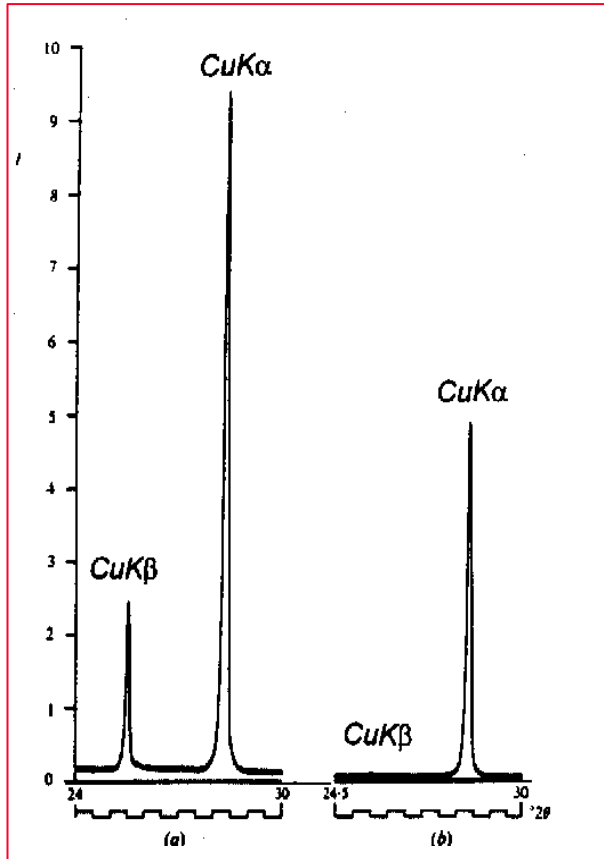
X-ışını kırınım çalışmalarında çoğunlukla tek dalga boylu (tek renkli) ışın kullanılır. Oysa ki, oluşabilecek desenlerde sadece kuvvetli K_{α} radyasyonu değil, beraberinde K_{β} ve sürekli spektrumu da ihtiva eder. Öyle ise, karakteristik spektrumda en şiddetli piki diğerlerinden ayırmak gerekir. Bunun için tüpten saçılan X-ışınları demeti, K soğurma kenarı, K_{α} ve K_{β} dalga boyları arasında bir maddeden yapılmış, bir süzgeçten geçirilir ki K_{β} radyasyonu, K_{α} ’ya oranla daha çok soğurulur ve K_{α} soğurulmuş olur. Genelde süzgeç elementlerin atom numaraları, hedef elementin atom numarasından bir yada iki küçük seçilir (Çizelge 4.1).

Süzgeç olarak kullanılan maddenin kalınlığı arttıkça, süzgeçten geçirilen demetteki K_{β} ’nın şiddetinin K_{α} ’nın şiddetine oranı da o derece küçük olur. Fakat süzgeçler ne kadar kalın olursa olsun, hiçbir zaman K_{β} ışınlarının tamamını soğuramazlar.

Çizelge 4.1’de bazı hedef elementler için uygun olan süzgeç elementler ve bu süzgeç elementlerin kalınlıkları verilmiştir [26].

Çizelge 4.1. X-ışını tüplerinde yaygın olarak kullanılan hedef elementler ve uygun filtreler

Hedef Element	K_{α} $\lambda(\text{\AA})$	Süzgeç Element	Süzgecin Yoğunluğu (g/cm^2)	Optimum Kalınlık
Cr	2,2909	V	0,009	0,016
Fe	1,9373	Mn	0,012	0,016
Co	1,7902	Fe	0,014	0,018
Ni	1,6591	Co	0,014	0,013
Cu	1,5418	Ni	0,019	0,021
Mo	0,7107	Zr	0,069	0,108



Şekil 4.4. X-Işınının süzülmesi a) Süzme öncesi b) Süzme sonrası

4.3.3. Numune

Genel olarak X-ışını kırınım deneyinde numuneler X-ışınlarına maruz bırakılır. Numune aynı zamanda bir çoklu kristal malzemenin tabakası ya da filmi olabilir. Örneğin bir Germanyum tabakası ya da alt tabaka olarak bir çoklu kristal film (çelik üzerinde ince film). Genel olarak toz ve çoklu kristal malzemede, tanecikler sıklıkla rast gele yerleşmiştir ve bazı tanecikler örgü düzlemlerinin önemli bir takımından oluşan izinli kırınım için her zaman X-ışını demetine ait uygun bir yönelimde yerleşecektir. $d_1, d_2, d_3, \dots$ aralıklarına sahip kristalin örgü düzlemlerinin her seti, Bragg kanunu uygun olarak θ 'nın arttığı d 'nin azaldığı durumda, $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \dots$ farklı açılarında kırılacaklardır. Bu farklı açılarının her birinde kırılmış demetin şiddeti kaydedilir ve bu X-ışını kırınım deseni formundadır.

Eğer numune plaka halinde ise yani tercih edilmiş bir tanecik yönelimi var ise X-ışını kırınım deseninde yansımaların bazıları anormal şiddetli olabilir. Veya bazıları hiç olmayabilir. Rasgele yönelimli bir toz numuneden elde edilenlere benzeyen yansımaların bağıl şiddetlerinde bir değişim olabilir. Rasgele toz desene sahip plaka bir numuneden elde edilen yansımalarla kıyasla tercihli yönelim miktarını belirleyebiliriz. Tabakalar, ince filmler ve oldukça soğuk çalışılmış metaller arasından kolayca yarılmış, tabakalaşmış bir yapıya sahip malzemelerde yaygındır. Plaka halinde bir malzemeden elde edilmiş kırınım desenindeki hatalı yansımaları kaybedemeyiz. Çünkü yapı faktörü tarafından yasaklıdır fakat tanecikler, bu düzlemlerden meydana gelen izinli kırınıma uygun yönde yönelmiş değildir. Örneğin tüm taneciklerin $[100]$ yönelimi, numune yüzeyine dik yerleşmiş olan kübik bir malzemede kırınım (100) düzlemlerinden meydana gelir fakat (001) veya (010) 'dan meydana gelmez Bu sebeple rasgele yerleşmiş numuneden, plaka numunedeki (100) yansımalarının bağıl şiddetini daha zayıflatıcı bekleriz.

Bir çok numune düzdür. Odaklama çemberine teğet bir düz numune formunun yüzeyini Şekil 4.2'de görebiliriz Mükemmel odaklanan bir numune, odaklama çemberinin çevresinin ayarı için eğimli olmalıdır. Genellikle numuneleri bu şartlara uyarlamak imkansızdır. Düz bir numune, kırınıma uğrarken, desende bazı

genişlemelere sebebiyet verir. Özellikle 60°den küçük 2θ açılarında, piklerde küçük kaymalar oluşabilir. Bu etkiler gelen desenin yatay bileşeni düşürülerek azaltılabilir fakat bu da şiddette bir azalmaya sebep olur [27].

4.4. X-ışınlarının Tespit Edilmesi ve Şiddetinin Ölçülmesi

Bir bölgede radyasyonun varlığını ve miktarını belirlemek amacı ile floresan ekranlar, fotoğraf filmleri ve sayaçlar kullanılır.

4.4.1. Floresan ekranlar

Floresan ekranlar, bir kartın üzerine sürülmüş az miktarda nikel içeren, ince tabaka halindeki çinko sülfürden oluşmuştur. X-ışınlarının bu kartın üzerine düşürülmesi sonucunda görünür ışık yayınlanır. Floresan ekranlar, gelen X-ışını demetinin (ana ışın) yerini ve kaçak ışın olup olmadığını belirlemek amacıyla kırınım çalışmalarında kullanılır.

4.4.2. Fotoğraf filmleri

İncelenecek kısım ortada olmak üzere, bir tarafına X-ışınları kaynağı, diğer tarafına da fotoğraf filmi yerleştirilerek oluşturulan düzenek ile bir gölge fotoğrafı ya da radyograf alınır. Fotoğraf filmi üzerine gelen X-ışını miktarı ile film üzerinde oluşan siyahlık derecesi doğru orantılıdır. Böylece X-ışını şiddeti, film üzerindeki karartma derecesine bağlı olarak ölçülür. Bağlı olarak ölçülen bu şiddet bilgisi hassas çalışmalarda yetersizdir [28].

4.4.3. Sayaçlar

X-ışını difraktometresinde üç tip dedektör kullanılır.

- 1- Orantılı sayaç
- 2- Sintilasyon sayacı

3- Katıhal sayacı

Plaka çalışmalarında kullanılan detektörlerde çoğunlukla orantılı sayaç bulunur.. Katıhal detektörünün ise birçok avantajları olmasına rağmen maliyetleri yüksektir. Gazi Üniversitesi “Starlab”da sintilasyon sayacı kullanılmaktadır.

Sintilasyon Sayacı: Sintilasyon detektöründe, gelen X-ışınlarının flüoresansı için (örneğin; %1 talyum katkılı sodyum iyod) kristal gereklidir. Flüoresans Tl^{+} katkılı NaI kristali için elektromagnetik spektrumun ($\lambda \cong 420$ nm) morötesi bölümündedir. Işığın parlaması (sintilasyon) her X-ışını fotonunun emilmesi için kristalde meydana gelir. Yayılan ışığın miktarı X-ışını şiddetiyle orantılıdır ve fotoçoğaltıcıyla ölçülebilir. Pulsların boyutu emilen X-ışını fotonunun enerjisiyle orantılıdır.

Sintilasyon sayacı X-ışını dalga boyları aralığında çok etkili olmasına rağmen, enerji çözünürlüğü katıhal veya orantılı detektörler gibi iyi değildir. Enerji çözünürlüğü pik genişlikleriyle belirlenir yani daha dar pik daha iyi çözünürlüktür. Sonuç olarak; puls boyutuna bağlı olarak (enerjileri) farklı dalga uzunluklu X-ışını fotonları arasını sintilasyon sayacını kullanarak ayırmak daha zordur.

Özetlenirse numuneden yansıyan X-ışını detektöre çarpıyor ve orada elektronu uyararak yük taşıyıcısı yaratıyor, böylece bir akım oluşturuyor. Bu akımın ölçülmesiyle gelen ışının şiddeti ve dalga boyu farklı dalga boylarına hassas detektörler tarafından hesaplanabiliyor [24].

4.5. Standart X-Işınları Kırınım Desenlerinin İncelenmesi

Tipik bir X-ışını kırınım deseni Şekil 4.6 da gösterilmiştir. Kırınım desenleri bir sürü piklerden oluşur. Pik şiddeti y-ekseninde ve ölçülen kırınım açısı 2θ x-ekseni üzerinde seçilmiştir ve pikler yansımalar karşılık gelir. Her pik veya yansıma belirli düzlemlerden kırınım yapan X-ışınlarına karşılık gelir. Bu piklerin yükseklikleri (yani şiddetleri) birbirinden farklıdır. Şiddet X-ışını fotonlarının

sayısıyla orantılı olup bunlar detektör tarafından 2θ açısıyla sayılmaktadır. Şiddet genellikle keyfi birimlerle ifade edilir, çünkü gerçek şiddeti ölçmek çok zordur. Genellikle piklerin bağıl şiddetleri ve bunların entegre edilmiş şiddetleri arasındaki bağıl farklılıklarla ilgilenilir. Yansımaların şiddeti bir takım faktörlere bağlıdır: Bunlar yapı faktörü, gelen ışının şiddeti, yarı genişlik, akım değerleri ve X-ışını kaynağında kullanılan voltaj (potansiyel farkı)dır.

Kaydedilen X-ışını kırınımı desenleri genellikle bir fona (background) sahiptir. Fon genelde dağılmış ve pikler düz bir hale gelmiştir. Ayrıca en yüksek pik şiddeti kırınım desenindeki diğer piklerden daha büyüktür ve şiddet eksenini çoğu kez, bütün pikler için makul ölçüleri aşmayacak şekilde ayarlanır. Yansımaların şiddeti gerekiyorsa X-ışını kırınımı desenleri, şiddet eksenini değiştirilmeden gösterilir. Böylece fon dağılır.

X-ışını kırınımı deseninde piklerin yeri filmin kristal yapısına (daha spesifik olarak , birim hücrenin biçimine ve büyüklüğüne) bağlıdır ve böylece filmin kristal yapısı ve örgü parametresi hakkında bilgi elde edilir. Piklerin yeri, kullanılan X-ışınlarının dalga boyuna da bağlıdır.

