

**YÜKSEK KATKILI $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ALAŞIM YARIİLETKENLERİN
SICAKLIK BAĞIMLI ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ**

Elif YAZBAHAR

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
İLERİ TEKNOLOJİLER**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**EYLÜL 2012
ANKARA**

Elif YAZBAHAR tarafından hazırlanan "YÜKSEK KATKILI $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ALAŞIM YARIİLETKENLERİN SICAKLIK BAĞIMLI ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ" adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Prof. Dr. Mehmet KASAP

.....

Tez Danışmanı, Fizik Anabilim Dalı

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği ile İleri Teknolojiler Anabilim Dalında Yüksek Lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Doç. Dr. Elif ORHAN

.....

İleri Teknolojiler Anabilim Dalı, G.Ü.

Prof. Dr. Mehmet KASAP

.....

Fizik Anabilim Dalı, G.Ü.

Doç. Dr. Abdullah YILDIZ

.....

Enerji Sistemleri Mühendisliği Anabilim Dalı, Y.B.Ü.

Tarih: 13/09/2012

Bu tez ile G.Ü. Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu Yüksek Lisans derecesini onamıştır.

Prof. Dr. Şeref SAĞIROĞLU

.....

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

TEZ BİLDİRİMİ

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

Elif YAZBAHAR

YÜKSEK KATKILI $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ALAŞIM YARIİLETKENLERİN SICAKLIK BAĞIMLI ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİ

(Yüksek Lisans Tezi)

Elif YAZBAHAR

GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Eylül 2012

ÖZET

Bu çalışmada MBE kristal büyütme yöntemi ile büyütülen 3 adet n-tipi $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ ($x=0.42, 0.43, 0.44$) ve 1 adet n-tipi $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x=0.20$) numuneleri için Hall ölçümleri ve iletkenlik analizleri gerçekleştirildi. İletkenlik, Hall mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğu 15-300K sıcaklık aralığında, 0.4T magnetik alan altında ölçüldü. $x=0.42, 0.43$ ve 0.44 değerlerine sahip numunelerin elektron iletim özellikleri; elektron – elektron etkileşimleri ve zayıf lokalizasyon etkilerini içeren metalik modellerle açıklandı. Ayrıca elektron hareketliliğini etkileyen saçılma mekanizmaları belirlendi. $x=0.20$ değerli numune için ise elektron iletim özellikleri, Boltzmann eşitliğinin tekrarlanan çözümü (ISBE) kullanılarak iki band modeli ile analiz edildi. Teori ve sonuçlar arasında iyi bir uyum gözlemlendi.

Bilim Kodu : 202.1.147
Anahtar Kelimeler : MBE, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$, elektron - elektron etkileşimleri, zayıf lokalizasyon, ISBE, saçılma mekanizmaları
Sayfa Adedi : 57
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Mehmet KASAP

**TEMPERATURE DEPENDENT ELECTRICAL PROPERTIES OF
HIGH DOPED $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ALLOY SEMICONDUCTOR**

(Master Thesis)

Elif YAZBAHAR

**GAZİ UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

September 2012

ABSTRACT

In this study, Hall measurement and conductivity analysis have been investigated for 3 samples of n-type $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ ($x = 0.42, 0.43, 0.44$) and one sample of n-type $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x = 0.20$) samples grown by MBE crystal growth method. Conductivity, Hall mobility and carrier concentration were measured in temperature range of 15-300K and under 0.4T magnetic field. Electron transport characteristics of the samples with the values of $x = 0.42, 0.43$ and 0.44 were determined by the metallic model containing electron - electron interactions and weak localization effects. Also, scattering mechanisms effect the mobility of electrons that were determined. Elektron conduction properties of the sample with the value of $x = 0.20$ were analized by using an iterative solution of the Boltzmann equation (ISBE) with two – band model. It was seen that there was a good agreement between the theory and the results.

Science Code	: 202.1.147
Key Words	: MBE, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$, electron - electron interactions, weak localization, ISBE, scattering mechanisms
Page Number	: 57
Adviser	: Prof. Dr. Mehmet KASAP

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca değerli yardımlarını esirgemeyen Sayın Hocam Prof. Dr. Mehmet KASAP'a şükranlarımı sunarım.

Teorik ve deneysel çalışmalarım boyunca yanımda olan Sayın Doç. Dr. Abdullah YILDIZ'a ve tezime katkıları bulunan arkadaşlarım Yunus Özen, Abdullah ATILGAN ve Cem GÜNEŞ'e teşekkürlerimi sunarım.

Ayrıca maddi ve manevi yardımlarını hiçbir zaman eksik etmeyen aileme teşekkürü bir borç bilirim.

Elif YAZBAHAR

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET	iv
ABSTRACT	v
TEŞEKKÜR	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ	iix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	x
RESİMLERİN LİSTESİ	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR	xiii
1. GİRİŞ	1
2. BANT YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ	3
2.1. Kristal Yapı	3
2.2. Bant Yapısı	4
2.3. Materyal Parametreleri	7
3. ELEKTRON İLETİMİ VE İLETKENLİK	8
3.1. Giriş	8
3.2. Elektron Saçılması ve Saçılma Mekanizmaları	11
3.2.1. Akustik fonon saçılma mekanizması	12
3.2.2. Polar optik fonon saçılma mekanizması	13
3.2.3. Alaşım saçılma mekanizması	13
3.2.4. İyonize safsızlık saçılması	14
3.2.5. Nötr safsızlık saçılması	14

Sayfa

3.3. Özgün ve Katkılı İletkenlik	15
3.4. Safsızlık Bandı İletimi	19
3.5. İki Band Modeli	21
3.6. Metalik İletim.....	22
3.6.1. Elektron - elektron etkileşme etkileri.....	24
3.6.2. Zayıf lokalizasyon etkileri	26
4. DENEYSEL TEKNİKLER.....	28
4.1. Giriş	28
4.2. Numune Hazırlama ve Kontak Üretimi	29
4.3. Özdirenç Ölçümleri.....	31
4.4. Hall etkisi ölçümleri.....	32
5. BULGULAR VE TARTIŞMA	35
5.1. Giriş	35
5.2. Hall Etkisi Verilerinin Sıcaklığa Bağlı Değişimleri.....	35
5.3. Sıcaklığa Bağlı İletkenlik Davranışı	38
5.3.1. Yüksek sıcaklık bölgesi	39
5.3.2. Düşük sıcaklık bölgesi	40
5.4. Sıcaklığa Bağlı Mobilite Davranışı.....	45
5.5. İki Band İletimi Analizi	48
6. SONUÇ VE ÖNERİLER	52
KAYNAKLAR	54
ÖZGEÇMİŞ	57

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Tablo	Sayfa
Çizelge 2.1. GaAs ve InAs ve $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 'e ait 300 K'de ki temel parametreler.....	7
Çizelge 5.1. Numuneler için oda sıcaklığındaki iletkenlik (σ), taşıyıcı yoğunluğu (n) ve mobilite (μ) değerleri.....	36
Çizelge 5.2. InAs, GaAs ve $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ için kritik taşıyıcı yoğunluğu (n_c) ve bohr yarıçapı (a_B) değerleri.	39
Çizelge 5.3. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numuneleri için Debye sıcaklığı (θ_D), etkin kütle (m^*/m_0), static dielektrik sabiti (ϵ_r) değerleri ile σ_0 ve A fit parametreleri.	40
Çizelge 5.4. Eş.5.5'in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numunelerinin taşıyıcı yoğunluğu sıcaklık grafiklerine fit edilmesi ile bulunan parametreler ve metalik durumdan metalik olmayan duruma geçiş kritik sıcaklık (T_{kritik}) değerleri.	41
Çizelge 5.5. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ numuneler için τ_0 , l_0 , $k_f l_0$, v_f (fermi hızı) ve D (difüzyon katsayısı) değerleri.....	42
Çizelge 5.6. Eş.5.3' ün $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numunelerinin mobilite sıcaklık grafiklerine fit edilmesi sonucu bulunan parametreler.....	46

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Çinkosülfür yapıda kristalleşen InGaAs kristal	3
Şekil 2.2. Chelikowsky ve Cohen tarafından verilen III-V grubu yarıiletkenlere ait enerji bant diyagramı	5
Şekil 2.3. k uzayında Brillouin bölgesindeki bant aralığının şematik gösterimi (a) Uzatılmış bölge (b) indirgenmiş bölge	6
Şekil 3.1. A kesit alanlı bir metal tele uygulanan V potansiyel farkı.....	8
Şekil 3.2. (a)Katkısız (saf) yarıiletken (b) n – tipi yarıiletken (c) p - tipi yarıiletken	18
Şekil 3.3. Çeşitli katkı seviyelerinde Hall elektron yoğunluğunun sıcaklıkla davranışı.....	20
Şekil 4.1. Cam kontak fırını	30
Şekil 4.2. Numune tutucu.....	30
Şekil 4.3. Numuneler için kullanılan Van der Pauw konfigürasyonu	30
Şekil 4.4. (a) ve (b) öz direnç ölçümleri, (c) ve (d) Hall mobilitesi ölçümleri için şematik gösterim	34
Şekil 5.1. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numuneleri için $n-T$ grafiği	36
Şekil 5.2. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numuneleri için $\mu-T$ grafiği	37
Şekil 5.3. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numuneleri için $\sigma-T$ grafiği	37
Şekil 5.4. $x=0.42$ değerine sahip numune için $\sigma-T$ grafiği; semboller deneysel sonuçlar, düz çizgi basit metalik iletkenlik fitini, kesikli çizgi ise kuantum düzeltmesini ihtiva eden metalik iletkenlik fitini göstermektedir	42
Şekil 5.5. $x=0.43$ değerine sahip numune için $\sigma-T$ grafiği; semboller deneysel sonuçlar, düz çizgi basit metalik iletkenlik fitini, kesikli çizgi ise kuantum düzeltmesini ihtiva eden metalik iletkenlik fitini göstermektedir	43

Şekil	Sayfa
Şekil 5.6. $x=0.44$ değerine sahip numune için σ -T grafiği; semboller deneysel sonuçları, düz çizgi basit metalik iletkenlik fitini, kesikli çizgi ise kuantum düzeltmesini ihtiva eden metalik iletkenlik fitini göstermektedir	43
Şekil 5.7. $x=0.42$ değerine sahip numune için μ -T grafiği; sembol deneysel sonucu, düz çizgi ise Eş. 5.3'ün deneye fitini göstermektedir	46
Şekil 5.8. $x=0.43$ değerine sahip numune için μ -T grafiği; sembol deneysel sonucu, düz çizgi ise Eş. 5.3'ün deneye fitini göstermektedir	47
Şekil 5.9. $x=0.44$ değerine sahip numune için μ -T grafiği; sembol deneysel sonucu, düz çizgi ise Eş. 5.3'ün deneye fitini göstermektedir	47
Şekil 5.10. $x=0.20$ değerine sahip numune için n -T grafiği	50
Şekil 5.11. $x=0.20$ değerine sahip numune için μ -T grafiği	51

RESİMLERİN LİSTESİ**Resim****Sayfa**

Resim 4.1. Lakeshore 7700A tipi Yüksek Empedans Hall etkisi sistemi (1) He tüpü, (2) Kapalı devre He soğutma ünitesi, (3) Vakum pompası, (4) Kryostat, (5) Magnet sistemi, (6) Magnet güç kaynağı, (7) Bilgisayar, (8) Sıcaklık kontrol ünitesi, ölçüm cihazları, anahtarlama sistemi, manyetik alan ölçüm sistemi vb... içeren enstrüman dolabı, (9) Su soğutma sistemi	28
--	----

SİMGELER VE KISALTMALAR

Bu çalışmada kullanılmış bazı simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
x	Alaşım kompozisyonu
ρ	Özdirenç
σ	İletkenlik
J	Akım yoğunluğu
μ	Mobilite
λ	Dalgaboyu
τ	İki çarpışma arasındaki ortalama zaman
V_t	Termal hız
k_B	Boltzman sabiti
n	İletim bandındaki elektron sayısı /m ³
p	Değerlik bandındaki boşluk sayısı /m ³
E_g	Yasak enerji arlığı
E_f	Fermi enerjisi
m_e	Elektronun kütlesi
m_h	Boşluğun kütlesi
μ_e	Elektronun hareketliliği
μ_h	Boşluğun hareketliliği
E_d	Verici enerji düzeyi
μ_{PE}	Piezoelektrik saçılmaya ait hareketlilik limiti
μ_{AL}	Alaşım saçılmasına ait hareketlilik limiti
n_C	Kritik taşıyıcı yoğunluğu
N_C	İletkenlik bandındaki etkin durum yoğunluğu
N_V	Valans bandındaki etkin durum yoğunluğu
N_D	Vericilerin yoğunluğu
N_A	Alıcıların durum yoğunluğu

Simgeler	Açıklama
$N(E_F)$	Fermi seviyesi durum yoğunluğu
m_e	Elektronun kütlesi
m_h	Boşluğun kütlesi
n_e	Elektronların sayısı
n_h	Boşlukların sayısı
μ_{PO}	Polar optik fonon saçılmasına ait hareketlilik limiti
h	Plank sabiti
n_H	Hall taşıyıcı konsantrasyonu
μ_H	Hall taşıyıcı mobilitesi
g	Spin dejeneresi
ε_D	Vericilerin iyonizasyon enerjisi
n_{IB}	Safsızlık bandı taşıyıcı yoğunluğu
μ_{IB}	Safsızlık bandı mobilitesi
k	Karşılama oranı
μ_{AC}	Deformasyon potansiyel saçılmasına ait hareketlilik limiti
Kısaltmalar	Açıklama
MBE	Moleküler demet epitaksi
MOVPE	Metal organik buhar depozisyonu
EEI	Elektron-elektron etkileşimi
WL	Zayıf-lokalizasyon

1. GİRİŞ

1948 yılında J.J.Thomson ve ekibinin Bell laboratuvarında geliştirdiği ilk yarıiletken devre teknolojide yeni bir çağ açmıştır. İlk yıllarda silisyum ve germanyum elementleri bu yeni teknolojide kullanılmıştır. 1950’li yıllarda elektronik cihazlarda elektron tüplerinin yerlerini silisyum ve germanyum transistörlerin almasıyla bilim adamlarının dikkati yarıiletkenler üzerine çekilmiş ve bu konudaki çalışmalar yoğunlaşmıştır. Saf yarıiletkenler olan silisyum ve germanyumun, gelişen elektronik teknolojisine cevap veremez duruma gelmesi araştırmaları bileşik yarıiletken materyaller üzerine yönlendirmiştir. Özellikle III-V grubu bileşiklerin çeşitli sentezleri olan InAs, GaAs, InP, GaSb InGaAs, AlGaAs gibi yarıiletkenler ön plana çıkmıştır.

Günümüzde de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ alaşımı ve daha geniş enerji-bant aralığına sahip yarıiletkenlerle oluşturulan heteroyapıları, yüksek performanslı elektronik ve optoelektronik cihazların geliştirilmesinde ve kuantum sistemleri üzerindeki çalışmalarda merkezi bir rol oynamaktadır. InP ile örgü uyumlu $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ kompozisyonu hariç, diğer bütün kompozisyonlar genellikle GaAs ve InP alt yüzeyler üzerine büyütülür ve örgü uyumu göstermeyen materyallerdir [1].

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ gibi III-V grubu üçlü bileşik yarıiletkenler yüksek hızlı elektronik ve optoelektronik devrelerde üstün performans gösterir. III-V grubu yarıiletkenlerden olan InAs kızıl-ötesi bölgede aktif olduğundan dolayı optoelektronik sistemlerde geniş uygulama alanı bulmuştur. Özellikle yarıiletken teknolojisinde $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ gibi alaşımlar, dedektör yapılarında kullanılmaktadır. Yasak enerji aralığı (0,3-0,4 eV) aralığında ve yüksek mobiliteye sahip olması nedeniyle InAs, elektronikte özellikle yüksek frekans gerektiren uygulamalarda önemli bir yere sahiptir. Ayrıca, MBE (Molecular Beam Epitaxy) ve MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) gibi metotlarla elde edilen III-V yarıiletkenlerinin ($\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ gibi) manyetik hassasiyetlerinin yüksek olması, onların manyetik mikrosensör üretiminde de kullanılmasını sağlamıştır [2,5].

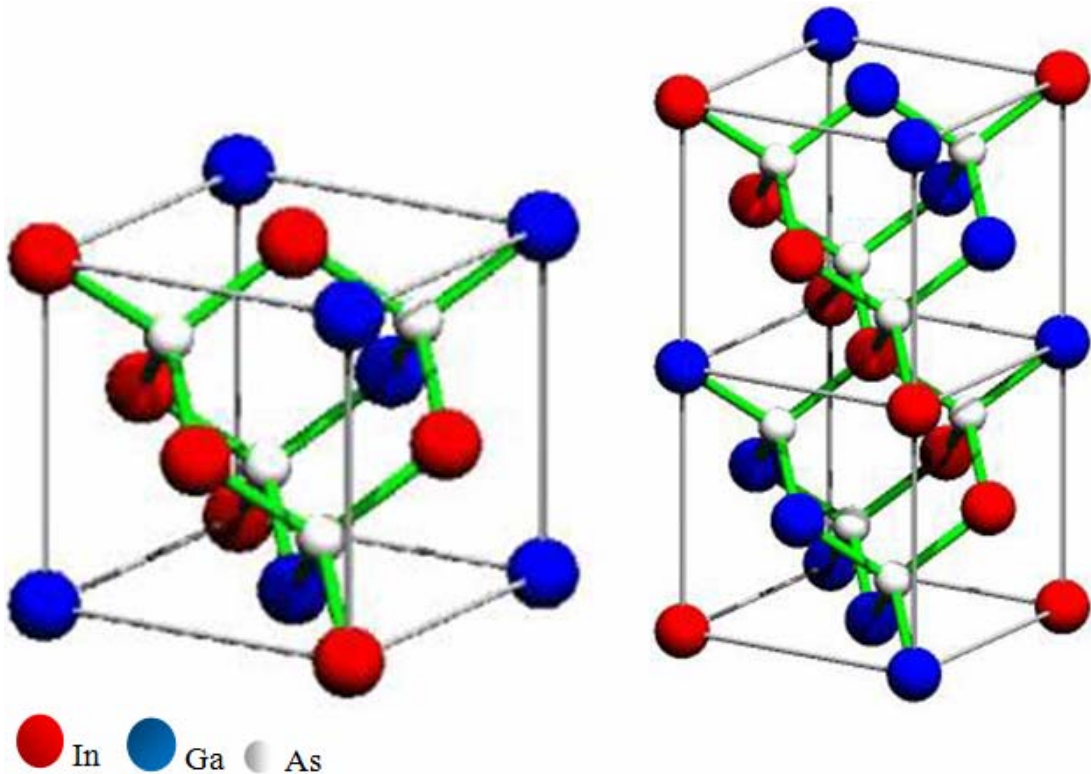
Bu tez çalışmasında Gazi Üniversitesi Fotonik Araştırma Laboratuvarında MBE büyütme tekniği kullanılarak büyütülen 3 adet $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ ($x=0,42, 0,43$ ve $0,44$) numunesi için 10K adımlarla 25-300 K arasında ve 1 adet $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x=0,20$) numunesi için yine 10K adımlarla 4-300K arasında sabit 0.4T magnetik alan altında van der Pauw tekniği kullanılarak iletkenlik, Hall mobilitesi ve taşıyıcı yoğunlukları ölçüldü. $x=0,42, 0,43$ ve $0,44$ değerine sahip numuneler için elektron iletim özellikleri metalik bir modelle açıklandı. $x=0,20$ değerine sahip numune için ise Boltzmann eşitliğinin tekrarlanan çözümü (ISBE) kullanılarak iki band modeli ile analizler yapıldı.

