

**LEC TEKNİĞİ İLE BÜYÜTÜLEN Zn KATKILI InAs
YARIİLETKENİNDE SICAKLIK BAĞIMLI MANYETİK VE
ELEKTRON İLETİM ÖZELLİKLERİ**

İlker KARA

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**OCAK 2006
ANKARA**

**LEC TEKNİĞİ İLE BÜYÜTÜLEN Zn KATKILI InAs YARIİLETKENİNDE
SICAKLIK BAĞIMLI MANYETİK VE ELEKTRON İLETİM
ÖZELLİKLERİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

İlker KARA

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
Ocak 2006**

ÖZET

Bu çalışmada LEC tekniği ile büyütülen Zn katkılı InAs yarıiletkeninde iletim özellikleri incelendi. Hall etkisi ve özdirenç ölçümleri 20-345 K sıcaklık ve 0-1,5 T manyetik alan aralığında yapıldı. Sıcaklığa bağlı özdirenç ölçümlerinden Zn bağlanma enerjisi ve InAs yarıiletkeninin yasak enerji aralığı hesaplandı. İncelen numune düşük ve yüksek sıcaklık bölgesinde n-tipi elektriksel iletkenlik gösterirken orta sıcaklık bölgesinde p-tipi elektriksel iletkenlik özelliği gösterdi. Manyetik özdirenç ölçümleri klasik manyetik özdirenç teorisi ile analiz edildi. Manyetik alan bağımlı özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri 'Nicel Mobilité Spektrum Analiz' (QMSA) tekniği ile analiz edilerek; bireysel taşıyıcıların elektron ve manyetik iletme etkileri araştırıldı. Ölçümler ve analizler sonucunda, alıcı ve verici safsızlık enerji seviyelerini içeren bir bant modeli önerildi.

Bilim Kodu : 202.1.075
Anahtar Kelimeler : InAs, Hall Mobilitesi, QMSA, Elektron İletimi. Manyetik Özdirenç
Sayfa Adedi : 81
Tez Yöneticisi : Doç. Dr. Mehmet KASAP

**THE TEMPERATURE DEPENDENT ELECTRON AND
MAGNETOTRANSPORT IN Zn DOPED InAs GROWN BY LEC**

(M.Sc.Thesis)

İlker KARA

**GAZI ÜNİVERSİTESİ
İNSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY**

Janurary 2005

ABSTRACT

In this work, the transport properties of Zn doped InAs semiconductor grown by LEC technique were investigated. Resistivity and Hall effect measurement were taken between 20-345 K and 0-1,5 T. The activation energy of Zn and the band gap of InAs have been calculation from the temperature resistivity measurement. The studied sample show n-type electrical conductivity at high temperatures while it shown p-type conductivity at intermediate temperatures region. The magnetoresistivity measurements have been analyzed using the classical magnetoresistivity theory. The magnetic field dependent resistivity and Hall effect measurements have been analyzed using the “Qantitative Mobilty Spectrum Analysis” technique and, the effect of individual carrier electron and magneto transport properties have also investigated. According to measurements a band model inculding an acceptor and donor energy levels was suggusted.

Science Code	: 202.1.075
Key Words	: InAs, Hall Mobility, QMSA, electron transport. Magnetic resistvity
Page number	: 81
Adviser	: Ass. Prof. Mehmet KASAP

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım süresince değerli yardımlarını eksik etmeyerek, benimle bilgisini paylaşan, engin tecrübesi ve önerileri ile bana yol gösteren, her konuda ilgi ve desteğini ve eksik etmeyen sayın hocam Doç.Dr Mehmet KASAP'a, her konuda konuşabildiğim, yorum ve bilgilerini benimle paylaşan, her konuda ilgi ve desteğini eksik etmeyen sayın hocam Uzman Dr.Selim ACAR'en içten duygularıyla teşekkür ederim.