Eğer kristal yapının simetrisi az ise, pik sayısı artar. Örneğin, kübik yapıya sahip bir malzemenin kırınımı deseninde birkaç pik vardır. Simetrisi az olan, örneğin hegzogonal yapıya sahip bir malzemenin kırınımı deseninde çok daha fazla pik bulunur.

Kübik malzemelerin kırınım deseni kübik olmayan yapılardan bir bakışta ayırt edilir. Basit kübik ve bcc yapılarda, pikler yaklaşık olarak aynı yerlerde dir. Fcc yapının kırınım deseninde pikler sırayla çift ve tekil pikler olarak meydana gelir. Elmas kübik yapıda, pikler sırayla geniş ve dar aralıklarla elde edilir. Bunlar arasındaki farklılıklar yapı faktörü ile yasaklanmış yansımaların sonucunda ortaya çıkar. Önemli olan hangi yansımalara izin verildiğini ve hangilerinin yasaklanmış olduğunu bilmektir.

Tek fazlı malzemede yansımaların şiddetleri bize kristaldeki atomların yerleri hakkında bilgi verir. Piklerin şiddetlerinden atomların yerleri belirlenir Her pikin genişliği, pikin yüksekliğinin tam yarısındaki tam genişlik olarak tanımlanır ve bu genişlik kullanılarak birim hücrenin boyutu ve yapıdaki örgü bozuklukları tespit edilir. Çok düşük 2θ değerlerinde yansıma tek keskin bir pik şeklinde meydana gelir, büyük 2θ değerlerinde yansımalar bir çift pikten oluşur, bunlar dalga boylarındaki yansımalar karşılık gelir. Bragg kanunundan ($\lambda=2d\sin\theta$) pikler θ Bragg açısında ve spesifik d değerinde oluşur. d aynı olsa bile, $K\alpha_1$ ve diğer $K\alpha_2$ için bir θ değeri vardır. Eğer 2θ eksenini büyütürsek herhangi bir açıda α_1 ve α_2 bileşenleri arasında ayrılma da büyür, dolayısıyla 80° 'den düşük 2θ değerlerinde bile, α_1 ve α_2 'yi ayrılabilir.

Pikler her zaman α_1 ve α_2 bileşenlerinden oluşur. Örneğin 2θ açısı 150° olursa, $\text{CuK}\alpha_1$ ve $\text{CuK}\alpha_2$ pikleri arasındaki mesafe 1,08 dir.

Kırınım desenini elde ederken, sadece zaman parametresi değiştirilebilir. Zaman iki faktöre bağlıdır:

1. Desenin içine dahil etmek istediğimiz 2θ değerleri aralığı;
2. Her 2θ değerinde veri toplamak için harcamak istediğimiz süre

Modern aletlerde pik incelemeleri bilgisayarda yapılmaktadır. Her pik için 2θ açılarını FWHM'yi ve integre edilmiş şiddet değerlerini bilgisayar programı hesaplar. Buna ek olarak, pikin şekli belirlenebilir ve üst üste gelen pikler ayırt edilebilir. Bir çok ticari yazılım programları bulunmaktadır. Bunları kullanarak standart desenler, deneysel olarak gözlenen desenlerle karşılaştırılabilir. Bazı yazılım programları ile aşağıdaki işlemler yapılabilir:

- Örgünün cinsi belirlenebilir
- Birim hücre boyutlarını ölçülebilir
- Örgü parametreleri daha hassas olarak hesaplanabilir (Rietveld metodu)

- Yansıma desenleri ölçülebilir.

4.6. X-Işını Güvenliği

X-ışını kırınım aletlerini kullanırken bununla ilgili tehlikelerin (kazaların) da olabileceğini göz ardı etmemek gerekir. Modern X-ışını donanımlar eğer güvenilir bir şekilde kullanılırsa, hiç tehlikeli olmaz. Ama x- ışınları aşırı derecede tehlikelidir ve tedbirli bir şekilde davranmak gerekiyor.

X-ışınları zarar verir, çünkü insan bedeninin içine işleyerek hücrelerin DNA yapısını bozar. Bazen DNA molekülleri sürekli ışımaya maruz kalınmazsa kendilerini onarır. Çoğu zaman moleküller kendilerini onaramaz ve hücreler ölür. Eğer bu süreç derinin yüzeyinde olursa, deri değişerek, kötü bir yanık şeklinde görünür. Fakat DNA molekülleri kopmuş ise, hatalı olarak yeniden birleşirler ve mutasyona uğramış hücreler oluşturarak sonuç kansere kadar gidebilir.

Çoğu X-ışını difraktometresinin güvenlik (emniyet) kafesi vardır. Numuneyi yerleştirirken X-ışını kaynağı açılmadan önce kafes açılır. Numune difraktometrenin içine konduktan sonra kafes kapatılır ve X-ışını kaynağı çalıştırılır. Numuneyi değiştirirken, yine X-ışını kaynağı kapatılır ve kafes açılır. Kaynak kapatıldıktan sonra odada arta kalan X-ışınları bulunmaz. X-ışınları da elektromagnetik bir ışıma olup, görünür ışık gibidir-yani düğmeye bastığın anda oda karanlık olur.

Laboratuvarların çoğunda ve X-ışını difraktometresinin yanında uyarı levhaları bulunur. Bu levhalarda bir takım güvenlik prosedürleri ve kuralları yazılmıştır. X-ışını difraktometresini kullanılmadan önce ilk olarak bunları dikkatle okumak gerekir .

5. MATERYAL VE METHOD

Fizik artık günümüzde, tıp, biyoloji, kimya gibi tüm bilim dallarının alanlarına girmiş onlara ışık tutan araştırmalarla faydalı olmaktadır. X-ışınları kırınımı ile kimyasal madde analizi diğer analiz yöntemlerine olan üstünlüklerinden dolayı özellikle kristal yapıdaki numunelerin analizine ihtiyaç gösteren uygulamalarda, en iyi bir analiz yöntemi olarak kullanılmaktadır.

X-ışınları kırınımı, maddenin yapısını ve yapısındaki gerek çevresel gerekse yapılan çeşitli işlemlerin etkilerini araştırmak için kullanılan bir yöntemdir ve diğer analiz yöntemlerine göre üstünlükleri vardır. Kristalleşmiş bir numune ister saf ister alaşım isterse bileşik halde bulunsun daima karakteristik bir kırınım deseni oluşturur [26]. Bu çalışmada, Ge numuneleri X-ışınları kırınım deseni ile araştırılmıştır.

Elimizdeki 3 numunenin önce Gazi Üniversitesi Fizik Bölümünün Yarıiletken Teknolojileri İleri Araştırma Laboratuvarı (STARLAB)'nda Hall ölçümleri ve XRD ölçümleri, daha sonra numuneler Orta Doğu Teknik Üniversitesi merkezi laboratuvarı (XPS) kırınım desenleri alındı. Birbirleriyle karşılaştırıldı.

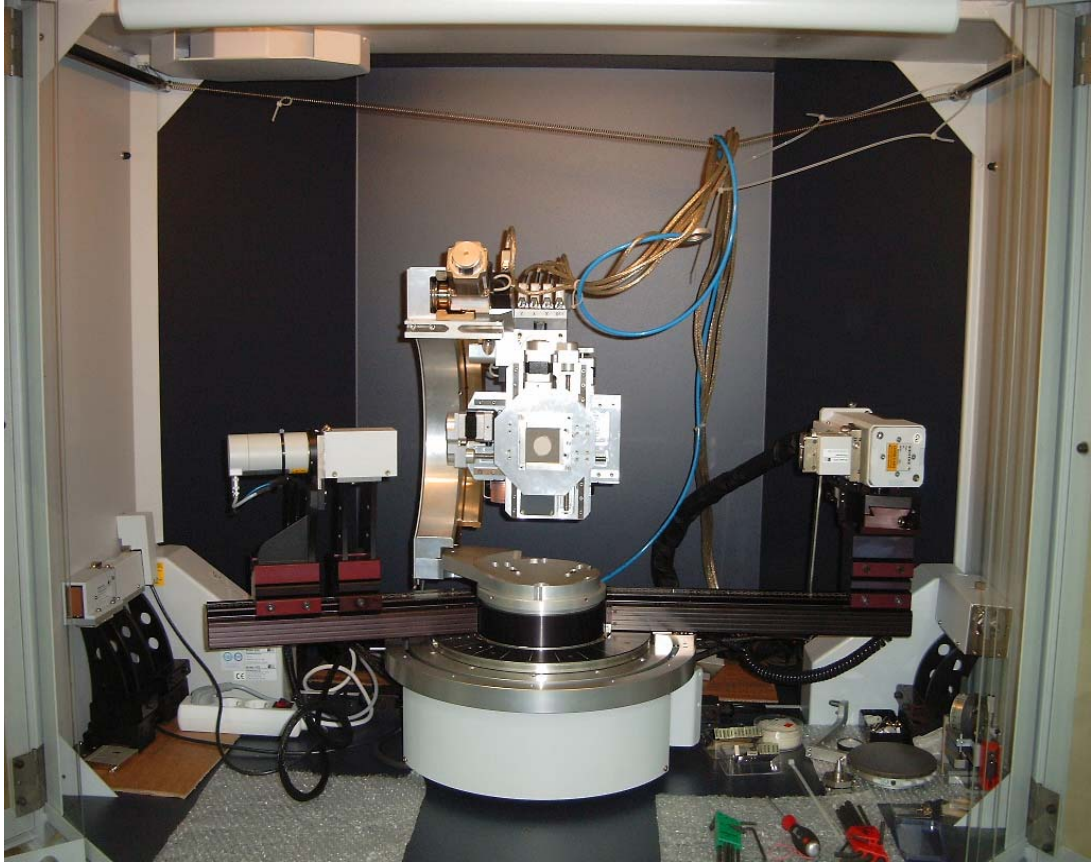
5.1. Kullanılan X-Işınları Difraktometresinin Bazı Özellikleri

Difraktometre çemberi;	Bruker axs D8
Goniometre;	Dikey/yatay
Giriş gerilimi;	220V
Jeneratör gerilimi	40 kV
Jeneratör akımı;	110 mA
Su soğutma sistemi	
Otomatik kilitleme sistemi(Güvenlik için)	
Hareketli gösterge ünitesi	
Sintilasyon sayacı,	
Radyasyon	CuK α_1
Monokromatör tipi	Jhannson

Monokromatör malzemesi	Ge 111
Odak	line odak
Birincil odak uzaklığı	120mm
İkincil odak uzaklığı	365mm
Ölçüm çemberi	435mm
Cu Anot	
α_1 dalga boyu;	1,54060
α_2 dalga boyu;	1,54439
Şiddet oranı $\left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2}\right)$	0,5
Başlangıç açısı ($2\theta^0$)	0
Bitiş açısı (θ^0)	140
Primer β filtresi	Ni (15 mikron, K_β azaltma miktarı %98 K_α azaltma miktarı %48)
Sekonder β filtresi	Ni (primer β filtresi ile aynı özellikte)
4 Be pencere	
Sekonder Monokromatör	Co, Cr, Fe, Cu ayarlı (Cu kullanıldı, gelen ışın şiddeti %60-75 azaldı.)



Resim 5.1. Kullanılan difraktometrenin genel görünümü



Resim 5.2. Kullanılan difraktometrenin içten görünümü

5.2. Kullanılan Numune ve Hazırlık Aşamaları

Bu çalışmada, Ge numuneleri 3,2 mm kalınlığa gelmiştir. Bu plakalardan örnek tutuculara uygun boyutlarda kesilerek deneyler yapılmıştır.

5.3. Ge Numunelerin Kırınım Desenlerinin Alınması

Elimizdeki 3 tip Ge numunenin önce kırınım desenleri Gazi Üniversitesi Fizik Bölümünün İleri araştırma laboratuvarı (Starlab)'nda alındı, DS Discover modelinde düşey konumda olan tutucuya boyutları 1 cm^2 ile 5 cm^2 arasında değişen numuneler vakumlama yardımıyla yerleştirildi. 2θ aralığı değişimi 20 dereceden 150 dereceye kadar olan bir aralık için çekimler alındı.

