

InGaP YARIİLETKENİNDE MOBİLİTE ANALİZİ

Sedef Şebnem TUNALIOĞLU

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**OCAK 2007
ANKARA**

Sedef Şebnem TUNALIOĞLU tarafından hazırlanan InGaP YARIİLETKENİNDE
MOBİLİTE ANALİZİ adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu
onaylarım.

.....
Tez Yöneticisi
Prof. Dr. Tofig MAMMADOV

Bu çalışma jürimiz tarafından oy birliği ile Fizik Anabilim Dalında Yüksek lisans
tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan : Prof. Dr. Bora ALKAN

Üye : Prof. Dr. Tofig MAMMADOV

Üye : Prof. Dr. Ali GENCER

Üye : Prof. Dr. Bahtiyar SALAMOV

Üye : Prof. Dr. Mehmet KASAP

Tarih : 12 / 01 / 2007

Bu tez, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.

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.

Sedef Şebnem TUNALIOĞLU

InGaP YARIİLETKENİNDE MOBİLİTE ANALİZİ

(Yüksek Lisans Tezi)

Sedef Şebnem TUNALIOĞLU

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Ocak 2007

ÖZET

Bu çalışmada MOVPE (metal organic vapor phase epitaxi) kristal büyütme yöntemi ile GaAs üzerine büyütülen n tipi $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$ yarıiletkeninin elektron iletim özellikleri araştırıldı. İletkenlik, Hall Mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğu 15-350 K sıcaklık aralığında ölçüldü. Hall Mobilitesi, ISBE ve iki bant modeli kullanılarak analiz edildi. Hall taşıyıcı yoğunluğu ise Park modeli kullanılarak analiz edildi. Alıcı ve verici safsızlık yoğunlukları ve verici aktivasyon enerjisi tahmin edildi.

Bilim Kodu : 202.1.003
Anahtar Kelimeler : InGaP, Elektron İletimi, Hall Mobilitesi, ISBE
Sayfa Adedi : 53
Tez Yöneticisi : Prof. Dr. Tofiq MAMMADOV

MOBILITY ANALYSIS IN InGaP SEMICONDUCTORS
(M.Sc. Thesis)

Sedef Şebnem TUNALIOĞLU

GAZI UNIVERSITY
INSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY
January 2007

ABSTRACT

In this work, electron transport properties in n type $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$ semiconductor grown on GaAs by MOVPE crystal growth technique have been investigated. Conductivity, Hall mobility and carrier concentration were measured at the temperature range 15-350K. Hall mobility has been analysed using ISBE and two band model. Hall carrier concentration has been analysed by using the Park model. Acceptor, donor impurity concentrations and donor activation energy were also estimated experimentally.

Science Code	: 202.1.003
Key Words	: InGaP, Electron transport, Hall mobility, ISBE
Page Number	: 53
Adviser	: Prof. Dr.Tofiq MAMMADOV

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım sırasında bana maddi ve manevi desteğini esirgemeyen tez yöneticim sayın Prof. Dr. Tofig MAMMADOV'a, sayın Doç.Dr.Selim ACAR'a, Sefer Bora LİŞESİVDİN'e ve hertürlü zorlukta daima yanımda olan ve bana güç veren aileme teşekkürü bir borç bilirim.

Bu çalışma 2001K120590 nolu proje kapsamında Devlet Planlama Teşkilatı (DPT) tarafından desteklenmiştir.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	ix
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	x
RESİMLERİN LİSTESİ.....	xi
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	xii
1.GİRİŞ.....	1
2.BANT YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ.....	4
2.1. Kristal Yapı.....	4
2.2. Bant Yapısı.....	5
2.3. Elektron Etkin Kütlesi.....	7
2.4.Yasak Enerji Aralığının (E_g) ve Etkin Kütlenin (m^*) Sıcaklığa Bağımlı Değişimi.....	8
2.5. Safsızlıkların Bant Yapısına Etkisi.....	9
2.6. Materyal Parametreleri.....	13
3. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ VE İLETİM MEKANİZMALARI.....	15
3.1.Giriş.....	15
3.2. Elektron Saçılması.Sürüklenme Hızı ve Mobilite.....	15
3.3. Elektriksel İletkenlik.....	17
3.4. Saçılma Mekanizmaları.....	18
3.4.1. Bozulmuş potansiyel saçılması.....	18

Sayfa

3.4.2. Polar optik fonon saçılma mekanizması.....	19
3.4.3. Polar olmayan optik fonon saçılması.....	20
3.4.4. Yüklü safsızlık saçılma mekanizması.....	20
3.4.5. Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması.....	22
3.5. Safsızlık Bandı İletimi	22
3.6. Mattheissen Kuralı.....	23
3.7. Boltzmann Denklemi.....	24
3.7.1. Giriş.....	24
3.7.2. Durulma zamanı yaklaşıklığı.....	26
3.7.3. Boltzmann eşitliğinin iterativ çözümleri.....	29
4. DENEY SETİ, ÖLÇÜM VE ANALİZ TEKNİKLERİ.....	31
4.1. Giriş.....	31
4.2. Numune Hazırlama.....	32
4.2.1. Kontak üretimi.....	32
4.3. Özdiremç Ölçümü.....	34
4.4. Hall Etkisi Ölçümü.....	35
5. InGaP YARIİLETKENİNDE ELEKTRON İLETİMİ.....	38
5.1. Giriş.....	38
5.2. Mobilitenin Sıcaklığa Bağımlı Değişimi.....	41
5.3. Taşıyıcı Yoğunluğunun Sıcaklığa Bağımlı Değişimi.....	44
6. SONUÇ.....	48
KAYNAKLAR.....	50
ÖZGEÇMİŞ.....	53

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. GaP ve InP ait parametreler.....	13
Çizelge 5.1. $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$ 'a ait ISBE de kullanılan materyal parametreleri.....	42
Çizelge 5.2. $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$ yarıiletkeninin bazı sıcaklık aralıklarında analiz sonuçları.....	47

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Çinko sülfür yapıda birim hücre.....	4
Şekil 2.2. Chelikovsky and Cohen tarafından verilen III-V grup yarıiletkenlere ait enerji band diyagramı.....	6
Şekil 2.3. a)GaP b)InP için sıg alıcı ve vericilerin farklı yoğunlukları için sıcaklığa karşı Fermi seviyesi.....	11
Şekil 2.4. a)Gap için yüksek katkılı seviyelerde yasak enerji aralığı daralması(18) b)InP için alıcı ve verici yoğunluğuna bağı yasak enerji aralığı daralması.....	12
Şekil 2.5. a)GaP b)InP band yapıları ve yasak enerji aralıkları.....	14
Şekil 4.1. Cam tavlama fırını.....	33
Şekil 4.2. Direnç ölçümleri için şematik gösterim (a) ve (b);Hall mobilitesi için şematik gösterim (c) ve (d)	37
Şekil 5.1. Hall taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi,deneysel veri.....	39
Şekil 5.2. Mobilitenin sıcaklıkla değişimi.....	40
Şekil 5.3. Toplam mobilite.....	46
Şekil 5.4. Taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağımlı değişimi.....	46

RESİMLERİN LİSTESİ**Resim****Sayfa**

Resim 4.1. Lakeshore 7700A tipi Yüksek Empedans Hall etkisi sistemi.....31

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
B	Manyetik alan yoğunluğu
E	Elektrik alan
E_{ac}	Deformasyon potansiyel sabiti
E_c	Devamsızlık enerji değeri
E_d	Sıg seviye iyonlaşma enerjisi
E_g(L)	İ. b. L yönelimi minimumu
E_g(X)	İ. b. X yönelimi minimumu
E_g(Γ)	İ. b. Γ yönelimi minimumu
E_L	İndirekt yarıiletken L yönelimli yasak band
E_X	İndirekt yarıiletken X yönelimli yasak band
E_Γ	İndirekt yarıiletken Γ yönelimli yasak band
fcc	Yüzey merkezli kübik
g_d	Verici seviyesinin spin bozunma katsayısı
i.b.	İletkenlik bandı
J	Akım yoğunluğu
k	Boltzmann sabiti
m₀	Serbest elektron kütlesi
m_e[*]	Elektron etkin kütlesi
m_{hh}[*]	Ağırdeşik etkin kütlesi
m_{lh}[*]	Hafifdeşik etkin kütlesi
n	Elektron yoğunluğu
n_i	Hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğu
N_I	Safsızlık yoğunluğu
N_a	Sıg alıcı safsızlık yoğunluğu

Simgeler**Açıklama**

N_c	İ.b.'da ki etkin durum yoğunluğu
N_d	Sığ verici safsızlık yoğunluğu
N_D	Bariyer materyalinde ki katkı yoğunluğu
N_v	V.b.'da ki etkin durum yoğunluğu
p	Deşik yoğunluğu
P	Piezoelektrik katsayı
$R_{ab,cd}$	V_{cd}/I_{ab}
r_H	Hall faktörü
R_H	Hall katsayısı
v.b.	Valans bandı
V_d	Elektron sürüklenme hızı
V_t	Elektron ortalama hızı
α, β	Isısal genleşme sabitleri
Δ_0	Spin-yörünge yarılmaları
ΔE_c	2DEG bariyer boyu
ϵ_0	Boş uzay geçirgenliği
μ	Mobilite
μ_H	Hall mobilitesi
ρ	Özdirenç
σ	İletkenlik
τ_c	Çarpışmalar arası ortalama zaman
ω_c	Siklotron frekansı
ω_L	Boyuna polar optik fonon frekansı

Kısaltmalar**Açıklama**

2DEG	2-Boyutlu Elektron Gazı
2DHG	2-Boyutlu Deşik Gazı
MBE	Moleküler Demet Epitaksisi

Kısaltmalar**Açıklama****MOSFET**

Metal-Oksit Yarıiletken Alan Etkili Transistör

OPW

Ortogonalize Düzlem Dalga Metodu

QMSA

Nicel Mobilite Spektrum Analizi

UHV

Ultra Yüksek Vakum

1. GİRİŞ

Yarıiletkenler, katıların en ilginç ve önemli sınıfını oluşturur. Bunlar metallerden yalıtkanlara uzanan bölgeyi kapsayan geniş bir olaylar zincirini sergiler ve geniş uygulama alanlarına sahiptir. Yarıiletkenler, diyotlar iki kutuplu eklem transistörleri gibi araçlarla teknolojik hayatta önemli bir rol oynar. En yaygın olarak silisyum transistörleri (125-200 °C), germanyum transistörleri (60-100 °C) ve zamanla silisyum dioksit kullanılarak geliştirilen alan etkili transistörler (FET), entegre devreleri (IC) kullanılmıştır [1]. Fakat hızla gelişen teknoloji karşısında silisyum, germanyum, silisyum dioksit yetersiz kalmıştır.

Bu sebeple bileşik yarıiletken materyaller üzerinde denemeler başlamıştır. III-V grup bileşiklerinden GaAs, InSb, GaP, InAs, GaSb; II-VI grup bileşiklerinden CdS, ZnS; IV-VI grup bileşiklerinden PbTe üzerine yapılan çalışmalarda gelişen teknolojiye cevap verebilecek sonuçlar elde edilmiştir. Özellikle III-V grup bileşik yarıiletkenler yüksek hızlı elektronik ve optoelektronik devrelerdeki üstün performansı; yüksek elektron mobilitesi, yüksek sürüklenme hızı, direk band yasak bant aralığıyla çok çeşitli heterojen yapıların üretiminde avantaj sağlar [2].

Yarıiletkenlerin elektriksel karakterizasyonunda kullanılan temel metod; Hall etkisi ölçümleridir. Hall etkisi ölçümleri aynı numune üzerinde yapılan öz direnç ölçümleriyle birleştirildiğinde çoğunluk taşıyıcılarının tipi, yoğunluğu ve mobiliteye ait doğrudan bilgi sağlamaktadır. Bu parametreler yarıiletkenin mikroskopik kalitesini karakterize etmek için kullanılır. Elektron ve deşik mobilitelerinin bilinmesi doğrudan doğruya yarıiletken malzemenin kalitesini göstermesinin yanı sıra geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı olarak yapılan öz direnç ve Hall ölçümlerinden elde edilen veriler, taşıyıcıların mobilitelerini etkileyen saçılma mekanizmaları gibi daha özel konularda bilgi verir.

Son yıllarda çoklu yapılar üzerinde yapılan araştırmalar, çeşitli yarıiletken materyaller

üzerine büyütme tekniklerinin gelişmesiyle artış gösterdi. Bu konuda en yaygın kullanılan ve kaliteli sonuç veren MBE (Moleküler Demet Epitaksisi) yöntemidir ve bu yöntemin ilk göstergesi III-V grup bileşiklerin vakum altında büyütülmesidir. 1958 de Gunther (sıcak duvar yöntemi), vakum yer değiştirmesiyle stokiyometrik (aynı zamanda polikristal) ince filmlerin büyütülebileceğini göstermiştir [3]. İlk araştırmaların çoğu GaAs kristal ve aygıtlara dayalı yüksek saflıklı kristal büyütme teknikleri üzerinde yapılmıştır. Sıvı ve buhar fazlı epitaksi (LPE, VPE) yöntemiyle büyütülen GaAs kristaller optik ve elektronik özellikleri bilinen yüksek kaliteli aygıt materyali olarak kabul görmüştür. Günümüzde hala alan etkili transistorler (FET) ve ışık yayan diyotlar (LED) bu teknikle büyütülen yapılardan üretilmektedir.