Bu tez çalışmasının ikinci bölümde InGaAs'ların temel özellikleri hakkında bilgi verildi. Üçüncü bölümde elektron iletimi ve iletkenlik açıklanarak, iletim mekanizmaları üzerinde duruldu. Dördüncü bölümde numune hazırlanması ve Hall ölçüm sistemi hakkında bilgi verildi. Beşinci bölümde ise yapılan ölçümlerin sonuçları yorumlandı. Ölçülen değerler kullanılarak iletim mekanizmaları tartışıldı.

2. BANT YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ

2.1. Kristal Yapı

Yarıiletkenlerin çoğu yüzey merkezli (fcc) örgü yapısına sahip olmamalarına rağmen 2 tane temel atoma sahiptirler. Eğer örgünün temelinde bulunan bu iki atom aynı ise (AA) elmas yapıda (Si, Ge, C gibi) olup element yarıiletkenler adını alırlar. Aynı değilse çinkosülfür yapıdadırlar (GaAs, AlAs ve CdS gibi) ve bileşik yarıiletkenler olarak bilinirler. Bileşik yarıiletkenleri adlandırırken periyodik tablodaki düzenlerine bakılır. Örneğin GaAs ve InP III-V yarıiletkenleri, CdS, CdSe ve CdTe II-VI yarıiletkenleri olarak adlandırılır. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ de III-V yarıiletkenlerinden olup Şekil 2.1. deki gösterildiği gibi çinkosülfür yapıdadır. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ üçlü bileşiklerinde kompozisyon oranı x , Ga veya In elementlerinin var olan sayısı oranlanarak hesaplanır. Herbir birim hücrede 4 tane In(Ga) ve 4 tane As atomu bulunur.

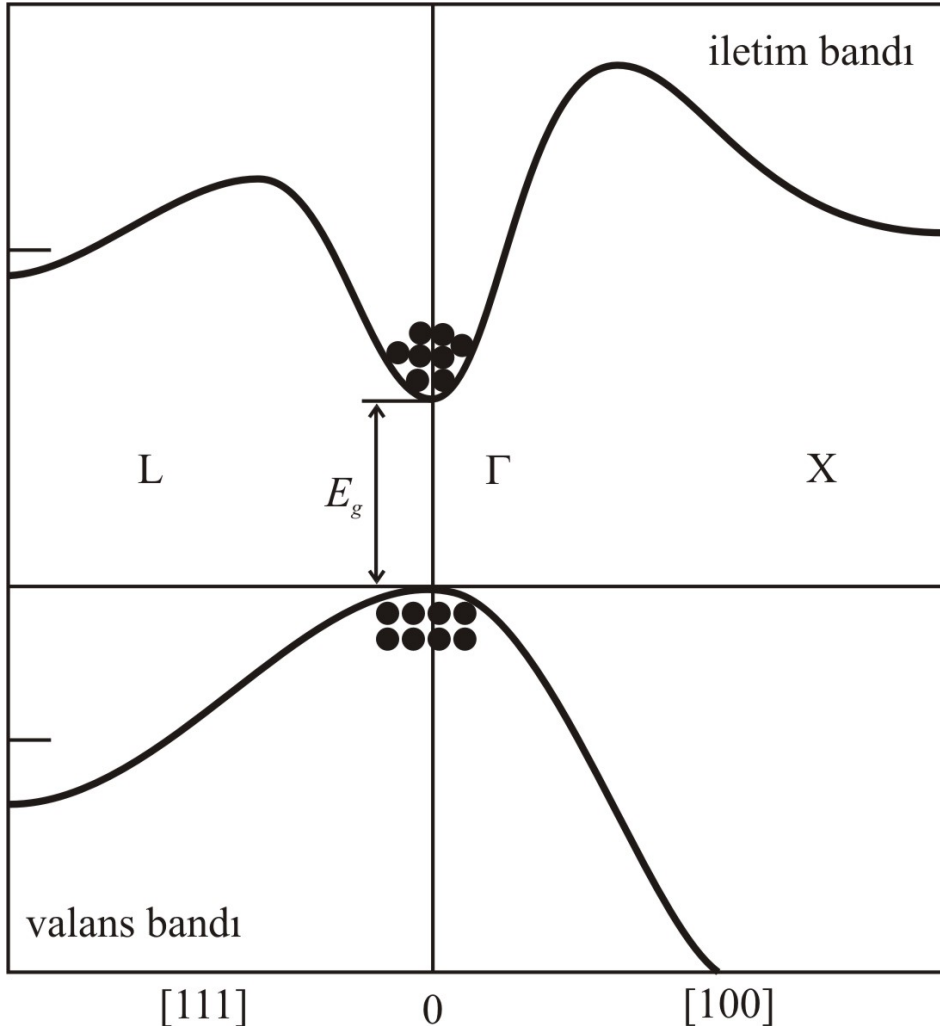


Şekil 2.1. Çinkosülfür yapıda kristalleşen InGaAs kristal

Bu çinkosülfür yapı birbirinden bağımsız olan In(Ga) merkezli ve As merkezli kübik fcc yapının birleşmesiyle oluşur. Oluşan yapı elmas yapıyla benzerdir ve her bir atom oluşan düzgün dörtyüzlünün merkezindedir.

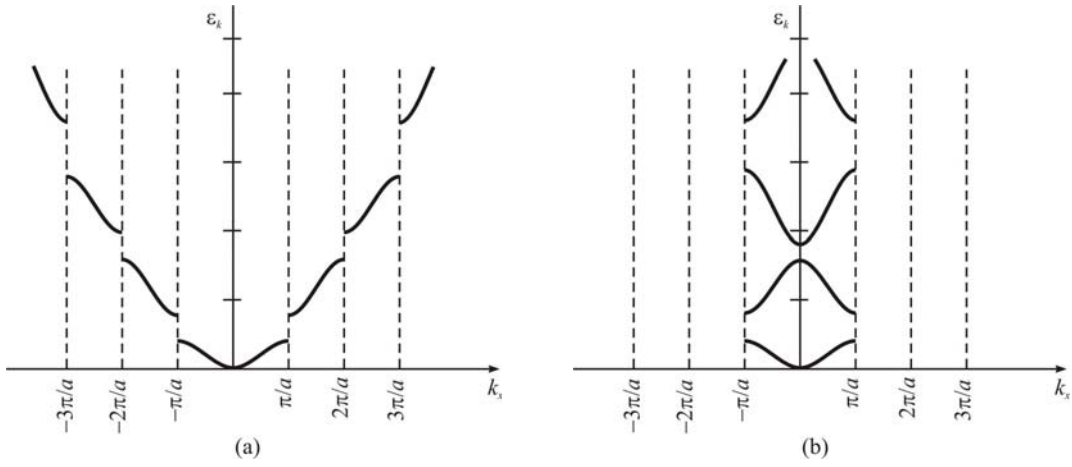
2.2. Bant Yapısı

III-V grubu yarıiletkenlerin band yapısı Chelikowsky ve Cohen tarafından Şekil 2.2' deki gibi verilmiştir. Yarıiletkenler kristal örgülerinin periyodik olmasından dolayı, izinli ve yasaklanmış olmak üzere iki tane enerji bölgesi oluşur. Yasak enerji aralığı yarıiletkenin çoğu özelliğini öğrenmek için önemlidir. Üst kısmında serbest elektronların oluşturduğu izinli enerji bölgesi iletkenlik bandı, alt kısmında bağlı elektronların oluşturduğu izinli enerji bölgesi ise valans bandı olarak tanımlanır. Valans ve iletkenlik bandları arasında bir enerji farkı oluşur. Bu enerji farkı yasak enerji band aralığıdır. Katıların yalıtkan veya iletkenliklerini tanımlamada kullanılır ve E_g ile temsil edilir.



Şekil 2.2. Chelikowsky ve Cohen tarafından verilen III-V grubu yarıiletkenlere ait enerji band diyagramı [3]

E_g ' ni hesaplamak için, Şekil 2.3 de verilen Bragg yansımasının elektron dalgalarının, $k = \pm\pi/a$ çözüm aralığı kullanılır (a örgü sabiti). n tane atom çözüm aralığı $\pm n\pi/a$ değerlerindedir. k uzayındaki $\pm\pi/a$ arasındaki bölge birinci Brillouin bölgesidir.



Şekil 2.3 k uzayında Brillouin bölgesindeki bant aralığının şematik gösterimi (a) Uzatılmış bölge (b) indirgenmiş bölge

Şekil 2.2’de verilen Γ , X, ve L Brillouin bölgesindeki önemli simetri noktalarıdır. Eğer valans bandının tepesi ve iletkenlik bandının dibi aynı Γ noktasında oluşursa, direkt yarıiletken, oluşmazsa indirekt yarıiletken olarak tanımlanır. X ve L noktaları ise yüksek basınç ve yüksek sıcaklık bağımlı yüksek alan elektron iletim hesaplamalarında önemlidir. GaAs, InAs ve $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ ’ın material parametreleri Çizelge 1’de verildi. $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ parametreleri basit interpolasyon metodu ile hesaplandı.

2.3. Materyal Parametreleri

Çizelge 2.1. GaAs, InAs ve $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ 'e ait 300 K'de ki temel parametreler

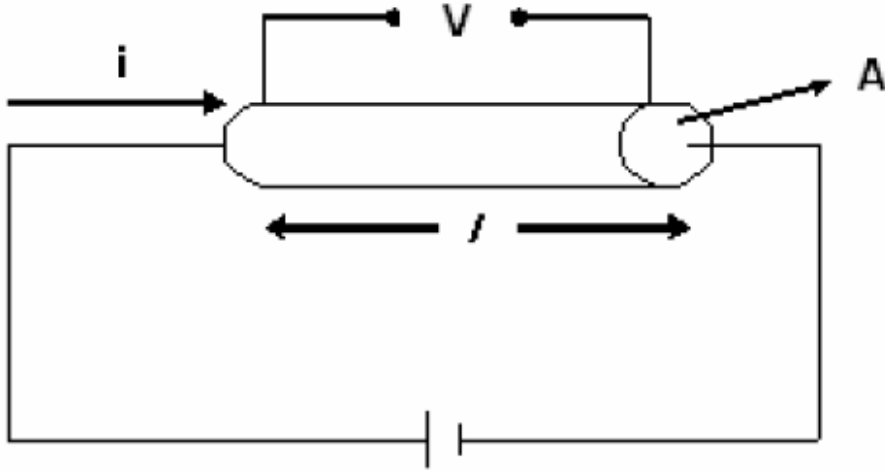
Parametreler	GaAs [4]	InAs [4]	$\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$
$a(\text{\AA})$	5,653	6,08	5,7384
$P(\text{g/cm}^3)$	5,307	5,66	5,379
$E_0(\text{eV})$ (T=4K)	1,52	0,41	1,298
$E_{\text{rx}}(\text{eV})$	2,015	2,1	2,032
$E_{\text{rl}}(\text{eV})$	1,45	1,77	1,514
$\Delta_0(\text{eV})$	0,341	0,38	0,3488
$\alpha(10^{-4}\text{eV/K})$	5,405	6,0	5,524
$\beta(\text{K})$	204	500	263,2
$U_1(10^5\text{cn/s})$	5,102	4,197	4,921
$E_c(\text{eV})$	6,74	6,76	6,74
$K(10^{-3}/\text{kbar})$	1,34	1,727	1,4174
$\frac{m^*}{m_0}$	0,067	0,023	0,0582
$E_{\text{AC}}(\text{eV})$	9,0	12	9,6
$\epsilon_s(T=0\text{K})$	12,5	14,5	12,9
$\epsilon_\infty(T=0\text{K})$	10,4	11,54	10,628
$\frac{1}{\epsilon_s} \frac{d\epsilon_s}{dT} (10^{-4} / \text{K})$	1,2	4,3	1,82
$\frac{1}{\epsilon_\infty} \frac{d\epsilon_\infty}{dT} (10^{-4} / \text{K})$	0,9	1,25	0,97
$E_{14}(\text{C/m}^2)$	-0,157	-0,045	-0,1346
$C_l(10^{-10}\text{N/m}^2)(T=0\text{K})$	4,71	3,14	4,396
$C_t(10^{-10}\text{N/m}^2)(T=0\text{K})$	13,84	9,98	13,068
$\hbar\omega_{\text{LO}} (\text{meV})$	36,2	29,0	34,76
$\frac{1}{\hbar\omega_{\text{LO}}} \frac{d\hbar\omega_{\text{LO}}}{dT} (10^{-5} / \text{K})$	-4,0	-4	-4

3. ELEKTRON İLETİMİ VE İLETKENLİK

3.1. Giriş

İletkenlik maddeleri birbirinden ayırmamızı sağlayan bir özelliktir. Elektronların hareketinden kaynaklı olup, atom başına düşen serbest elektron yükünün sayısı ile belirlenir. En iyi iletkenler metallerdir. Bir metalin uçları arasına Şekil 3.1 deki gibi V potansiyel gerilimi uygulandığında tel üzerinden I akımı akar. Elektrik akım şiddeti ohm yasasına göre, uygulanan potansiyel V ile doğru, telin direnci ile ters orantılıdır.

$$I = \frac{V}{R} \quad (3.1)$$



Şekil 3.1. A kesit alanlı bir metal tele uygulanan V potansiyel farkı

İletkenliğin tersi bize her malzeme için ayırt edici özellik olan öz direnci verir.

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \quad (3.2)$$

Özdirenç, elektrik akımına karşı gösterilen direnç R telin boyu ile doğru orantılı, kesit alanı A ile ters orantılı olup

$$R = \rho \frac{1}{A} \quad (3.3)$$

eşitliği ile verilen orantı katsayısı olarak tanımlanır.

1900 yılında P. Drude, metal içerisinde elektron davranışını açıklamak için bazı kabuller öne sürmüştür.

Drude, metallerin sabit iyonlardan oluştuğunu ve hareket halinde olan serbest valans elektronlarının olduğunu kabul etmiştir. Elektronları küçük katı cisimler olarak kabul etmiş ve ‘tilt’ oyunundaki gibi elektronların birbiri arkasına çarparak hareket edeceğini düşünmüştür. Eğer metale voltaj uygulanmaz ise elektronlar çarpışmalarla saçılarak rastgele hareket edecekler ve bir akım oluşmayacaktır. Elektronların bu hareketi ideal gaz içerisindeki moleküllerin hareketine benzediğinden, Drude elektron gazının kinetik enerjisini

$$\frac{1}{2} m V_t^2 = \frac{3}{2} k_B T \quad (3.4)$$

ifadesi ile vermiştir. Burada V_t , m kütleli bir molekülün T sıcaklığındaki ortalama termal hızı, k_B ise Boltzmann sabitidir. Burada bir elektronun oda sıcaklığında ki hızı yaklaşık olarak 10^5 ms^{-1} olarak bulunur. İki çarpışma arasında elektronun aldığı yol ortalama serbest yol (λ), çarpışmalar arasındaki ortalama zaman ise durulma zamanı (τ) olarak tanımlanır. Bu iki büyüklük arasındaki bağıntı termal hızı verir.

$$V_t = \frac{\lambda}{\tau} \quad (3.5)$$

Bu ifadede ortalama serbest yolu 1 nm alırsak durulma zamanı yaklaşık olarak 10^{-14} s olur.

Ortama birde E şiddetinde elektrik alan uygulanırsa, elektrona uygulanan kuvvet eE olur. Bu ifadeyi elektronun kütlesine, m_e , bölersek alan doğrultusunda hareket eden elektronun ivmesi;

$$\vec{a} = \frac{e\vec{E}}{m_e} \quad (3.6)$$

olarak bulunur. Çarpışmalar arasındaki ortalama zaman τ olduğunda, alan doğrultusundaki ortalama hız,

$$\overline{\Delta V} = \frac{e\vec{E}\tau}{m_e} \quad (3.7)$$

ile verilir ve sürüklenme hızı olarak kabul edilir. Bu eşitliğe göre 10 Vm^{-1} bir elektrik alanda sürüklenme hızı $0,02 \text{ ms}^{-1}$ olarak bulunur. Bu elektronun termal hızından 10^7 defa daha küçüktür. Burada elektrik alandan dolayı enerji iyonla transfer edilecek. Bu sayede iyonun titreşimi ve sıcaklığı artacaktır. Yani elektronun kinetik enerjisi termal enerjiye dönüşecektir. Elektronun iyonların oluşturduğu örgü içerisinde hareket edebilmelerine mobilite (μ) denir.

$$\Delta \vec{V} = \mu \vec{E} \quad (3.8)$$

Olarak ifade edilir. Eş. 3.7 ve Eş. 3.8 ifadeleri karşılaştırıldığında

$$\mu = e\tau/m_e \quad (3.9)$$

eşitliği yazılabilir. n , μ ve e her bir malzeme için farklı olacağından, tek bir malzeme için bunların çarpımını bir sabit olarak alabiliriz. Buda bize iletkenliği verir.

$$\sigma = n\mu e \quad (3.10)$$

ile ifade edilir.

Malzemenin öz direncini ise iletkenliğin tersinden bulabiliriz.