Bu tezi, bana her zaman inanmış, güvenmiş, her konuda ilgi ve desteğini eksik etmeyen annem Sevinç Kara ve babam Özdemir Kara'a ithaf ediyorum. Sizlerin hakkını ödeyemem ama herkesin bilmesini sağlayabilirim.

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

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
TEŞEKKÜR.....	v
İÇİNDEKİLER.....	ix
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	xi
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	x
SİMGELER VE KISALTMALAR	xii
1. GİRİŞ.....	1
2. BAND YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ.....	4
2.1. Kristal Yapı.....	5
2.1. Band Yapısı.....	6
2.2. Elektron Etkin Kütlesi.....	7
2.3. Yasak Enerji Aralığının (E_g) ve Etkin Kütlenin Sıcaklığa Bağımlı Değişimi.....	8
2.4. Safsızlıkların Band Yapısına Etkisi.....	8
2.5. Materyal Parametreleri.....	14
3. DÜŞÜK ALAN İLETİM TEORİSİ VE İLETİM MEKANİZMALARI.....	15
3.1. Giriş.....	15
3.2. Elektron Saçılması,Sürükleme Hızı ve Mobilitesi.....	15
3.3. Elektriksel İletkenlik.....	17
3.4. Karma İletkenlik.....	18
3.5. Saçılma Mekanizmaları.....	19
3.5.1. Bozulmuş potansiyel saçılması.....	19

Sayfa

3.5.2. Polar optik fonon saçılma mekanizması.....	20
3.5.3. Yüklü safsızlık saçılma mekanizması	20
3.5.4. Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması.....	21
3.5.5. Dislokasyon saçılması.....	22
3.5.6. Polar olmayan optik fonon saçılması.....	23
4. DENEY SETİ VE DENEYSEL TEKNİKLER.....	24
4.1. Giriş.....	24
4.2. Numune Hazırlaması ve Kontak Üretimi.....	24
4.3. Özdirenç Ölçümleri.....	26
4.4. Hall Etkisi Ölçümleri.....	27
4.5. Manyetik Özdirenç Ölçümleri.....	29
4.6. Hall Ölçüm Sistemi.....	34
4.7. Nicel Mobilite Spektrum Analizi (QMSA).....	35
4.7.1. Giriş.....	35
4.7.2. Teori.....	36
4.7.3. Sonlu Taşıyıcı Metotları.....	42
4.7.4. İkili Taşıyıcı.....	42
4.7.5. Mobilite Spektrum (MS) Metotları.....	44
4.7.6. Nicel Mobilite Spektrum Analizi (QMSA).....	45
4.7.7. İnterpolasyon ve Ekstrapolasyon Metodları.....	48
4.7.8. Pik Bulma.....	48
5. BULGULAR VE TARTIŞMALAR.....	49
5.1. Giriş.....	49

Sayfa

5.1. InAs Yarıiletkeninde Özdirencin Sıcaklığa Bağlı Değişimi.....	51
5.2. Hall Taşıyıcı yoğunluğu ve Hall Mobilitesinin Sıcaklığa Bağlı Değişimi.....	52
5.3. Manyetik Özdirenç Değişimi.....	56
5.4. Nicel Mobilite Spektrum Analizi.....	58
6. SONUÇ VE TARTIŞMA.....	74
KAYNAKLAR.....	77
ÖZGEÇMİŞ.....	81

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. InAs yarıiletkenine ait temel parametreler.....	14