1970 de Cho, GaAs üzerine ilk $Al_xGa_{1-x}As$ MBE büyütmesi ile, MBE ile çokkatmanlı yapı büyütülmesini tanıtmıştır [4]. Fakat $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ daki örgü uyumsuzluğu ve aliminyum oksidasyonunun yüzeyi ile karşılaşılan bir problemidir. Bu yüzden ve örgü uyumundan dolayı GaAs üzerine büyütülen InGaP alaşımları aygıt uygulamalarında en ideal materyal halini almıştır.

Bu çalışmada MOVPE yöntemi ile GaAs yüzeyinde büyütülmüş n tipi InGaP tabakasının iletim özellikleri araştırıldı. 15 K –350 K sıcaklık aralığında iletkenlik ve Hall katsayısı ölçümleri yapılmıştır. Bu ölçümler sonucunda Hall mobilitesi; Hall taşıyıcı yoğunluğu ve iletkenlik sıcaklığının bir fonksiyonu olarak elde edildi. Hall mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğu ölçümleri ISBE ve iki band modeli kullanılarak analiz edilmiştir. Geniş bir sıcaklık aralığında mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu için kendi içerisinde tutarlı olan iyi bir fit bulunmuştur.

Bu tez çalışması aşağıdaki gibi düzenlenmiştir. Birinci bölümde çalışmanın girişi verilmiştir. İkinci bölümde InGaP yarıiletkeninin bant yapısı ve safsızlıkların bant yapısına etkisi açıklanmıştır. Üçüncü bölümde ise düşük alan iletim teorisi, saçılma mekanizmaları ve Boltzmann iletim denklemi ve onun yaklaşık çözüm metodları tartışılmıştır. Dördüncü bölümde Hall etkisi ve öz direnç ölçümleri yapabilmek için kurulan deney seti, numune hazırlama ve van der Pauw ölçüm teknikleri hakkında

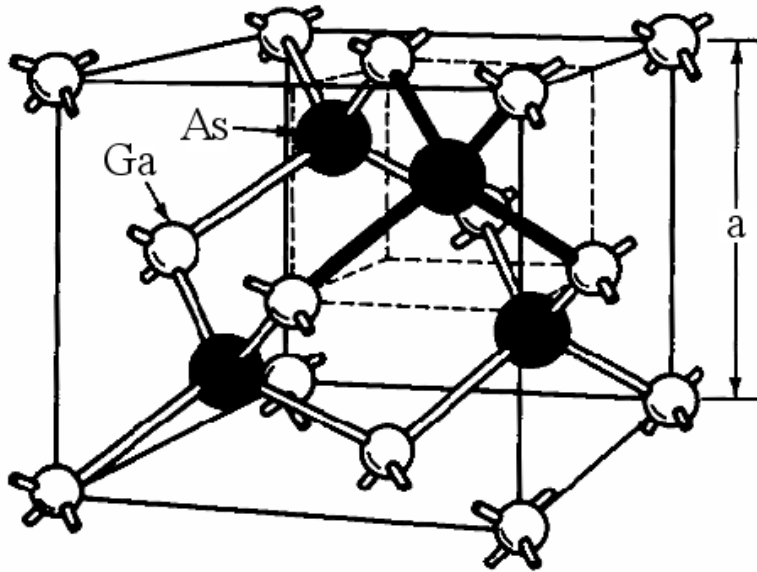
bilgi verilmiştir. Beşinci bölümde InGaP da sıcaklığın bir fonksiyonu olarak taşıma özellikleri tartışılmıştır. Analiz sonuçlarında hesaplanan taşıyıcı yoğunluğu ve mobilite değerleri, deneysel değerleri ile fit edilmiştir. Altıncı bölümde ise kıyaslamaların kısa bir tartışması verilmiştir.

2. BAND YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ

2.1. Kristal Yapı

Bu bölümde III-V grup yarıiletkenlerinin bazı temel özellikleri kısaca tartışılmıştır. Band yapısı ve özellikleri ile GaP ve InP yarıiletkenlerinin temel parametreleri verilmiştir.

Yarıiletkenlerin iletim özellikleri enerji band yapılarına ve kristal yapılarına sıkıca bağlıdır. Bu nedenle öncelikle III-V grup yarıiletkenlerin kristal yapıları ve özellikleri bilinmelidir. GaP ve InP gibi III-V grup yarıiletkenlerinin çoğu Şekil 2.1’de verildiği gibi çinko sülfür yapıda kristalleşirler. Her bir birim hücre dört tane Ga dört tane As atomu içerir. Her bir Ga atomu düzgün dörtyüzlünün köşelerine en yakın dört tane komşu arsenik atomuyla yerleşmiştir. GaP’ın bu çinko sülfür yapısı iki bağımsız Ga ve As yüzey merkezli kübik (fcc) örgünün iç içe geçmesiyle oluşur. Bu yapı tüm atomların aynı olduğu elmas yapıyla özdeştir. Böylece her bir atom diğer atomlar tarafından oluşturulan düzgün dörtyüzlünün merkezinde kalır.



Şekil 2.1. Çinko sülfür yapıda birim hücre.

2.2. Band Yapısı

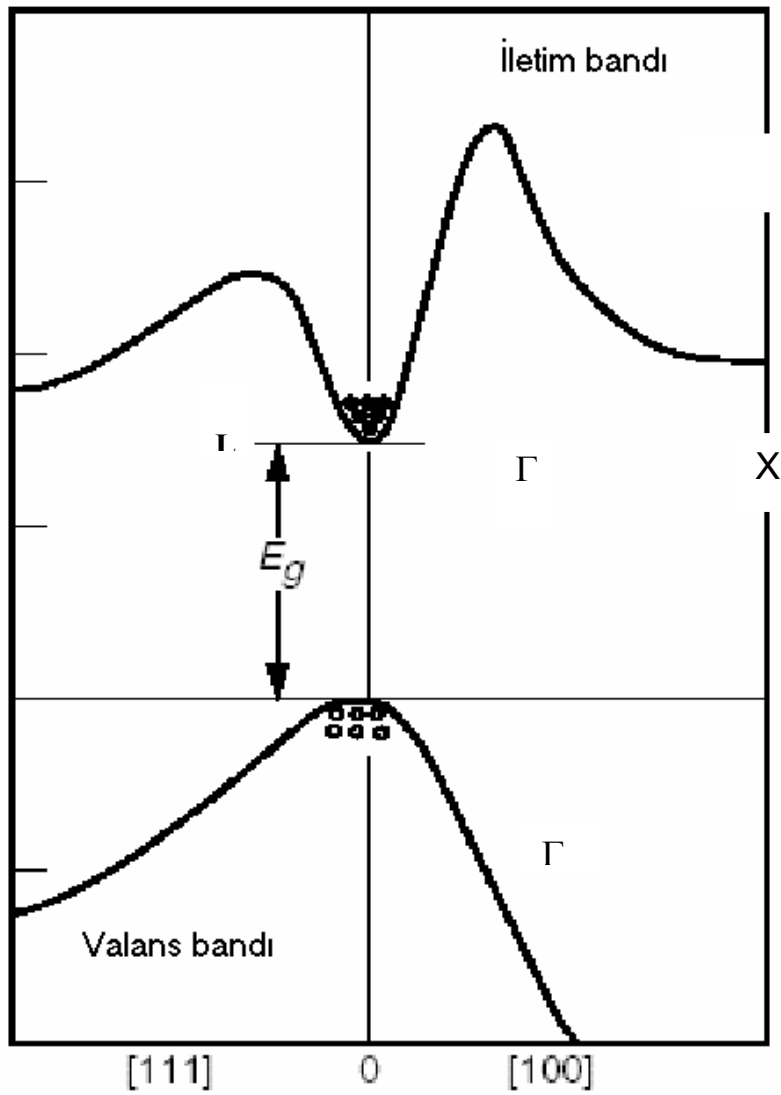
Katıların band yapısı genelde Schrodinger denkleminin çözümüyle elde edilir. Band yapısı birinci Brillouin bölgesinde elektron enerjisi E 'nin dalga vektörü $\vec{k}$ ya karşılık grafiği ile verilir. Katıların enerji bandları çeşitli nümerik metotlarla hesaplanır. Yarıiletkenler için en çok kullanılan metotlar; Ortogonalize düzlem dalga metodu (OPW) Allen [5], sahte potansiyel metot Phillips [6] ve $\vec{k} \cdot \vec{p}$ metodu Chelikowsky ve Cohen [7] dur.

Kristal örgünün periyodikliği nedeniyle bir yarıiletken, izinli ve yasaklanmış enerji bölgelerine sahiptir. Yasak band aralığı yarıiletkenlerin birçok özelliklerini 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 III-V grup yarıiletkenler benzer band yapılarına sahiptir. Önemli yarıiletkenlerin band yapıları Chelikowsky and Cohen tarafından verilmiştir [7]. III-V grup yarıiletkenlerin band yapısı Şekil 2.2. de, GaP ve InP'nin band yapıları ise ayrı ayrı Şekil 2.5. de 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 dibi 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 dibinin göz önüne alınması yeterli olmaktadır. 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 sıcaklık bağımlı yüksek alan elektron iletim hesaplarında önemli rol oynamaktadırlar.



Şekil 2.2. Chelikowsky and Cohen tarafından verilen III-V grup yarıiletkenlere ait enerji band diyagramı [7].

2.3. Elektron Etkin Kütlesi

Yarıiletkenlerin iletim özelliklerinin doğru analiz edilebilmesi için iletkenlik bandının dibinde 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 band aralığına bağlıdır. $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisi iletkenlik bandının yapısını ve etkin kütlenin hesaplanmasında kullanılan yaygın bir metottur [8,9]. $\vec{k} \cdot \vec{p}$ 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 [10]. 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 band aralığı ve Δ_0 valans band spin-yörünge yarılması. m_0 serbest elektron kütlesi ve m^* ise etkin kütledir. C , s iletim bandı ile bütün yüksek bandların etkileşimlerinin hesaplanmasını içeren düzeltme terimidir. Bu Eş.te 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 Eş.ten anlaşılacağı gibi yasak enerji aralığı küçük olan materyaller küçük etkin kütlelere sahip olacaklardır

2.4. Yasak Band 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 bağımlı elektron fonon etkileşimleri nedeniyle yasak band aralığının sıcaklıkla değişmesi beklenir. Böylece yasak band aralığındaki değişiklikler nedeniyle etkin kütlede sıcaklıkla değişir. Yarıiletkenlerde yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi Varshni tarafından verilmiştir [11].

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

Burada $E_{g(0)}$ 0 K yasak band aralığı, α ve β ısısal genleşme sabitleridir. $E_{g(0)}$, α ve β değerleri GaP ve InP için Çizelge 2.1’de verilmiştir. Bu denklemden hesaplanan sıcaklığa bağımlı yasak band aralığı deneysel sonuçlarla uyumludur [12,13]. Eş. 2.2. ile verilen yasak band aralığının sıcaklığa bağlı değişimi, Eş. 2.1. de kullanılması ile etkin kütlenin sıcaklığa bağlı değişimi bulunur. Bu yöntemle hesaplanan etkin kütlenin sıcaklığa bağlı değişiminin deneyle uyumlu olduğu gözlenmiştir [14,15].

Çizelge 2.1. de verilen ısısal genleşme katsayıları (α ve β) GaP ve InP için Eş. 2.2. de kullanıldığında yasak band aralığı için

$$E_g = 2.35 - 6.2 \times 10^{-4} \frac{T^2}{T + 460} (eV) \quad (\text{GaP}) \quad (2.3)$$

$$E_g = 1.421 - 4.9 \times 10^{-4} \frac{T^2}{T + 327} (eV) \quad (\text{InP}) \quad (2.4)$$

ifadeleri elde edilir.

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 band aralığında izinli enerji seviyeleri meydana getirirler. Böyle seviyeler katkı durumuna göre yasak band 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. Burada önemli olan böyle seviyelerin sıcaklıkla enerjilerinin ve doldurulabilme ihtimallerinin değişmesidir.

Yasak band 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 geçirgenliğidir. Verici seviyelerin iyonlaşma enerjisi Bohr modeli terimlerinde

$$E_d = \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_s} \right)^2 \frac{m^*}{m_0} E_{IH} \quad (2.6)$$

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; $1 \gg a_B^3 N_I$ çok az katkılı, orta derecede katkılı $1 > a_B^3 N_I$ ve çok katkılı $1 \leq a_B^3 N_I$, 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 band 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 bandlarından gelen katkılar dikkate alınmalıdır [16].