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{n\mu e} \quad (3.11)$$

E alanı içinde bulunan bir metalden akan elektriğin akım yoğunluğu ise;

$$\vec{J} = en\Delta\vec{V} \quad (3.12)$$

ile verilir. Eş. 3.8. ve Eş. 3.10' dan bu ifade

$$\vec{J} = \sigma\vec{E} = \frac{\vec{E}}{\rho} \quad (3.13)$$

yazılır ve Ohm kanunu olarak bilinir. Drude, Eş. 3.10'daki iletkenlik ifadesini kullanarak iletkenlik değerini hesaplamış ve deneysel sonuçlarla uyum içerisinde olduğunu gözlemlemiştir [6].

3.2. Elektron Saçılması ve Saçılma Mekanizmaları

Serbest haldeki bir elektron safsızlık atomlarına, kristal bozukluklarına, başka bir elektrona yaklaştığında ya da ısısal durumlardan etkilenerek durumunu değiştirir. Elektronun durumunu değiştirmesine *saçılma* denir.

Mobilite değerleri çeşitli saçılma mekanizmalarıyla değişir. Yüksek sıcaklıklarda ve düşük sıcaklıklarda baskın olan saçılma mekanizmaları;

- Akustik fonon saçılma mekanizması
- Polar optik fonon saçılma mekanizması
- Alaşım saçılması mekanizması
- İyonize safsızlık saçılma mekanizması
- Nötr safsızlık saçılma mekanizması

3.2.1. Akustik fonon saçılma mekanizması

100-200 K sıcaklık aralığında baskın olan saçılma mekanizmasıdır. Akustik fononlar kristal potansiyelinin periyodikliğini iki yolla etkileyebilirler. İlk olarak akustik titreşimlerin örgü uzayında değişiklikler meydana getirmesiyle enerji aralıklarında değişimler meydana gelir. Bu değişim kristal potansiyelinin periyodikliğini bozar ve deformasyon potansiyeli adını alır. Deformasyon potansiyel nedeniyle taşıyıcıların saçılmasına da deformasyon potansiyel saçılması denir. Bu saçılmadan kaynaklanan mobilite;

$$\mu_{AC} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \hbar^4 \rho U_1^2 e}{3k_B^{3/2} E_{AC}^2} T^{-3/2} m^{-5/2} \quad (3.14)$$

ifadesi ile bulunur. Burada ρ kütle yoğunluğu, U_1 ortalama boyuna ses hızı ve E_{AC} akustik deformasyon potansiyelidir.

İkincisi olarak simetri merkezi noksanlığı gösteren yarıiletkenlerde kristali oluşturan atomlar kısmen iyonize ise akustik fononlar farklı bir potansiyel daha üretirler. Bu saçılma ile ortaya çıkan mobilite;

$$\mu_{PE} = \frac{1.74 \times 10^{-58} \epsilon_s^2}{e_{14} \left(\frac{4}{C_t} + \frac{3}{C_l} \right)} T^{-1/2} m^{-3/2} \quad (3.15)$$

ifadesi ile bulunur. C_t ve C_l enine ve boyuna elastik sabitleridir. e_{14} piezoelektrik sabitidir.

3.2.2. Polar optik fonon saçılma mekanizması

Çoğu yarıiletken 300 K de baskın olan mekanizmadır. GaAs, InAs gibi polar materyallerde katyon ve anyon boyuna optik fonon modunda birbirine karşı titreştiklerinde, polarizasyon alanı oluşur. Bu da elektronlar için polar optik fonon saçılmasıyla sonuçlanan güçlü bir pertürbasyona neden olur. Polar optik fonon saçılması için mobilité [7,8]

$$\mu_{po} = \frac{16\hbar\epsilon_0(2\pi k_B)G(z)[\exp(z)-1]}{3e\omega_1\left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s}\right)} T^{1/2} m^{*-3/2} \quad (3.17)$$

ile verilir. Burada $z=(\omega)/k_B T$ dir. $G(z)$ elektron perdeleme etkilerini ihtiva eder, ω_1 boyuna optiksel frekans, ϵ_s alçak frekans dielektrik sabiti ve ϵ_∞ yüksek frekans dielektrik sabitidir. Sıcaklık arttığında örgü titreşimleri artacağından polar optik fonon saçılması da artar. Bu mekanizma yarıiletken materyallerde oda sıcaklığından sıvı azot sıcaklığına kadar sıcaklık aralığında en önemli saçılma mekanizmasıdır.

3.2.3. Alaşım saçılma mekanizması

Üçlü bileşiklerde görülen saçılma mekanizmasıdır. Bu saçılma için mobilité;

$$\mu_{AL} = \frac{8}{3\pi\Omega} \frac{\sqrt{2}e\hbar^4}{[X(1-X)](\Delta U)^2 S(\alpha)k_B^{1/2}} T^{-1/2} (m)^{-5/2} \quad (3.17)$$

ifadesi ile verilir. $S(\alpha)$ enerjiye bağlı parametredir ve $0 < S < 1$ aralığında değişir. Kusursuz üçlü sıralanış $S=0$ değeri için mümkündür. Rastgele sıralanış ise $S=1$ olduğu durumdur. ΔU alaşım saçılma potansiyeli olup

$$\Delta U = U[x(1-x)]^{1/2} \quad (3.18)$$

ifadesi ile verilir. bu ifadede $U=1.06$ eV değerindedir.

3.2.4. İyonize safsızlık saçılma mekanizması

Bu saçılma mekanizması inelastik bir saçılma olduğundan düşük sıcaklıklarda mobilitiyi kısıtlar. Katkılanan safsızlıklar veya katkılanan safsızlıklar tarafından oluşturulan yüklü merkezlerin uzun mesafeli Coulomb potansiyelinin serbest taşıyıcıları sapırtması ile oluşur. Bu saçılma için mobilite ;

$$\mu_{ii} = \frac{64\pi^{1/2}\epsilon^2 (2kT)^{3/2}}{N_i Z^2 e^3 (m^*)^{1/2}} \left[\ln \left\{ 1 + \left(\frac{12\pi\epsilon kT}{Ze^2 N^{1/3}} \right)^2 \right\} \right]^{-1} \quad (3.19)$$

ifadesi ile verilir. Burada Z merkezdeki yüklerin sayısı, ϵ dielektrik sabiti, N_i ise $N_i = N + 2N_A$ olup, $N = N_D - N_A$ taşıyıcı yoğunluğudur. N_D ve N_A sırasıyla verici ve alıcı yoğunluklarını ifade eder.

3.2.5. Nötr safsızlık saçılma mekanizması

Elektroaktif safsızlık düşük sıcaklıkta nötr safsızlık merkezi olarak hareket eder. Nötr safsızlıklar için mobilite ;

$$\mu_N = \frac{m^* e^3}{20\epsilon_0 \epsilon \hbar^3 n_N} \quad (3.20)$$

ifadesi ile verilir. Burada n_N nötr taşıyıcı yoğunluğu ve ϵ_0 yüksek frekans dielektrik sabitidir.

Birden fazla saçılmanın varlığında toplam mobilite Matthiessen kuralı ile hesaplanabilir ve

$$\frac{1}{\mu_{\text{toplam}}} = \frac{1}{\mu_{\text{örgü}}} + \frac{1}{\mu_{\text{safs}}} = \frac{1}{\mu_{\text{PO}}} + \frac{1}{\mu_{\text{PE}}} + \frac{1}{\mu_{\text{AC}}} + \frac{1}{\mu_{\text{II}}} + \frac{1}{\mu_{\text{NI}}} + \dots \quad (3.21)$$

ile verilir.

3.3. Özgün ve Katkılı İletkenlik

Özgün yarıiletken tamamen saftır ve örgü kusuru içermez. Element veya bileşik şeklinde bulunurlar. Oda sıcaklığında çok az miktarda elektron iletme katılır. Yarıiletkenlerde maddenin direnci sıcaklığın artmasıyla düşer ve valans elektronların termal enerjileri artar. Enerjinin artmasıyla elektronlar, yasak enerji aralığını geçerek iletkenlik bandına sıçrar. Eğer bir elektron bağlı bulunduğu atomun elektrostatik çekim enerjisini yenerse bir boşluk bırakır. Bu boşluğa deşik denilir. Pozitif yüklü ikinci bir taşıyıcı olarak kabul edilir. Özgün yarıiletkenlerde elektron sayısı (n) ve deşik sayıları (p) birbirine eşittir. n-tipi yarıiletken için taşıyıcı yoğunluğu [9].

$$n = N_C \exp\left(\frac{E_F - E_g}{k_B T}\right) \quad (3.22)$$

ile verilir. N_C iletkenlik bandındaki etkin durum yoğunluğudur ve

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.23)$$

ile tanımlanır. p-tipi yarıiletken için ise taşıyıcı yoğunluğu ;

$$p = N_V \exp\left(\frac{E_g - E_F}{k_B T}\right) \quad (3.24)$$

ile verilir. Burada N_V valans bandındaki etkin durum yoğunluğudur ve

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \quad (3.25)$$

ile tanımlanır. Özgün yarıiletken $n=p$ olduğundan taşıyıcı yoğunluğu;

$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} e^{-E_g/2k_B T} \quad (3.26)$$

olur. Burada k_B , Boltzmann sabiti, E_F , Fermi enerjisi, E_g , yasak enerji aralığı, m^* etkin kütle ve T mutlak sıcaklıktır. Fermi enerjisi yasak enerji aralığının ortalarındadır ($E_F = E_g/2$).

Hakiki bir yarıiletken elektrik alan uyguladığımızda elektronlar ile deşiklerin bir birlerine zıt olarak hareket ettiklerini görürüz. Bu yarıiletken üzerindeki toplam iletkenlik elektron ve deşiklerin iletkenliklerinin toplamı

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = e\mu_e n_e + e\mu_h n_h \quad (3.27)$$

formülü ile verilir. Eşitlikte verilen, e elektronun yükü, n_e , μ_e , n_h ve μ_h nicelikleri iletkenlik bandına ve valans bandına uyarılan elektronlar ve deşiklerin sayıları ve sürüklenme mobiliteleridir. n-tipi yarıiletken yüksek sıcaklıklarda iletkenlik

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (3.28)$$

ifadesi ile verilir. Düşük sıcaklıklarda ise;

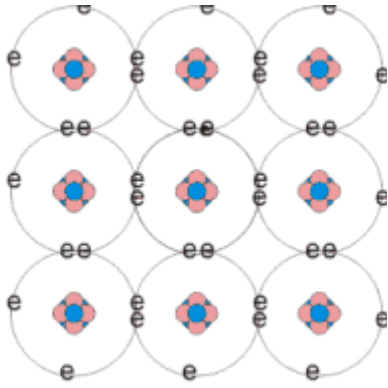
$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_d}{2k_B T}\right) \quad (3.29)$$

ifadesi ile verilir.

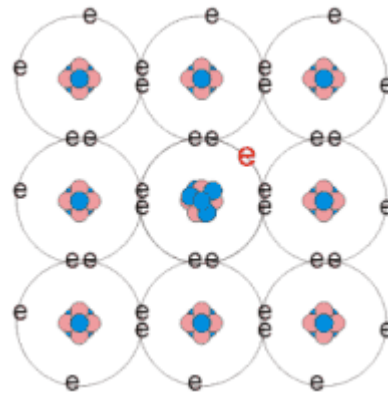
Katkılı yarıiletken ise, hakiki yarıiletkenlere safsızlık atomları ilave edilerek elde edilir. Elektronların sayısı ile boşlukların sayısı eşit değildir. Katkı atomlarına bağlı olarak iki grupta inceleyebiliriz.

İlk olarak periyodik cetvelin IV. grubunda yer alan Si atomunu V. grupta yer alan As, P, Sb atomlarını göz önüne alalım. Si atomu bu atomlardan biri ile katkılıandığına 4 tane kovalent bağ yapar. Fakat katkı atomlarında verici olarak adlandırdığımız bir elektron fazlalığı oluşur. Bu şekilde katkılanan yarı iletkene n- tipi yarıiletken denir.

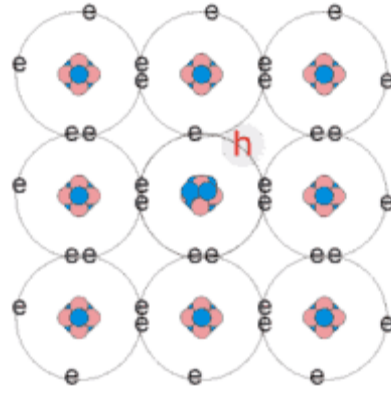
İkinci olarak da Si atomunu III. grupta yer alan B, Al, In, Ga atomlarından biri ile katkılıandığımızı düşünelim. Si atomları ile katkı atomları arasında üç tane bağ oluşur. Burada ise Si atomunda bir elektron boşluğu oluşur ve deşik olarak adlandırılır. Deşikler üreten katkı maddeleri alıcı olarak adlandırılır. Bu şekilde katkılanan katkı maddelerine pozitif yük taşıyıcıları ürettikleri için p tipi yarıiletkenler denir. İletimde boşlukların etkisi fazladır.



(a)Katkısız (saf) yarıiletken



(b) n – tipi yarıiletken



(c) p – tipi yarıiletken

Şekil3.2.(a) Katkısız (saf) yarıiletken (b) n – tipi yarıiletken (c) p – tipi yarıiletken

Katkılı bir yarıiletkende düşük sıcaklıklarda safsızlık seviyelerinden iletim bandına uyarılmalar önemlidir. Yani iletim, iletkenlik bandına uyarılan safsızlık elektronlarından kaynaklanmaktadır. Çok yüksek sıcaklıklarda n tipi bir yarıiletkenin taşıyıcı yoğunluğu;

$$n = (N_C N_V)^{1/2} e^{\frac{-E_g}{2k_B T}} \quad (3.30)$$

ifadesi ile hesaplanır. Yüksek sıcaklıklarda ise taşıyıcı yoğunluğu şu şekilde verilir;

$$n = (N_C) e^{\frac{-E_d}{2k_B T}} \quad (3.31)$$

3.4. Safsızlık Bandı İletimi

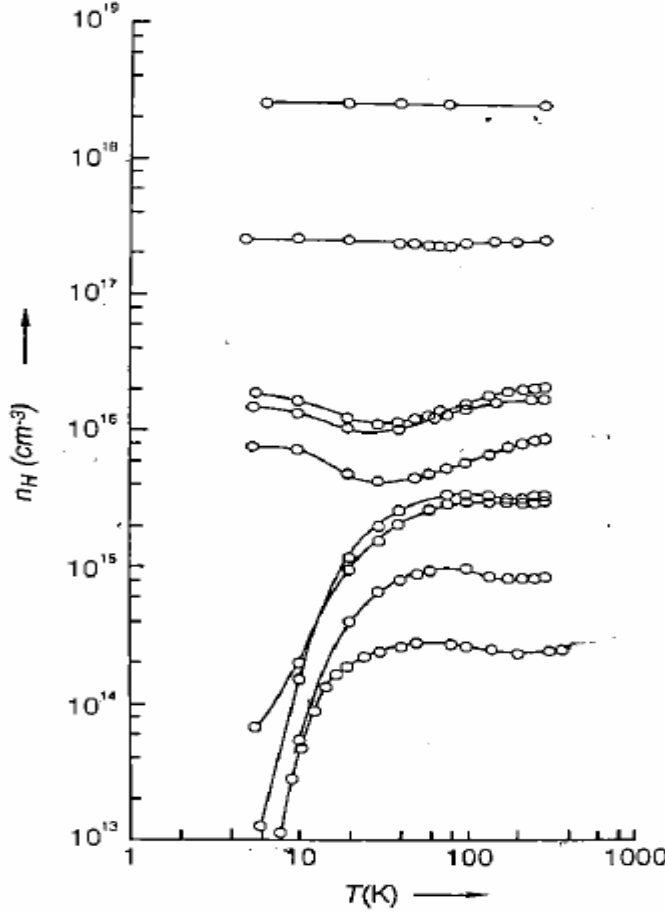
Katkılı yarıiletkenlerde iletim çok düşük sıcaklıklarda, yasak enerji aralığındaki safsızlık atomları arasında meydana gelirken, iletkenlik bandındaki taşıyıcılardan etkilenmez. Bu tür iletime Safsızlık bandı iletimi denir. Sıçrama iletimi ve metalik iletim olmak üzere iki tür safsızlık iletim mekanizması vardır.

Düşük safsızlık yoğunluklarındaki iletim sıçrama iletimi olarak bilinir. Bu iletim mekanizmasında elektron safsızlık seviyesinden yakındaki boş bir safsızlık seviyesine termal olarak uyarılır [11].

Yüksek safsızlık yoğunluklarındaki iletim ise metalik iletim olarak bilinir. Safsızlık atomlarının dalga fonksiyonları üst üste gelir. İletkenlik elektronları dejenere elektron gazına benzer davranış gösterir.

Şekil 3.3. de saf yarıiletkeniden başlayıp maksimum katkı seviyesine kadar katkılanmış bir yarıiletkenin taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimini göstermektedir. Katkılamanın düşük olduğu aralıkta, azalan sıcaklıkla taşıyıcı yoğunluğu azalır. Bu iletkenlik bandı iletiminin bir kanıtıdır.

Katkılamanın biraz arttırılması ile (orta seviyelerde) taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığın azalmasıyla önce azalmakta olup, bir minumumdan sonra tekrar artar. Düşük sıcaklıklardaki bu davranış ise safsızlık bandı iletiminin kanıtıdır. Yani katkılama arttırıldıkça iletkenlik bandı iletiminden safsızlık bandı iletimine geçiş görülür.



Şekil 3.3. Çeşitli katkı seviyelerinde Hall elektron yoğunluğunun sıcaklıkla davranışı [12]

Katkılama daha da artırıldığında taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıktan bağımsız davranış gösterir. Bu esnada elektronların büyük bir kısmı iletim bandından safsızlık bandına geçer ve taşıyıcıların (vericilerin veya alıcıların) iyonizasyon enerjisi azalır. Safsızlık bandında iletkenlik metalik karakterdedir. Bu tür bir mekanizmadan diğer mekanizmaya geçişlerde safsızlık seviyeleri arasındaki ortalama uzaklığın (r_D), hidrojenik yapıdaki Bohr verici yarıçapına (a_B) oranına bağlıdır [13]. Bu oran $r_D / a_B \approx 4$ olduğu zaman geçiş gerçekleşir. Burada r_D ve a_B ,

$$r_D = \left(\frac{4}{3} \pi N_D \right)^{1/3} \quad (3.32)$$

$$a_B = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m^*e^2} \epsilon_r \quad (3.33)$$

olarak verilirler. Burada ϵ_r statik dielektrik sabiti, m^* ise etkin kütle olup $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ için ;

$$\epsilon_r = 15.1 - 2.87x + 0.003x^2 \quad (3.36)$$

ve

$$m^*/m_0 = 0.023 + 0.037x + 0.003x^2 \quad (3.37)$$

eşitlikleri ile verilir [14].