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Çinko sülfür yapıda birim hücre	5
Şekil 2.2. Chelikowsky ve Cohen tarafından verilen III-V grup yarıiletkenlere ait enerji band diyagramı.....	6
Şekil 2.3. InAs için sıg alıcı ve vericilerin farklı yoğunlukları için Sıcaklığa karşı Fermi seviyesi.....	11
Şekil 2.4. InAs için yüksek katkılı seviyelerde enerji daralması	12
Şekil 2.5. InAs bant yapıları ve yasak enerji aralığı	13
Şekil 4.1. Cam kontak fırını.	25
Şekil 4.2. Direnç (a ve b) ve Hall (c ve d) ölçümleri için şematik gösterimi.....	29
Şekil 4.3. Bir elektronun çapraz elektrik ve manyetik alanlardaki hareketi (a) vakumda (b) yarıiletken içinde	31
Şekil 4.4. Hall etkisinin blok çizimi.....	35
Şekil 4.5. Güç kaynağına bağlanmış özdirenci ρ olan uzun ince bir materyal.....	36
Şekil 4.6. Mobilitesi $5m^2/(Vs)$, taşıyıcı yoğunluğu $1 \times 10^{22} m^{-3}$ olan tek bir taşıyıcı için $\sigma_{xx}(B_z)$ ve $\sigma_{xy}(B_z)$ iletkenlik tensörlerinin manyetik alana bağlı değişim (a) vakumda (b) yarıiletken için.....	39
Şekil 4.7. σ_{xx} ve σ_{xy} 'nin manyetik alana bağlı değişimi.....	40
Şekil 4.8. Giriş parametrelerinin ρ ve R_H 'ın manyetik alana bağlı değişimi	48
Şekil 5.1. InAs yarıiletkeninin sıcaklığa bağlı özdirenci	51
Şekil 5.2. Hall Taşıyıcı yoğunluğu ve Hall Mobilitesini sıcaklığa bağlı değişimi.....	53
Şekil 5.3. n-tipi yarıiletkenin için donör safsızlıklarının ve p-tipi yarıiletken için alıcı safsızlık atomların enerji seviyelerinin şematik gösterimi.....	55

Şekil	Sayfa
Şekil 5.4. İncelenen tüm sıcaklık noktalarında manyetik öz direncin B^2 'ye bağlı değişimi.....	57
Şekil 5.5. $B^2 = 1,5 T^2$ değeri için $(\rho (B^2_{=1,5 T^2}) - \rho_0) / \rho_0$ değerinin sıcaklığa bağlı değişimi.....	58
Şekil 5.6. 345, 325, 300, 250 K'deki sıcaklıklar için deneysel ρ ($\circ$ semboller) ve R_H 'ın ($\bullet$ semboller) manyetik alana bağlı değişimi.....	60
Şekil 5.7. 225, 200, 175, 150 K'deki sıcaklıklar için deneysel ρ ($\circ$ semboller) ve R_H 'ın ($\bullet$ semboller) manyetik alana bağlı değişimi.....	61
Şekil 5.8. 125, 100, 75, 50 K'deki sıcaklıklar için deneysel ρ ($\circ$ semboller) ve R_H 'ın ($\bullet$ semboller) manyetik alana bağlı değişimi.....	62
Şekil 5.9. İletkenlik tensörlerinin 325, 275, K'deki manyetik alana bağlı değişimi. Semboller ($\bullet \sigma_{xx}$ ve $\blacktriangle \sigma_{xy}$) deneysel ve düz çizgiler ise QMSA analizinden elde edilen iletkenlik tensörlerini temsil eder.....	63
Şekil 5.10. İletkenlik tensörlerinin 250, 225, 50, 20 K'deki manyetik alana bağlı değişimi. Semboller ($\bullet \sigma_{xx}$ ve $\blacktriangle \sigma_{xy}$) deneysel ve düz çizgiler ise QMSA analizinden elde edilen iletkenlik tensörlerini temsil eder.....	64
Şekil 5.11. 325 ve 275 K'de mobilite spektrumları. Dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder.	65
Şekil 5.12. 250, 225, 150, 125, K'de mobilite spektrumları. Dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder.....	66
Şekil 5.13. 100, 75, 50, 20 K'de mobilite spektrumları. Dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder.....	67

Şekil	Sayfa
Şekil 5.14. QMSA metodundan elde edilen ve ölçülen InAs yarıiletkenine ait çoklu taşıyıcıların sıcaklığa bağlı (a) taşıyıcı yoğunluğu, (b) mobilite davranışları.....	70
Şekil 5.15. Deneysel olarak ölçülen taşıyıcı yoğunluğu ve QMSA metodundan elde edilen Zn katkılı InAs yapısına ait taşıyıcıların sıcaklığa bağlı değişimi(●→ nötr atomları ○→ iyonize atomları temsil etmektedir.).....	72