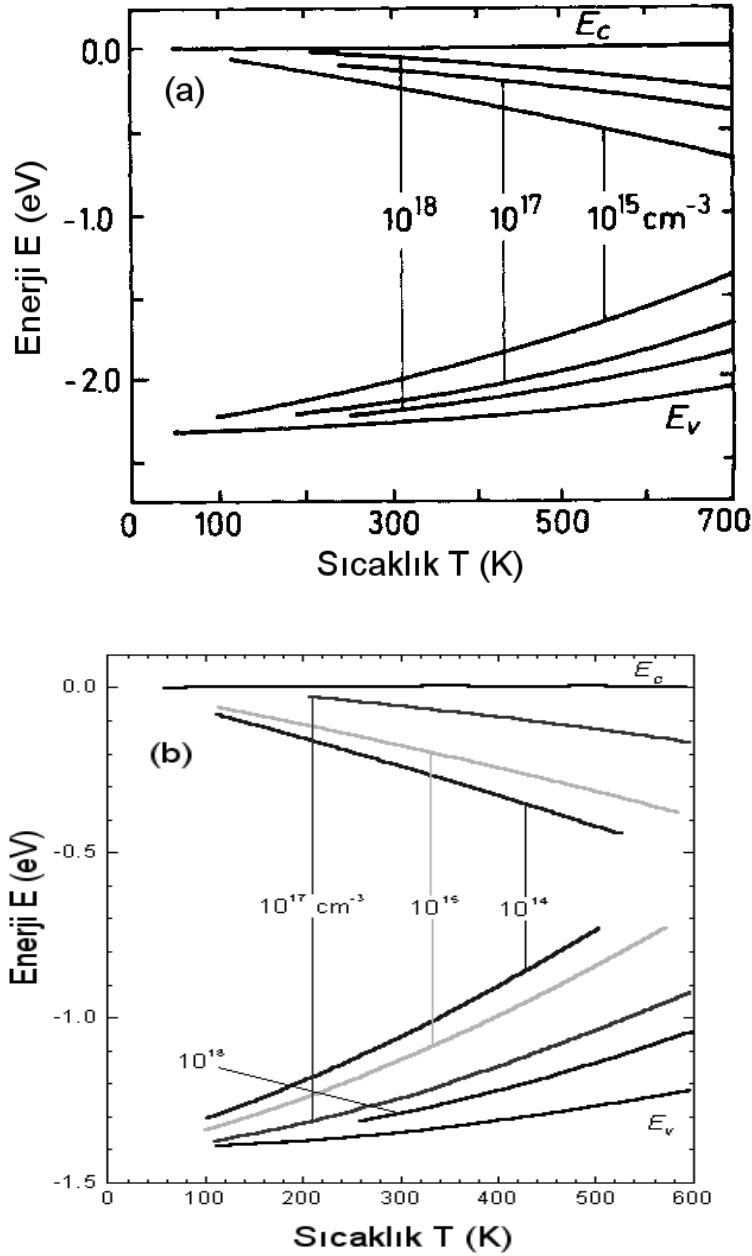
Isıl denge durumundaki katkılı bir yarıiletkende tek tip sıg verici safsızlık durumunda düşük sıcaklıklarda taşıyıcı yoğunluğu $\exp(-E_g / 2kT)$ ve yüksek sıcaklıklarda $\exp(-E_d / kT)$ ile orantılı olup genel ifadesi

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

ile verilir [17]. N_d verici safsızlık yoğunluğu, N_a alıcı safsızlık yoğunluğu, N_c iletim bandındaki etkin durum yoğunluğu ve g_d verici seviyesinin spin bozunmasıdır.

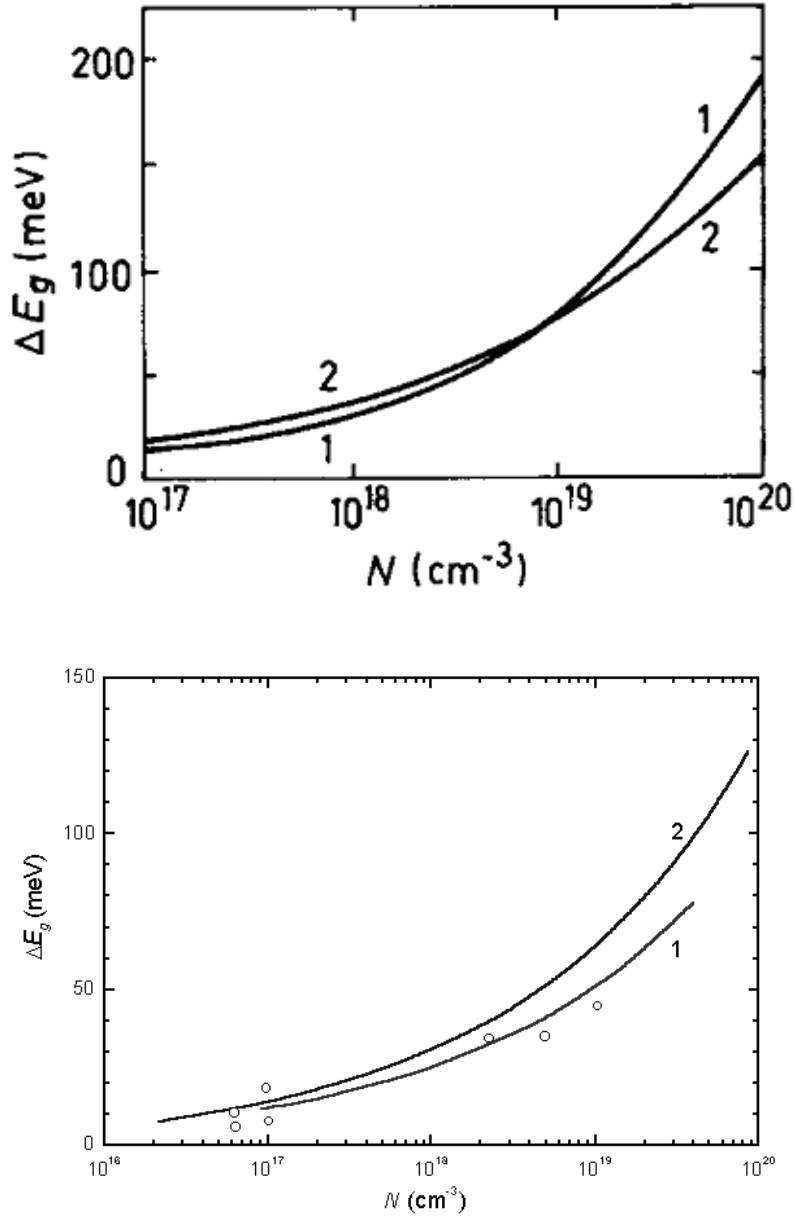
Katkısız (hakiki) yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi hemen hemen yasak band aralığının ortasında uzanır. Katkı yoğunluğu arttıkça Fermi seviyesi n tipi yarıiletkenlerde iletkenlik bandına, p tipi yarıiletkenlerde valans bandına yaklaşır. Aynı zamanda katkılı yarıiletkenlerde Fermi seviyesi sıcaklık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

aralığının ortasına doğru yaklaşır. Farklı katkı yoğunluklarına sahip alıcı ve vericiler için Fermi seviyesinin sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 2.3. de verilmiştir.



Şekil 2.3 a) GaP ve b) InP için sıg alıcı ve vericilerin farklı yoğunlukları için sıcaklığa karşı Fermi seviyesi. Yasak band aralığı yüksek katkıli durumlarda katkı yoğunluğuna bağlı olarak daralır ve yasak band aralığı daralması olarak (ΔE_g) adlandırılır [18]. GaP ve InP yarıiletken numuneleri için yasak band aralığı daralması Şekil 2.4. de verilmiştir.

Yasak band aralığı yüksek katkıli durumlarda katkı yoğunluğuna bağlı olarak daralır ve yasak band aralığı daralması olarak (ΔE_g) adlandırılır [18]. GaP ve InP yarıiletken numuneleri için yasak band aralığı daralması Şekil 2.4. de verilmiştir.



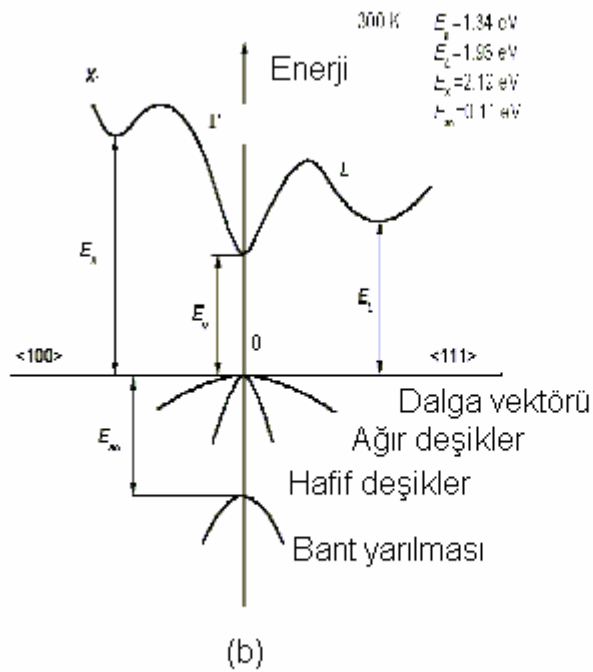
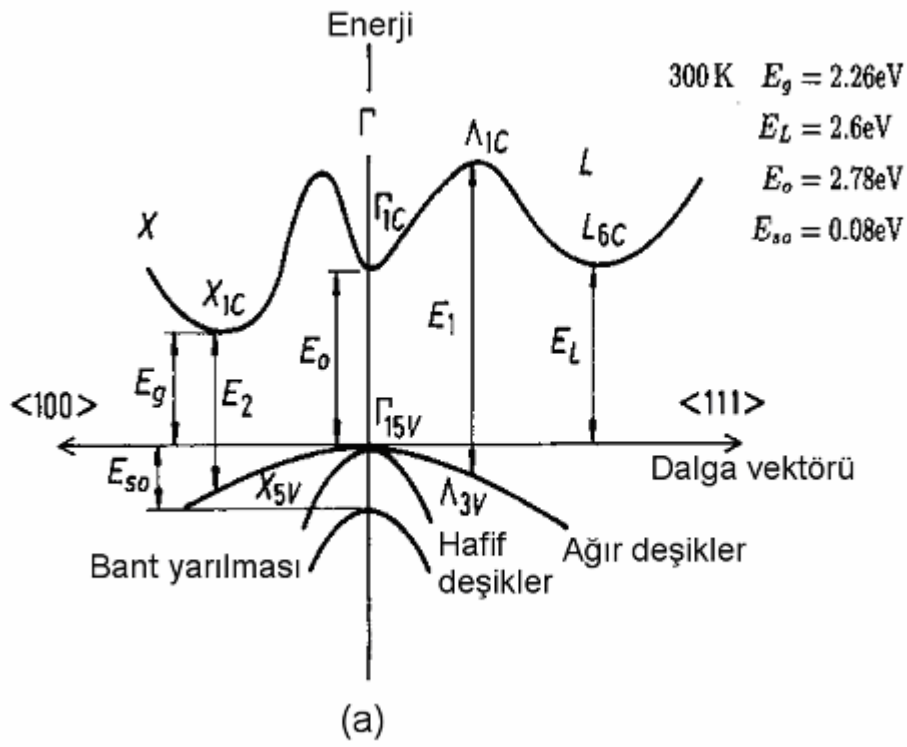
Şekil 2.4. a) GaP için yüksek katkıli seviyelerde yasak band aralığı daralması [18].
b) InP için alıcı ve verici yoğunluğuna bağlı yasak bant aralığı dar (eğri 1 deneysel, eğri 2 katkı yoğunluğu) $T=300$ K eğri 1 deneysel veriler Bugajski [19], eğri 2 Jain [20].

2. 6. Materyal Parametreleri

GaP ve InP' a ait temel parametreler Çizelge 2.1. de verilmiştir.

Çizelge 2.1. GaP ve InP'a ait temel parametreler [18]

	GaP	InP
Kristal yapısı	Çinko sülfür	Çinko sülfür
Örgü sabiti	5,45 °Å	5,8687 °Å
1 cm ³ deki atom sayısı	4,94.10 ²²	3,96.10 ²²
Yoğunluk	4,138 g.cm ⁻³	4,81 g.cm ⁻³
Dielektrik sabitleri(düşük)	10,86	12,5
Dielektrik sabitleri(yüksek frekans)	9,11	9,61
Etkin elektron kütlesi m_e	0,22 m_0	0,082 m_0
Etkin (ağır) deşik kütlesi m_h	0,79 m_0	0,6 m_0
Etkin (hafif) deşik kütlesi m_h	0,14 m_0	0,089 m_0
Elektron yakınlığı	3,8 eV	4,38 eV
Optik fonon enerjisi	0,051 eV	0,043 eV
Yasak band aralığı	2,35 eV	1,344 eV
Γ ve L çukurları arasındaki enerji farkı($E_{\Gamma L}$)	0,18 eV	0,59 eV
Γ ve X çukurları arasındaki enerji farkı($E_{\Gamma X}$)	0,34 eV	0,85 eV
İletim band etkin durumlar yoğunluğu	4,7x10 ¹⁷ cm ⁻³	5,7x10 ¹⁷ cm ⁻³
Valans band etkin durumlar yoğunluğu	9x10 ¹⁸ cm ⁻³	1,1x10 ¹⁹ cm ⁻³
E_0 (eV)(T=0K)	2,78	1,39
E_p	25	16,7
E'_p	5	0
Δ_0 (eV)	0,08	0,11
α	6,2x10 ⁻⁴	4,9x10 ⁻⁴
β	460	327



Şekil 2.5. a) GaP ve b) InP band yapıları ve yasak bant aralıkları [18].