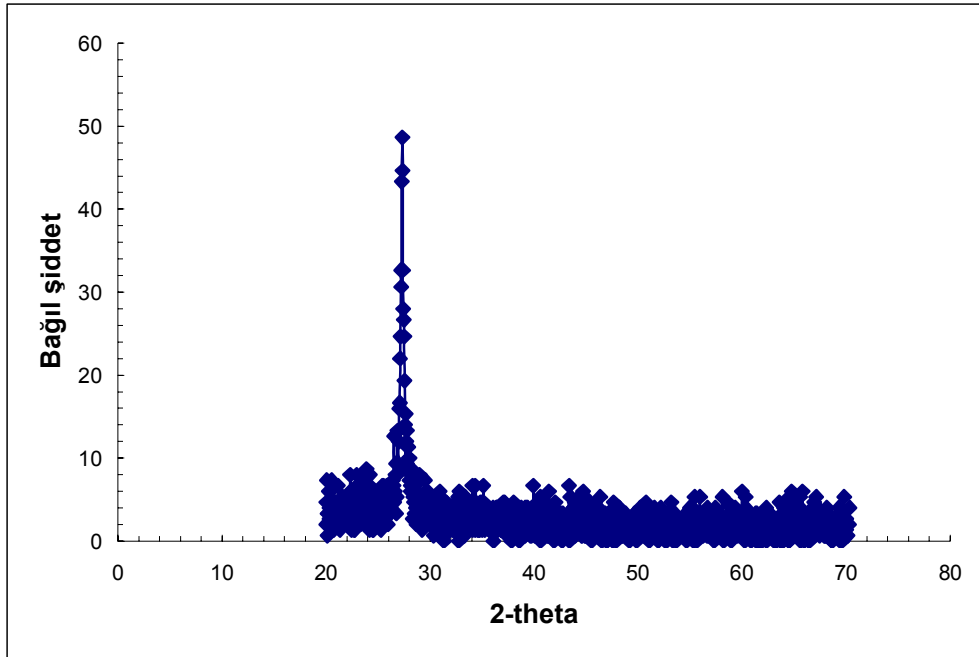
Numunelerimiz pratiklik olması amacıyla aşağıdaki gibi numaralandırıldı.

A numunesi

B numunesi

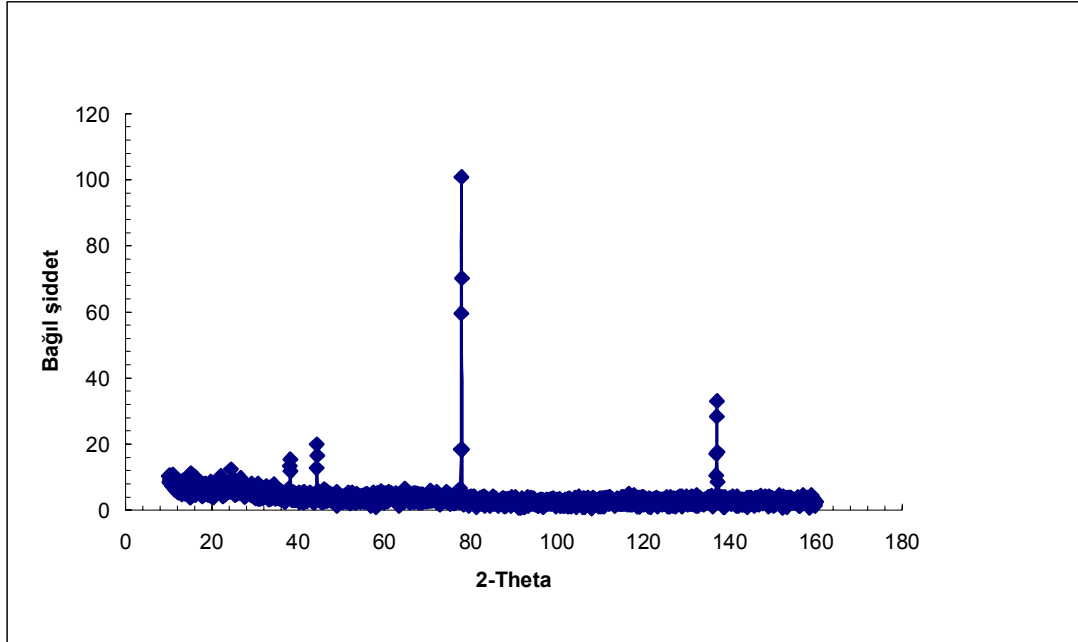
n-tipi saf Ge numunesi

5.3.1 A numunelerin x-ışınları kırınım desenleri



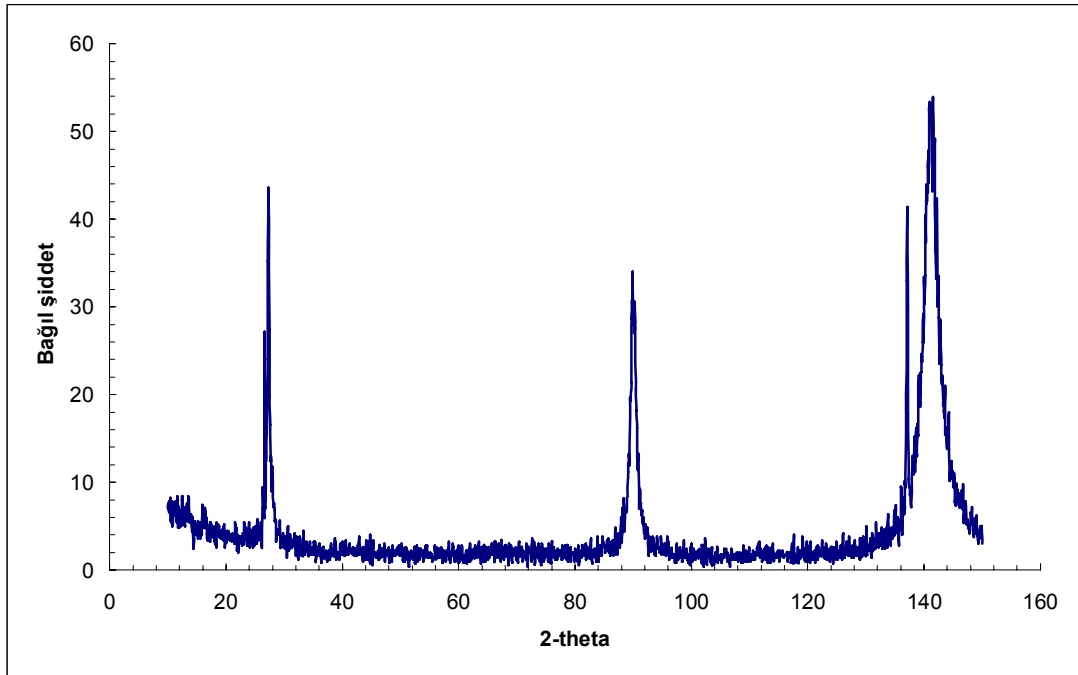
Şekil 5.3. A nolu numunenin X-ışınları kırınım deseni

5.3.2.B numunesinin x-ışınları kırınım desenleri



Şekil 5.4 B nolu numunenin X-ışınları kırınım deseni

5.3.3 N-tipi saf germanyum numunesinin x-ışınları kırınım desenleri



Şekil 5.5 n-tipi saf germanyum numunesinin X-ışınları kırınım deseni

Bulk numuneler belirli tercihli yönelimlere sahiptir. X-ışınlarına maruz kaldığında belli düzlemlerin yansıma bilgisini verir. Toz numuneler gibi her düzlemi kuvvetlendirecek birçok yansıma alamayabilir. Bu yüzden, tüm grafiklerde görüldüğü gibi kırınım desenlerinde Germanyumun literatürde bilinen 2 θ değerlerindeki piklerinin 20° ve 100° 'ler arasındakileri rahatça görebilmemize karşın şiddet değerleri beklentilerimize uygun çıkmadı. 27 °'deki pikin literatüre göre en şiddetli pik olması beklenirken örnek olarak aşağıda yazılı pikler en şiddetli pikler olarak görülmektedir.

- A numunesi kırınım deseninde 27 ° deki pik
- B numunesi kırınım deseninde 78° deki pik
- C numunesi kırınım deseninde 27° deki pik

Bu sebepten numuneler ile almış olduğumuz desenleri yorumlayarak piklerdeki şiddet farkını germanyum yüzeyinde oluşan oksit tabakasına bağlamak doğru olmaz. Ayrıca desenlerimizde Germanyumun literatürdeki en şiddetli pikine karşılık gelen 27°, 45° derecedeki 2 θ değerindeki piki de bahsettiğimiz bu sebepten ve arka fonun fazlalığından dolayı belirgin olarak görülmemektedir. Çalışmaları daha güvenilir ve net sonuçlara ulaştırabilmek için ileri de ayrıntılı olarak açıklandığı gibi numunelerin XPS sonuçlarıyla kırınım desenleri alındı.

6. DENEY SETİ , ÖLÇÜM VE ANALİZ TEKNİKLERİ

6.1. Giriş

Bu tezde Ge yarıiletken numunesinin sıcaklığa bağlı olarak taşıyıcı iletim özellikleri incelendi. Bu amaçla van der Pauw tekniği, Hall etkisi ve manyeto iletim ölçümleri yapıldı. Numune üzerindeki dört köşede kontaklar, azot ortamında indiyum eritilerek 4 dakikada 400 °C’ de yapıldı. Sıcaklık bağımlı ölçümler bilgisayar kontrollü Lake Shore yüksek empedans sistemde yapıldı. Kryostat’ın sıcaklığı kapalı devre helyum kullanılarak sağlandı. Sistemin çalışabileceği sıcaklık aralığı 350 K ve 15 K arasındadır. Manyetik alan aralığı 0-1,5 Tesladır.

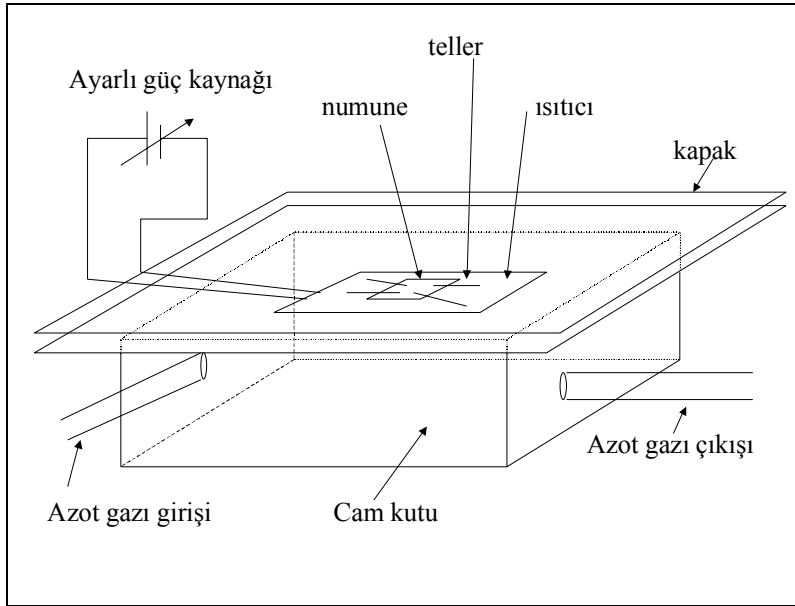
6.2. Numune Hazırlama ve Kontak Üretimi

Yarıiletken numunelerin parametrelerinin ölçümü için omik kontakın yapılması gereklidir. Numune yüzeyinden ölçü sistemine bağlantılar bu kontaklardan yapılır. Devre ya da numune üzerindeki potansiyel düşmesi ile, kontaklar üzerinde oluşacak potansiyel farkı karşılaştırıldığında, omik kontaklar üzerinde potansiyel düşmesi ihmal edilecek kadar küçük olmalıdır. Prensip olarak omik kontak n-tipi bir yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha küçük iş fonksiyonuna sahip metal veya p-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha büyük bir iş fonksiyonuna sahip metal kullanarak elde edilir [29].

Metal yarıiletken kontakların özellikleri yarıiletkenin yüzey durumuna sıkıca bağlıdır. Yüzeydeki kir, oksit tabakası ve benzeri yüzey etkileri omik kontakların özelliklerini değiştirmede etkindir.

Omik kontaklar numune yüzeyine İndiyum eritilerek (alloying) yapıldı. Bu işlem için Şekil 6.1’de görüldüğü gibi bir cam kontak fırını geliştirildi. Numune sırasıyla 15’er dakika propan, aseton ve metanolde bekletilerek temizlendi. 3 cm uzunluğundaki gümüş teller kullanıldı. Numunenin dört köşesine (kimyasal aşındırma yapılan bölgeler) bu teller yerleştirilerek üzerlerine mümkün olabilecek küçüklükte

indiyumlar konuldu. Bu işlemler mikroskop veya mercek altında ve laboratuvar şartları dahilinde temizlik kurallarına uyularak yapıldı. Numune kontak fırınına konuldu ve kapak kapatıldı. Kontak fırını 20 dakika azot verildikten sonra ısıtıcı yavaş yavaş 400 °C ısıtılarak indiyumların yaklaşık 4 dakikada erimesi sağlandı .