Geçişin sağlanabilmesi için derin safsızlıklı materyallerde daha yüksek safsızlık yoğunluğuna ihtiyaç duyulur. Katkılı yoğunluğun katkısız yoğunluktan çok yüksek olduğu n-tipi yarıiletkenlerde vericilerin hepsinin iyonlaştığı sıcaklık aralığında tam iyonizasyon gerçekleşir.

3.5. İki Band Modeli

Orta seviyede katkılı bir yarıiletkende, yüksek sıcaklıklarda elektronlar iletkenlik bandındayken düşük sıcaklıklarda safsızlık bandındadırlar. Bu durumda yüksek sıcaklıklarda iletkenlik bandı iletimi, düşük sıcaklıklarda safsızlık bandı iletimi ve orta sıcaklık bölgesinde (geçiş bölgesi) iletme hem safsızlık hemde iletkenlik bandından katkılar gelir. Bu durumda iki band modeli uygulanır. İki band modelinde Hall taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitesi [15]

$$n_H = \frac{(n_C\mu_C + n_{IB}\mu_{IB})^2}{n_C\mu_C^2 + n_{IB}\mu_{IB}^2} \quad (3.36)$$

ve

$$\mu_H = \frac{n_C \mu_C^2 + n_{IB} \mu_{IB}^2}{n_C \mu_C + n_{IB} \mu_{IB}} \quad (3.37)$$

ile verilir. Burada verici safsızlık bandı için taşıyıcı yoğunluğu n_{IB} ve mobilitesi μ_{IB} ile iletim bandı için taşıyıcı yoğunluğu n_C ve mobilitesi μ_C verilmiştir. C ve IB iletim bandı ve safsızlık bandı indisleridir. Bu eşitliklerdeki n_C ise

$$n_C = \frac{N_C}{g_D} \frac{N_D - N_A}{N_A} \exp\left(-\frac{\Delta \varepsilon_D}{k_B T}\right) \quad (3.38)$$

eşitliği ile hesaplanır. N_D vericilerin, N_A alıcı yoğunluklarıdır. Ayrıca $\varepsilon^* = \varepsilon_D / k_B T$ ile tanımlıdır. Burada ε_D vericilerin iyonizasyon enerjisi, N_C durum yoğunluğu ve g_D spin dejeneresidir. Genellikle $g_D = 2$ olarak alınır. n_{IB} ise;

$$n_{IB} = N_D (1 - k) - n_C \quad (3.39)$$

eşitliğinden hesaplanır [15]. k , karşılama oranıdır ($k = N_A / N_D$).

3.6. Metalik İletim

Metal - yalıtkan geçişinde elektriksel iletkenliğin, kompozisyon, magnetik alan, gerinme, basınç gibi dış parametrelerinin fonksiyonu olarak metalden yalıtkana değişen durumu, metal yalıtkan geçişi (MIT) olarak bilinir [16]. n - tipi bir yarıiletken de vericilerin yoğunluğunu (N_D) arttırıldığında MIT' e geçiş gözlenir ve T_0 karakteristik sıçrama parametresi sıfıra yaklaşır. MIT durumunda sıfır olur.

Mott ve Anderson olmak üzere iki tip MIT geçişi vardır. Karşılama oranı yüksekse Anderson [17], düşükse Mott tipi olarak bilinir [18].

Mott, MIT 'in gerçekleştiği kritik taşıyıcı yoğunluğunu (n_C) (yaklaşık $N_D \approx n_C$ alınabilir);

$$n_C^{1/3} a_B \cong 0.25 - 0.4 \quad (3.40)$$

ile tanımlar. Bu formölde n_C metal olmayan durumdan metalik bir duruma geçiş için gerekli olan kritik taşıyıcı yoğunluğu değeridir. Eğer $n > n_C$ olursa sistemin metalik, $n < n_C$ olursa metalik olmayan davranış sergilemesi beklenir.

Genel olarak metallerde iletkenlik, sıcaklıktan bağımsız ve sıcaklığa bağlı iki terimden oluşmaktadır [19].

$$\sigma(T) = \sigma(0) - AT^n \quad (3.41)$$

Burada $\sigma(0)$ sıcaklıktan bağımsız safsızlık saçılması terimi, sıcaklığa bağlı olan terimi AT^n ise elektron – elektron etkileşimlerinden ve zayıf lokalizasyon etkileşimlerinden kaynaklanmaktadır. Yökek sıcaklıklarda iletkenliğin sıcaklığa bağımlılığı elektron – fonon etkileşimlerinden kaynaklanmaktadır. Sıcaklık azaldıkça etkisi azalır [19].

Düzensizliklerin yoğun olduğu sistemlerde, çarpışmalar arasındaki ortalama serbest yol küölür ve arayüzey etkileri önemli hale gelir. Düzensizliklerin yoğun olduğu metalik iletkenlik sergileyen sistemelerde iletkenliğin sıcaklıkla değerışimi;

$$\sigma(T) = \sigma(0) + mT^{1/2} + BT^{p/2} \quad (3.42)$$

ile verilir [20].

Burada $\sigma(0)$ Boltzmann iletkenlik terimi, $mT^{1/2}$ elektron elektron etkileşme (EEI) terimi ve $BT^{p/2}$ zayıf lokalizasyon (WL) terimidir. Ayrıca elektron – elektron

etkileşimleri baskın olduğunda $p=2$, elektron – fonon etkileşimleri baskın olduğunda $p=3$ değerini alır.

3.6.1. Elektron - elektron etkileşme etkileri

Elektron - elektron etkileşimi, düzensizliklerin yoğun olmasından kaynaklı elektronların hareketinden dolayı belirli bir zaman içerisinde, değişen yük dağılımındaki değişiklikler perdelenir ve elektronlar arasındaki Coulomb etkileşimleri artar [21]. Bu düzenlemenin sonucunda iletkenliğe $T^{1/2}$ ile orantılı bir terim eklenir. Bu terim elektron elektron etkileşme terimidir [20].

Düşük sıcaklıklarda elektron elektron etkileşimlerinin sıcaklığa katkısı $\sigma_l(T)=mT^{1/2}$ terimi ile verilir. Burada m katsayısı değeri;

$$m = \alpha \left[\frac{4}{3} - (3\gamma F_\sigma / 2) \right] \quad (3.43)$$

Eşitliği ile bulunur. Burada γF_σ Coulomb etkileşme parametresi ve γ , band yapısından hesaplanabilen bir sabittir (anizotropik faktör). α katsayısı yerine;

$$\alpha = \left(\frac{e^2}{\hbar} \right) \left(\frac{1,3}{4\pi^2} \right) \left(\frac{k_B}{2\hbar D} \right)^{1/2} \quad (3.44)$$

yazılabilir. D difüzyon katsayısı, π ; Pi sayısı, $\hbar$; Plank sabiti, k_B ; Boltzmann sabiti, e ; elektronun yüküdür. D difüzyon katsayısı, iki yoldan belirlenebilir. İlk olarak Einstein eşitliklerinden belirlenebilir,

$$D = \frac{\mu k_B T}{e} \quad (3.45)$$

İkinci olarak ise;

$$\sigma(0) = 2S_0 V e^2 D N(0) \quad (3.46)$$

eşitliğinden bulunur [22]. Buradan D difüzyon katsayısı;

$$D = \frac{\sigma(0)}{2S_0 e^2 N(0)} \quad (3.47)$$

yazılabilir. Burada; $\sigma(0)$; $T = 0$ 'daki iletkenlik, S_0 ; etkin kütle tensörünün anizotropisi, ve $N(0)$; durum yoğunluğudur. Durum yoğunluğu, bilinen Fermi dalga vektörü (k_f) ile belirlenebilir.

$$N(0) = \frac{(m^*/m_0) k_f}{2\pi^2 \hbar^2} \quad (3.48)$$

Burada, m^* ; etkin kütledir. Fermi dalga vektörü (k_f) ise,

$$k_f = (3\pi^2 n)^{1/3} \quad (3.49)$$

formülünden hesaplanabilir. n ; taşıyıcı yoğunluğu dur. Bu hesaplamalar yapıldıktan sonra Eş.3.55 deki F_σ niceliği, Fermi likit parametresi ile F arasında şöyle bir bağıntı yazılabilir [22];

$$F_\sigma = \left(\frac{-32}{3} \right) \left[1 - \frac{3F}{4} - \left(1 - \frac{F}{2} \right)^{3/2} \right] F^{-1} \quad (3.50)$$

Burada Fermi likit parametresini (F) hesaplamak istersek;

$$F = \frac{1}{x} \ln(1+x) \quad (3.51)$$

x değeri ise;

$$x = \left(\frac{2k_f}{K} \right)^2 \quad (3.52)$$

eşitliği ile yazılır. K ; perdeleme dalga vektörü (Thomas-Fermi saçılma vektörü) şöyle belirlenir:

$$K = \left(\frac{12\pi n m^* e^2}{\epsilon \hbar^2 k_f^2} \right)^{1/2} \quad (3.53)$$

Burada, mks birim sisteminde statik dielektrik sabiti (ϵ) yerine $\epsilon/9 \times 10^9$ alınır.

3.6.2. Zayıf lokalizasyon etkileri

Düşük sıcaklıklarda, ortalama serbest yol ve atomlar arası mesafe aynı mertebede olduğunda elastik saçılma oranı, inelastik saçılma oranından daha büyük olur. Bu durumda bir saçılma merkezinden diğer saçılma merkezine ilerleyen dalgalar arasında faz uyumu oluşur ve saçılma doğrultusunda girişim meydana gelir [22]. Bu olay ilerleme doğrultusunda transfer edilen momentumda azalmaya sebep verir. Bunun sonucunda ise öz direnç artar. Bu olay *zayıf lokalizasyon* olarak adlandırılır. Sıcaklığın artmasıyla faz uyumu bozulmaya başlar, girişim kaybolur ve öz direnç azalır. Zayıf lokalizasyon terimi ise $BT^{p/2}$, dir. $p=2$ ise elektron - elektron etkileşimi, $p=3$ ise elektron – fonon etkileşimi baskındır ve B aşağıdaki eşitlikle verilir [22];

$$B = S_0 V \frac{e^2}{2\pi \hbar} \left(\frac{C}{D} \right)^{1/2} \quad (3.54)$$

Burada, S_0 ; etkin kütle tensörünün anizotropisi ve V ; vadi dejeneresidir. D ; difüzyon katsayısıdır ve Eş. 3.59'dan hesaplanır. Bu eşitlikteki C sabiti Thomas ve ark. (1982) tarafından C sabiti hesaplanmıştır [22];

$$C = 4 \left(\frac{\pi}{4} \right)^3 \frac{e^2 k_f \gamma}{\sqrt{3} \hbar^2 \varepsilon} \left(\frac{k_B}{E_F} \right)^2 \quad (3.55)$$

Burada, k_f ; Fermi dalga vektörü, Eş. 3.62 ile hesaplanır. Burada ε ; statik dielektrik sabiti ve E_F ; Fermi enerjisidir. γ sabiti ise ;

$$\gamma = \frac{E_F}{\hbar W_p} \quad (3.56)$$

eşitliği ile hesaplanır. Burada W_p ise ;

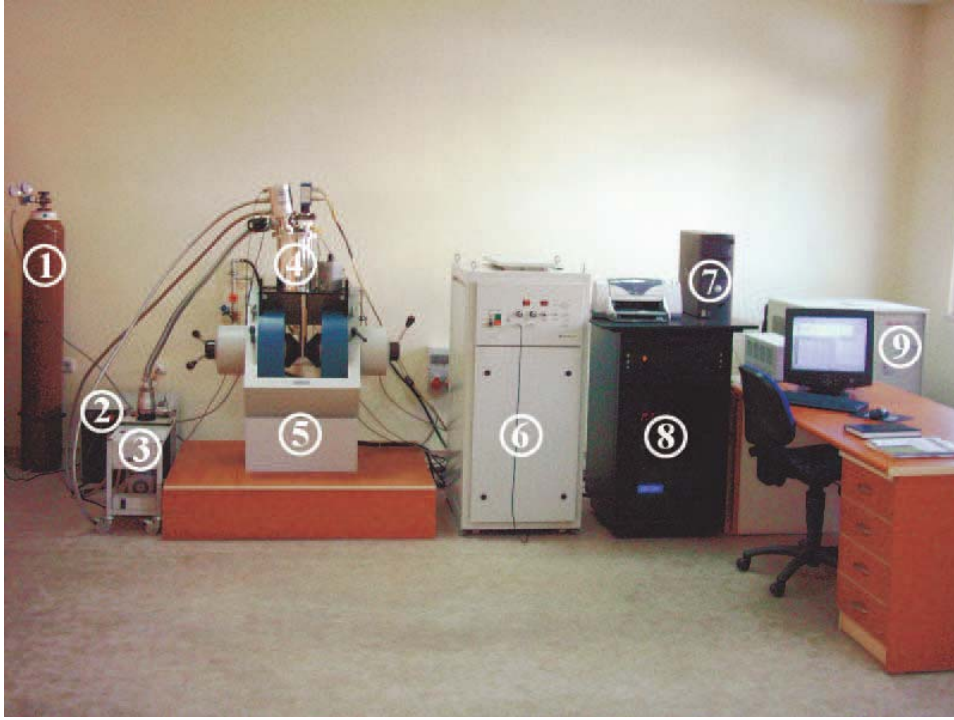
$$W_p = \left(\frac{4\pi e^2 n}{m^* \varepsilon} \right)^{1/2} \quad (3.57)$$

olarak tanımlanır. Bu hesaplamalarda ε yerine $\varepsilon/9 \times 10^9$, n (m^{-3}) biriminde, m^* (kg) biriminde, E_F , Joule biriminde alınır.

4. DENEYSEL TEKNİKLER

4.1. Giriş

Bu tezde $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ yarıiletken numunelerinin sıcaklığa bağlı olarak mobilite, taşıyıcı yoğunluğu ve iletkenlik özelliklerini incelemek amacıyla van der Pauw tekniği kullanılarak Hall etkisi ve manyetik iletim ölçümleri yapıldı. Numuneler üzerindeki dört köşede kontaklar, gümüş kontak ile alındı. Sıcaklık bağımlı ölçümler bilgisayar kontrollü Lake Shore yüksek empedans sisteminde yapıldı. Kryostat' ın sıcaklığı kapalı devre helyum kullanılarak sağlandı. Sistemin çalışabileceği sıcaklık aralığı 350 K ve 15 K arasında olup, manyetik alan aralığı ise 0-1,5 Tesladır.



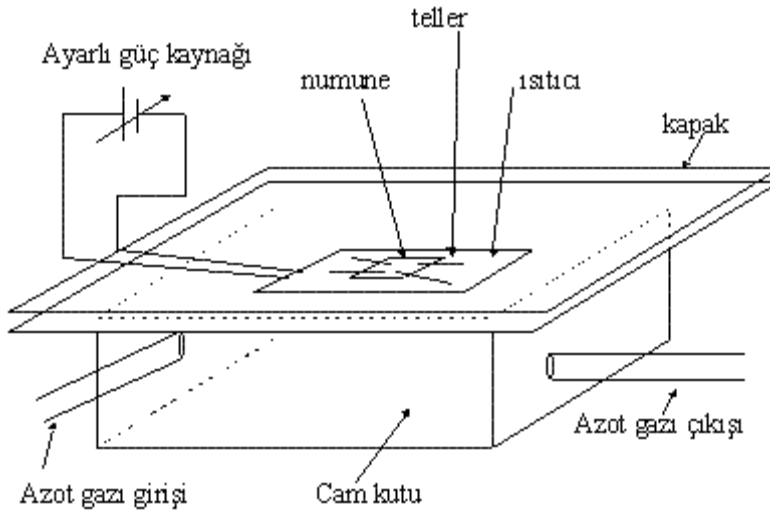
Resim4.1. Lakeshore 7700A tipi Yüksek Empedans Hall etkisi sistemi (1) He tüpü, (2) Kapalı devre He soğutma ünitesi, (3) Vakum pompası, (4) Kryostat, (5) Magnet sistemi, (6) Magnet güç kaynağı, (7) Bilgisayar, (8) Sıcaklık kontrol ünitesi, ölçüm cihazları, anahtarlama sistemi, manyetik alan ölçüm sistemi vb... içeren enstrüman dolabı, (9) Su soğutma sistemi

4.2. Numune Hazırlama ve Kontak Üretimi

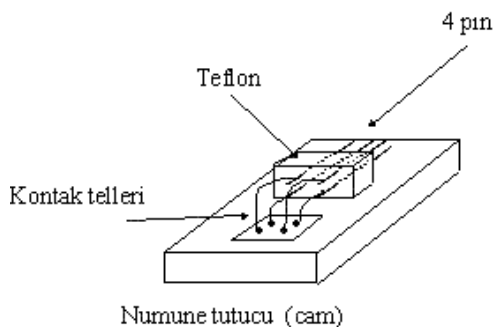
Yarıiletken numunelerin Hall ölçümü için omik kontağın yapılması gereklidir. Numune yüzeyinden ölçü sistemine bağlantılar bu kontaklardan yapılır. Devre ya da numune üzerindeki potansiyel düşmesi ile, kontaklar üzerinde oluşacak potansiyel farkı karşılaştırıldığında, omik kontaklar üzerinde potansiyel düşmesi ihmal edilecek kadar küçük olmalıdır. Bu halde devrenin I/V karakteristiği değişmez. 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 kullanılarak elde edilir [23].