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 teorisinin bir özeti ve Boltzmann iletim denkleminin iki çözüm metodu verilmiştir. Bunlar, durulma zamanı yaklaşımı ve iteratif çözümleridir. Ayrıca yarıiletkenlerde önemli saçılma mekanizmaları da bu bölümde verilmiştir.

3.2. Elektron Saçılması, Sürüklenme Hızı ve Mobilitesi

Mükemmel periyodik potansiyel altında hareket eden elektronlar serbest elektronlar gibi davranırlar. Periyodik potansiyel sadece elektronların etkin kütesini değiştirir. Bununla birlikte 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. Bu yüzden atomların ısısal titreşimleri potansiyelin periyodik doğasını bozar.

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. Bunun sonucu olarak da potansiyelin periyodikliği bu safsızlık atomları ile bozulur. Kristal yapıdaki kusurlarda aynı zamanda potansiyelin periyodikliğini bozarlar.

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 ($E=E_x \hat{i}$) 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 Eş. 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 sürüklenme hızı denir. Orantı çarpanı ortalama serbest zamana ve etkin kütleye bağlıdır ve elektron sürüklenme mobilitesi olarak adlandırılır:

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

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

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

iletkenlik 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 Eş.te 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 [21].

3.4. Saçılma Mekanizmaları

3.4.1. 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 potansiyel nedeniyle taşıyıcıların saçılmasına deformasyon potansiyel 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 [22]. Bu ifadede ρ kütle yoğunluğu, U_1 ortalama boyuna ses hızı ve E_{AC} akustik deformasyon potansiyeldir.

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 saçılmazdır. Bu saçılma ile ortaya çıkan mobilite

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

ile verilir, burada e_{14} piezoelektrik sabiti ve C_t ve C_l sırasıyla enine ve boyuna elastiksabitlerdir [29].

3.4.2. Polar optik fonon saçılma mekanizması

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

$$\mu_{PO} = \frac{16\hbar\varepsilon_0(2\pi k_B)G(z)[\exp(z)-1]}{3e\omega_l \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_s} \right)} T^{1/2} m^{*-3/2} \quad (3.12)$$

ile verilir [23]. 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.

3.4.3. 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;

$$n_0 = \frac{1}{[\exp(\hbar \omega_0 / k_B T) - 1]}$$

ω_0 polar olmayan optik fonon frekansı ve D_0 polar olmayan deforme potansiyeldir.

3.4.4. 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 atomlarınınkinden 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 [24] 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;

$$b = 4k_B / \beta_s^2 \text{ ve}$$

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

$F_j(\eta)$, 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.

3.4.5. 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

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

burada N_N nötr safsızlık yoğunluğudur [25].

3.5. Safsızlık Bandı İletimi

Yeterince düşük sıcaklıklarda katkılı yarıiletkenlerde iletim etkileri iletkenlik bandındaki serbest taşıyıcılardan kaynaklanmaz. İletim, elektronların iletkenlik bandına girmeksizin safsızlık atomları arasında yasak enerji aralığında meydana gelir. Bu tip iletim safsızlık bandı iletimi olarak bilinir.

Safsızlık bandında, safsızlık merkezleri arasında iki iletim mekanizması olabilir. Bunlar sıçrama (hopping) iletim ve metalik iletimdir. Düşük safsızlık yoğunluklarındaki iletme sıçrama (hopping) iletim denir. Safsızlık merkezlerinin üst üste geldiği yüksek safsızlık yoğunluklarında sıçrama (hopping) iletimi önemsizdir. Metalik iletim olarak bilinen bu iletim, yüksek safsızlık yoğunluklarında iletkenlik elektronlarının dejenere bir elektron gazına benzer davranışı yüzünden metalik karakterlidir.

3.6. Mattheissen Kuralı

Deneyisel gözlemler, her bir bireysel saçılma kaynağından kaynaklanan öz dirençlerin basit toplamının o yarıiletkenin toplam öz direncini verdiğini göstermektedir. Mattheissen kuralı olarak bilinen bu gözlemler

$$\rho_{\text{toplam}} = \rho_{\text{örgü}} + \rho_{\text{safsızlık}} \quad (3.17)$$

ile verilir. Örgü ve safsızlık saçılmaları çeşitli saçılmaları ihtiva ettiğinden eşitlik:

$$\rho_{\text{toplam}} = \rho_{\text{po}} + \rho_{\text{pe}} + \rho_{\text{al}} + \rho_{\text{ii}} + \dots \quad (3.18)$$

şeklinde yazılabilir. $\rho = 1/\sigma$ denkleğinin kullanılması ile

$$\rho_{\text{TOP}} = \frac{m^*}{ne^2} \left(\frac{1}{\tau_{\text{PO}}} + \frac{1}{\tau_{\text{PE}}} + \frac{1}{\tau_{\text{AL}}} + \frac{1}{\tau_{\text{II}}} + \dots \right) \quad (3.19)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{TOP}}} = \left(\frac{1}{\tau_{\text{PO}}} + \frac{1}{\tau_{\text{PE}}} + \frac{1}{\tau_{\text{AL}}} + \frac{1}{\tau_{\text{II}}} + \dots \right) \quad (3.20)$$

elde edilir. $\mu = e\tau/m^*$ ifadesinin kullanılması ile

$$\frac{1}{\mu_{\text{TOP}}} = \frac{m^*}{e} \frac{1}{\tau_{\text{TOP}}} = \frac{m^*}{e} \left(\frac{1}{\tau_{\text{PO}}} + \frac{1}{\tau_{\text{PE}}} + \frac{1}{\tau_{\text{AL}}} + \frac{1}{\tau_{\text{II}}} + \dots \right) \quad (3.21)$$

$$\frac{1}{\mu_{TOP}} = \frac{m^*}{e\tau_{PO}} + \frac{m^*}{e\tau_{PE}} + \frac{m^*}{e\tau_{AL}} + \frac{m^*}{e\tau_{II}} + \dots \quad (3.22)$$

bulunur. Sonuç olarak mobilitayı özdirence bağlayan ifadelerin kullanılması ile bireysel mobiliteler cinsinden

$$\frac{1}{\mu_{toplam}} = \frac{1}{\mu_{örgü}} + \frac{1}{\mu_{safs}} = \frac{1}{\mu_{PO}} + \frac{1}{\mu_{PE}} + \frac{1}{\mu_{AC}} + \frac{1}{\mu_{II}} + \frac{1}{\mu_{NI}} + \dots \quad (3.23)$$

elde edilir. Her bir bireysel saçılma mekanizmaları ile ortaya çıkan bireysel mobilitelerin terslerinin toplamı toplam mobilitenin tersini verir, bu kural Matthiessen kuralı olarak bilinir.

3.7. Boltzmann Denklemi

3.7.1. Giriş

Yarıiletkenlerde teorik mobilité, daha genel olarak Liouville denkleminde türetilen Boltzmann denkleminin çözülmesi ile elde edilebilir. Bununla birlikte bir yarıiletkende mobilitenin elde edilmesinin bir çok metodu vardır [26].

Liouville denklemi, kuvvetlerin etkisi altında bir sistemin değerlendirmesinin tam açıklamasını verse de bu denklemde kullanılan iletim katsayılarını hesaplamak neredeyse imkansızdır. Boltzmann denklemi elektron iletim katsayılarının hesaplanmasında kullanılır.

Boltzmann denklemi

$$\frac{Df}{Dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} - \left(\frac{\vec{F}}{\hbar} \cdot \nabla_{\vec{k}} f - \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} E \cdot \nabla_{\vec{r}} f \right) \quad (3.24)$$

ile verilir [27]. df/dt saçılmalardan dolayı f 'nin zamanla değişim oranıdır. Kararlı denge durumu için, homojen bir yarıiletken Eş. 3.24 ile verilen iletim denkleminin çözüm metodunu açıklamak için bu denklem

$$\left(\frac{\vec{F}}{\hbar} \right) \cdot \nabla_{\vec{k}} f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{cool} \quad (3.25)$$

şeklinde indirgenebilir. Bu denklemin çözülmesi için denklemin sağ tarafındaki çarpışma terimini tanımlamak gereklidir. Çarpışma terimi birkaç kabul ile elde edilebilir. İlk olarak, ilk durum k dan son durum k' ne geçiş ihtimali (diferansiyel saçılma oranı) sadece k ve k' ne bağlıdır, parçacıkların konumuna bağlı değildir ve çarpışma süresi ihmal edilebilir. Bu sebepten saçılma oranları Born yaklaşıklığı kullanılarak elde edilebilir. Bu kabul kısa menzilli saçılma potansiyelleri için ve elektronun ısısal enerjisi veya taşıyıcı enerjisi yüksek olduğu zaman geçerlidir. Bu şartlar altında k dan k' ne geçen elektronların sayısı sadece elektron dağılımı ile elde edilebilir.

İkinci olarak, her bir bireysel saçılma mekanizması diğerinden bağımsızdır ve toplam saçılma oranı her bir bireysel saçılma oranlarının bir toplamıdır. Çeşitli saçılma mekanizmaları ve toplam saçılma oranları verilmiştir [27]. Çarpışma terimi

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{cool} = \int_{\vec{k}'} \frac{-V_C}{8\pi^3} [f(1-f_1)S - f_1(1-f)S_1] dk' \quad (3.26)$$

Burada

$$f = f(\vec{r}, \vec{k}, t) , \quad f_1 = f(\vec{r}, \vec{k}', t)$$

$$S = S(\vec{k}, \vec{k}') \quad , \quad S_1 = S(\vec{k}', \vec{k})$$

S ve S₁ bütün çarpışmalar için toplam diferansiyel saçılma oranlarıdır. Eş. 3.26. çarpışma integrali olarak bilinir ve Eş. 3.25. i analitik metotlarla çözülemeyen bir integro-diferansiyel denklem haline getirir.

3.7.2. Durulma zamanı yaklaşıklığı

Durulma zamanı yaklaşıklığında perturbe elektronun dağılım fonksiyonunun önce kararsız olduğu , durulma zamanı olarak bilinen bir $\tau(k)$ zaman sabiti sonra tekrar kararlı duruma döndüğü kabul edilir. Bu kabulde de Eş. 3.25. de ki çarpışma terimi

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right) = - \frac{f - f_0}{\tau(k)} \quad (3.27)$$

olarak indirgenebilir. Bu yaklaşıklık sadece esnek saçılma mekanizmaları için geçerlidir. Birkaç saçılma mekanizmasının varlığında , toplam durulma zamanı

$$\frac{1}{\tau(k)} = \sum_i \frac{1}{\tau_i(k)} \quad (3.28)$$

ile verilir, burada $\tau_i(k)$ her bir bireysel saçılma mekanizması için durulma zamanıdır.

Bu aşamada, homojen bir yarıiletken bir F elektrik alanı uygulandığında sürüklenme mobilitesi hesaplanabilir. Kararlı durumda Eş. 3.25.

$$\frac{e\vec{F}}{\hbar} \cdot \nabla_k f = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} = -\frac{f - f_0}{\tau(k)} \quad (3.29)$$

şeklinde yazılabilir, burada f_0 denge fonksiyonudur. Bu Eş. elektronun dağılım fonksiyonunun g perturbasyonunun bulunmasını sağlar ve

$$g = \frac{-eF \tau(k)}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial k} \quad (3.30)$$

ile verilir. Buradan da dejenere olamayan yarıiletkenler için geçerli akım yoğunluk ifadesi

$$J = \frac{ne^2}{m^*} \langle \tau \rangle F \quad (3.31)$$

elde edilir. Bu ifadede ortalama durulma zamanı

$$\langle \tau \rangle = \frac{\int_0^\infty \tau(E) E^{3/2} \exp(-E/kT) dE}{\int_0^\infty E^{3/2} \exp(-E/kT) dE} \quad (3.32)$$

ile tanımlanır. Sürüklenme mobilitesi

$$\mu_D = \frac{e}{m^*} \langle \tau \rangle \quad (3.33)$$

ile verilir [28]. Bu şekilde hem elektrik alan hem magnetik alan varlığında Boltzmann denklemi

$$\frac{e}{\hbar} \left[\vec{F} + \frac{1}{\hbar} \nabla_{\vec{k}} Ex \vec{B} \right] \cdot \nabla_{\vec{k}} f = \frac{f - f_0}{\tau} \quad (3.34)$$

yazılabilir. Böylece Hall mobilitesi $|B| \rightarrow 0$ limitinde

$$\mu_H^{B \rightarrow 0} = \frac{e}{m^*} \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle} \quad (3.35)$$

ile verilir. Bunun sonucunda sürüklenme ve Hall mobilitelerinin aynı olmadığı görülür. Eğer τ durulma zamanı enerjiye bağlı ise Hall mobilitesi sürüklenme mobilitelerinden farklılık gösterir. Eğer τ durulma zamanı enerjiden bağımsız ise Hall ve sürüklenme mobiliteleri küresel sabit enerji yüzeyleri için aynıdır fakat küresel olmayan enerji yüzeyleri için aynı değildir.