Şekil 6.1. Cam kontak fırını

Mikroskop altında, numunelerin üzerindeki kontakların sağlamlığı ve fiziksel durumları gözlemlendi. Kontakların her biri için, daha önceden hazırlanmış olan telin üzerini tamamıyla indiyum kaplayarak numune yüzeyine erimiş olması gerekmektedir. Bu şekilde sağlam kontak oluşmadığı takdirde deney esnasında özellikle yüksek sıcaklıklarda kontak zarar görebilir. Deneyin tekrarlanması gerekir. Kontakların sağlamlığından emin olunduktan sonra kontaklara zarar vermeden çok dikkatli bir şekilde numune tutucuya yerleştirildi. Daha sonra bu aparat kryostat içindeki numune tutucuya yerleştirildi ve ısı iletimini daha iyi sağlamak için numune, numune tutucuya teflon bant ile sıkıca sarıldı.

6.3.1. Öz direnç ölçümleri

Ge numunesinde öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak yapıldı [29]. Bu teknik, numune yüzeyinde dört köşede simetrik dört kontak gerektirir. Şekil 6.2’de görüldüğü gibi akım gerilim değişimini izlemek için sadece dört ölçüm; iki öz direnç ve iki Hall voltajı ölçümü yeterlidir. Bununla birlikte ölçülen Hall voltajı üzerindeki diğer etkiler Look tarafından

$$V_{H0} = V_H + V_N + V_R + V_E \quad (6.1)$$

verilmiştir. Manyetik alan varken, harici akıma maruz kalmaksızın numunenin uçları arasında sıcaklık farkı oluştursa elektronlar sıcak bölgelerden numunenin sonlarındaki soğuk bölgelere hareket etme eğilimi gösterirler ve bu yolla bir akım oluştururlar. Oluşan bu akım manyetik alanla doğru orantılıdır. Bu olay (V_N) Nernst veya Nernst-Ettingshausen etkisi olarak bilinir. Bu elektronların yayılmaları sıcak ve soğuk bölgeler oluşturur böylece tekrar bir Seebeck potansiyeli oluşur. Bu potansiyel Righi-Leduc potansiyeli (V_R) olarak bilinir. Harici bir sıcaklık değişimi olmasa bile numune kendisi bu değişimi oluşturabilir. Çünkü yavaş (soğuk) ve hızlı (sıcak) elektronlar böylece dahili olarak üretilen Seebeck etkisi oluşturur. Bunun aksine harici olarak Seebeck etkisi bir potansiyel üretir. Bu potansiyel (V_E) Ettingshausen etkisi olarak bilinir ve hem manyetik alanla hem de akımla orantılıdır.

Yukarıda verilen nedenlerden dolayı akım ve manyetik alan değişimine bağlı olarak maksimum doğruluk elde etmek ve Ettingshausen, Nernst ve Righi-Leduc etkileri olarak verilen ısısal olarak üreyen potansiyelleri elimine etmek için on altı ölçüm sekiz direnç ve sekiz Hall etkisi ölçümü yapıldı.

Aşağıda verilen şartlar uygunsa van der Pauw tekniği geçerlidir; kontaklar son derece küçük olmalı, kontaklar numune yüzeyinde simetrik olmalı, numune plaka halinde, homojen, izotropik, olmalıdır. Kesinlikle sonsuz küçüklükte bir kontak yapmak mümkün değildir. Fakat, mümkün olan en küçük boyuttaki kontaklar hataları

minimize edecektir [30]. Kontak bölgelerindeki homojensizlikler hem direnç hem de mobilite sonuçlarının tutarsız olmasına sebep olur.

Özdirenç (ρ), Van der Pauw tarafından aşağıdaki şekliyle verilmiştir [29].

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \left[\frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} \right] f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) \Omega cm \quad (6.2)$$

Burada d numune kalınlığı, $R_{12,34}$ kontak 1 ve 2 arasındaki akımın, 3 ve 4 nolu kontaklar arasında oluşturduğu potansiyel farkıdır $\left(R_{12,34} = \frac{V_{34}}{I_{12}} \right)$. Benzer şekilde her kontak çifti üzerinden geçen akımın karşı kontak çifti üzerinde oluşturduğu potansiyel farkı 4 düz yönlü akım ve 4 ters yönlü akım uygulamak koşuluyla toplam 8 özdirenç ölçümü yapıldı ve ortalamaları alındı. $f(R_{12,34}/R_{23,41})$ düzeltme faktörüdür ve aşağıdaki gibi verilir:

$$f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) = 1 - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right]^2 \frac{\ln(2)}{2} - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right]^4 \left[\frac{(\ln(2))^2}{4} - \frac{(\ln(2))^3}{12} \right] \quad (6.3)$$

Özdirenç ölçümleri Şekil 6.2 (a ve b)'de görüldüğü gibi kontak çiftinden akım uygulayıp karşı kontak çiftinden gerilim okumaya dayanır [31].

6.3.2. Hall etkisi ölçümleri

Genelde Hall ölçümleri özdirenç ölçümleri ile birleştirilir ve geleneksel Hall ölçüm düzeneğine karşılık gelen Şekil 6.2 (c ve d)'de verilen düzenek kullanılır. Manyetik alan numune yüzeyine dik olarak uygulanır. Bir çapraz kontak çiftinden akım uygulanır ve diğer çapraz voltaj çiftinde voltaj okunur. Uygulanan akım Amper, manyetik alan Gauss, numune kalınlığı cm ve okunan voltaj Volt birimlerinde alındığında Hall katsayısı aşağıdaki gibi verilir:

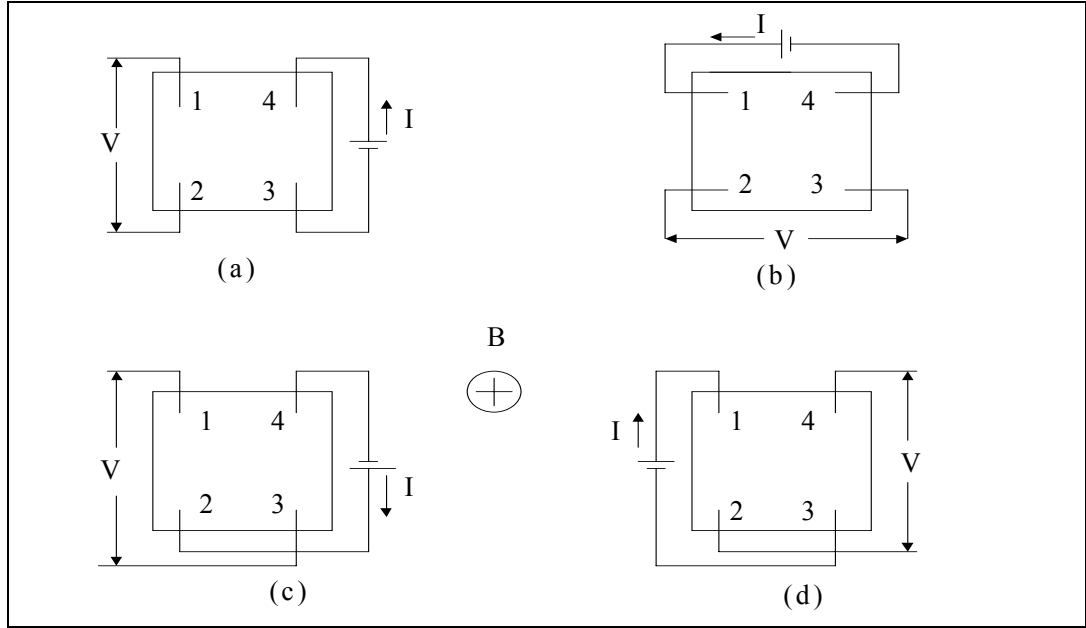
$$R_H = 10^8 \left[\frac{d\Delta R_{13,24}}{B} \right] cm^3 C^{-1} . \quad (6.4)$$

Burada $\Delta R_{13,24}$ numuneye dik B (Gauss) manyetik alan uygulandığında $R_{13,24}$ direncindeki değişimdir. Hall katsayısı ölçümlerinde ısı kaynaklı Ettingshausen, Nernst ve Righi-Leduc etkilerini minimize etmek ve maksimum doğruluk elde etmek için düz ve ters akım ve manyetik alan uygulanarak sekiz konfigürasyonu olan ölçüm yapıldı. Böylece sekiz konfigürasyon özdirenç ve sekiz konfigürasyon Hall katsayısı ölçümlerinden olmak üzere on altı konfigürasyondan ölçüm yapıldı Sıcaklığa bağlı değişimi gözlemek amacıyla hem özdirenç hem de Hall etkisi ölçümleri 35-350 K aralığında 15 K adımlarla yapıldı. Hall mobilitesi μ_H ve Hall taşıyıcı yoğunluğu n_H aşağıdaki gibi verilir:

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} cm^2 V^{-1} s^{-1} \quad (6.5)$$

$$n_H = \frac{1}{eR_H} cm^{-3} . \quad (6.6)$$

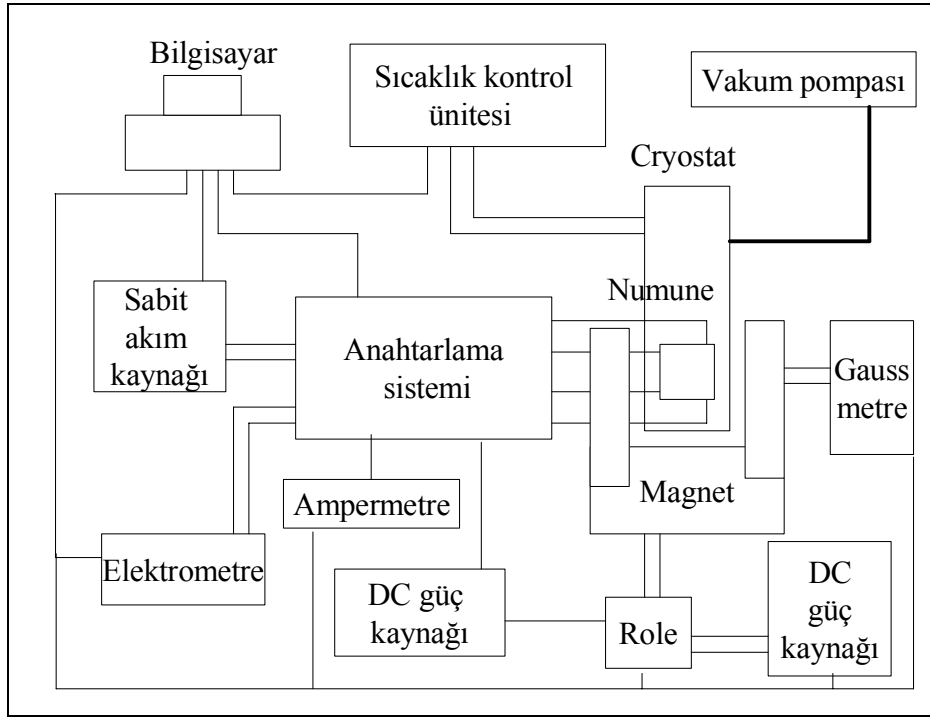
Yukarıda verilen eşitliklerden görülebileceği gibi numune kalınlığı, sadece hacimsel özdirenç ve Hall taşıyıcı yoğunluğu için gereklidir. Yüzeysel özdirenç ve Hall taşıyıcı yoğunluğu için bilinmesi gerekli değildir. Van der Pauw ve Hall etkisi ölçümleri yapılmadan önce kontakların omik olduğunu doğrulamak için numune üzerindeki her bir kontak çifti için akım-gerilim ölçümleri yapıldı.



Şekil 6.2. Direnç (a ve b) ve Hall mobilitesi (c ve d) ölçümleri için şematik gösterim. Özdirenç ölçümlerinde yan yana kontak çiftine akım uygulanır ve karşı kontak çiftinden voltaj okunur. Hall ölçümlerinde ise manyetik alan numuneye dik uygulanır, çapraz kontak çiftine akım uygulanıp diğer çapraz kontak çiftinden voltaj okunur.