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

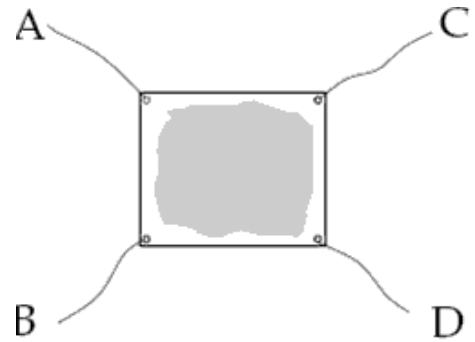
Omik kontaklar numune yüzeyine indiyum eritilerek yapıldı. Bu işlem için Şekil 4.1'de görüldüğü gibi bir cam kontak fırını geliştirildi. Numune sırasıyla 15'er dakika propan, aseton ve metanolde bekletilerek temizlendi. 3 cm uzunluğundaki üzeri yalıtkan tellerin birer uçlarındaki yalıtkan tabakalar, kontakların daha sağlam olması için yaklaşık 1 mm temizlendi. Tellerin diğer uçları ise numunenin numune tutucusuna bağlandığı esnada kolaylık sağlaması için temizlendi ve havya ile lehimlemeye hazırlandı. Hazırlanan bu teller ve kontak malzemesi olarak kullanılan indiyum yukarıda anlatılan kimyasal sistem içerisinde temizlendi. Numunenin dört köşesine (kimyasal aşındırma yapılan bölgeler) bu teller yerleştirilerek üzerlerine mümkün olabilecek küçüklükte indiyumlar konuldu. Kontak fırını 20 dakika azot verildikten sonra ısıtıcı yavaş yavaş 400 °C ısıtılarak indiyumların yaklaşık 4 dakikada erimesi sağlandı [24].



Şekil 4.1. Cam kontak fırını



Şekil 4.2. Numune tutucu



Şekil 4.3. Numuneler için kullanılan Van der Pauw konfigürasyonu [25]

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 tutucuya teflon bant ile sıkıca sarıldı.

4.3. Öz direnç Ölçümleri

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ numunesinde öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak yapıldı [26]. Bu teknik, numune yüzeyinde dört köşede simetrik dört kontak gerektirir. Şekil 4.2’de görüldüğü gibi akım gerilim değişimini izlemek için sadece dört ölçüm; iki öz direnç ve iki Hall voltajı ölçümü yeterlidir. Öz direnç ölçümlerinde yan yana kontak çiftine akım uygulanır ve karşı kontak çiftinden voltaj okunur. Bununla birlikte ölçülen Hall voltajı üzerindeki diğer etkiler Look tarafından

$$V_{HO} = V_H + V_N + V_R + V_E \quad (4.1)$$

verilmiştir [27]. Manyetik alanı varken, harici akıma maruz kalmaksızın numunenin uçları arasında sıcaklık farkı oluşursa elektronlar sıcak bölgelerden numunenin sonlarındaki soğuk bölgelere hareket etme eğilimi gösterirler ve bu yolla bir akım oluştururlar. Oluşan bu akıma manyetik alanla doğru orantılıdır. Bu olay (IN) 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 (VR) 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 (VE) 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.

Son zamanlarda van der Pauw tekniğinin geçerliliği ve termal yolla üretilen potansiyel hataları ve manyetik direnç etkileri tartışıldı [27]. 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. Kontak bölgelerindeki homojensizlikler hem direnç hem de mobilite sonuçlarının tutarsız olmasına sebep olur.

Özdirenç, ρ , van der Pauw (1958) tarafından aşağıdaki şekliyle verilmiştir [28]

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \left[\frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} \right] f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) \Omega \text{cm} \quad (4.2)$$

Burada d numune kalınlığı, $R_{12,34}$ kontak 1 ve 2 arasındaki akımın, 3 ve 4 nolu kontaklar arasında oluşturduğu potansiyel farkıdır ($R_{12,34} = V_{34}/I_{12}$). 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;

$$f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) = 1 - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right]^2 \frac{\ln(2)}{2} - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}} \right]^4 \left[\frac{(\ln(2))^2}{4} - \frac{(\ln(2))^3}{12} \right] \quad (4.3)$$

Özdirenç ölçümleri Şekil 4.5.a ve Şekil 4.5.b’de görüldüğü gibi kontak çiftinden akım uygulayıp karşı kontak çiftinden gerilim okumaya dayanır.

4.4. Hall etkisi ölçümleri

Genelde Hall ölçümleri özdirenç ölçümleri ile birleştirilir ve geleneksel Hall ölçüm düzeneğine karşılık gelen Şekil 4.5.c ve Şekil 4.5.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.

$$R_H = 10^8 \left[\frac{d\Delta R_{13,24}}{B} \right] \text{cm}^3 \text{C}^{-1} \quad (4.4)$$

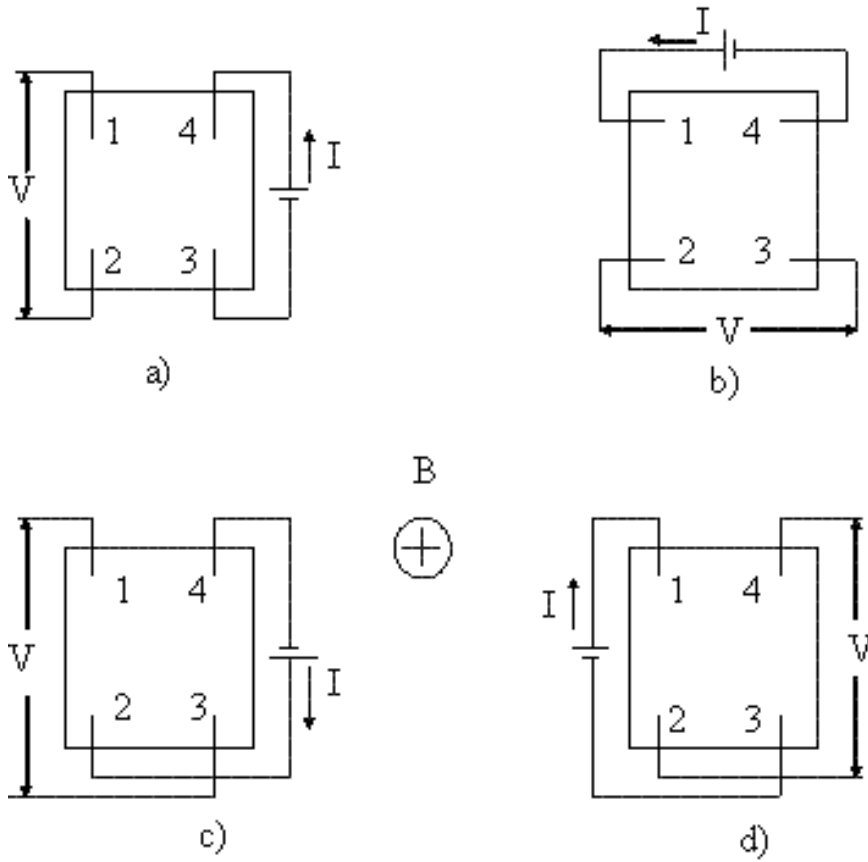
Burada $\Delta R_{13,24}$ numuneye dik B (Gauss) manyetik alan uygulandığında $R_{13,24}$ direncindeki değişimdir.

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 öz direnç ve sekiz konfigürasyon Hall katsayısı ölçümlerinden olmak üzere on altı konfigürasyondan ölçüm yapıldı. Sıcaklığa bağlı değişimi gözlemek amacıyla hem öz direnç hem de Hall etkisi ölçümleri 25-350 K aralığında 10 K adımlarla yapıldı. Hall mobilitesi (μ_H) ve Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H) aşağıdaki gibi verilir;

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1} \quad (4.5)$$

$$n_H = \frac{1}{eR_H} \text{cm}^{-3} \quad (4.6)$$

Yukarıda verilen eşitliklerden görülebileceği gibi numune kalınlığı, sadece hacimsel öz direnç ve Hall taşıyıcı yoğunluğu için gereklidir. Yüzeysel öz direnç 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. Çizilen I-V grafiklerinin lineer olmaları kontakların omik olduklarını doğrulamaktadır [29].



Şekil 4.4. (a) ve (b) özdirenç ölçümleri, (c) ve (d) Hall mobilitesi ölçümleri için şematik gösterim

Güç kaynağı sisteme elektrik akışını sağlar. Kontrol ünitesinden malzemeye uygulanacak olan sabit akım, manyetik alan, sıcaklık değerleri ayarlanabilir ve kontrol edilebilir. Bilgisayar kontrolü kullanılan Lake Shore Hall etkisi programı ile sabit akım, manyetik alan, sıcaklık değerleri elektrometredeki verileri data kablolarıyla bilgisayar ortamına aktarır. Program sayesinde Van der pauw ve Hall etkisi ölçüm teknikleri kullanarak gerekli olan hesaplamaları özdirenç (ρ), Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H), mobilite (μ_H), Hall katsayısı (R_H) değerlerinin bulunmasını sağlar.

5. BULGULAR VE TARTIŞMALAR

5.1. Giriş

Gazi Üniversitesi Fizik Bölümü Fotonik Araştırma Laboratuvarı'nda MBE (Molecular Beam Epitaxy) tekniği ile büyütülen 3 adet $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ ($x=0,42, 0,43$ ve $0,44$) numunesi için 10K adımlarla 25-300 K arasında ve 1 adet $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$ numunesi için yine 10K adımlarla 4-300K arasında sabit 0,4T magnetik alan altında van der Pauw tekniği kullanılarak Hall etkisi ölçümleri yapıldı. Deneysel olarak elde edilen sıcaklığa bağlı taşıyıcı yoğunluğu, mobilite ve iletkenlik verilerinden faydalanılarak çalışılan numunelerdeki elektriksel iletim mekanizmaları araştırıldı. $x=0,42, 0,43$ ve $0,44$ değerine sahip numuneler için elektron iletim özellikleri Kısım 5,2 – 5,3 de verilen metalik bir model ile açıklandı. Bu model kullanılarak numuneler için önemli elektriksel parametreler belirlendi.

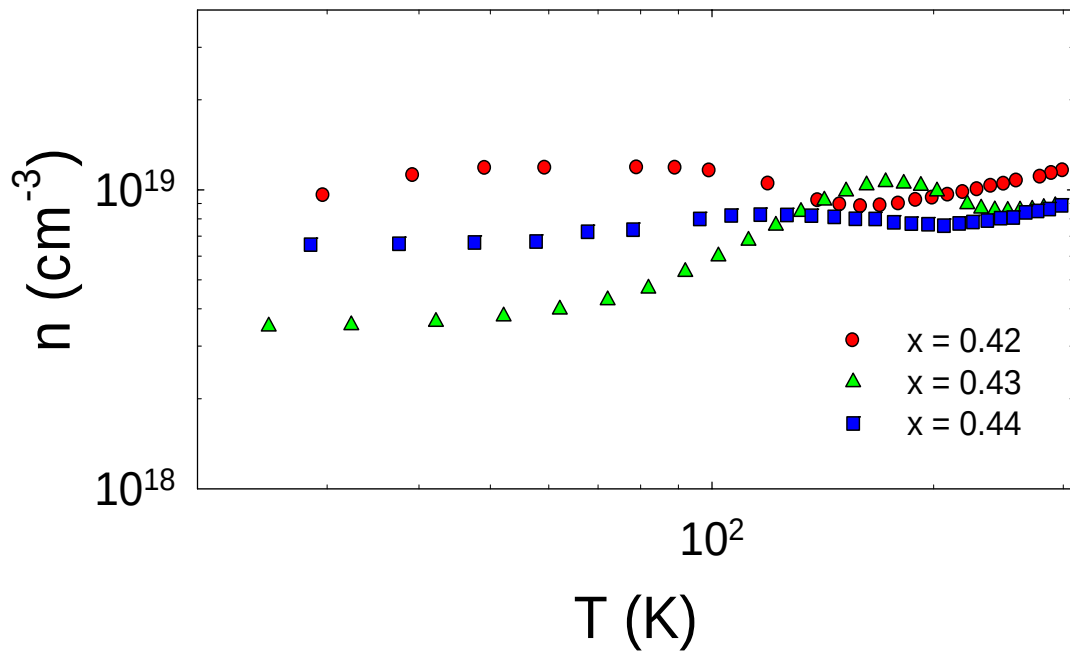
$x=0,20$ değerine sahip numune için Boltzmann eşitliğinin iteratif çözümü (ISBE) kullanılarak iki band modeli ile analizler yapıldı (Kısım 5.5).

5.2. Hall Etkisi Verilerinin Sıcaklığa Bağlı Değişimleri

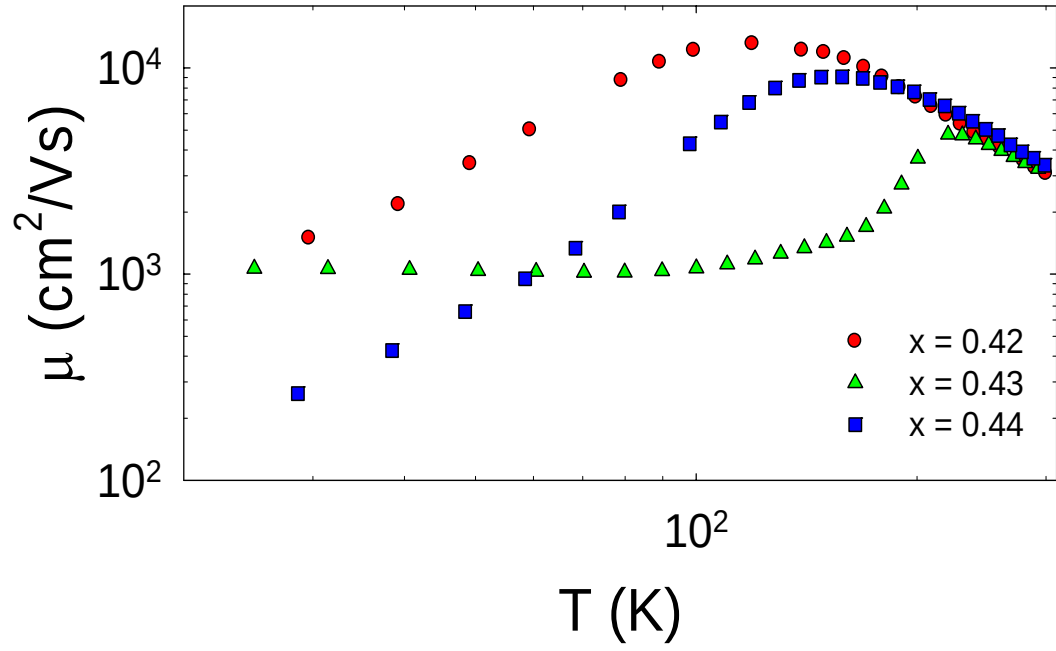
Si katkılı $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numuneleri için yapılan Hall ölçümlerinde, Hall katsayıları negatif değerlere sahiptirler. Bu yüzden bütün numunler n – tipi iletim sergilerler. Numuneler için oda sıcaklığındaki iletkenlik (σ), taşıyıcı yoğunluğu (n), mobilite (μ) değerleri Çizelge 5.1'de verildi. Çizelge 5.1'den görüldüğü gibi In yüzdesi arttıkça mobilite değerlerinin arttığı gözlemlenir. Mobilite etkin kütle ile ters orantılıdır. InAs' ın etkin kütlesi GaAs' ın etkin kütlesinden daha küçük olduğu için gözlenen bu davranış beklenen bir sonuçtur. Bununla beraber durulma zamanını etkileyen mekanizmaların etkisi, özellikle de alaşım saçılmasının etkisi göz önünde tutulmalıdır. Çizelge 5.1 den iletkenlik ve taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin In yüzdesinin değerinin artması ile önce azaldığı daha sonra arttığı fakat başlangıçtan daha küçük bir değere ulaştığı gözlemlendi.

Çizelge 5.1. Numuneler için oda sıcaklığındaki iletkenlik (σ), taşıyıcı yoğunluğu (n) ve mobilite (μ) değerleri

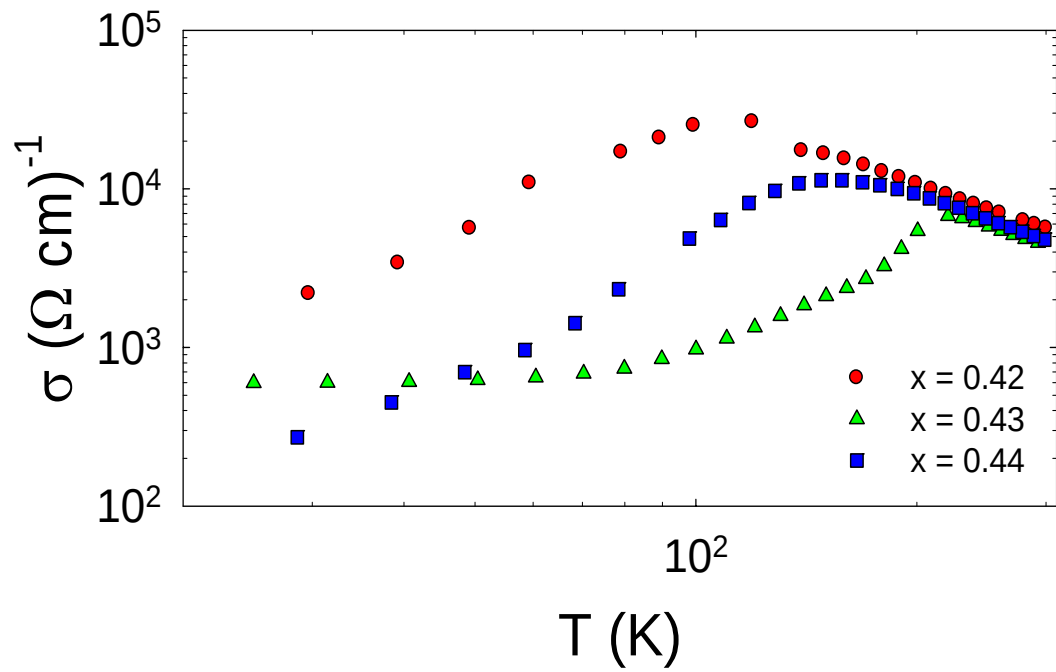
In (%)	$\sigma(\Omega.cm)^{-1}$	$n (cm^{-3}) \times 10^{18}$	$\mu (cm^2/V.s)$
0,42	5661	11,5	3071
0,43	4570	8,82	3249
0,44	4782	8,87	3376



Şekil 5.1.. $In_xGa_{1-x}As/InP$ numuneleri için deneysel n - T grafiği



Şekil 5.2. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numuneleri için deneysel μ - T grafiği



Şekil 5.3. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numuneleri için deneysel σ - T grafiği

Şekil 5.1. numuneler için n - T grafiğini göstermektedir. Genel olarak numunelerin taşıyıcı yoğunluklarının sıcaklığa bağımlılığı zayıftır. Ayrıca numunelerin taşıyıcı yoğunluğu değerleri $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ’ den daha büyüktür. Bu iki durum numunelerin dejenere yarıiletken karakteristiğine sahip olduğunu gösterir.