Eğer bireysel durulma zamanları $\tau_i(\mathbf{k})$ olan birden fazla saçılma mekanizması varsa ve bunlar aynı enerjiye bağımlılığına sahipseler mobilite

$$\frac{1}{\mu} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad (3.36)$$

ile verilir. Bu yaklaşım bölüm 3.6 de verilen Mattheissen kuralıdır ve birbirinden bağımsız saçılma mekanizmalarının varlığında kullanılır. Saçılma mekanizmalarının bağımsız olarak araştırılmasına izin verdiğinden sıklıkla kullanılmasına karşın bu metot sadece esnek çarpışmalar için geçerlidir.

3.7.3. Boltzmann eşitliliğinin iterativ çözümleri

Boltzmann eşitliliğinin sayısal çözümleri elektron mobilitesini hesaplamakta kullanılabilir. Bu teknik ilk olarak Rode [29] tarafından önerildi ve bir çok makalede Rode [29-32], Rode ve Knight [31] geliştirildi. Fermi istatistiğini, parabolik ve parabolik olmayan enerji bandını, çeşitli saçılma mekanizmalarını ihtiva eder. Boltzmann eşitliği aşağıdaki gibi bir çiftlenim denklemine indirgenir Rode [33] g_{i+1} ve h_{i+1} (i+1) 'inci iterasyonun çözümleri,

$$g_{i+1} = \frac{SI(g_i) - e(F/\hbar) \left(\frac{\partial f_0}{\partial k} \right) + \beta SI(h_i)}{S_0 (1 + \beta^2)} \quad (3.37)$$

$$h_{i+1} = \frac{SI(h_i) - (\beta F/\hbar) \left(\frac{\partial f_0}{\partial k} \right) + SI(g_i)}{S_0 (1 + \beta^2)} \quad (3.38)$$

Burada

$$\beta = \frac{eBS_0}{m^*d} \quad (3.39)$$

$$S_0 = (SI + v_{el}) \quad (3.40)$$

SI ve SI_0 , dk hacim elemanının içine ve dışına saçılma oranları, v_{el} bütün esnek oranların toplamı. Bu formülizasyon için diferansiyel oranların ifadesi verildi [33].

İterasyon metodu ,yakınsaktır ve sonuçları dört ile altı iterasyon arasında % 1 içinde yakınsadığı bulunur. $|B| \rightarrow 0$ limitinde Eş. 3.37 ve Eş. 3.38 çiftlenimli değildir ve bağımsız olarak çözülebilir. Saçılmaların hepsi elastikse

$$g = -\frac{eF\tau(k)}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial k} \quad (3.41)$$

şeklinde verilir. Burada durulma zamanı

$$\frac{1}{\tau(k)} = \int (1-x) S_{el} d\vec{k}' = v_{el} \quad (3.42)$$

burada x , k ve k' arasındaki açının kosinüsü, v_{el} toplam esnek saçılma oranı ve S_{el} esnek saçılma oranı olarak bilinir. Eş. 3.41. durulma zamanı yaklaşıklığında kullanılan fonksiyonla aynı fonksiyondur. Sonuçta Boltzmann denkleminin iteratif çözümü (ISBE), durulma zaman yaklaşımına indirgenir.

4. DENEY SETİ VE DENEYSEL TEKNİKLER

4.1. Giriş

Bu çalışmada GaAs (100) üzerine büyütülen n tipi InGaP yarıiletkenin sıcaklığa bağlı olarak iletim özellikleri incelenmiştir. Bu amaçla iletkenlik ve Hall etkisi, van der Pauw yöntemi kullanılarak yapılmıştır. Hall etkisi ve iletkenlik ölçümleri Lake Shore otomatik Hall etkisi ölçüm sisteminde 15 K-350 K aralığında yapıldı ve Hall etkisi için 4000 Gauss değerinde manyetik alan uygulanmıştır. Hall mobilitesi, taşıyıcı yoğunluğu ve iletkenlik ölçümleri sıcaklığın fonksiyonu olarak yapıldı. Kontaklar, azot ortamında indiyum eritilerek yapılmıştır.



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

4.2. Numune Hazırlama

4.2.1. Kontak üretimi

Omik kontak yarıiletken numunelerin parametrelerinin ölçümü için gereklidir. Bu kontaklardan numune yüzeyinden ölçü sistemine bağlantılar yapılır. Numune ya da devre 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 kullanarak elde edilir [34].

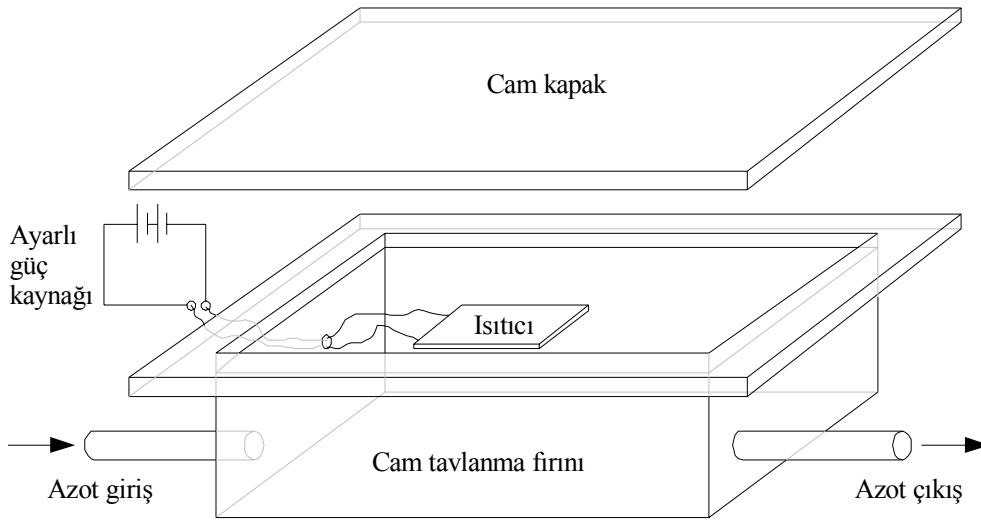
Metal yarıiletken kontakların özellikleri yarıiletkenin yüzey durumuna sıkıca bağlıdır. Yüzeydeki kir, oksit tabakası ve benzeri yüzey etkileri omik kontakların özelliklerini değiştirmede etkindir.

Yarıiletkenlerin tipine ve cinsine göre çeşitli kontak materyalleri kullanılmaktadır. Bazen birden fazla farklı materyal, numune üzerine eritilerek veya buharlaştırma yapmak suretiyle kontaklar yapılabilir. Farklı kontak materyalleri ve bunların etkileri üzerine çok fazla çalışma vardır. Kontak rezistansı ve kalitesi oldukça önemlidir. Genel olarak kullanılan materyallere bağlı olarak kontak direnci 10^{-3} ile $10^{-7} \Omega \text{ cm}^2$ aralığındadır [35].

Hall etkisi ölçümleri deneylerinde aşılması en zor olan aşama kontak yapma sürecidir. Kontak materyalinin doğru seçimi, numune yüzeyinin temizlenmesi, van der Pauw ölçüm yönteminin gereği oldukça küçük kontakların yapılması, çalışma yapılan ortamın ve kullanılan el aletlerinin temizlik şartları direkt olarak kontak direncini ve deneysel sonuçları etkilemektedir.

Omik kontaklar numune yüzeyine indiyum eritilerek (alloying) yapıldı. 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. 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 200 °C ısıtılarak indiyumların yaklaşık 4 dakikada erimesi sağlandı [36].



Şekil 4.1. Cam tavlama 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 sarılmıştır.

4.3. Öz direnç Ölçümleri

InGaP/GaAs numunede öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri van der Pauw yöntemi kullanılarak yapıldı [37]. Bu yöntem, 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.

Akım ve manyetik alan değişimine bağlı olarak maksimum doğruluk elde etmek için on altı ölçüm sekiz direnç ve sekiz Hall etkisi ölçümü yapıldı. Aşağıda verilen şartlar uygunsa van der Pauw yöntemi geçerlidir; kontaklar son derece küçük olmalı, kontaklar numune yüzeyinde simetrik olmalı, numune plaka halinde, homojen, izotropik olmalıdır. Mümkün olan en küçük boyuttaki kontaklar yaparak hatalar minimize edilebilir. Kontak bölgelerindeki homojensizlikler hem direnç hem de mobilite sonuçlarının tutarsız olmasına sebep olur [38]. Öz direnç, ρ , van der Pauw tarafından aşağıdaki şekliyle verilmiştir [37].

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \left[\frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} \right] f \left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}} \right) \Omega cm \quad (4.1)$$

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 öz direnç ölçümü yapıldı ve ortalamaları alındı. $f(R_{12,34}/R_{23,41})$ düzeltme faktörüdür ve aşağıdaki gibi verilir;

$$f\left(\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}}\right) = 1 - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}}\right]^2 \frac{\ln(2)}{2} - \left[\frac{R_{12,34} - R_{23,41}}{R_{12,34} + R_{23,41}}\right]^4 \left[\frac{(\ln(2))^2}{4} - \frac{(\ln(2))^3}{12}\right] \quad (4.2)$$

Özdirenç ölçümleri Şekil 4.2 (a ve 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. (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.

$$R_H = 10^8 \left[\frac{d\Delta R_{13,24}}{B} \right] cm^3 C^{-1} \quad (4.3)$$

Burada $\Delta R_{13,24}$ numuneye dik B (Gauss) manyetik alan uygulandığında $R_{13,24}$ direncindeki değişimdir. Hall katsayısı ölçümlerinde ısı kaynaklı etkileri minimize etmek ve maksimum doğruluk elde etmek için düz ve ters akım ve manyetik alan uygulanarak sekiz konfigürasyonu olan ölçüm yapıldı.

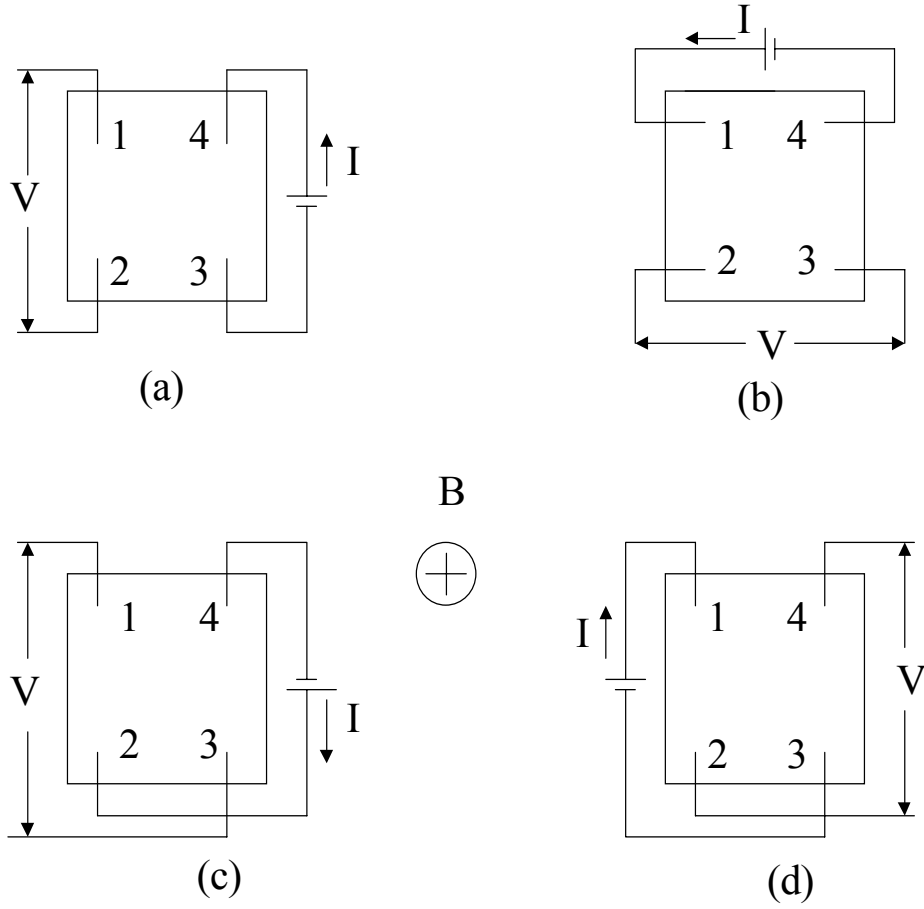
Böylece sekiz konfigürasyon özdirenç ve sekiz konfigürasyon Hall katsayısı ölçümlerinden olmak üzere on altı konfigürasyondan ölçüm yapıldı. Sıcaklığa bağlı değişimi gözlemek amacıyla hem özdirenç hem de Hall etkisi ölçümleri 350 K e kadar yapıldı. Hall mobilitesi μ_H ve Hall taşıyıcı yoğunluğu n_H aşağıdaki gibi verilir;

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} cm^2 V^{-1} s^{-1} \quad (4.4)$$

$$n_H = \frac{1}{eR_H} cm^{-3} \quad (4.5)$$

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. Çizilen I-V grafiklerinin lineer olmaları kontakların omik olduklarını doğrulamaktadır [45].