6.3.4. Hall ölçüm sistemi

Bu çalışmada bilgisayar kontrollü Lake Shore High Empedans System kullanıldı. Deney sisteminin blok diyagramı Şekil 6. 3'te verildi. Şekilde görülebileceği gibi sabit akım kaynağı, elektrometre, anahtarlama sistemi, sıcaklık kontrol ünitesi ve magnet güç kaynağı Lake Shore programı ile kontrol edilmektedir.



Şekil 6.3. Hall etkisi ölçüm sistemi blok diyagramı

Ayrıca bu program sabit akım kaynağı ve elektrometredeki verileri data kablosuyla bilgisayar ortamına aktarır ve 6.3.1 – 6.3.2 kısımlarında verilen van der Pauw ve Hall etkisi ölçüm teknikleri için geçerli olan bağıntıları kullanarak gerekli hesaplamaları yapar ve sonuçta özdirenç (ρ), taşıyıcı yoğunluğu (n_H), mobilite (μ_H) değerlerini verir.

7.BULGULAR VE TARTIŞMA

7. 1. GİRİŞ

Bir yarıiletkenin fiziksel davranışının genel bir görünüşü, geniş bir bölgede katkı yapılarak kristallerin sıcaklık fonksiyonu olarak elektriksel iletkenliği elde edilir [32]. İncelenen numuneler A, B ve saf Germanyum yarıiletkenleridir. Sıcaklığa bağlı özdirenç ve mobilite ölçümleri 35-350 K sıcaklık 24 sıcaklık adımında, 0-1,5 T manyetik alan 27 manyetik alan noktasında van der Pauw tekniği ile özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri yapıldı.aralığında yapılmıştır.

Bu bölümde deneysel olarak elde edilen iletkenlik, mobilite ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimleri verilmiştir.

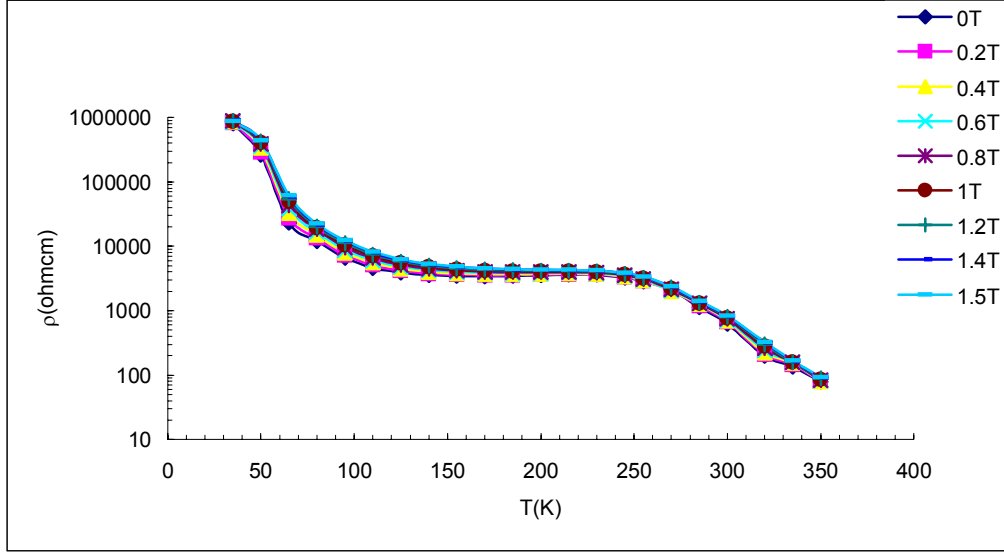
7.2. A, B ve Saf Germanyumun Özdirencin Sıcaklığa Bağlı Değişimi

35-350 K sıcaklık aralığında van der Pauw tekniğiyle ölçümleri yapılan numunelerin elde edilen sıcaklığa bağlı özdirençleri verilmiştir.

7.2.1. A numunesinin özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi

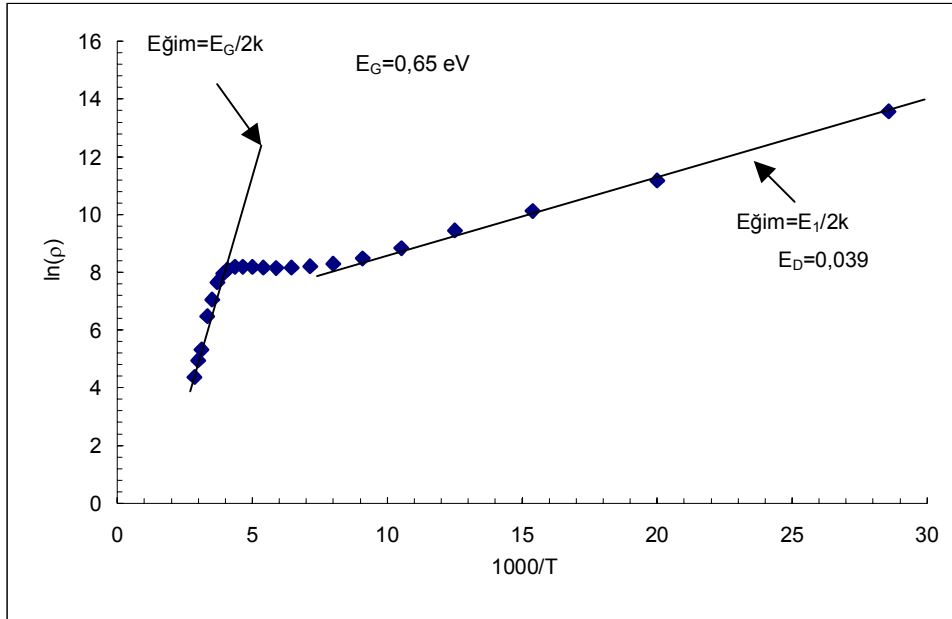
A numunesinde özdirenç ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak 0-1,5 T aralığında 27 manyetik alan noktasında sıcaklığın fonksiyonu (35-350 K) olarak yapıldı. Şekil 7.1’de sıcaklık bağımlı özdirenç sadece 8 manyetik alan noktasında verildi. Sıcaklık bağımlı özdirenç, normal yarıiletken davranışı sergilemektedir [32]. Genel olarak yarıiletkenlerde sıcaklık düşerken yüksek sıcaklık bölgesinde özdirenç bir eğimle artar, düşük sıcaklık bölgesinde eğim değişerek artışı devam ettirir [33]. Yüksek sıcaklık bölgesinde (215-350K) ölçülen özdirenç $\rho(T) \sim \exp(E_G/2kT)$, düşük sıcaklık bölgesinde ise $\rho(T) \sim \exp(E_D/2kT)$ denklemlerine uygun davranış sergilemektedir.dolayısıyla $\ln(\rho)$ ’un $1/T$ ’ ya karşı grafiğinden yüksek sıcaklık bölgesi

eğiminden yasak enerji aralığı E_G ve düşük sıcaklık bölgesi ($T < 215\text{K}$) eğiminden safsızlık bağlanma enerjisi E_D bulunur.



Şekil 7.1. A numunesinin öz direncinin sıcaklığa bağlı değişimi

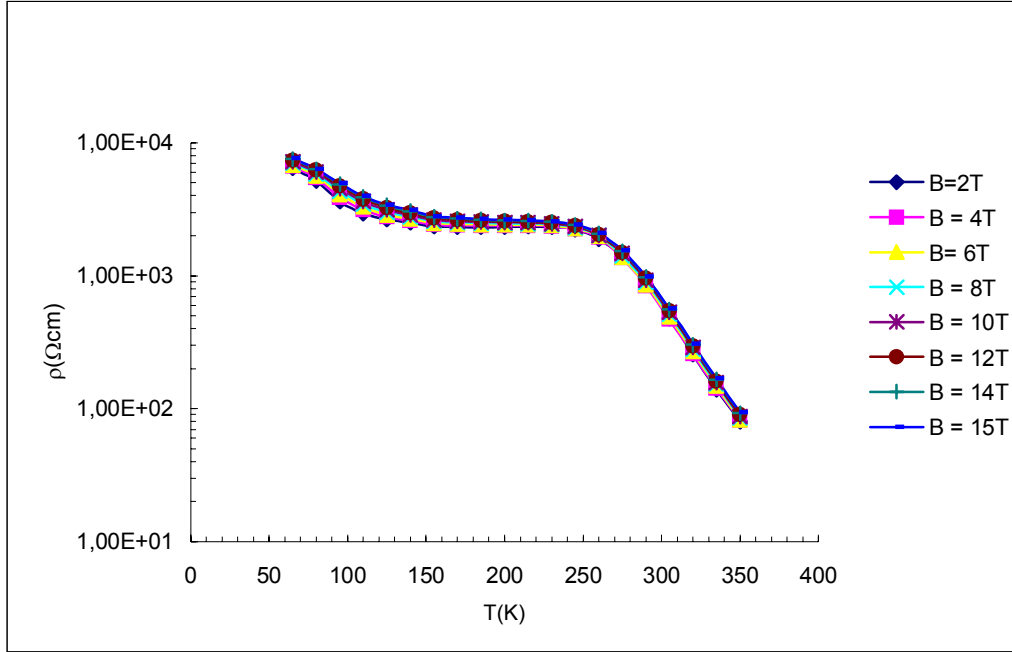
Şekil 7.2’de $\ln(\rho)$ ’un $1/T$ ’ye karşı grafiği verildi. Eğimlerden yasak enerji aralığı $E_G = 0,65 \text{ eV}$ ve $E_I = 0,0399 \text{ meV}$ olarak bulundu. Bu değerler literatürde karşılaştırıldığında uyumlu olduğu görüldü [34]. A numunesi 35-320 K arasında p-tipi, 320-350 K arasında n-tipi davranış sergilemektedir. 35-320 K arasında öz dirençle artan sıcaklıkla bir artış göstermektedir.



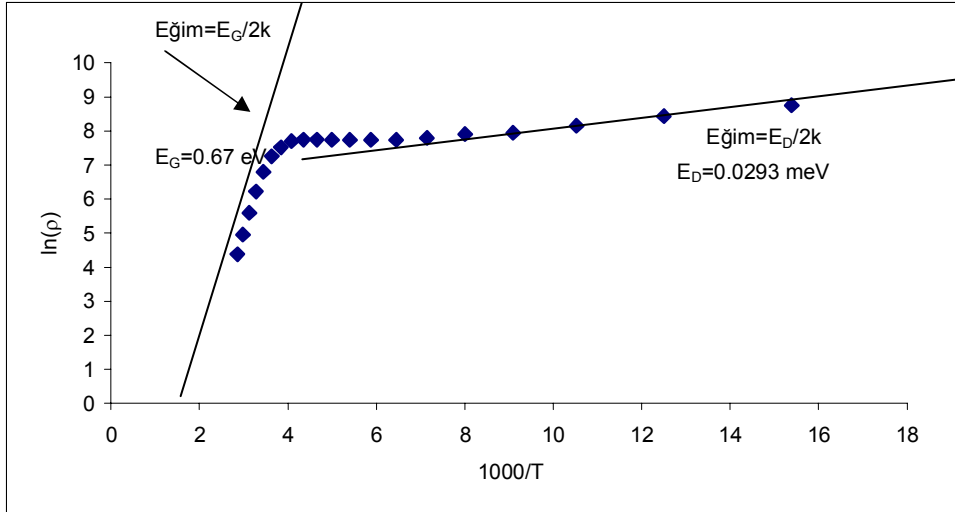
Şekil 7.2 A numunesinin $\ln(\rho)$ sıcaklığa bağlı değişimi

7.2.2. B numunesinin öz direncin sıcaklığa bağlı değişimi

A numunesinde öz direnç ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak 0-1,5 T aralığında 27 manyetik alan noktasında sıcaklığın fonksiyonu (65-350 K) olarak yapıldı. Şekil 7.3.'de sıcaklık bağımlı öz direnç sadece 8 manyetik alan noktasında verildi. Sıcaklık bağımlı öz direnç, normal yarıiletken davranışı sergilemektedir [32]. Genel olarak yarıiletkenlerde sıcaklık düşerken yüksek sıcaklık bölgesinde öz direnç bir eğimle artar, düşük sıcaklık bölgesinde eğim değişerek artışını devam ettirir [33]. Yüksek sıcaklık bölgesinde (215-350K) ölçülen öz direnç $\rho(T) \sim \exp(E_G/2kT)$, düşük sıcaklık bölgesinde ise $\rho(T) \sim \exp(E_D/2kT)$ denklemlerine uygun davranış sergilemektedir. Dolayısıyla $\ln(\rho)$ 'un $1/T$ ' ya karşı grafiğinden yüksek sıcaklık bölgesi eğiminden yasak enerji aralığı E_G ve düşük sıcaklık bölgesi ($T < 215K$) eğiminden safsızlık bağlanma enerjisi E_D bulunur.