SİMGELER VE KISALTMALAR

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

Simgeler	Açıklama
a_B	Bohr yarıçapı
B	Manyetik alan yoğunluğu
c_h	Elektron Yoğunluğunun Deşik Yoğunluğuna Oranı
E	Elektrik alan
E_{ac}	Deformasyon potansiyel sabiti
$E_g(L)$	İletkenlik bandı L yönelimi minimum
$E_g(X)$	İletkenlik bandı X yönelimi minimum
$E_g(\Gamma)$	İletkenlik bandı Γ yönelimi minimum
ΔE_g	Yasak Enerji Daralması
fcc	Yüzey merkezli kübik
$i.b.$	İletkenlik bandı
J	Akım yoğunluğu
k	Boltzman sabiti
m_0	Serbest elektron kütlesi
m_e^*	Elektron etkin kütlesi
m_{hh}^*	Ağır deşik etkin kütlesi
m_{lh}^*	Hafif deşik etkin kütlesi
n	Elektron yoğunluğu
n_i	Etkin hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğu
$n_{H,i,e}$	Etkin hakiki hall taşıyıcı yoğunluğu
N_I	Safsızlık yoğunluğu
N_a	Sığ alıcı safsızlık yoğunluğu
N_C	İletim bant etkin durumlar yoğunluğu
N_d	Sığ verici safsızlık yoğunluğu
N_V	Valans bant etkin durumlar yoğunluğu

Simgeler	Açıklama
p	Deşik yoğunluğu
P	Piezoelektrik katsayısı
r_H	Hall faktörü
R_H	Hall Katsayısı
$s^{n,p}(\mu)$	Elektron-deşik mobilite spektrumu
S_{GMR}	Geometrik Manyetik Direnç Parametresi
S_{PMR}	Fiziksel Manyetik Direnç Parametresi
V_t	Elektron Ortalama Hızı
V_d	Elektron Drift(sürüklenme) Hızı
ϵ_0	Boş uzay geçirgenliği
μ	Mobilite
$\mu_{H,n}$	Elektronlar İçin Hall Mobilitesi
$\mu_{H,p}$	Deşikler İçin Hall Mobilitesi
$\mu_{H,n,L}$	Örgü Elektron Hall Mobilitesi
$\mu_{H,p,L}$	Örgü Deşik Hall Mobilitesi
ζ	Manyetik Direnç saçılma Katsayısı
ρ	Özdirenç
σ	İletkenlik
σ_n	İletkenliğinin elektronlardan gelen katkısı
σ_p	İletkenliğinin deşiklerden gelen katkısı
σ_{xx}, σ_{xy}	İletkenlik tensörleri
Θ	Hall açısı
τ_c	Çarpışmalar arasındaki ortalama zaman
ω_c	Siklotron frekansı
ω_L	Boyuna polar optik fonon frekansı

Kısaltmalar**Açıklama****QMSA**

Nicel Mobilite Spektrum Analizi

MBE

Moleküler Demet Epitaksisi

MOCVD

Metal Organik Kimyasal Buharla Biriktirme

IR

Kızıl ötesi

SOR

Başarılı Azalma Öncesi İterasyonu

1. GİRİŞ

Yarıiletkenler modern bilgi ve iletişim araçlarının temelini teşkil ederler. Diyodlar, iki kutuplu eklem transistörleri ve alan etkili transistörler gibi elektronik araçlar modern elektronik teknolojisini sağlar. Laser diyodlar, modülatörler ve dedektörler gibi elektro-optik araçlar ise optiksel çalışma ağı imkanını verdi. Bu araçlara ek olarak yarıiletken yapıları; temel fizikte bazı soruların açıklamasında aşama kaydedilmesini sağlamışlardır. Kuantum Hall Etkisi, çoklu-cisim etkisi ve düşük boyutlar ile ilgili bir çok olgu yarıiletken yapılarında çalışılmıştır (1). Bir yarıiletkenin elektriksel öz direnci kuvvetli bir şekilde sıcaklığa bağlıdır. Yarıiletkenlerin bu özelliklerinden faydalanarak bir çok elektronik devre elamanı yapılmıştır.