Şekil.4.2. Direnç ölçümleri için şematik gösterim (a) ve (b); Hall mobilitesi ölçümleri için şemaik gösterim (c) ve (d).

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.

5. InGaP YARIİLETKENİNDE ELEKTRON İLETİMİ

5.1. Giriş

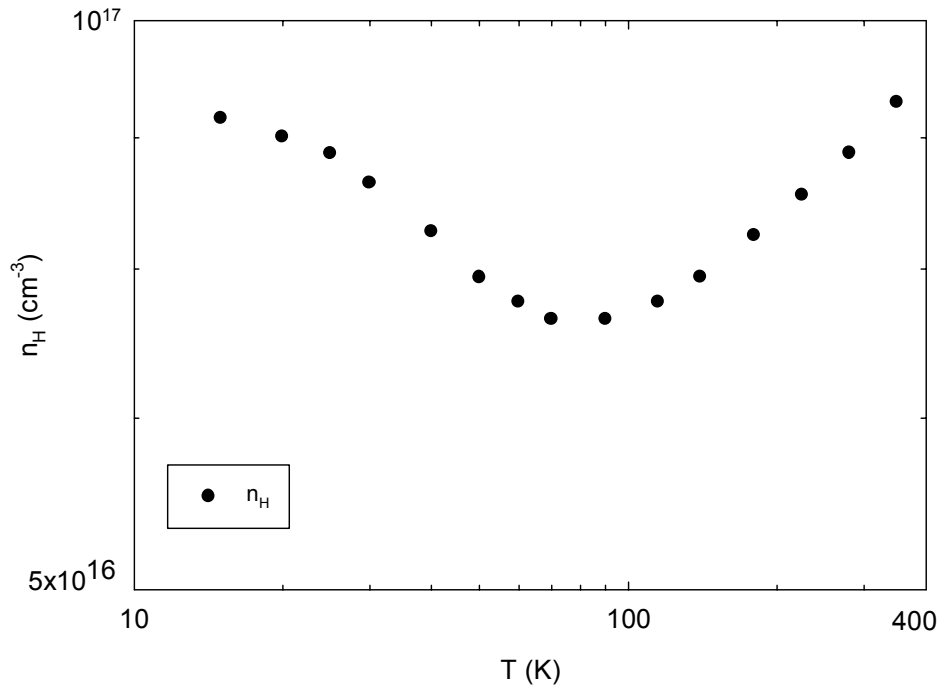
Bu çalışmada MOVPE (Metal Organic Vapor Phase Epitaxy) yöntemi ile büyütülen n tipi InGaP yarıiletkeninin elektron iletim özellikleri araştırıldı. GaAs (100) alt taşı üzerine 400 nm kalınlıklı InGaP tabakası, 600 °C de büyütüldü [40].

İletkenlik, Hall mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğu 15-350 K sıcaklık aralığında ölçüldü. Hall mobilitesi ISBE ve iki bant modeli kullanılarak analiz edildi. Hall taşıyıcı yoğunluğu ise Park modeli kullanılarak analiz edildi.

Hall mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağımlılığı Şekil 5.1 ve Şekil 5.2 de verildi. Yapılan ölçümlerde oda sıcaklığında mobilité ve taşıyıcı yoğunluğu sırasıyla $3311.9 \text{ cm}^2 / \text{V.s}$ ve $8.88 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bulundu. Maksimum mobilité ve taşıyıcı yoğunluğu değerleri $3822.3 \text{ cm}^2 / \text{V.s}$ (140 K de) ve $9.29 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (350 K de) bulunurken, minimum mobilité ve taşıyıcı yoğunluğu değerleri $1968.7 \text{ cm}^2 / \text{V.s}$ (15 K de) ve $7.65 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (70 K de) dir.

Taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi Şekil 5.1. de verilmiştir. Şekil 5.1. de görüldüğü gibi taşıyıcı yoğunluğu (15-90 K) sıcaklık aralığında artan sıcaklıkla azalmakta ve tekrar sıcaklıkla artmaktadır. Bu durum safsızlık bandı iletiminden kaynaklanmaktadır. Taşıyıcı yoğunluğunun minimumundan itibaren safsızlık bandı iletime baskındır. Düşük sıcaklıklarda elektron iletimi tamamen safsızlık bandı tarafından kontrol edilir. Taşıyıcı yoğunluğunun bu davranışından dolayı Wolfe-Stillman [42] modeli kullanılarak taşıyıcı yoğunluğu analizlerinden N_d , N_a ve E_d gibi safsızlık bandı bileşenlerini belirlemek mümkün değildir. Bu nedenle 15 K-90 K sıcaklık bölgesinde ölçülen taşıyıcı yoğunluğundan iletkenlik bandındaki taşıyıcı yoğunluğu (n_c) ve safsızlık bandındaki taşıyıcı yoğunluğu (n_i) iki bant modeli ile belirlenebilir [41].

140 K den yukarıdaki sıcaklıklarda iletkenlik bandı iletimi, 20 K den aşağıdaki sıcaklıklarda safsızlık bandı iletimi baskındır. $20K < T < 140K$ ara bölgesinde (taşıyıcıların bir banttan diğer bir banda geçiş yaptığı sıcaklık bölgesi) ilettime her iki banttın da katkı gelir.

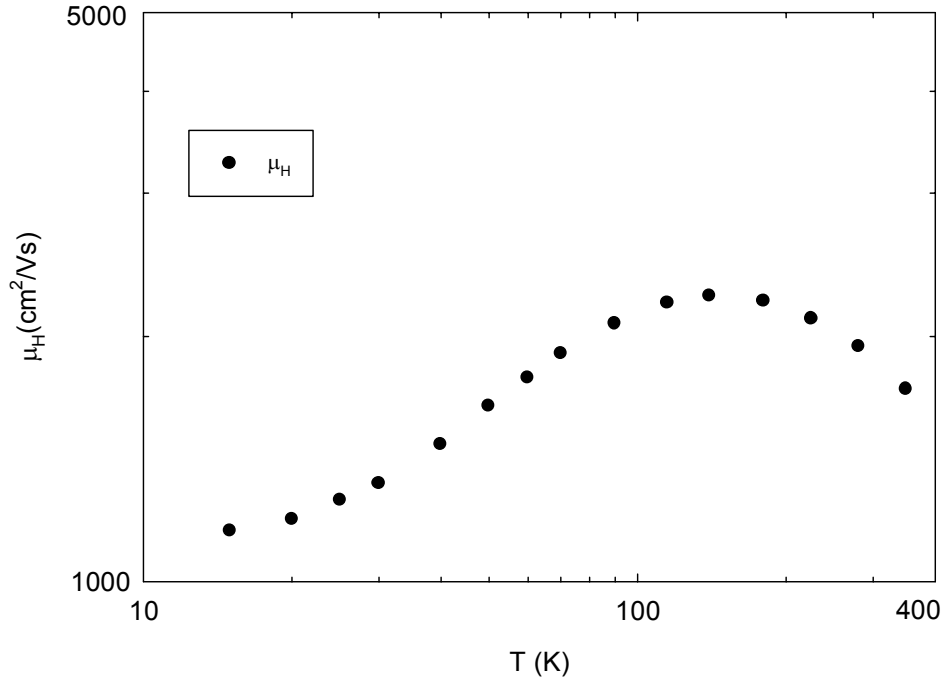


Şekil. 5.1. Ölçülen Hall taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi.

Şekil. 5.1. de ölçülen Hall taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla davranışı 15-350 K aralığında verildi. Şekil 5.1. de verilen taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla davranışı birlikte dikkate alındığında Hall mobilitesini 15-350 K sıcaklık aralığında üç bölgeye ayırmak uygun olur. Bunlar; yalnızca iletkenlik bandı mobilitesinin baskın olduğu yüksek sıcaklık bölgesi ($T > 140$ K) ve bu bölgede ISBE'nin deneysel mobilite ile uyum sağlaması beklenir. Bu nedenle bu bölgede iletim bandı analizlerinden N_a ve N_d safsızlık bileşenleri ISBE den elde edilebilir.

İkincisi ara sıcaklık bölgesi ($20 \text{ K} < T < 140 \text{ K}$) veya taşıyıcı transfer bölgesi olup, hem iletkenlik bandı hem de safsızlık bandı mobiliteleri toplam mobilitede oldukça etkilidirler. Üçüncü bölge ise yalnızca safsızlık bandı iletiminin baskın olduğu düşük

sıcaklık bölgesidir ($T < 20$ K). Şekil. 5.2. de görüldüğü gibi düşük sıcaklıklarda ($T < 20$ K) mobilitenin hemen hemen sabit olduğu görülür. Bu sabit mobilite değeri safsızlık mobilitesi olarak alınır.



Şekil. 5.2. Ölçülen mobilitenin sıcaklıkla değişimi.

Şekil. 5.2. de deneysel Hall mobilitenin sıcaklıkla değişimi verilmiştir. Yüksek sıcaklıklarda deneysel mobilitenin III-V grup yarıiletkenlerin genel karakteristiğini sergilediği görülmektedir.

Oda sıcaklığının üstünde artan sıcaklıkla mobilitenin azaldığı, 140 K civarında mobilitenin en büyük değerine ulaştığı ve azalan sıcaklıkla mobilitede hızlı bir düşüşün olduğu ve 20 K nin altındaki sıcaklıklarda en küçük değerine ulaşmış ve sabitleştiği görülmektedir. Yapılan ölçümlerde 280 K sıcaklığında mobilite $3311,9 \text{ cm}^2 / \text{V.s}$ değerindedir. $T > 140$ K bölgesinde iletkenlik bandı iletimi baskın olduğu için deneysel Hall mobilitesi ile ISBE den hesaplanan mobilitenin uyum içerisinde olması beklenir. Buna karşın $T < 140$ K bölgesinde safsızlık bandı iletimi söz konusu

olduğundan ISBE hesaplamalarının deneysel Hall mobilitesi ile uyum göstermesi beklenmez.

Yüksek sıcaklık bölgesinde toplam mobilite de üçüncü bölümde bahsedilen her bir saçılma mekanizmalarından gelen bireysel mobilitelerin katkıları vardır. Yine bu katkılar üçüncü bölümde Mattheissen kuralı olarak verilen Eş. 3.23. ile belirtilmişti. Şekil. 5.2 ye tekrar döndüğümüzde 140 K den düşük sıcaklıklarda toplam mobilitede; yüklü safsızlık saçılmasının etkili olması beklenir. $T > 140$ K bölgesinde ise akustik fonon saçılma (yüksek sıcaklıklarda deformasyon potansiyel ve düşük sıcaklıklarda piezoelektrik) mekanizmalarının baskın olması beklenir.

Yukarıdaki tartışmalar nedeni ile mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu analizlerinde, iletkenlik ve safsızlık bandını ihtiva eden iki bant modeli kullanılır. $T > 140$ K sıcaklık bölgesinde iletkenlik bandı iletimi baskın olur. Taşıyıcı yoğunluğunun minimum gösterdiği (40 K) sıcaklıktan daha düşük sıcaklıklarda safsızlık bandı iletimi baskındır. Taşıyıcıların iletim bandından safsızlık bandına transfer olduğu ara sıcaklık bölgesinde iletme her iki bandında katkısı vardır. Bu nedenle taşıyıcı yoğunluğu analizleri iki bölgede araştırıldı.

5.2. Mobilitenin Sıcaklığa Bağımlı Değişimi

Bir önceki kesimde deneysel Hall mobilitesinin ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla davranışı kısaca tartışıldı. Bu kesimde teorik mobilitenin sıcaklık bağımlılığı tartışılacaktır. Bilindiği gibi deneyse Hall mobilitesi ölçümleri genellikle durulma zaman yaklaşıklığına dayanan Mattheissen kuralı veya Boltzman denkleminin iteratif çözümü (ISBE) metodu ile analiz edilir. Bu bölümde ISBE kullanılarak InGaP yarıiletkeninde elektron iletimi araştırıldı. InGaP için Çizelge 5.1’de verilen materyal parametreleri kullanılarak bireysel saçılma mekanizmaları mobiliteleri hesaplanmıştır.