Şekil 7.3 B numunesinin öz direncinin sıcaklığa bağlı değişimi



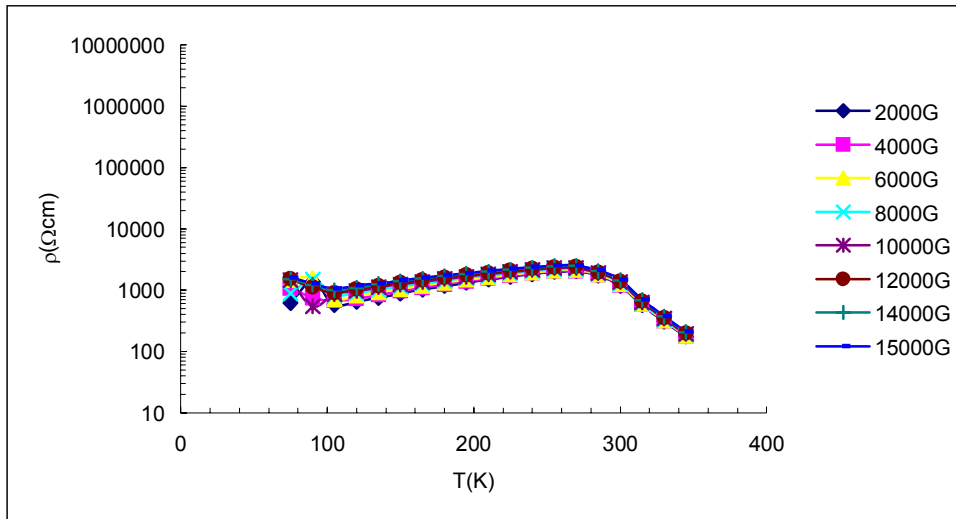
Şekil 7.4. B numunesinin $\ln(\rho)$ - $1000/T$ bağlı değişimi

Şekil 7.4’de $\ln(\rho)$ ’un $1/T$ ’ ye karşı grafiği verildi. Eğimlerden yasak enerji aralığı $E_G=0,6735$ eV ve $E_D=0,0293$ meV olarak bulundu. Bu değerler literatürde karşılaştırıldığında bu çalışmada bulunan değerler uyumludur [34].

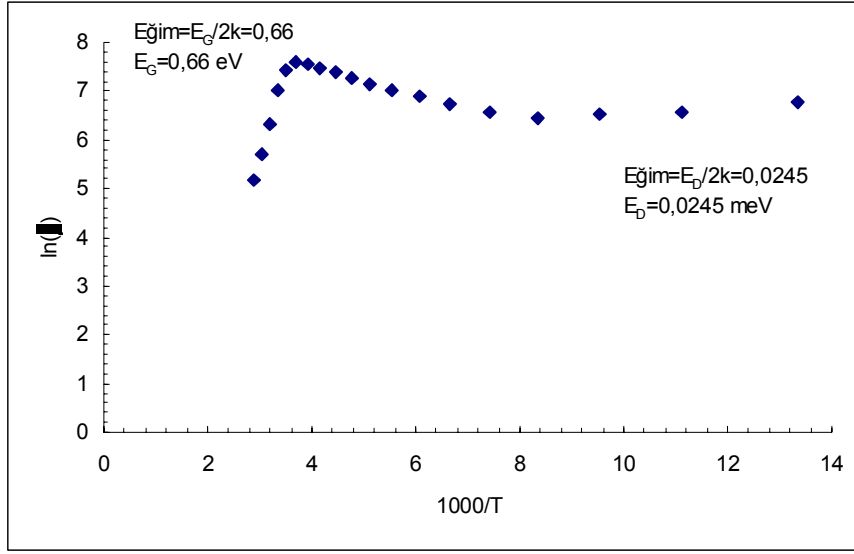
7.2.3. Saf germanyum numunesinin özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi

Saf Germanyum numunesinde özdirenç ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak 0-1,5 T aralığında 27 manyetik alan noktasında sıcaklığın fonksiyonu (75-345 K) olarak yapıldı. Şekil 7.5’de sıcaklık bağımlı özdirenç sadece 8 manyetik alan noktasında verildi. Sıcaklık bağımlı özdirenç, normal yarıiletken davranışı sergilemektedir [32]. Genel olarak yarıiletkenlerde sıcaklık düşerken yüksek sıcaklık bölgesinde özdirenç bir eğimle artar, düşük sıcaklık bölgesinde eğim değişerek artışını devam ettirir [33].

Yüksek sıcaklık bölgesinde (270-345K) ölçülen özdirenç $\rho(T) \sim \exp(E_G/2kT)$, düşük sıcaklık bölgesinde ise $\rho(T) \sim \exp(E_D/2kT)$ denklemlerine uygun davranış sergilemektedir. Dolayısıyla $\ln(\rho)$ ’un $1/T$ ’ ye karşı grafiğinden yüksek sıcaklık bölgesi eğiminden yasak enerji aralığı E_G ve düşük sıcaklık bölgesi ($T < 215K$) eğiminden safsızlık bağlanma enerjisi E_D bulunur.



Şekil 7.5 n-tipi germanyumun özdirencinin sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 7.6. n-tipi germanyumun $\ln(\rho)$ - $1000/T$ bağlı değişimi

Şekil 7.6’da $\ln(\rho)$ ’un $1/T$ ’ye karşı grafiği verildi. Eğimlerden yasak enerji aralığı $E_G=0,6629$ eV ve $E_D=0,0245$ meV olarak bulundu. Bu değerler literatürde karşılaştırıldığında bu çalışmada bulunan değerler uyumludur [34].

7.4. A, B, N-Tipi Saf Germanyum Yarıiletkenlerinin Hall Taşıyıcı

Yoğunluklarının ve Hall Mobilitelerinin Sıcaklığa Bağlı Değişimi

Her numune için 0-1,5 T manyetik alan etkisi altında Hall etkisi ölçümleri sıcaklığa bağlı olarak yapıldı. Göz önüne alınan numunelerde 35-350 K değişken aralıklarında değişimleri incelendi. A.T. Lonchakov, G.A. Matveev, I.M. Tsidil’kovskii [34], V.P. Dobrego, O.P. Ermolaev [35], A.G.Yakavenko, E.A.Shelonin [36] katkılı n-tipi Germanyum için buldukları taşıyıcı yük yoğunluğu 10^{13} ve 10^{18} cm^{-3} arasındadır. Bu sonuçların tablo 2 verilen değerleri ile aynı seviyede olduğu görülmektedir. Germanyumun taşıyıcı yük yoğunluğu N.G. Zhdanova ve E.G.Lendsberg’in saf germanyum üzerine yaptığı bir çalışmada taşıyıcı yük yoğunluğu 10^{13} cm^{-3} mertebesinde bulunmuştur [33]. En saf germanyumda aşağı yukarı 10^{12} atom/cm^3 saf olmayan katkı atomu vardır [29] 10^{13} cm^{-3} mertebesinde olan taşıyıcı yoğunluk arttıkça öz direnç azalmaktadır. Germanyumda gerçek elektron yoğunluğu E_G/kT ile orantılıdır [29]. Bu orantının değeri arttıkça, yük taşıyıcıların yoğunluğu

düşmektedir. Burada sıcaklık arttıkça elektronlar değerlik bandından, iletim bandına termal olarak uyarılırlar. Değerlik bandındaki elektronlar iletim bandına çıkınca, geride değerlik bandında, boşluklar bırakırlar, iletim olayı düşünülürse, iletim bandındaki elektronlar ve değerlik bandındaki boşluklar birlikte gerçekleştirirler. Hall taşıyıcı yoğunlukları Şekil 7.3'te verilmiştir. Bu grafikte eğimlerden elde edilen aktivasyon enerjileri de daha önce elde edilen enerjilerle uyum içerisinde.

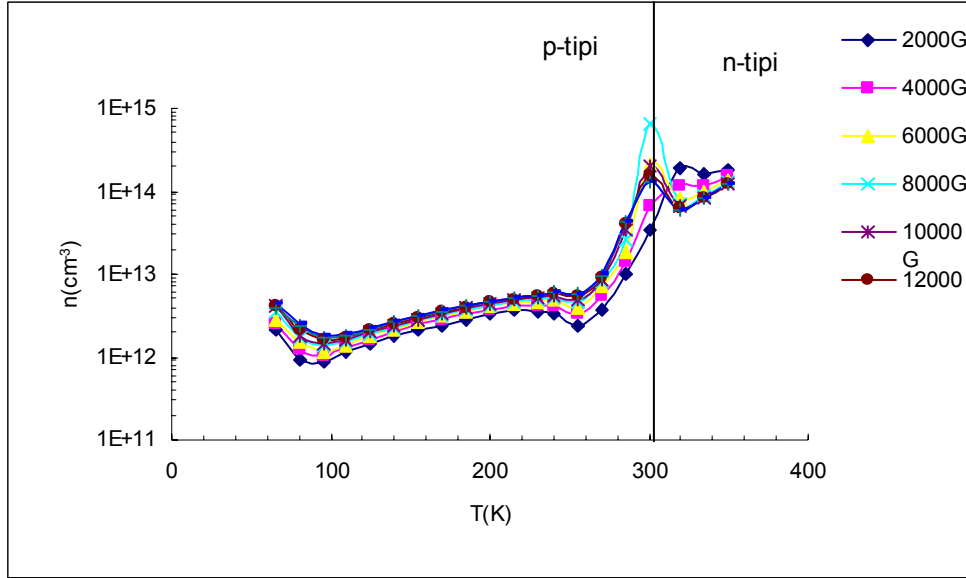
7.4.1. A yarıiletkeninde hall taşıyıcı yoğunluğunun ve mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi

A numunesinde Hall taşıyıcı yoğunluğunun ve Hall mobilitesinin sıcaklığa bağlı (35-350 K) değişimi Şekil 7.4.1'de verildi. Sıcaklık bağımlı taşıyıcı yoğunluğunun 255-350 K aralığında düşen sıcaklıkla hızla düşmekte ve 255 K altında sıcaklıktan bağımsız bir davranış sergilemektedir. Taşıyıcı yoğunluğunun yüksek sıcaklık davranışı Ge yarıiletkenin özgün yarıiletken davranışı ile bağlantılıdır. Literatürde Ge için özgün taşıyıcı yoğunluğu $n_i = 2.4 \times 10^{13} T^{3/2} \exp(0,67/2kT) \text{ cm}^{-3}$ ile verilmektedir. Burada 0,67 eV yasak enerji aralığı E_G 'a karşılık gelmektedir. Literatürde verilen özgün taşıyıcı yoğunluğu 255 K'in üzerinde ölçülen taşıyıcı konsantrasyonuna örtüşmektedir. Diğer taraftan $\ln(\rho)$ 'un $1/T$ 'ye karşı grafiklerinin eğimlerinden de yasak bant aralık enerjisi $E_G \cong 0,65 \text{ eV}$ olarak bulunur. Bölüm 7.1' de yüksek sıcaklık bölgesinde öz direnç analizinden de aynı yasak enerji aralığı bulunmuştur. Sonuç olarak; yüksek sıcaklık bölgesinde özgün iletkenlik hakimdir. Yani, iletim özellikleri hem elektronlar hem de deşikler tarafından kontrol edilir. Numune 255 K üzerinde özgün davranış sergilemektedir.