Şekil 5.2. numuneler için μ - T grafiğini göstermektedir. $x=0,42$ ve $x=0,44$ değerleri için numuneler klasik III-V yarıiletkenlere benzer bir davranış sergilerler. Sıcaklık arttıkça önce mobilite değerleri artar, sonra bir maksimum değere ulaşarak artan sıcaklık ile mobilite azalır. Düşük sıcaklık bölgesinde ise iyonize safsızlık saçılmasının baskın olması beklenir. Öte yandan $x=0,43$ değerine sahip numune yaklaşık 160K’e kadar sıcaklıktan bağımsız bir mobiliteye sahiptir. Bu davranış numunede safsızlık bandı iletiminin veya nötral safsızlık saçılma mekanizmasının baskın olacağına işaret eder. Öte yandan $T > 160\text{K}$ için diğer iki numunede gözlenen mobilite – sıcaklık davranışı tekrarlanır.

Şekil 5.3. numuneler için σ - T grafiğini gösterir. Her üç numune içinde sıcaklık arttıkça iletkenlik önce artar, sonra bir maksimum değere ulaşarak artan sıcaklık ile azalır. Yarıiletkenlerde sıcaklık arttıkça iletkenlik artarken, metallerde azalır. Bu yüzden numunelerde metal olmayan durumdan metalik bir duruma geçiş söz konusudur.

5.3. Sıcaklığa Bağlı İletkenlik Davranışı

Bu kısımda, yüksek ve düşük sıcaklık bölgelerinde ayrı ayrı iletkenlik analizleri yapılacaktır.

Çalışılan numunelerde $n > n_c$ olduğu için normal olarak metalik davranış beklenir. Genel olarak metallerde sıcaklık arttıkça iletkenlik azalır. Bu durum sadece yüksek sıcaklıklarda sağlanmaktadır. Düşük sıcaklıklarda anormal durum sergilemektedir. Bu anormal davranış yani artan sıcaklıkla iletkenliğin artması elektron elektron etkileşimleri (EEI) ve zayıf lokalizasyon (WL)’dan kaynaklanmaktadır. Bu nedenle bu kısımda düşük sıcaklık bölgesinde elektron elektron ve zayıf lokalizasyon

etkileşmelerini ihtiva eden ve Eş. 3.42’de verilen metalik iletkenlik modeli kullanılacaktır. Yüksek sıcaklık bölgesinde ise elektron elektron ve zayıf lokalizasyon etkileşimlerini içermeyen ve Eş. 3.41 ile verilen basit iletkenlik modeli kullanılacaktır.

5.3.1. Yüksek sıcaklık bölgesi

Yüksek sıcaklık bölgesinde tüm numunelerin iletkenlikleri artan sıcaklık ile tıpkı bir metaldeki gibi azalmaktadır. Bu nedenle yüksek sıcaklık bölgesinde iletkenlik analizleri için Eş. 3.41 ile verilen basit iletkenlik modeli kullanıldı. Eş. 3.41’in yüksek sıcaklık bölgesinde deneye fit edilmesinde, fit sonucu (düz çizgi) Şekil 5.4 - 5.6’da ve fit parametreleri Çizelge 5.3’de verildi.

Metalik davranış durumu yarıiletkenin yüksek verici yoğunluğundan ileri gelmektedir. Verici yoğunluğu değeri arttıkça verici atomları arasındaki etkileşimler artar ve dalga fonksiyonları overlap (üst üste biner) hale gelir. Bu durumda Fermi enerji seviyesi tıpkı metallerdeki gibi iletkenlik bandının içerisine girer. Böyle bir durumda kritik taşıyıcı yoğunluğu değeri Eş. 3.40 ile tanımlanır.

InAs, GaAs ve $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ için kritik taşıyıcı yoğunluğu ve bohr yarıçapı değerleri Çizelge 5.2 de verilmiştir. Çalışılan tüm numuneler için $n > n_C$ şartı sağlanır.

Çizelge 5.2. InAs, GaAs ve $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ için kritik taşıyıcı yoğunluğu (n_C) ve bohr yarıçapı (a_B) değerleri

Numune	$n_C (\text{cm}^{-3}) \times 10^{15}$	$a_B (\text{\AA})$
InAs	0,355	367
GaAs	15,6	110
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	3	183

Eş. 3.41’in yüksek sıcaklık bölgesinde deneysel verilere fit edilmesinde; σ_0 , A ve n bulunan fit parametreleridir. $T > \theta_D$ (Burada θ_D , Debye sıcaklığıdır) için $n=1$ olup, lineer bir davranış gözlemlenir. θ_D ’nin x ’e bağımlılığı $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ için

$\theta_D=(280+110x)K$ ile verilir [14]. Çizelge 5.3’ de çalışılan numuneler için θ_D değerleri belirlendi. $T < \theta_D$ olduğu için lineer davranış beklenmez.

Çizelge 5.3. $In_xGa_{1-x}As/InP$ numuneleri için Debye sıcaklığı (θ_D), etkin kütle (m^*/m_0), static dielektrik sabiti (ϵ_r) değerleri ile σ_0 ve A fit parametreleri

In (%)	θ_D	m^*/m_0	ϵ_r	$\sigma_0(\Omega.cm)^{-1} \times 10^3$		$A(\Omega.cm.K^{-2}) \times 10^{-2}$
				Bu çalışma	Ref [30]	
0,42	343,8	0,026	13,66	13,3	0,513	8,907
0,43	342,7	0,026	13,68	9,76		6,2
0,44	341,6	0,026	13,70	12,3		9,08

$T < \theta_D$ durumunda ya $n=2$ (elektron elektron etkileşimleri baskındır) ya da $n=3$ (electron-fonon etkileşimleri baskındır) olması beklenir. Burda n ’nin 2 olduğu yani numunelerde elektron elektron etkileşimlerinin baskın olduğu bulundu. Çizelge 5.3 de σ_0 ve A fit parametreleri verildi. Bulunan değerler literatürdeki değerlerle uyumludur [30]. $In_{1-x}Ga_xAs$ için verilen Eş. 3.34 ve Eş. 3.35 kullanılarak numunelerin statik dielektrik sabiti (ϵ_r) ve etkin kütle (m^*) değerleri hesaplandı. Bu değerler Çizelge 5.3’de verildi.

5.3.2. Düşük sıcaklık bölgesi

Düşük sıcaklıklarda araştırılan numunelerin metalik olmayan elektriksel iletkenlik davranışı sergilediği gözlemlendi. $n > n_C$ olmasına rağmen metalik davranış, yani artan sıcaklıkla iletkenliğin azalması durumu gözlenmez. Yüksek dejenere yarıiletkenlerde yapısal düzensizlikler arttıkça düşük sıcaklıklarda böyle anormal bir davranış beklenir. Böyle sistemlerde çarpışmalar arasındaki ortalama serbest yol yapıdaki düzensizliklerden dolayı küçülür ve kuantum etkileri (elektron – elektron etkileşimi ve zayıf – lokalizasyon etkileri) önemli hale gelir. Bu durumda klasik Boltzmann iletkenliği sistemin elektriksel iletim özelliklerini tanımlayamaz. Bu yüzden Boltzmann iletkenliğine kuantum düzeltme terimleri eklenmelidir. Böyle sistemlerin elektron iletim özellikleri elektron - elektron etkileşimleri (EEI) ve zayıf lokalizasyon (WL) olayları ile açıklanır. EEI ve WL etkilerinden dolayı elektriksel

iletkenliğe kuantum düzeltme terimleri Eş. 3.42'deki gibi eklenir ($\sigma(T) = \sigma_0 + mT^{1/2} + BT^{p/2}$).

Normalde EEI ve WL terimleri çok düşük sıcaklıklarda ($T < 10K$) baskındırlar. Bununla beraber eğer sistem aşırı dejenere ise yüksek sıcaklıklarda etkili olabilirler. Bu durumda $p=3$ olması beklenir. Eş 3.42, çalışılan numunelerin düşük sıcaklık bölgesine fit edildi (Şekil 5.4 -5.6). Çizelge 5.4 de fit parametreleri ve ayrıca metalik durumdan metalik olmayan duruma geçiş kritik sıcaklık (T_{kritik}) değerleri de verildi. Çizelge'ye göre EEI ve WL etkileri'nin $x=0,43$ değerine sahip numune için 160K' e kadar baskın olduğu bulundu. Burada tüm numuneler için en iyi fitler $p=3$ için gözlemlendi. Yani EEI etkilerine ilaveten numunelerde elektron – fonon etkileşmelerinde olduğu belirlendi.

Çizelge 5.4. Eş.3.42'nin $In_xGa_{1-x}As/InP$ numunelerinin ölçülen yüksek sıcaklık iletkenliğine fit edilmesi ile bulunan parametreler ve metalik durumdan metalik olmayan duruma geçiş kritik sıcaklık (T_{kritik}) değerleri

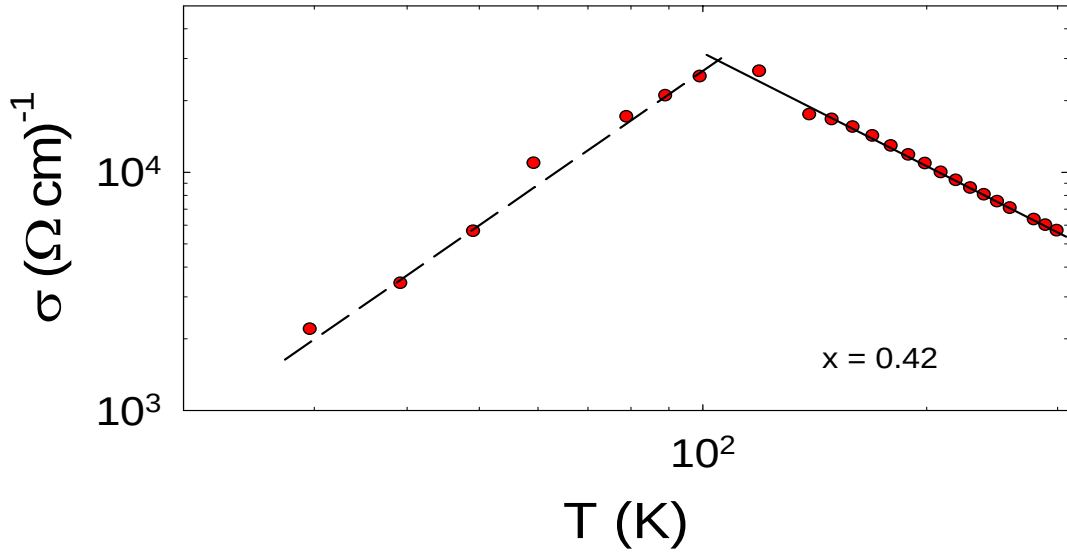
In (%)	$\sigma(0)(\Omega.cm)^{-1} \times 10^3$		$m((\Omega.cm)^{-1}/K^{1/2}) \times 10^2$		T_{Kritik} (K)	$B(\Omega.cm.K)^{-1}$
	Bu çalışma	Ref [33]	Bu çalışma	Ref [33]		Bu çalışma
0,42	1,4	0,014	-1,92	-0,0743	120	1,51
0,43	1,66	0,0592	-1,3	-0,0707	160	$7,28 \times 10^{-1}$
0,44	5,85	0,0647	-13,7	-0,0715	126	$1,25 \times 10^1$

EEI etkileri bir oran ile ($r_s = \left[(3/4) \pi n a_B^3 \right]^{1/3}$) karakterize edilir [31]. Eğer sistemde $r_s > 1$ ise EEI etkilerinin önemli hale gelir. Çizelge 5.5' de numuneler için hesaplanan r_s değerleri verildi. $r_s > 1$ şartının sağlandığı yani EEI etkilerinin önemli olduğu bulundu.

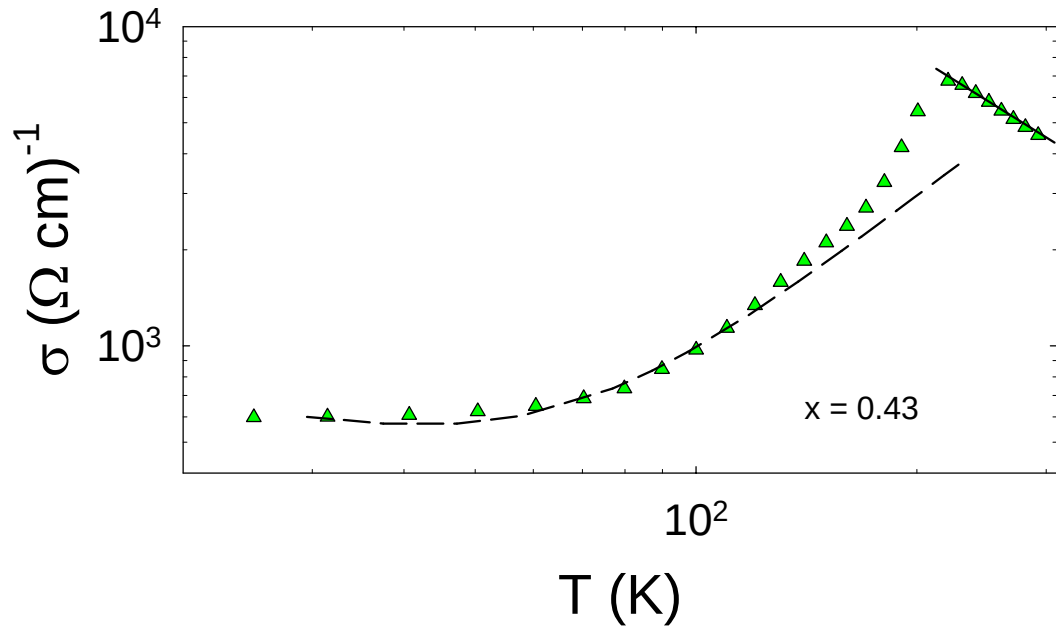
Çizelge 5.5. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ numuneler için τ_0 , l_0 , $k_F l_0$, v_F (fermi hızı) ve D (difüzyon katsayısı) değerleri

In (%)	r_s	τ_0 (s) $\times 10^{-13}$	l_0 (nm)	$k_F l_0$	v_F (m/s) $\times 10^5$	D (cm^2/s)
0,42	5,49	0,347	11,7	8,16	3,37	13,1
0,43	5,03	0,538	16,6	10,6	3,08	17,1
0,44	5,04	1,88	58,1	37,2	3,09	59,9

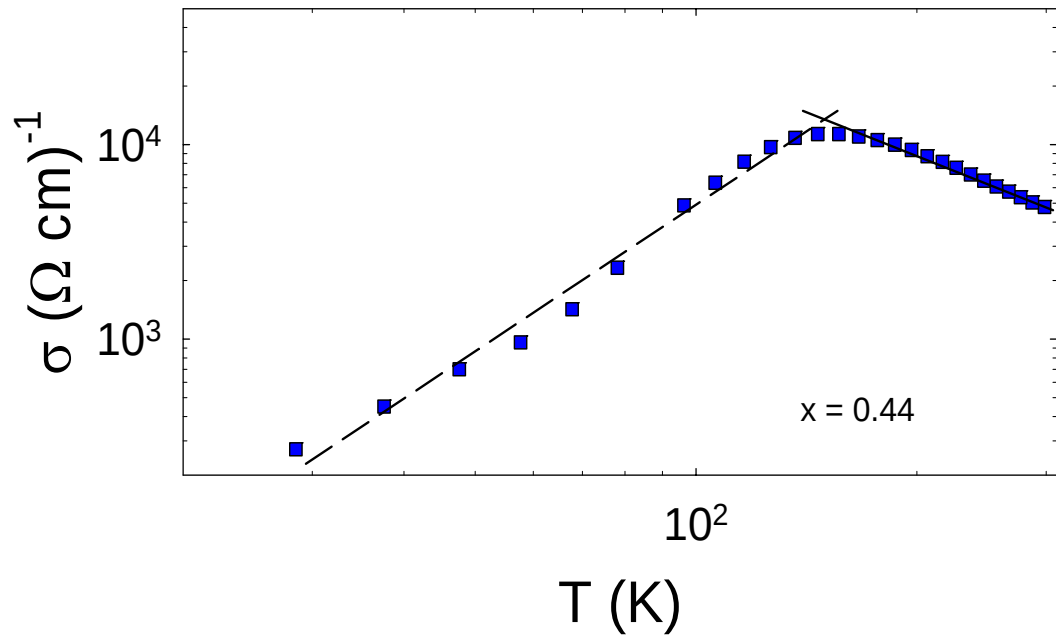
Çizelge 5.4' e tekrar baktığımızda EEI teriminin (m) negatif değerlere sahip olduğu bulundu. Bu EEI teorisinin sonuçları ile tutarlıdır. Çünkü $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ için kritik taşıyıcı yoğunluğu değeri $n_C = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olup [32], çalışılan numunelerin taşıyıcı yoğunluğu (n) bu değerden çok büyüktür. Shlimak ve Kaveh' ye göre $n \gg n_C$ ise $m < 0$ olmalıdır [33-34].



Şekil 5.4. $x=0,42$ değerine sahip numune için σ - T grafiği; semboller deneysel sonuçları, düz çizgi basit metalik iletkenlik fitini, kesikli çizgi ise kuantum düzeltmesini ihtiva eden metalik iletkenlik fitini göstermektedir.



Şekil 5.5. $x=0,43$ değerine sahip numune için σ - T grafiği; semboller deneysel sonuçları, düz çizgi basit metalik iletkenlik fitini, kesikli çizgi ise kuantum düzeltmesini ihtiva eden metalik iletkenlik fitini göstermektedir.



Şekil 5.6. $x=0,44$ değerine sahip numune için σ - T grafiği; semboller deneysel sonuçları, düz çizgi basit metalik iletkenlik fitini, kesikli çizgi ise kuantum düzeltmesini ihtiva eden metalik iletkenlik fitini göstermektedir.

Şekil 5.4, 5.5, ve 5.6 sırasıyla $x=0,42$, $0,43$ ve $0,44$ değerine sahip numuneler için sıcaklığa bağlı iletkenlik grafiklerini göstermektedir. Semboller deneysel sonuçları, düz çizgiler basit iletkenlik fitini kesikli çizgikuantum düzeltmesini ihtiva eden metalik iletkenlik fitini temsil etmektedir.