1948 yılında J.Thomson ve ekibinin Bell laboratuvarında geliştirdiği ilk yarıiletken devre teknolojisinde yeni bir çağ açmıştır. İlk yıllarda silisyum ve germanyum elementleri bu yeni teknolojisinde kullanılmıştır. 1950'li yıllarda elektronik cihazlarda elektron tüplerinin yerlerini silisyum ve germanyum transistörlerin almasıyla bilim adamlarının dikkati yarıiletkenler üzerine çekildi ve bu konudaki çalışmalar yoğunlaştı. Saf yarıiletkenler silisyum ve germanyumun gelişen elektronik teknolojisine cevap veremez duruma gelişti araştırmaları bileşik yarıiletken materyaller üzerine yönlendirdi. Özellikle III-V grup bileşiklerin çeşitli sentezleri, InAs GaAs, InP, GaSb InGaAs, AlGaAs gibi yarıiletkenler ön plana çıkmışlardır.

InAs gibi III-V grubu bileşik yarıiletkenler yüksek hızlı elektronik ve optoelektronik devrelerde üstün performans gösterir. Küçük etkin kütle ve yüksek mobilitelere sahip olduğu için yüksek hızlı elektronik aygıtlarda çok yaygın kullanım alanı bulmuştur. Bu yarıiletkenlerin silisyuma nazaran sahip oldukları, yüksek elektron mobilitesi, yüksek sürüklenme hızı bu tip yarıiletkenlerle, çok çeşitli heterojen yapıların üretiminde avantaj sağlar (1).

III-V grubu yarıiletkenlerinden olan InAs kızıl-ötesi bölgede aktif olması nedeni ile optoelektronik sistemlerde geniş uygulama alanı bulmuştur. Özellikle yarıiletken teknolojisinde InAs ve alaşımları dedektör yapılarında kullanılmaktadır. Yasak enerji

aralığı (0,3-0,4 eV) aralığında ve daha öncede belirtildiği gibi yüksek mobiliteye sahip olması nedeniyle InAs, elektronikte özellikle yüksek frekans gerektiren uygulamalar için önemli bir yere sahiptir. Ayrıca MBE (Moleküler Beam Epitaxy) ve MOCVD (Metal Organik Chemical Vapor Deposition) gibi metotlarla elde edilen InAs gibi III-V yarıiletkenlerinin manyetik hassasiyetlerin yüksek olması nedeni ile manyetik mikrosensör üretiminde de kullanılmaktadır (2, 3).

Yarıiletkenlerin elektriksel karakterizasyonunda kullanılan temel metod; Hall etkisi ölçümleridir. Hall etkisi ölçümleri aynı numune üzerinde yapılan öz direnç ölçümleri ile 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 kalitesinin göstermesinin yanı sıra geniş bir sıcaklık aralığında sıcaklığa bağlı olarak yapılan öz direnç ve Hall ölçümlerinden elde edilen veriler, elektriksel aktiviteleri olan derin tuzak seviyelerinin enerjileri ve taşıyıcıların mobilitelerini etkileyen saçılma mekanizmaları gibi daha özel konularda bilgi verir.

Son zamanlarda numune kalitesinde yapılan düzenlemelerle (taşıyıcı yoğunluğunu düşürmek, fotoluminesans çizgi genişliği...v.s); özellikle büyütme tekniklerinin önemli derecede gelişmesi ile InAs'ın teknolojik önemli daha da artırmıştır. Ticari LED'ler, alan etkili transistorler ve IR dedektörleri yüksek elektriksel ve optiksel kalitenin artmasıyla gelişen diğer uygulamalardır.