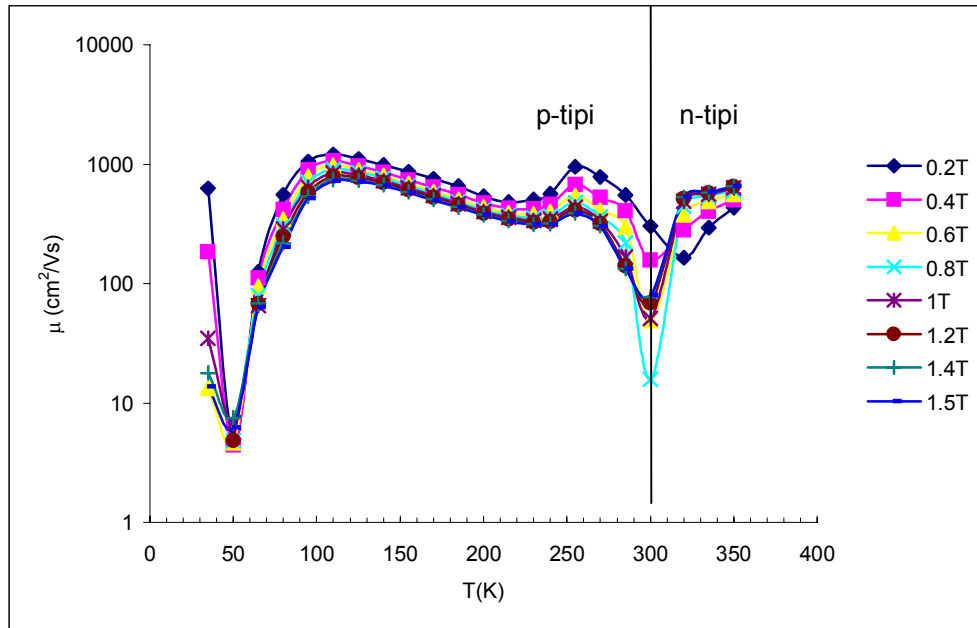
Düşük sıcaklık bölgesinde de ($T < 255 \text{ K}$) taşıyıcı yoğunluğunun farklı bir eğimle düşen sıcaklıkla düşmesi beklenirken sıcaklıktan bağımsız davranışı safsızlık bandı iletiminin varlığını gösterir. Safsızlık bandı iletiminin varlığında mobilite de sıcaklıktan bağımsızdır. Bu bölgede mobilite beklenen davranışı göstermektedir. Eğer her hangi bir yarıiletken yüksek derecede katkılanmışsa, düşük sıcaklıklarda iletkenlik bandından safsızlık atomuna gelen elektronların ilettime katılabilmesi için

safsızlık atomlarının dalga fonksiyonları üst üste binmesi gereklidir. Böylece bir elektron bir atomdan diğerine her hangi bir enerjiye gerek kalmadan geçer ve iletme katılır buda taşıyıcı yoğunluğunun sabit kalmasını sağlar.

Sıcaklık bağlı Hall mobilitesi II-IV yarıiletkenlerin genel karakteristiğini sergilemektedir. Mobilite, 350 K den 300 K civarına azalan sıcaklıkla azalmaktadır ve 300 K ile 255 K civarında azalan sıcaklıkla artma eğilimi göstererek düşük sıcaklıklarda sabite gitmektedir. Mobilitenin düşen sıcaklıkla azalmaya eğimli olduğu bölgede iyonize safsızlık saçılma mekanizması baskın saçılma mekanizmasıdır. Düşen sıcaklıkla mobilitenin arttığı sıcaklık bölgesinde 255-300 K arası polar optik fonon saçılma mekanizması başta olmak üzere, akustik fonon ve iyonize safsızlık saçılma mekanizmaları baskın saçılma mekanizmalarıdır. Düşük sıcaklık bölgesinde mobilitenin ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıktan bağımsız davranışı safsızlık bandı iletiminin hakim olduğunu gösterir. Bu durumda düşük sıcaklık öz direnç analizlerinden elde edilen safsızlık bağlanma enerjisi doğru olmaz. Elde edilen aktivasyon enerjisi, ısısal aktifli sıçrama iletiminde (thermally activated hopping conduction) tanımlanan aktivasyon enerjisidir [36]. Isısal aktifli sıçrama iletiminde öz direnç $\rho(T) \sim \exp(e_3/kT)$ ile tanımlanır [37] ve buradaki e_3 enerjisi safsızlık bağlanma enerjisi E_1 den farklıdır. e_3 enerjisi sıçrama iletiminin aktivasyon enerjisi olarak bilinir.



Şekil 7.7. A numunesinin taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi



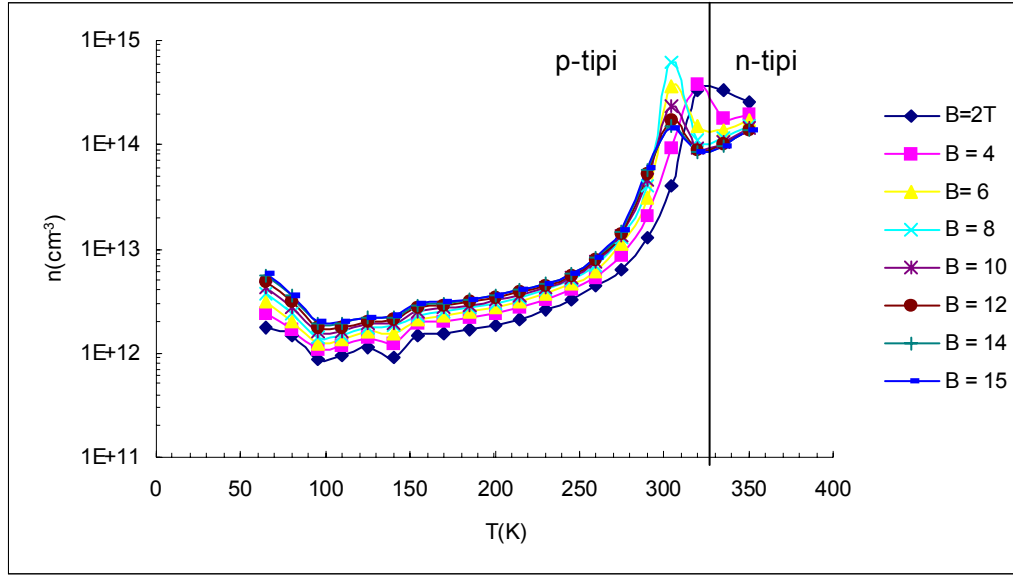
Şekil 7.8. A numunesinin mobilitenin sıcaklığa bağlı değişimi

A numunesinin taşıyıcı yük yoğunluğu 300 K° de $6,41 \times 10^{13}\text{ cm}^{-3}$ değerindedir. A.T. Lonchakov [34], G.A. Matveev, I.M. Tsidil'kovskii çeşitli katkıli n-tipi Germanyum için taşıyıcı yük yoğunluğunun $10^{13} \leq n \leq 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ olduğu sonucuna varılmışlardır [34].

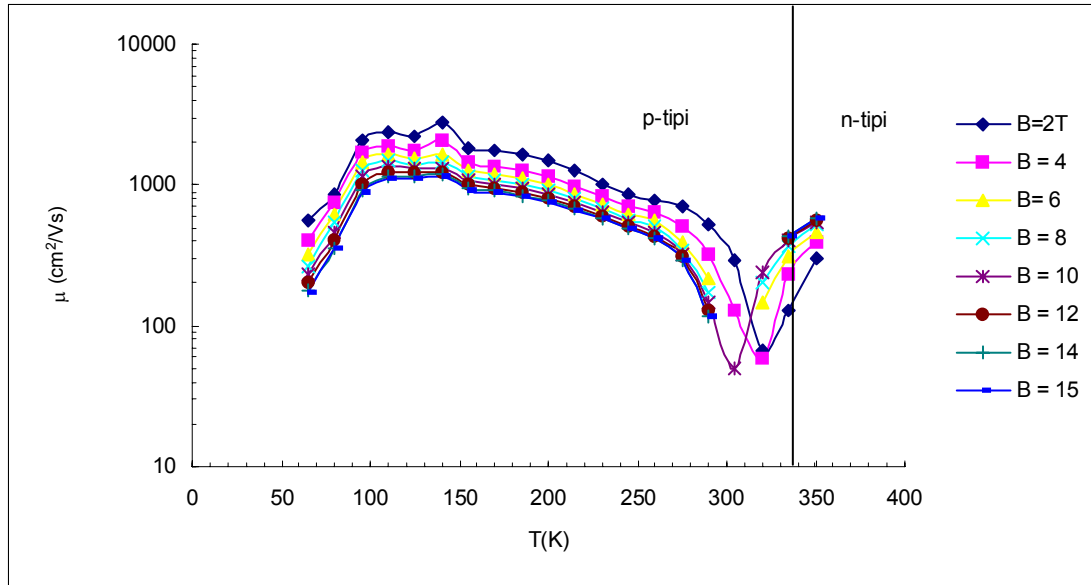
7.4.2. B germanyum yarıiletkeninde hall taşıyıcı yoğunluğunun ve mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi

Düşük sıcaklık bölgesinde de ($T < 275$ K) taşıyıcı yoğunluğunun farklı bir eğimle düşen sıcaklıkla düşmesi beklenirken sıcaklıktan bağımsız davranışı safsızlık bandı iletiminin varlığını gösterir. Safsızlık bandı iletiminin varlığında mobilite de sıcaklıktan bağımsızdır. Bu bölgede mobilite beklenen davranışı göstermektedir. Eğer her hangi bir yarıiletken yüksek derecede katkılanmışsa, düşük sıcaklıklarda iletkenlik bandından safsızlık atomuna gelen elektronların iletme katılabilmesi için safsızlık atomlarının dalga fonksiyonları üst üste binmesi gereklidir. Böylece bir elektron bir atomdan diğerine her hangi bir enerjiye gerek kalmadan geçer ve iletme katılır buda taşıyıcı yoğunluğunun sabit kalmasını sağlar.

Mobilite, 350 K den 320 K civarına azalan sıcaklıkla azalmaktadır ve 320 K ile 275 K civarında azalan sıcaklıkla artma, 275 K- 95 K civarında azalan sıcaklıkla sabit ve 95 K ile 65 K civarında düşük sıcaklıklarda azalma eğilimi göstermiştir. Mobilitenin düşen sıcaklıkla azalmaya eğimli olduğu bölgede iyonize safsızlık saçılma mekanizması baskın saçılma mekanizmasıdır. Düşen sıcaklıkla mobilitenin arttığı sıcaklık bölgesinde arası polar optik fonon saçılma mekanizması başta olmak üzere, akustik fonon ve iyonize safsızlık saçılma mekanizmaları baskın saçılma mekanizmalarıdır. Düşük sıcaklık bölgesinde mobilitenin ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıktan bağımsız davranışı safsızlık bandı iletiminin hakim olduğunu gösterir [37].



Şekil 7.9. Taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi



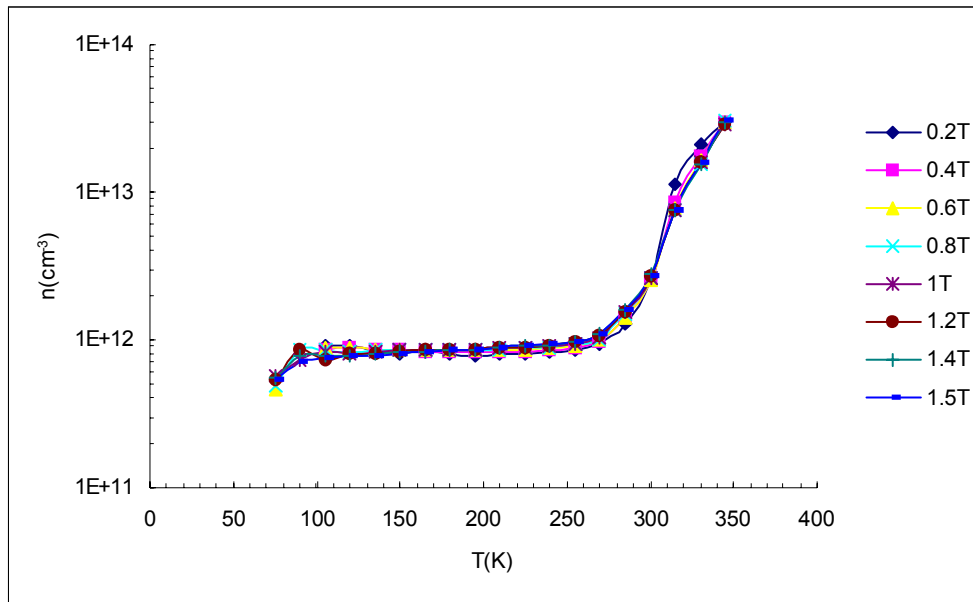
Şekil 7.10. Mobilite sıcaklığa bağlı değişimi