Numuneler için hesaplanan WL terimi (B) Çizelge 5.4’de verildi. Düşük sıcaklıklarda elektronik dalgalar arasındaki kuantum girişiminden dolayı elektronların geri saçılma olasılıkları değişecektir. Bu, elektronların WL terimine yol açar. Bir dış magnetik alan uygulandığında WL terimi yok olur. Çünkü magnetik alan elektronik dalgaların kuantum girişimini yok eder. Bu yüzden WL terimi magneto öz direncin (magnetik alana bağlı öz direnç) negatif olmasına yol açar. Böyle bir gözlem ancak çok düşük sıcaklıklarda mümkündür. Yapılan deneyde minimum 25K sıcaklığa ulaşılabilirdi için bu durum gözlenmedi. Öte yandan Eş. 3.42’de WL terimi kaldırıldığında tek başına EEI etkileri iyi bir fit vermezler. Ayrıca EEI etkileri iletkenliğin sıcaklıkla azalmasına yol açarken WL etkileri iletkenliğin sıcaklıkla artmasına yol açar. Şekil 5.4 -5.6’ da düşük sıcaklıklarda artan sıcaklık ile iletkenliğin arttığı bu yüzden EEI terimine ilaveten WL teriminin ilave edilmesi gerektiği görülür. Bulunan B değerleri literatürde farklı materyaller için bulunan değerlerle tutarlıdır [35-36].

Son olarak Eş. 3.42’deki Boltzmann iletkenlik terimine ($\sigma(0)$) detaylı olarak bakalım. $\sigma(0)$;

$$\sigma(0) = \frac{ne^2\tau_0}{m^*} = \frac{e^2k_F^2l_0}{3\pi^2\hbar} \quad (5.1)$$

ile verilir. Burada τ_0 durulma zamanı, l_0 ortalama serbest yol, $\hbar$ indirgenmiş plank sabiti ve k_F Fermi dalga vektörüdür. $k_F=(3\pi^2n)^{1/3}$ ile verilir.

Numuneler için önce Eş.5.1’ i kullanarak l_0 ve τ_0 değerleri belirlendi. Fakat bulunan değerlerin fiziksel olarak uygun olmadığı bulundu. Bunun nedeni EEI ve WL etkilerinin, iletkenliğe kuantum düzeltme terimleri getirmesinden dolayıdır. Bu

yüzden bu iki etki göz önünde tutularak Boltzmann iletkenliği şu şekilde düzenlenir [37];

$$\sigma(0) = \frac{e^2 k_f^2 l_0}{3\pi^2 \hbar} \left[1 - \frac{3}{(k_f l_0)^2} \right] \quad (5.2)$$

Köşeli parantezdeki terimler WL ve EEI etkilerinden kaynaklanır. Eş.5.2 denklemi kullanılarak τ_0 , l_0 , $k_f l_0$, v_f (Fermi hızı) ve D (difüzyon katsayısı) değerleri tekrar hesaplandı (Çizelge 5.5). Burada tüm numuneler için $k_f l_0 > 1$ olduğundan EEI ve WL etkileri uygulayabilir [38]. Bu değerler $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ numuneler için ve benzer sistemler için literatürde verilen değerlerle tutarlıdır. Bu yüzden numuneler için uygulanan elektriksel iletim mekanizması uygundur.

5.4. Sıcaklığa Bağlı Mobilite Davranışı

Şekil 5.7, 5.8 ve 5.9 sırasıyla $x=0,42$, $0,43$ ve $0,44$ değerine sahip numuneler için sıcaklığa bağlı mobilite grafiklerini temsil etmektedir. Semboller deneysel ölçüm değerlerini, çizgiler ise bu verilere yapılan teorik fitleri göstermektedir. Daha önceden belirtildiği gibi $x=0,43$ değerine sahip numunede düşük sıcaklıklarda nötral safsızlık saçılması baskındır. Diğer iki numunede iyonize safsızlık saçılmasının düşük sıcaklıklarda baskın olması beklenir. Öte yandan yüksek sıcaklıklarda tüm numunelerde polar optik fonon, akustik fonon ve alaşım saçılmalarının baskın mekanizmalar olabileceği göz önünde tutuldu.

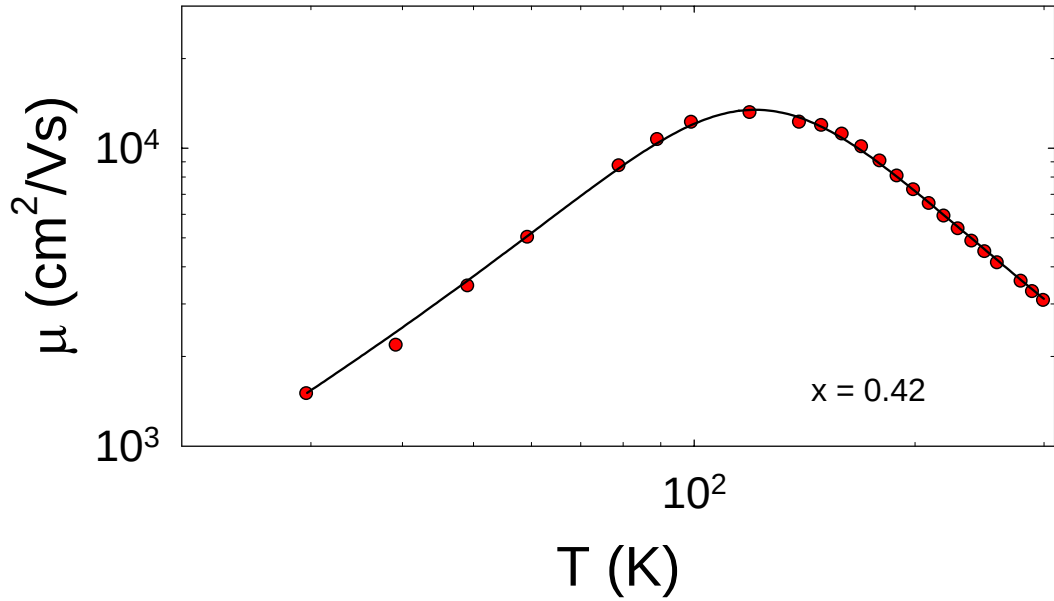
Matthiessen kuralına göre toplam mobilite aşağıdaki denklem ile fit edildi.

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{ij}} + \frac{1}{\mu_{\text{Bilinmeyen}}} + \frac{1}{\mu_{PO}} + \frac{1}{\mu_{AC}} + \frac{1}{\mu_{AL}} \quad (5.3)$$

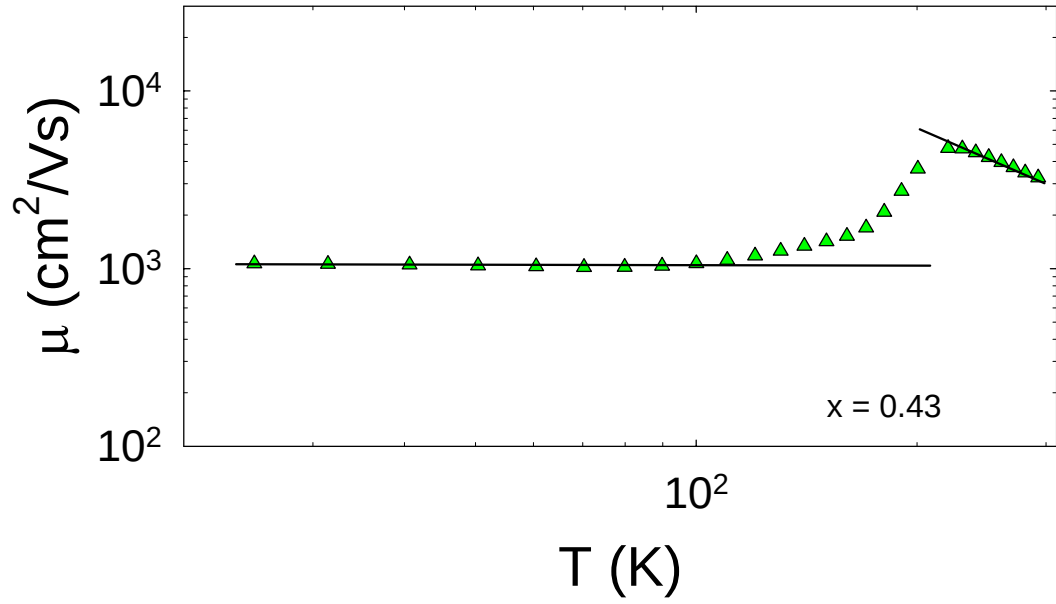
Burada $\mu_{ii}=AT^{3/2}$, $\mu_{Bilinmeyen}=BT^n$, $\mu_{PO}=CT^{1/2}$, $\mu_{AC}=DT^{-3/2}$ ve $\mu_{AL}=ET^{-1/2}$ alındı. Fit parametreleri Çizelge 5.6 da verildi. Buna göre iyonize safsızlık saçılması ve polar optik fonon saçılması en baskın iki mekanizmadır. Bilinmeyen bir mekanizma daha etkilidir. Burada bulunan n değerleri tek başına bilinen bir saçılma mekanizmasına karşılık gelmezler. Bu yüzden birden fazla saçılma mekanizmasını içerebilir. Öte yandan Eş. 5.3' e göre yapılan fitlerin deneysel sonuçlarla iyi bir uyum sergilediği görülür (Şekil 5.7– 5.9).

Çizelge 5.6. Eş.5.3' ün $In_xGa_{1-x}As/InP$ numunelerinin mobilite sıcaklık grafiklerine fit edilmesi sonucu bulunan parametreler

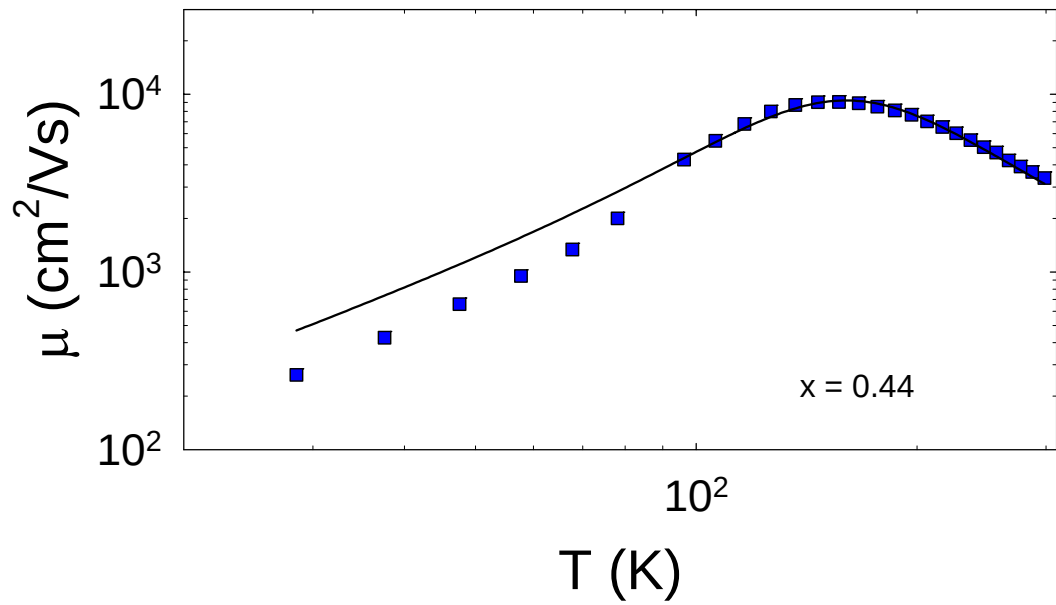
In (%)	A	B	n	C	D	E
0,42	13,85	4×10^{-2}	3,36	$1,43 \times 10^{10}$	2×10^7	$3,16 \times 10^{11}$
0,43	160	-	-	$1,98 \times 10^{10}$	1.86×10^7	$5,57 \times 10^5$
0,44	$1,03 \times 10^8$	$9,87 \times 10^{-3}$	2,83	$3,39 \times 10^{10}$	2×10^7	$2,49 \times 10^{11}$



Şekil 5.7. $x=0,42$ değerine sahip numune için μ – T grafiği; sembol deneysel sonucu, düz çizgi ise Eş. 5.3'ün deneye fitini göstermektedir.



Şekil 5.8. $x=0,43$ değerine sahip numune için μ - T grafiği; sembol deneysel sonucu, düz çizgi ise Eş. 5.3'ün deneye fitini göstermektedir.



Şekil 5.9. $x=0,44$ değerine sahip numune için μ - T grafiği; sembol deneysel sonucu, düz çizgi ise Eş. 5.3'ün deneye fitini göstermektedir.

5.5. İki Band İletimi Analizi

Şekil 5.10 ve şekil 5.11 de $x=0,20$ değerine sahip numunenin sıcaklığa bağlı deneysel mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu grafikleri verildi (semboller). Yapılan ölçümlerde oda sıcaklığında mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu sırasıyla $5500 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ ve $1,15 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulundu.

Şekil 5.11 de deneysel mobilite III- V grup yarıiletkenlerin genel karakteristiklerini sergiler. 300-100 K arası azalan sıcaklıkla mobilite artmaktadır. Bu artış iletimin iletkenlik bandında olduğunu göstermektedir ve ayrıca fonon saçılmalarının baskın olduğu anlamındadır. Çok düşük sıcaklıklarda ise mobilite sabit olma eğilimi göstermektedir.

Şekil 5.10. de görüldüğü gibi taşıyıcı yoğunluğu 4-30 K sıcaklık aralığında artan sıcaklıkla azalmakta ve bir minimumdan sonra sıcaklıkla artmaktadır. Yaklaşık 60 K' den yüksek sıcaklıklarda iletkenlik bandı iletimi geçerlidir. 30 K civarında ise bir minimum değer göstermektedir. Bu minimum değerde iletim safsızlık bandındadır ve düşük sıcaklıklarda iletme tamamen safsızlıklar katkıda bulunur. Düşük sıcaklıklarda iletkenlik bandı önemsizdir.

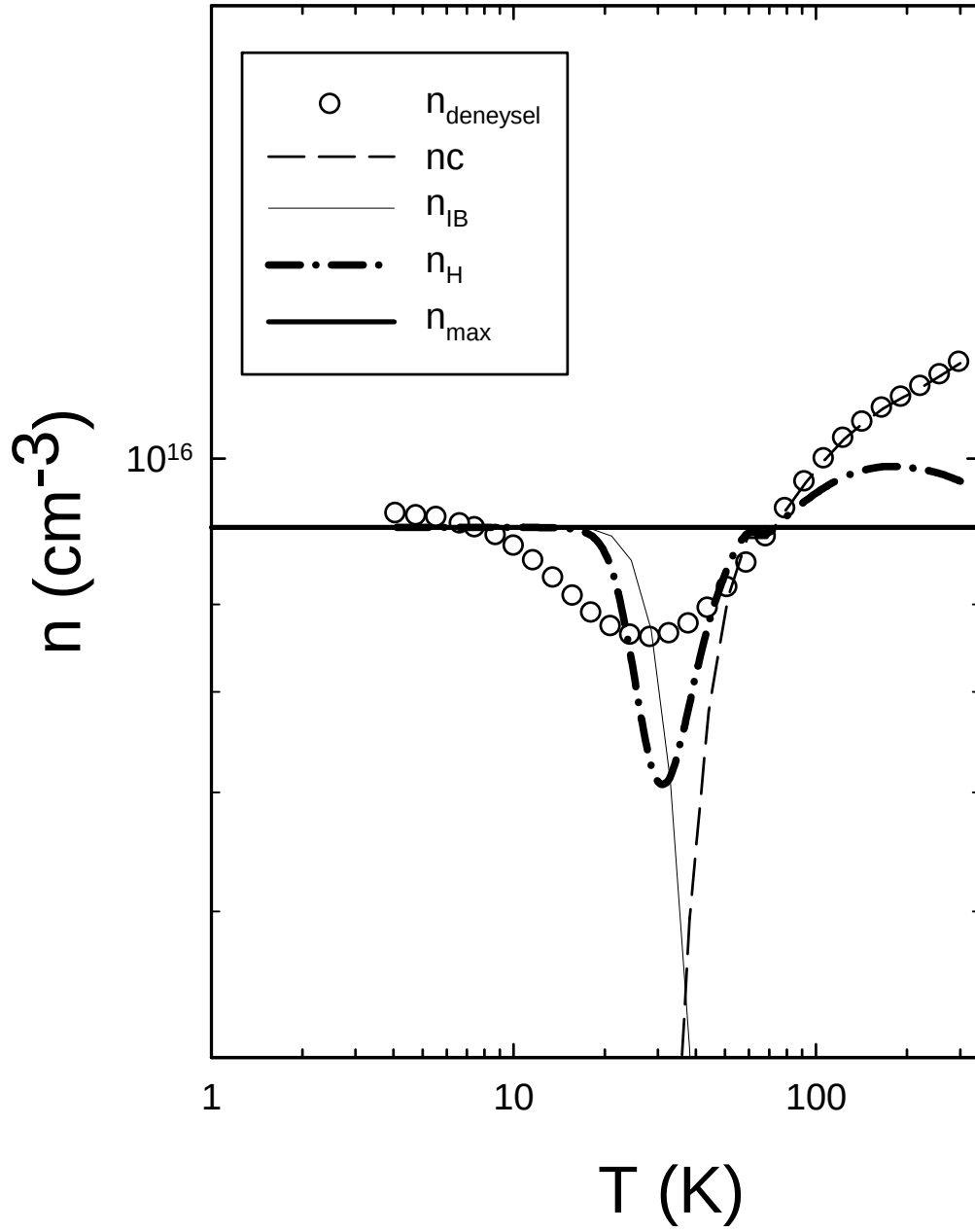
3. bölümde iletim bandında taşıyıcı yoğunluğu n_C Eş. 3.38 ile verilmişti. Bu ifadede $N_C = 5,44 \times 10^{15} (m^*/m_0)^{3/2} \text{ cm}^{-3}$ eşitliğinden $1,34 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ve $g_D=2$ olarak alındı ve sıcaklığa bağlı taşıyıcı yoğunluğu grafiği Eş. 3.38' de elde edildi. Bu işlem sonucunda $N_D=1 \times 10^{16}$, $\epsilon_D=0,026$, $N_A=4,33 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ olarak bulundu ve Şekil 5.10 de kesikli çizgilerle gösterildi.

Şekil 5.11 de μ_C iletim bandında elektronların mobilitesi Boltzmann eşitliğinin iteratif çözümü (ISBE) ile bulundu ve ince düz çizgi ile gösterildi.