Çoklu taşıyıcıların bulunduğu durumlarda; bulk numuneler, ince filmler, kuantum kuyuları ve çoklu tabaka cihaz yapılarını içeren yarıiletken materyallerin manyetik iletim özellikleri üzerinde karma iletkenliğin etkisi büyüktür (4). Hall etkisi ölçümleri, yarıiletken numunelerin elektriksel karakterizasyonunda kullanılan en yaygın ölçüm yöntemidir. Bu ölçümler yalnızca ortalama mobiliteler ve taşıyıcı yoğunluğunun belirlenmesinde kullanılır. Bireysel bant parametrelerinin belirlenmesine izin vermez. Buna rağmen bu ölçümlerden elde edilen sonuçlar kullanılarak tekli bant iletkenliğine sahip yarıiletkenlerde taşıyıcı yoğunluğu,

mobilité, bant genişliği, safsızlık aktivasyon enerjisi başarıyla belirlenebilir. Karma iletkenlik durumunda tüm taşıyıcıların aynı sürüklenme hızına sahip olduğu ve taşıyıcı mobilitésinin azınlık taşıyıcı mobilitesi ile aynı olduğu kabul edildiğinden bu ölçümler sistematik hatalar meydana getirebilir (2, 5, 6). Karma iletkenlik durumunda bireysel taşıyıcı parametrelerinin belirlenebilmesi için Hall etkisi ölçümlerinin manyetik alanın fonksiyonu olarak yapılması gerekmektedir.

Bu ölçümler; elektron ve deşiklerin bireysel parametrelerinin (mobilité ve taşıyıcı yoğunluğu) belirlenmesine izin verir. Karma iletkenlik davranışı sergileyen numunelerin bireysel parametrelerinin belirlenmesi ancak manyetik direnç ölçümleri yapılarak mümkündür (7).

Bu tez çalışmasında Zn katkılı InAs yarıiletken numunesi 25 K adımlarla 345-20 K arasında ve 500 kG adımlarla 0-1,35 Tesla arasında sıcaklığa ve manyetik alana bağlı olarak öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri yapılmıştır. Elde edilen deneysel veriler Nicel Mobilité Spektrum Analiz (QMSA) tekniği ile analiz edilerek; elektronlar ve deşikler için ayrı ayrı mobilité ve taşıyıcı yoğunlukları hesaplanmıştır. Ayrıca bireysel taşıyıcıların elektron ve manyetik iletme ve sıcaklık bağımlı manyetik öz direnç katsayısına etkileri araştırıldı.

Bu tez çalışması aşığıda verildiği gibi düzenlenmiştir. Birinci bölümde çalışmanın girişı verilmiştir. İkinci bölümde InAs yarıiletkeninin bant yapısı ve materyal parametreleri verilmiştir. Üçüncü bölümde düşük alan elektron iletim teorisi ve iletim mekanizmaları gözden geçirilmiştir. Dördüncü bölümde kullanılan ölçüm ve analiz teknikleriyle deney seti hakkında bilgi verilmiştir. Beşinci bölümde Hall etkisi ölçümlerinden elde edilen deneysel sonuçlar tartışılmıştır ve QMSA analiz metodunun uygulaması ve sonuçları verilmiştir. Altıncı bölümde yapılan çalışmaların kısaca tartılmıştır.