7.4.3. N-tipi saf germanyum yarıiletkeninde hall taşıyıcı yoğunluğunun ve mobilitesinin sıcaklığa bağlı değişimi

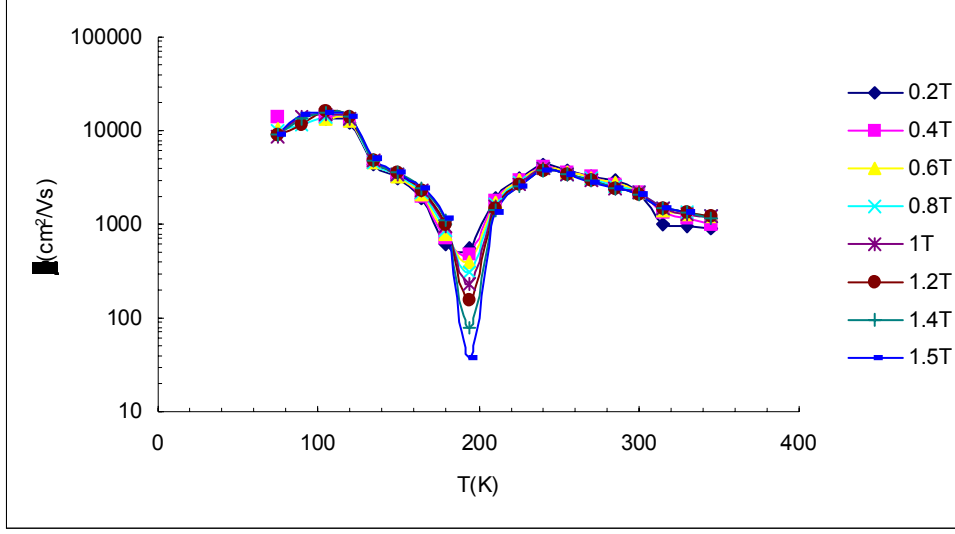
Düşük sıcaklık bölgesinde de ($T < 270$ K) taşıyıcı yoğunluğunun farklı bir eğimle düşen sıcaklıkla düşmesi beklenirken sıcaklıktan bağımsız davranışı safsızlık bandı

iletiminin varlığını gösterir. Safsızlık bandı iletiminin varlığında mobilite de sıcaklıktan bağımsızdır. Bu bölgede mobilite beklenen davranışı göstermektedir. Eğer her hangi bir yarıiletken yüksek derecede katkılanmışsa, düşük sıcaklıklarda iletkenlik bandından safsızlık atomuna gelen elektronların ilettime katılabilmesi için safsızlık atomlarının dalga fonksiyonları üst üste binmesi gereklidir. Böylece bir elektron bir atomdan diğerine her hangi bir enerjiye gerek kalmadan geçer ve ilettime katılır buda taşıyıcı yoğunluğunun sabit kalmasını sağlar.

Mobilite, 345 K den 225 K civarına azalan sıcaklıkla artmakta, 225 K ile 195 K civarında azalan sıcaklıkla azalma, 195 K ile 120 K aralığında artma eğilimi göstererek düşük sıcaklıklarda sabite gitmektedir. Mobilitenin düşen sıcaklıkla azalmaya eğimli olduğu bölgede iyonize safsızlık saçılma mekanizması baskın saçılma mekanizmasıdır [38], Düşen sıcaklıkla mobilitenin arttığı sıcaklık bölgesinde arası polar optik fonon saçılma mekanizması başta olmak üzere, akustik fonon ve iyonize safsızlık saçılma mekanizmaları baskın saçılma mekanizmalarıdır. Düşük sıcaklık bölgesinde mobilitenin ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıktan bağımsız davranışı safsızlık bandı iletiminin hakim olduğunu gösterir [38].



Şekil 7.11. n-tipi numunenin taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi



Şekil 7.12. n-tipi numunenin mobilite sıcaklığa bağlı değişimi

8. SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu çalışmada üç tip Ge yarıiletken numunesinin sıcaklığa ve manyetik alana bağlı olarak taşıyıcı iletim özellikleri incelendi. Ge yarıiletken numunelerinin 15 K adımlarla 350 K- 35 K arasında ve 500 kG adımlarla 0-1,35 Tesla arasında sıcaklığa ve manyetik alana bağlı olarak van der Pauw ve Hall etkisi ölçümleri yapılmıştır.

Hall etkisi ve van der Pauw ölçüm teknikleri ölçülen numunenin toplam mobilite ve toplam taşıyıcı yoğunluğunu verir. Özdirencin sıcaklığa bağlı grafiğinden: safsızlık bağlanma enerjisi ve yasak enerji aralığı hesaplandı. Bulunan değerler literatürle uyum içerisindedir.

İncelenen numunenin taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitenin sıcaklıkla değişiminden düşük sıcaklık bölgesinde iki numune için p-tipi yarıiletken özelliği, yüksek sıcaklık bölgesinde n-tipi yarıiletken özelliği, üçüncü numune için ise n-tipi yarıiletken özellik gösterdi. Numunenin bu özelliğini daha iyi inceleyebilmek ve hangi sıcaklık noktasında elektriksel iletkenlik özelliğini değiştiğini gözleyebilmek amacıyla deney, incelenen (350-35 K) sıcaklık aralıklarında bu bölgelerde 2 K adımlarla ölçüldü.

Analizler sonucunda elektriksel iletkenlik, A numunesi 320K'de (n-tipinden-p-tipine), B numunesi 325 K'de(n-tipinden-p-tipine) geçiş göstermiştir. Hall etkisi ve van der Pauw ölçüm teknikleri ölçülen numunelerin toplam mobilite ve toplam taşıyıcı yoğunluğunu verir.

Ölçümler ve analiz sonucunda, sıcaklığa bağlı olarak elektron ve deşiklere ait mobilite ve taşıyıcı yoğunlukları belirlenmiştir. Bunun yanı sıra bantlara ait taşıyıcı yoğunluklarının ve mobilitelerinin biliniyor olması toplam iletkenliğe bantlardan gelen katkıların da hesaplanmasına olanak tanır. Bu analizler güvenilir sonuçlar vermiştir. İncelenen tüm sıcaklık bölgeleri için deneysel olarak ölçülen mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu ile uyum içerisindedir [38]. Sonuç olarak, incelenen üç tip germanyum yarıiletken numunelerin en ilginç ve dikkat çekici özelliği safsızlık seviyelerinin varlığı nedeniyle, yüksek sıcaklıklarda n-tipi düşük sıcaklık bölgesinde

p-tipi yarıiletken özellik göstermesidir. XRD ile yapılan bağıl şiddet incelemelerinde de numune germanyum piklerinin gözlenmiştir. XPS incelemeleri sonucunda da germanyumun yüzdelik oranı çok yüksek bulunmuştur.

KAYNAKLAR

1. Walley, P. A., "Electrical Conduction in Amorphous Silicaon and Germanyum", *Thin Solid Films* , 327 (1968).
2. Moore, W. J.J., "Semiconductor Materials" *Phys. Chem. Solids*, 32, 93 (1971)
3. Golubev, N. F., Latyshev, A.V., "Physical Properties of Germanium" *Sov. Phys. Semicond. (English Transl.)*, 14: 1074 (1980).
4. Berger, L.I., "Semiconductor Materials", *CRC Press*, Boca Raton, New York, 20-56 (1955).
5. Holloway, P.H., McGuire, G.E., "Handbook of Compound Semiconductors", *Park Ridge*, New Jersey, 10-13 (1995).
6. Allen L. C., "Interpolation schema for energy band in solids", *Phys. Rev.* 98(4): 993-996 (1955).
7. Philips, J. C., "Dielectric definition of elestronegativity", *Phys. Rev. Lett.* 20:550-582 (1968).
8. Chelikowsky, J.R., and Cohen, M. L., "Non local pseudopotential calculations for the electronic structure eleven diamond and zing –blende semiconductors", *Phys. Rev.*, B14: 556-580 (1976).
9. Dresselhaus, G.D., " Spin-Orbit cupling effect in zinc-blende structures " , *Phys. Rev.*, 100 (2) : 580-586 (1955).
10. Kane, E. O., "Semiconductors" , Semiconductors and Semimetals, edited by Willardson, R. K., Beer, A. C., *Academic. Press*, New York, 85-92 (1996).
11. Varshni, Y.P., " Temperature Dependence of the Energy GAP in Semiconductors", *Physica*, 34: 149-154 (1967).
12. Adachi, S., "in Physical Properties of II-IV Semiconductor Compounds", *John Willey and Sons*, New York Chichester Brisbane Toronto Singapore, 127-134 (1992).
13. Paul, S., Roy, J.B., and Basu, P.K., "Emprical expiressions for the alloy composition and temperature dependence of the band gap and intrinsic carrier density", *J. Appl. Phys.*, 69(2):827-829 (1991).

14. Grove, A. S., Physics and Technology of Semiconductor Devices, *University of California*, (1967).
15. Sze, S.M., "Semiconductor Devices", *John Wiley & Sons*, New York Chichester, Brisbane Toronto Singapore., 1-47 (1985).
16. Barden, J., and Shocley, W., "Deformation potentials and mobilities in non-polar crystals", *Phys. Rev.*, 80(1): 72-80 (1950).
17. Zook, Z.D., "Piezoelectric scattering in semiconductors", *Phys. Rev.*, 136 (3A): 869-878 (1964).
18. Brooks, H., "Advances in Electronics and electron Physics", Marton, *Academic.*, New York, 21-29 (1955).
19. Erginsoy, C., "Neutral impurity scattering in semiconductors", *Phys. Rev.*, 79: 1013-1094 (1950).
20. Pödör, B., "Semiconductors" *Phys. Stat. Sol.*, 16: K 176-181 (1966).
21. Gallaghe, C. R., "Elements of germanium" *Phys. Rev.*, B15(2): 823-827 (1952).
22. Vogel, A.F.L., "Solid State and semiconductor elements" *J. Metals*, 8: 946-952 (1956).
23. Alkan, B., Serin, T., Unal, B., "Dislocation scattering of electrons in plastically deformed germanium", *Semicond Sci. Technol.*, 11: 1046-1050 (1996).
24. Suryanarayana C., Grant Norton M., "X-Ray Diffraction", *Plenum Press*, New York and London, 1-5 (1998).
25. Cullity, B. D., "Elements Of X-Ray Diffraction", *Addison Wesley Publishing Company Inc.*, London, 22 (1978).
26. Whittaker, E. J. W. , "Elements of X-Ray Diffraction" *Addison Wesley Publishing Company Inc.*, London, 3 (1978).
27. "Powder Diffraction File of Inorganic Phases" Sümer, A., *İstanbul Teknik Üniversitesi Matbaası*, Gümüşsuyu, 110-116 (1966).
28. Hoderick, A. R., E. H. and Williams R. H., "Metal-Semiconductor Contacts", *Clarendon Press*, Oxford, 79-88 (1988).
29. Berger, L. I., "Van der Pauw" , *Philips Research Reports*, 13: 1-18 (1958).

30. Seeger, P. K. "Scattering Semiconductor Physics", *An Introduction* 2, 283-285(1973).
31. Leblebici, Duran, "Elektronik Devreler (1)", *İ.T.Ü.*, 234-43(1983).
32. Mc Kelvey, J. P., "Solid State and Semiconductor Physics HIE, *An Introduction* New York, (1966).
33. Zhdanova, N. G. Lendsberg, E. G., *Fiz. Tekh. Pduprovada*, 21: 212-216 (1968).
34. Lonchakov, A. T., Matveev, G. A., I.M. Tsidil'kovskii, Institute of Metal Physics, *Fiz. Tekh. Polipprovodn* 22, 1396-1400, (1988).
35. Dobrego, V. P. Ermolaev, O. P. V.I. Lenin Belorussian State University, Minsk, *Fiz. Tekh. Poluprodn* II, 1897-1901 (1977)
36. Yakavenko, A. G., Shelonin, E. A., M. V. Lomonosov Institute of Fine Chemical Technology, Moscow, *Fiz. Tekh. Poluprodn*, 23, 1390-1394, (1989).
37. Butcher, P. N., "Calculations of hopping transport coefficients", *Phil. Mag.*, B42 (6): 799 (1980)
38. Gutov, V. I., Kvon, Z. D., Nelzvestny, I. G., Institute of Semiconductors, Physics, Siberian Branch of the Academy of Science of the, *Fiz. Tekh. Poliprovodn*, 21, USSR. Novosibirsk (1988).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : ÇOLAK, Ümran
 Uyruğu : T.C.
 Doğum tarihi ve yeri : 03.01.1978 MALATYA
 Medeni hali : Bekar
 Telefon : 0 (536) 7495434
 e-mail : umrancolak@hotmail.com.

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi /Fizik Bölümü	2006
Lisans	Gazi Üniversitesi/ Fizik Bölümü	2002
Lise	Anadolu Ticaret Lisesi	1996

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2003-2006	Özel Dershanelerde	Öğretmen

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Tenis, Bilgisayar teknolojileri, Basketbol, Kitap okumak.