Çizelge 5.1. $\text{In}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{P}$ 'a ait ISBE'de kullanılan materyal parametreleri [41]

Etkin kütle oranı (m^*)	0,092 m_0
Örgü sabiti	5,6532 °Å
Yasak enerji aralığı	1,99 eV
Dielektrik sabitleri(düşük)	11,8
Dielektrik sabitleri(yüksek frekans)	9,35
Boyuna optik fonon enerji sıcaklığı	540 K
Alaşım saçılma potansiyeli	0,435 eV
Akustik deformasyon potansiyel sabiti	12 eV

ISBE hesaplamalarında, ölçülen taşıyıcı yoğunluğu, 4000 Gauss luk manyetik alan değeri ve Çizelge 2.1. de verilen materyal parametreleri giriş parametreleri olarak kullanıldı. Böylece teoriksel Hall mobilitesi değeri bulunur ve bu değer deneysel Hall mobilitesi değeri ile karşılaştırılır. Ancak burada N_D ayarlanabilir parametredir. Bu çalışmada N_D ayarlanabilir parametre Park tarafından verilen Eş.5.1. de taşıyıcı yoğunluğu ifadesinin ölçülen taşıyıcı yoğunluğuna fit edilmesi ile bulunmuştur.

Bu ifadede N_D , N_A , ε^* sırasıyla verici yoğunlu, alıcı yoğunluğu ve iyonlaşma enerjisidir. $N_C=5.44 \times 10^{15} (m^*/m_0)^{3/2} \text{ cm}^{-3}$ $\varepsilon^*=E_0/kT$, g ise spin dejenere katsayısıdır ve 2 alınmıştır. Burada N_D , N_A , ε^* fit parametreleridir ve eş zamanlı olarak hesaplanmıştır. Hesaplamalar sonucunda donör iyonlaşma enerjisi 6,67 meV, $N_D=1.40 \times 10^{17}$ and $N_A=4.2 \times 10^{16}$ ve net elektron taşıyıcı yoğunluğu, $n=N_D-N_A$ 9.8×10^{16} olarak bulunmuştur. Ayrıca dengeleme oranı (N_A/N_D) 0,3 olarak hesaplanmıştır. Elde edilen dengeleme oranı literatürle uyum içerisindedir. Fit edilen n değeri oda sıcaklığında ölçülen taşıyıcı yoğunluğu değerinden önemsiz bir büyüklüğü vardır. Bu durum dengelenmemiş vericilerin oda sıcaklığında deiyonize olmaları ile veya Hall faktörünün 1' den biraz büyük olması ile açıklanabilir.

$$n = 2(N_D - N_A) \left\{ 1 + \frac{N_A}{gN_C} \exp(\varepsilon_d^*) + \left[\left(1 + \frac{N_A}{gN_C} \exp(\varepsilon_d^*) \right)^2 + \frac{4(N_D - N_A)}{gN_C} \exp(\varepsilon_d^*) \right]^{1/2} \right\}^{-1} \quad (5.1)$$

Yukarıda verilen bağıntı yardımıyla hesaplanan verici yoğunluğu N_d 'nin ISBE' kullanılması ile teorik mobilite hesaplandı. ISBE den hesaplanan mobilite her bir bireysel saçılma mobilitelerinden gelen katkıları içerir. Ölçülen mobilite ile ISBE den hesaplanan teorik mobilite Şekil. 5.3. de verilmiştir. Şekilden açıkça görüleceği gibi yüksek sıcaklıklarda (100-350 K) teorik mobilite ile ölçülen mobilite arasında iyi bir uyum vardır.

$T > 140$ K bölgesinde, sıcaklık arttıkça mobilitede düşüş gözlenir. Bu bölgede polar optik fonon saçılmasının etkindir. Ayrıca bu bölgede III-V yarıiletkenler için akustik fonon saçılması (yüksek sıcaklıklarda deformasyon potansiyel ve düşük sıcaklıklarda piezoelektrik) toplam mobilite de dikkate değer bir etkiye sahiptir. Isısal titreşimlerden ortaya çıkan örgü saçılması örgünün periyodik potansiyelini bozar ve taşıyıcılarla örgü arasında enerji transferi olur. Örgü titreşimleri artan sıcaklıkla artacağından yüksek sıcaklıklarda örgü saçılma mekanizması baskın olacaktır ve bu yüzden $T > 140$ K sıcaklık bölgesinde mobilite sıcaklığın artışı ile düşüş gösterir. Bu sıcaklık bölgesinde iletkenlik bandı mobilitesi baskın olduğu için ISBE den hesaplanan teoriksel mobilitenin deneysel Hall mobilitesi ile çok iyi bir uyum sergilediği görülmektedir (Şekil 5.3.).

Çok düşük sıcaklıklarda ($T < 20$ K) mobilitenin sabite gittiği görülmektedir (1968,7 $\text{cm}^2 / \text{V.s}$). Bu mobilite değeri safsızlık bant iletim mobilitesi (μ_{IB}) olarak taşıyıcı yoğunluğu hesaplamalarında kullanır. Bu düşük sıcaklık davranışı taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağımlılığı ile ilgili olup, safsızlık bandı iletiminin düşük sıcaklıklarda meydana geldiğini gösterir. Safsızlık saçılmalarının en önemlisi yüklü safsızlıklardan saçılma. $T < 140$ K sıcaklık bölgesinde yüklü safsızlık saçılmaları baskındır. Bu saçılma yüklü taşıyıcının bir katkı safsızlığının (alıcı veya verici)

yakınından geçerken ortaya çıkar. Yüklü taşıyıcı Coulomb kuvveti ile saçılır. Yüklü safsızlıktan saçılma ihtimaliyeti, negatif ve pozitif yüklü iyonların toplamı olan toplam iyonlaşmış safsızlık yoğunluğuna bağlıdır. Bununla beraber safsızlık saçılması düşük sıcaklıklarda etkili olup, yüksek sıcaklıklarda etkisizdir. Yüksek sıcaklıklarda taşıyıcılar daha hızlı hareket ettiklerinden safsızlık atomu yakınlarında çok az zaman kalırlar ve etkisiz bir şekilde saçılırlar. Böylece yaklaşık 20-140 K bölgesinde sıcaklıkla mobilite artacaktır.

Standart ISBE modeli safsızlık bandından gelen katkıların olduğu düşük sıcaklıklarda mobilitenin sıcaklığa bağımlılığını hesaplamada etkisiz kalmıştır. Teoriksel mobilite, deneysel mobilite gibi 140K civarında bir maksimuma uzanır ve sabite gider. Düşük sıcaklıklarda ISBE den hesaplanan mobilite hemen hemen sabit kalır. Fakat ölçülen mobiliteden daha yüksektir. Bu taşıyıcıların yoğunluğu ile ilgilidir.

Hesaplanan n_i ve n_c değerleri ISBE den hesaplanan μ_{ISBE} (μ_c olarak) ve sabit olan μ_{IB} alınıp Eş.5.2. de yerine konulup toplam mobilite hesaplandı. Deney ile teorik mobilitenin gayet uyumlu olduğu görülür (Şekil 5.3.). Bu da kullanılan modellerin kendi içerisinde uyumlu olduğunu göstermektedir.

5.3. Taşıyıcı Yoğunluğunun Sıcaklığa Bağımlılı Değişimi

Safsızlık bandı iletiminden dolayı Şekil 5.4. de görüldüğü gibi taşıyıcı yoğunluğu 90 K de bir minimum sergilemekte ve tekrar sıcaklıkla artmaktadır. Taşıyıcı yoğunluğunun minimumundan itibaren safsızlık bandından iletme katkı vardır. Düşük sıcaklıklarda iletkenlik bandı iletim önemsizdir. Düşük sıcaklıklarda elektron iletimi tamamen safsızlık bandı tarafından kontrol edilir. Taşıyıcı yoğunluğunun bu davranışından dolayı $T < 90$ K bölgesinde taşıyıcı yoğunluğu hesaplamalarında Emelyanenko [41] modeli kullanılır.

Düşük sıcaklıklarda taşıyıcı yoğunluğu bir minimumdan geçerek (90 K) artar. Bu

süreç iletkenlik bandından bir safsızlık bandına taşıyıcı transferiyle ilgilidir. Taşıyıcı yoğunluğunun bu düşük sıcaklık davranışı bu sıcaklık bölgesindeki özdirencin sıcaklığa üstel bağımlılığı için de sorumludur. 15 K den itibaren 90 K' e kadar artan sıcaklıkla taşıyıcı yoğunluğu düşerken mobilite artış sergilemektedir. Bu etki iletkenlik bandına ve bir safsızlık bandına taşıyıcı transferinin karakteristiğidir. Yukarıdaki tartışmalar nedeni ile taşıyıcı yoğunluğu analizleri iki bant modeli kullanılarak yapıldı. Bu modele göre Hall taşıyıcı yoğunluğu ve mobilite

$$n_H = \frac{(n_c \mu_c + n_i \mu_i)^2}{(n_c \mu_c^2 + n_i \mu_i^2)} \quad (5.2)$$

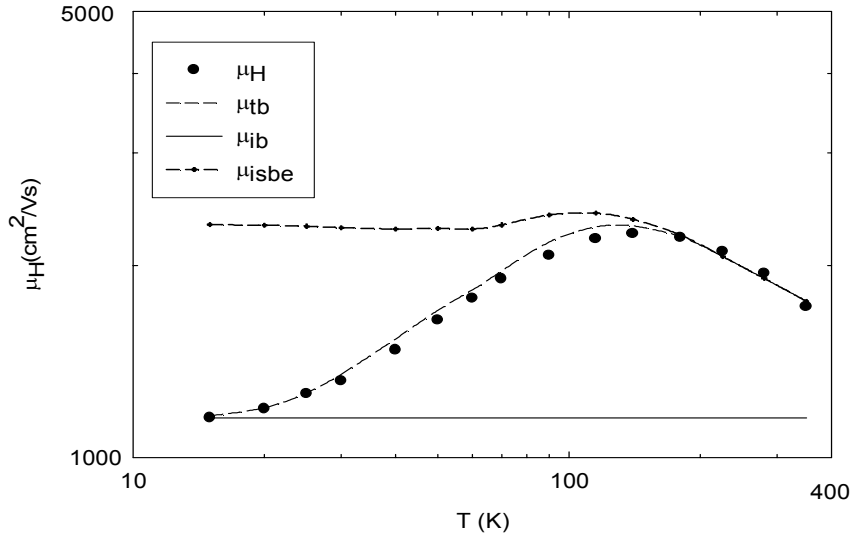
$$\mu_H = \frac{(n_c \mu_c^2 + n_i \mu_i^2)}{(n_c \mu_c + n_i \mu_i)} \quad (5.3)$$

ile verilir [41]. Eş [5.2]' de $\mu_i(\mu_{iB})$ safsızlık bandı mobilitesi 15K deki ölçülen mobilite ($1968.7 \text{ cm}^2/\text{V.s}$) dir. μ_c ise ISBE den hesaplanan sürüklenme mobilitesi, μ_H deneysel mobilite, n_c iletkenlik bandındaki taşıyıcı yoğunluğudur.

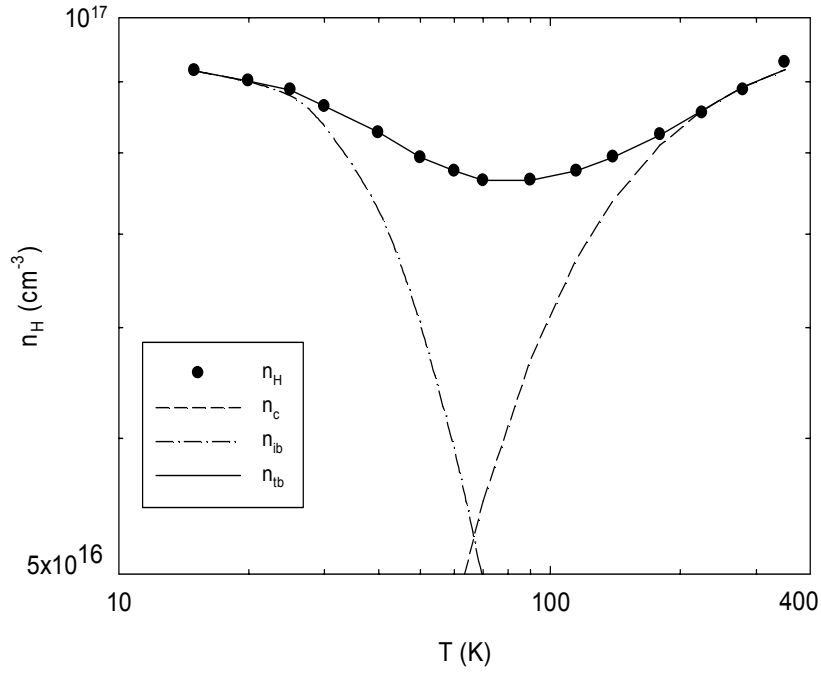
İletkenlik bant taşıyıcı yoğunluğu Eş. 5.1. den N_D , N_A ve ε_d fit parametreleri kullanılarak sıcaklığın fonksiyonu olarak hesaplanmıştır. Şekil 5.3. de kesikli çizgi ile verilmiştir. Açıkça görüldüğü gibi yüksek sıcaklıklarda ölçülen taşıyıcı yoğunluğu ile iyi bir uyum içerisinde ve azalan sıcaklıkla etkisinin azaldığı görülmektedir.