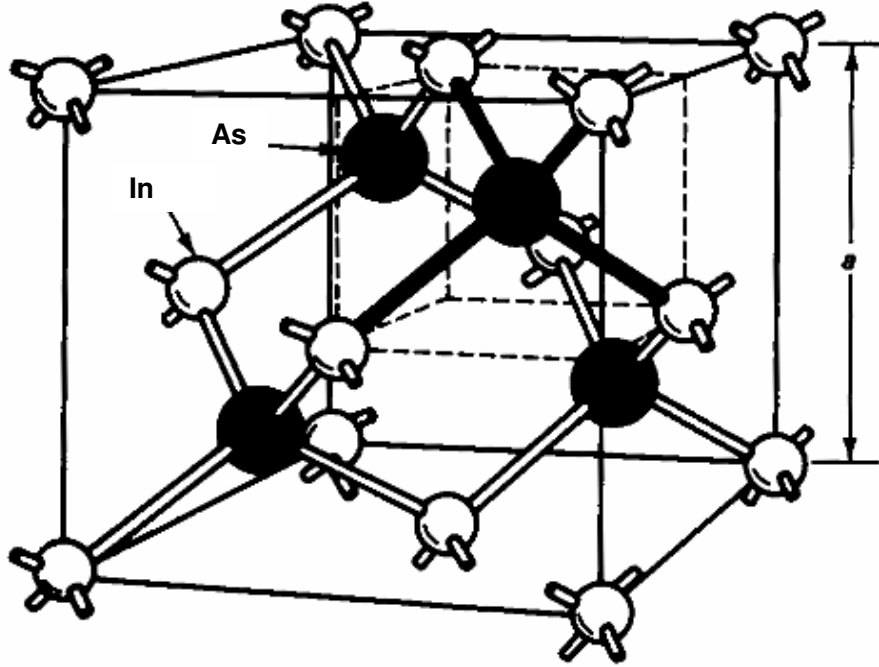
2. BANT YAPISI VE MATERYAL PARAMETRELERİ

2.1. Kristal Yapı

Bu bölümde III-V grup yarıiletkenlerinin bazı temel özellikleri kısaca tartışıldı. Bant yapısı ve özellikleri ile InAs yarıiletkeninin temel parametreleri verildi. Yarıiletkenlerin iletim özellikleri enerji bant yapılarına ve kristal yapılarına sıkıca bağlıdır. Bu nedenle öncelikle III-V grup yarıiletkenlerin kristal yapıları ve özellikleri bilinmelidir. InAs gibi III-V grup yarıiletkenlerinin çoğu Şekil 2.1’de verildiği gibi çinko sülfür yapıda kristalleşirler. Her bir birim hücre dört tane In dört tane As atomu içerir. Her bir In atomu düzgün dörtyüzlünün köşelerine en yakın dört tane komşu arsenik atomuyla yerleşmiştir. InAs’ nin bu çinko sülfür yapısı iki bağımsız In ve As yüzey merkezli kübik (fcc) örgünün iç içe geçmesiyle oluşur. Bu yapı tüm atomların aynı olduğu elmas yapıyla özdeşdir. Böylece her bir atom diğer atomlar tarafından oluşturulan düzgün dörtyüzlünün merkezinde kalır.

2.2. Bant Yapısı

Katıların bant yapısı genelde Schrödinger denkleminin çözümüyle elde edilir. Bant yapısı birinci Brillouion bölgesinde elektron enerjisi E' nin dalga vektörü $\vec{k}$ ya karşılık grafiği ile verilir. Katıların enerji bantları çeşitli nümerik metotlarla hesaplanır. Yarıiletkenler için en çok kullanılan metotlar; Ortogonalize düzlem dalga metodu (OPW) Allen (8), sahte potansiyel metot Phillips (9) ve $\vec{k} \cdot \vec{p}$ metodu Chelikowsky ve Cohen (10) dur.