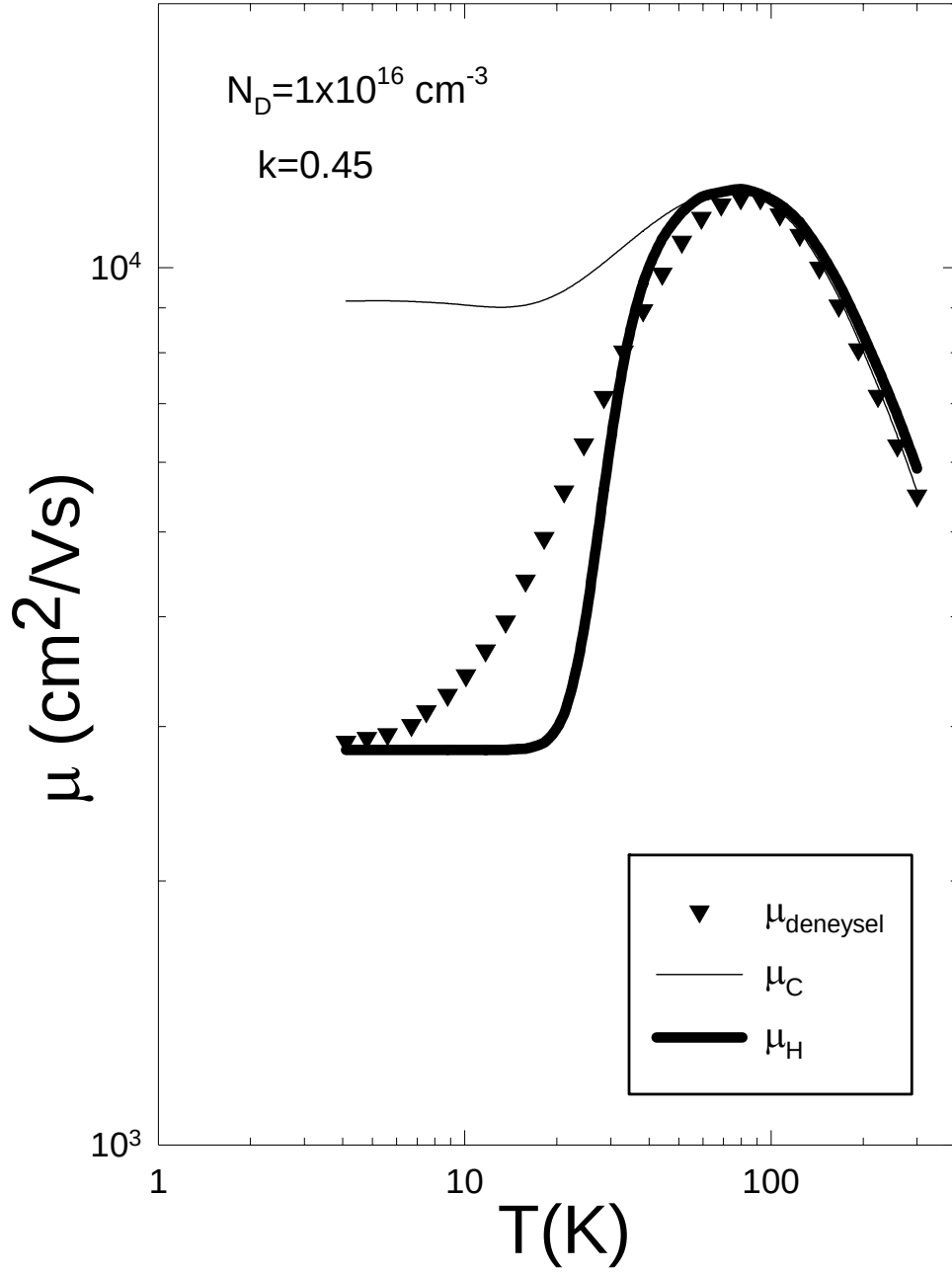
ISBE'de ölçülen taşıyıcı yoğunluğu, $N_A=4,33 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ve çizelge 2.1'de verilen $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$ için materyal parametreleri girdi parametreleri olarak kullanıldı. Hesaplama sonucu Şekil 5.11 ince çizgi ile verildi. Şekildenden de görüldüğü gibi

yaklaşık 60 – 300 K sıcaklık arası ISBE ile hesaplanan teorik Hall mobilitesi deneyle iyi bir uyum içerisindedir. Dolayısıyla bu bölgede iletkenlik mobilitesi baskındır. $T < 60K$ den düşük sıcaklıklarda mobilite hızlı bir düşüş sergilemektedir ve 20 K den sonra sabite meyillenmektedir. Şekil 5-10'da verilen taşıyıcı yoğunluğu ise bu sıcaklık aralında (60-20 K) bir minimum sergilemektedir. Bu nedenle, bu sıcaklık aralığında taşıyıcıların iletkenlik bandından safsızlık bandına geçtiği ve halen ilettime katıldıkları anlaşılmaktadır. Bu bölgede hem iletkenlik bandı hemde safsızlık bandı iletimi hakimdir. Yaklaşık 30 K'den daha düşük sıcaklıklarda ise sadece safsızlık bandı iletimi hakimdir. Diğer taraftan, 300-90 K arası sıcaklık bölgesinde azalan sıcaklıkla mobilite azalmaktadır. Bu davranış ilgili sıcaklık bölgesinde fonon saçılmalarının baskın olduğunu ifade eder. 90 K aşağı sıcaklıklarda hem deneysel hem de teorik mobilitenin azalan sıcaklıkla düşmesi iyonize safsızlık saçılmasının etkili olduğunu gösterir. Fakat deneysel mobilitenin ISBE mobilitesinden daha hızlı düşüşü açıkça iletkenlik bandından safsızlık bandına taşıyıcı transferinin işaretidir.

Safsızlık bandı mobilitesi μ_{IB} , en düşük sıcaklıktaki 2880 cm^{-3} mobilite değeri alındı. Karşılama oranı ($k=N_D/N_A$) ise 0,45 alınarak n_{IB} Eş. 3.39'daki formülden hesaplandı ve Şekil 5.10 de ince düz çizgi ile gösterildi. Elde edilen bu sonuçlar Eş. 3.36 ve Eş. 3.37 deklemlerinde yerine yazılarak n_H ve μ_H değerleri hesaplandı ve şekil 5.10 ve şekil 5.11 de gösterildi. Bu şekillerden de anlaşılabacağı üzere hesaplanan n_H ve μ_H değerlerinin Hall ölçüm sonuçları ile uyduğu açıkça görülmektedir.



Şekil 5.10. $x=0,20$ değerine sahip numune için n - T grafiği



Şekil 5.11. $x=0,20$ değerine sahip numune için μ - T grafiği

6. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu çalışmada MBE kristal büyütme yöntemi ile büyütülen 3 adet n-tipi $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ ($x=0,42, 0,43, 0,44$) için 25-300K ve 1 adet n-tipi $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x=0,20$) numunesi için 4 -300 K sıcaklık aralığında Hall etkisi ölçümleri yapıldı. $x=0,42, 0,43$ ve $0,44$ değerine sahip numuneler için elektron iletim özellikleri metalik bir model ile açıklandı. Bu model kullanılarak numuneler için önemli elektriksel parametreler belirlendi. $x=0,20$ değerine sahip numune için Boltzmann eşitliğinin iteratif çözümü (ISBE) kullanılarak iki band modeli ile analizler yapıldı.

$x=0,42, 0,43$ ve $0,44$ değerine sahip numunelerin taşıyıcı yoğunluklarının genel olarak sıcaklık bağımlılıklarının zayıf olması ve taşıyıcı yoğunluğu değerlerinin $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ den büyük olması nedeni ile dejenere yarıiletken karakteristikleri sergilediler.

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numunelerinde $n > n_c$ olmasından dolayı metalik iletkenlik hakimdir. Bütün numunelerde iletkenliğin artan sıcaklıkla artması ve bir maksimumdan sonra azalması, iki farklı tür metalik (basit iletkenlik ve kuantum düzeltmeli metalik) olduğunu geçişi göstermektedir. Bu nedenle iletkenlik analizleri yüksek sıcaklık ve düşük sıcaklık bölgesi diye ikiye ayrılarak yapıldı. Yüksek sıcaklıkta numunelerin taşıyıcı yoğunlukları, Bohr yarıçapları, kritik taşıyıcı yoğunlukları ve Debye sıcaklıkları belirlendi. Ayrıca $T < \theta_D$ olduğu için lineer olmayan iletkenlik (σ) – sıcaklık (T) davranışı sergilediği bulundu.

$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numuneleri için düşük sıcaklık bölgesinde $n > n_c$ olmasına rağmen numunelerin iletkenliğin bir yarıiletkendeki gibi artan sıcaklıkla arttığı gözlemlendi. Bu durum için elektron-elektron etkileşmelerini (EEI) ve zayıf lokalizasyon (WL) etkilerini içeren bir modelle açıklandı. Bu model kullanılarak numuneler için önemli elektriksel parametreler belirlendi. Bu parametrelerin literatürdeki benzer sistemler için elde edilen parametreler ile uyumlu olduğu bulundu.

Yapılan çalışmada, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{InP}$ numunelerin mobilite - sıcaklık davranışları göz önünde tutularak baskın saçılma mekanizmaları araştırıldı. $x=0,43$ numunesi için düşük sıcaklıklarda nötr safsızlık saçılmasının baskın olduğu belirlendi. Diğer $x=0,42$ ve $0,44$ değerli iki numunede ise düşük sıcaklıklarda iyonize safsızlık saçılması ve bilinmeyen bir saçılma mekanizması, yüksek sıcaklıklarda ise polar optik fonon, akustik fonon ve alaşım saçılmalarının baskın olabileceği öngörüldü. Yapılan fit sonuçlarından düşük sıcaklıklarda iyonize safsızlık saçılması ve yüksek sıcaklıklarda polar optik fonon saçılma mekanizmalarının baskın olduğu ve ayrıca bilinmeyen bir mekanizmanın da etkili olduğu belirlendi.

$x=0,20$ değerli numune için Boltzman denkleminin iteratif çözümü ISBE kullanılarak mobilite araştırıldı. $T>100$ K bölgesinde toplam mobilitede ISBE ile hesaplanan mobilitenin deneysel mobilite ile çok iyi uyum sergilediği görüldü. Hall taşıyıcı yoğunluğu ise iki band modeli kullanılarak analiz edildi. Analizler iki bölgede yapıldı. Düşük sıcaklıklarda ($T<30\text{K}$) safsızlık bandı iletiminin baskın olduğu, yüksek sıcaklıklarda ($T>90\text{K}$) ise iletkenlik bandı iletiminin baskın olduğu gözlemlendi. Taşıyıcı yoğunluğu analizlerinden $\varepsilon_D=0,026$ ve $N_A=4,33\times 10^{15}$ olarak bulundu ve literatürdeki sonuçlarla uyum içerisinde olduğu gözlemlendi [15]. Sonuçta taşıyıcı yoğunluğu ve mobilite analizlerinde ISBE teoriksel ve iki band modeli hesaplamalarıyla, deneysel veriler arasında iyi bir tutarlılık sergilenmiştir.

KAYNAKLAR

1. Kılıç, L., "Seçici Katkılı $\text{In}_{0.48}\text{Al}_{0.52}\text{As}/\text{In}_{0.57}\text{Ga}_{0.43}\text{As}$ Heteroeklemlili Yapılarda Saçılma Mekanizmaları", Yüksek Lisans Tezi, **Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, Balıkesir, 2 (2006).
2. Bolshakova, I., Bolshakov M., Leroy C., Matkovskll, A., Melnyk, I., "Influence of the neutron caused defects on the parametres of magnetic microsensors and methods for improvement of their radiation hardness", **World Scientific**, 1-2 (2001).
3. Gopl, V., Souw. V., Chen, E. H., Woodall, J. M., "Temperature depent transport properties of InAs film grown on lattice mismatched GaP", **J. Appl. Phys**, 87: 3-1 (2000).
4. Chelikowsky, J. R. And Cohen, M. L., "Non local pseudopotential calculations for the electronic structure eleven diamond and zing-blend semiconductors", **Phys. Rev. B**, 14: 556–580 (1976).
5. Kasap, M. 'The Temperature and Pressure Dependence of Electron Transport in Plastically Relaxed $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ', Doktora Tezi, **University of Surrey Faculty of Science Department of Physics**, Surrey, 21-23 (1993).
6. Turton, R., 'Katıların Fiziği', **Aktif Yayınevi**, Erzurum, 87-92 (2005).
7. Mathieu, H., "Physique des semiconducteurs et des composant electroniques", **Mosson**, ISBN -225-81013-3 (1987).
8. Gökden, S., "Mobility of two-dimensional electrons in an AlGaIn/GaN modulation-doped heterostructure", **Phy. Stat. Sol. (a)** 200, 373 (2003).
9. Kittel, C., "Katıhal Fiziğine Giriş", Bekir Karaoğlu, **Güven**, İstanbul, 304 (1996).
10. Kaderoğlu, Ç., "Si (001) yüzeyinin atomik ve elektronik yapısı", Yüksek Lisans Tezi, **Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, 23 (2007).
11. Tunalıoğlu, S. Ş., "InGaP yarıiletkeninde mobilite analizi", Yüksek Lisans Tezi, **Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü**, 22 (2007).
12. Look, D.C., Fang, Z.Q, Look, J.W., Sizelove, J.R., "Hopping conduction in moleculer beam epitaxial GaAs grown at very low temperatures", **Journal of the Electrochemical Society**, 141 (4): 120-160 (1994).
13. Mott, N. F. and Twose, W. D., "The theory of impurity conduction", **Adv. Phys.**, 10 (38): 107-163 (1961).

14. İnternet: <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/>(31.08.2012)
15. Acar, S., Yıldız, A., Kasap, M. And Bosi, M., “Temperature-Dependent electron transport in In_{0.5}Ga_{0.5}P/GaAs grown by MOVPE”, **Chin. Phys.Lett.**, 8, 2373-2375 (2007).
16. Kittel, C., “Katıhal Fiziğine Giriş”, Bekir Karaoğlu, **Güven**, İstanbul, 304 (1996).
17. Anderson, P.W., “Local moments and localized states”, **Science**, 201 (6): 307-316 (1978).
18. Mott, N.F., “Conduction in non-crystalline materials”, **Philos. Mag.**, 19 (160) 835-852 (1969).
19. Stokes, H., “Solid State Physics”, **Allyn&Bacon**, Massachusetts, 180 (1987).
20. Lee, P.A., Ramakrishnan, T.V., “Disordered electronic systems”, **Rev. Mod. Phys.**, 57 (2): 287-337 (1985).
21. Bergmann, G., “Electron scattering by electron holograms”, **Phys. Rev. B**, 35 (9):4205-4215(1987).
22. Altshuler, B.L., Aronov, A.G., “Fermi-liquid theory in the electron-electron interaction effects in disordered metals”, **Solid State Commun.**, 46 (6): 429-435 (1983).
23. Hoderick, A.R., Williams, R.H., “Metal-Semiconductor Contacts”, Clarendon Press, **Oxford**, 79-88 (1988).
24. Tüzemen, S., Gürbulak, B., Yıldırım, Doğan, M., “Anomalous behaviour of galvanomagnetic effects in very lightly n-type bulk GaAs: Possible role of reverse-contrast centres”, **Phys. Stat. Sol. (a)**, 174: 467-475 (1999).
25. Svavarsson H.G., “Annealing Behavior Of Li And Si Impurities in GaAs”, Doktora Tezi, **Iceland University College of Natural Sciences**, Sweden, 35-50, (2003).
26. Van der Pauw, L. J., “Semiconductor”, **Philips Research Reports**, 13: 1-18, (1958).
27. Look, D.C., “Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices”, **John Wiley & Sons, NewYork**, 1-57 (1989).
28. Van der Pauw, L.J., “A method of measuring specific resistivity and hall effect of discs of arbitrary shape”, **Philips Research Reports**, 13 (2): 1-9 (1958).

29. Baca, A.G., “A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors”, ***Thin Solid Films***, 599: 308 (1997).
30. Yildiz, A., Lisesivdin, S.B., Kasap, M., Bosi, M., “Anomalous temperature dependence of the electrical resistivity in $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{N}$ ”, ***Solid State Communications***, 149 (2009) 337- 34
31. A.A., Shashkin, M., Rahimi, S., Anissimova, S.V., Kravchenko, V.T., Dolgoplov, T.M. Klopwijk, “Spin – Independent Origin of the Strongly Enhanced Effective Mass in a Dilute 2D Electron System”, ***Phys. Rev. Lett.*** 91 (2003) 046403
32. Wolkenberg A., Prezeslawski T., “Charge transport diagnosis by: I–V (resistivity), screening and Debye length, mean free path, Mott effect and Bohr radius in InAs, $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ and GaAs MBE epitaxial layers”, ***Applied Surface Science***, 254 (2008) 6736–6741.
33. Shlimak I., Kaveh M., “State of Mott minimal metallic conductivity in a scaling approach to the metal-insulator transition in doped semiconductors”, ***Phys. Rev. B*** 58 (1998) 333.
34. A. Yildiz, S. B. Lisesivdin, P. Tasli, E. Özbay and M. Kasap "Determination of the critical indium composition corresponding to the metal-insulating transition in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0.06 < x < 0.135$) layers" ***Current Applied Phys.*** 10 (2010) 838.
35. Dai P., Zhang Y. and Sarachik M. P., “Electrical conductivity of metallic Si:B near the metal – insulator transition”, ***Phys. Rev. B*** 45 (1993) 3984
36. Tasli P., Yildiz A., Kasap M., Ozbay E., Lisesivdin S. B., Özçelik S. "Contributions of the impurity band and electron-electron interactions to the magnetoconductance of AlGaIn" ***Philosophical Magazine*** 90 (2010) 3591.
37. Yildiz A. and Kasap M. "The temperature dependence of the inelastic scattering time in InGaIn grown by MOVPE" ***Low Temp. Phys.*** 36 (2010) 320.
38. Dauzhenka T. A., Ksenevich V. K., Bashmakov I. A., Galibert J., “Origin of negative magnetoresistance in polycrystalline SnO_2 films” ***Physical Review B*** 83, 165309 (2011).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : YAZBAHAR, Elif
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 15.08.1986, SULAKYURT
Medeni hali : Bekar
Telefon : 0 553 206 77 14
e-mail : elifyazbahar@gmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Lisans	Gazi Üniversitesi	2009
Lise	Ankara Kurtuluş Lisesi	2002

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Tiyatroya gitmek, kitap okumak, satranç oynamak