Böylece Eş.5.2. den safsızlık bandı iletimine katılan taşıyıcı yoğunluğunu n_i sıcaklığın fonksiyonu olarak hesaplamış olur. Hesaplanan n_c Şekil 5.3. de noktalı-kesikli çizgi ile verildi. Şekilden görüldüğü gibi düşük sıcaklıklarda tamamen safsızlık bant iletimi geçerlidir ve artan sıcaklıkla etkisi azalmaktadır. Beklenildiği gibi düşük sıcaklıklarda safsızlık bant iletimi etkili iken artan sıcaklıkla bu etkinin azalırken iletim bant iletiminin etkisinin arttığı ve yüksek sıcaklıklarda tamamen

iletim bant iletiminin geçerli olduğu görülmektedir. İki bant modelle hesaplanan taşıyıcı yoğunluğu Şekil 5.4. de noktalı çizgi ile verilmiştir. Deneysel sonuçlarla oldukça iyi bir uyum göstermiştir.



Şekil 5.3. Toplam mobilite. Semboller deneysel sonuçları çizgi teorik sonuçlarıdır.



Şekil 5.4. Taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağımlı değişimi.

Şekil 5.3. de ISBE ile hesaplanan iletim bant mobilitesi kesikli çizgi ile, safsızlık bant mobilitesi noktali kesikli çizgi ile iki bant modelden hesaplanan teorik mobilite ise noktali çizgi ile gösterildi. İki bant modeliyle hesaplanan teorik mobilite ile ölçülen mobilitenin tüm sıcaklıklarda iyi bir uyum gösterdiği görülmektedir. İncelenen InGaP yarıiletkenin sıcaklığa bağlı mobilite ve taşıyıcı yoğunluğunun davranışı iki bant model ile açıklanabileceği görülmüştür.

Çizelge 5.2. In_{0,5}Ga_{0,5}P yarıiletkeninin deneysel ve analiz sonuçları

T (K)	ρ (Ωcm)	μ_H (cm^2/Vs)	n_H (cm^{-3})	μ_{tb} (cm^2/Vs)	N_D (cm^{-3})	N_A (cm^{-3})
15	0,034681	1155,34	$9,16 \times 10^{16}$	1163,768	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
20	0,034121	1139,50	$9,01 \times 10^{16}$	1197,83	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
25	0,032911	1259,10	$8,88 \times 10^{16}$	1264,154	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
30	0,032185	1319,37	$8,64 \times 10^{16}$	1351,087	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
40	0,030048	1474,94	$8,27 \times 10^{16}$	1534,832	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
50	0,02809	1642,31	$7,94 \times 10^{16}$	1702,118	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
60	0,026555	1777,52	$7,77 \times 10^{16}$	1832,834	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
70	0,025156	1905,99	$7,65 \times 10^{16}$	1962,283	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
90	0,023112	2073,53	$7,65 \times 10^{16}$	2177,275	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
115	0,021438	2201	$7,77 \times 10^{16}$	2299,274	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
140	0,020563	2243,13	$7,95 \times 10^{16}$	2307,076	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
180	0,0201	2210,33	$8,25 \times 10^{16}$	2219,831	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
225	0,020355	2104,40	$8,55 \times 10^{16}$	2065,7	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
280	0,021227	1943,60	$8,88 \times 10^{16}$	1908,6	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$
350	0,022854	1723,89	$9,29 \times 10^{16}$	1758,5	$1,40 \times 10^{17}$	$4,20 \times 10^{16}$

6. SONUÇ

Bu çalışmada MOVPE (Metal Organic Vapor Phase Epitaxy) kristal büyütme yöntemi ile GaAs üzerine büyütülen n tipi InGaP yarıiletkeninin elektron iletim özellikleri araştırıldı. İletkenlik, Hall mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğu 15-350 K sıcaklık aralığında ölçüldü. Hall mobilitesi ISBE ve iki bant modeli kullanılarak analiz edildi.

Hall ölçümleri Lake Shore otomatik Hall etkisi ölçüm sisteminde yapıldı ve Hall etkisi için 4000 Gauss'luk manyetik alan uygulandı. Hall mobilitesi, taşıyıcı yoğunluğu ve iletkenlik ölçümleri sıcaklığın fonksiyonu olarak yapıldı. Yapılan ölçümlerde oda sıcaklığında mobilité ve taşıyıcı yoğunluğu sırasıyla $3311.9 \text{ cm}^2 / \text{V.s}$ ve $8.88 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bulundu.

Boltzmann denkleminin iteratif çözümü (ISBE) kullanılarak InGaP yarıiletkeninde elektron iletimi araştırıldı. InGaP için materyal parametreleri kullanılarak bireysel saçılma mekanizmaları mobiliteleri hesaplanmıştır. 4000 Gauss'luk manyetik alan değeri ve materyal parametreleri ISBE de giriş parametreleri olarak kullanılmıştır. Safsızlık bant mobilitésinin $9 \text{ cm}^2 / \text{V.s}$ olduğu tahmin edildi.

$T < 140 \text{ K}$ sıcaklık bölgesinde yüklü safsızlık saçılmasının (μ_{ii}) etkili olduğu ve bu bölgede ISBE ile hesaplanan mobilitenin deneysel mobilité ile uyum sağlamadığı görüldü. $T > 140 \text{ K}$ bölgesinde ise toplam mobilitéde ISBE ile hesaplanan mobilitenin deneysel mobilité ile çok iyi uyum sergilediği görüldü.

Hall taşıyıcı yoğunluğu ise iki bant modeli kullanılarak analiz edildi. Analizler iki bölgede yapıldı. Düşük sıcaklıklarda safsızlık bandı iletiminin baskın olduğu, $T > 140 \text{ K}$ bölgesinde ise iletkenlik bandı iletiminin baskın olduğu gözlemlendi. Analizlerde N_A ve 4000 Gaussluk manyetik alan değerleri ISBE de giriş parametresi olarak kullanılmıştır. Ayrıca fit sonucunda bulunan $N_A = 4,2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ değerinin deneysel

verilerle teoriksel hesaplamaların uygun olmasını sağlayan en iyi değer olduğu bulundu. Taşıyıcı yoğunluğu analizlerinde $E_D = 6.67$ meV değeri fit edilerek en uygun sonuç olarak bulundu. Sonuçta taşıyıcı yoğunluğu analizlerinde ISBE teoriksel hesaplamalarıyla, deneysel veriler arasında iyi bir tutarlılık sergilenmiştir.

InGaP için 15K-350K sıcaklık aralığında yapılan mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu analiz sonuçları, gelecekte söz konusu sıcaklıkta yarıiletken alet uygulamalarında göz önünde tutulabilir.

KAYNAKLAR

1. Morkoc, H., " GaN, GaAs, InN", *Appl. Phys. Lett.*, 20: 361 (1996).
2. Singh, J., "Electronic and Optoelectronic Properties Of Semiconductor Structures". *Cambridge University*, Cambridge, 1-3 (2003).
3. Günther, K.G., Z.Naturforsch., *Inst. Rev.* 13:a 1081 (1958).
4. Cho, A. Y., Panish, M. B. And Hayashi, I., Proc.Third.Int.Sympo.On GaAs And Related Compounds, *Inst. Of Phys.*, London:p18 (1971).
5. Demirezen S, "InGaAs yarıiletkenlerinde mobilite hesaplamaları" Yüksek Lisans Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 28 (2001).
6. Nag, B.R., "Electron Transport in Compound *Semiconductors*" *Springer-Verlag Berlin Heidelberg*, New York, 156 (1980).
7. Barden, J., and Shocley, W., "deformation potentials and mobilities in non polar crystals", *Phys.Rev.*, 80(1):72-80 (1950).
8. Philips, J.C., "Dielectric definition of electronegativity", *Phys. Rev.Lett.* 20:550-582 (1968).
9. Rode, D. Land Knight S. , "Semiconductors" *Phys. Rev.*, B3 (8): 2534(1971).
10. Allen L.C., "İnterpolation schema for energy band in solids", *Phys.Rev* 98(4): 993-996(1955).
11. Rode, D.L., "Semiconductors and Semimetals", edited by R. K. Willardson and A. C. Beer, *Academic*, New York, 1156(1975).
12. Holloway, P. H., McGuire, G. E., "Handbook of Compounds Semiconductors", *Park Ridge*, New Jersey, 773-812(1995).
13. Watkins, S.P, Cheung, H. D., Knight, G., and Kelley, G., "Effect of interfacial dopand layer on transport properties of high purity InP" *Appl. Phys.Lett.*, 68(14):1960-1962(1996).
14. Hoderick, A. R. And Williams R. H., "Metal-Semiconductor Contacts", *Clarendon Pres.*, Oksford, 79-88(1988).
15. 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).

16. Betko, J., Merinsky K., "Geometrical magnetoresistance effect in semiconductors with mixed conductivity", *Phys. Stat: Sol. (a)*, 77:331-337 (1983) .
17. Van der Pauw, L. J., "Semiconductor", *Philips Research Reports*, 13: 1-18 (1958).
18. Baca, A. G., "Non -alloyed ohmic contact on GaAs at nanometre scale ' , *Thin solid Films*,599:308-309 (1997).
19. P. Vennegues, B. Beamuont, S. Haffouz, M. Vaille, and P. Gibart, "GaN grown by movpe", *J.Cryst. Growth*, 187, 167, (1998).
20. Emel'yanenko O. V., Lagunova T. S., Nasledov and Talakin G. G., "Semiconductor" *Sov. Phys. Semicond*, 7(5):1063 (1965) .
21. Sze, S. M., "Semiconductor Devices", *John Willey&Sons.*, New York, 1-47 (1985)
22. Barden, J., and Shocley, W., "Deformation potantials and mobilities in non-polar crystals", *Phys. Rev.*, 80(1): 72-80 (1950).
23. Zook, Z.D., "Piezoelctric scattering in semiconductors", *Phys. Rev.*, 136 (3A): 869-878, (1964).
24. Brooks, H., "Advances in Electronics and electron Physics", edited by L., Marton, *Academic.*, New York, 21-29 (1955).
25. Erginsoy, C., "Neutral impurity scattering in semiconductors", *Phys. Rev.* 79: 1013-1094 (1950).
26. Demirezen S, "InGaAs yarıiletkenlerinde mobilite hesaplamaları" Yüksek Lisans Tezi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü*, Ankara, 28 (2001).
27. Nag, B. R., "Electron Transport in Compound Semiconductors" *Springer-Verlag Berlin Heidelberg*, New York ,156 (1980).
28. P. Vennegues, B. Beamuont, S. Haffouz, M. Vaille, and P. Gibart., "GaN grown by movpe", *J. Cryst. Growth*, 187, 167 (1998).
29. Barden, J., and Shocley, W., " deformation potantials and mobilities in non polar crystals", *Phys. Rev.*, 80(1):72-80 (1950).
30. Philips, J.C., "Dielectric definition of electronegativity ", *Phys. Rev.Lett.* 20: 550-582 (1968).

31. Rode, D. L. and Knight S., "Semiconductors" *Phys. Rev.*, B3 (8): 2534(1971).
32. Allen L.C., "Interpolation schema for energy band in solids", *Phys. Rev.* 98(4): 993-996 (1955).
33. Rode, D. L., "Semiconductors and Semimetals" , edited by R. K. Willardson and A. C. Beer, *Academic*, New York, 1156 (1975).
34. Hoderick, A. R., and Williams R. H., "Metal-Semiconductor Contacts", *Clarendon Press.*, Oxford, 79-88 (1988).
35. Holloway, P. H., McGuire, G. E., "Handbook of Compound Semiconductors" , *Park Ridge*, New Jersey , 773-812(1995).
36. 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).
37. Van der Pauw, L. J., "Semiconductor", *Philips Research Reports*, 13: 1-18 (1958).
38. Betko, J., Merinsky K., "Geometrical magnetoresistance effect in semiconductors with mixed conductivity", *Phys. Stat. Sol. (a)*, 77: 331-337 (1983).
39. Baca, A.G., "Non-alloyed ohmic contact on GaAs at nanometer scale", *Thin Solid Films*, 599: 308-309 (1997).
40. P. Vennegues, B. Beamuont, S. Haffouz, M. Vaille, and P. Gibart., "GaN grown by MOVPE", *J. Cryst. Growth*, 187, 167 (1998).
41. Emel'Yanenko O. V., Lagunova T. S., Nasledov and Talakin G. N., "Semiconductor" *Sov. Phys. Semicond* , 7(5): 1063 (1965).

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı,adı : TUNALIOĞLU, Sedef Şebnem
 Uyuğu : T. C.
 Doğum tarihi ve yeri : 15. 11. 1973 Çorum
 Medeni hali : Bekar
 Faks : -
 e- mail : pearl-1973@hotmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Yüksek lisans	Gazi Üniversitesi/Fizik Bölümü	2007
Lisans	19 Mayıs üniversitesi/Fizik Bölümü	1995
Lise	Çorum Atatürk Lisesi	1990

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
1995-1996	Diyarbakır	Öğretmen
1996-1998	T. B. M. M.	Danışman
1998-2007	Çorum	Öğretmen

Yabancı Dil

İngilizce

Hobiler

Spor, Bilgisayar, Psikoloji