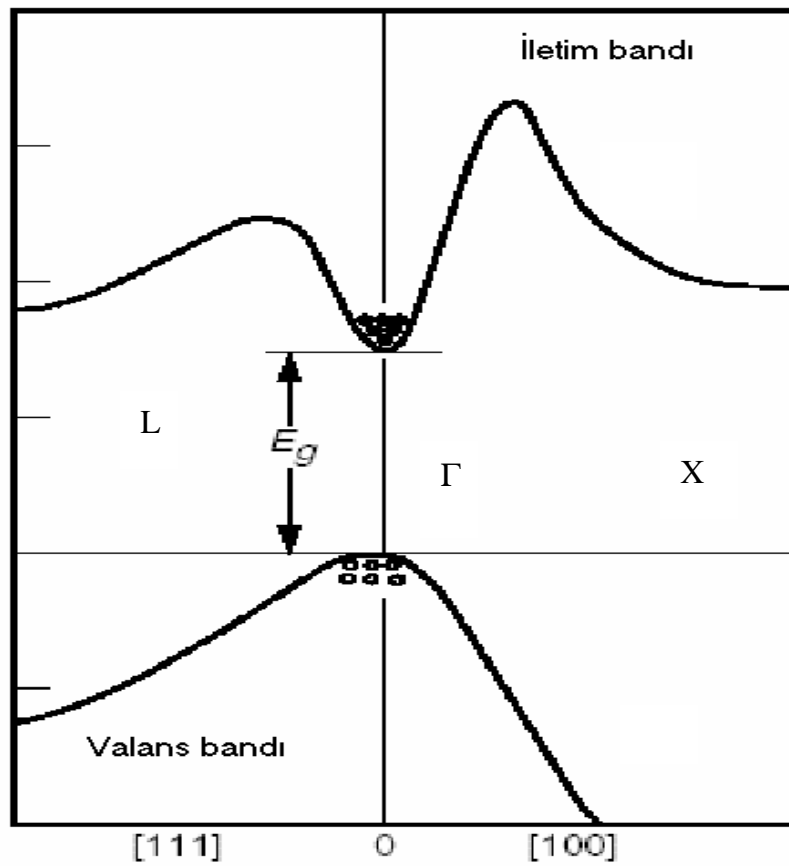
Şekil 2.1. Çinko sülfür yapıda birim hücre

Kristal örgünün periyodikliği nedeniyle bir yarıiletken, izinli ve yasaklanmış enerji bölgelerine sahiptir. Yasak enerji 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 bant yapılarına sahiptir. Önemli yarıiletkenlerin bant yapıları Chelikowsky ve Cohen tarafından verilmiştir (10). III-V grup yarıiletkenlerin bant yapısı Şekil 2.2' de, InAs' nin bant yapısı ise Şekil 2.5' de verilmiştir.

Bant yapısı kristal simetrisinin temel bir fonksiyonudur. Γ , X , ve L Brillouin bölgelerindeki önemli simetri noktalarıdır. Bant yapılarının en belirleyici özelliği valans ve iletkenlik bantlarının 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 üslenmektedir.



Şekil 2.2. Chelikowsky ve Cohen tarafından verilen III-V grup yarıiletkenlere ait enerji bant diyagramı (10)

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.

2.3. Elektron Etkin Kütlesi

Yarıiletkenlerin iletim özelliklerinin doğru analiz edilebilmesi için iletkenlik bandının dibinde ve valans bandının tepesinde, özellikle Γ noktasında, bant yapı parametrelerinin detaylı bilgisine ihtiyaç vardır. Elektronun etkin kütlesi taşıyıcı mobilitesine ve $\vec{k}, \vec{p}$ teorisiyle de yasak enerji aralığına bağlıdır. $\vec{k}, \vec{p}$ teorisi iletkenlik bandının yapısını ve etkin kütlenin hesaplanmasında kullanılan yaygın bir metottur (11, 12). $\vec{k}, \vec{p}$ 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 (13). Eş. 2.1'de E_p , s iletim bandı p valans bandı arasındaki etkileşimi tanımlayan momentum matris elemanı ve E'_p , s iletim bandı ile en yakın komşusu olan p iletim bandı arasındaki etkileşmeyi temsil eden momentum matris elemanı. $E_{g(0)}$ 0 K yasak enerji aralığı ve Δ_0 valans bant spin-yörünge yarılmaları. m_0 serbest elektron kütlesi ve m^* ise etkin kütledir. C , s iletim bandı ile bütün yüksek bantların etkileşimlerinin hesaplanmasını içeren düzeltme terimidir. Bu eşitlikte sadece E_p 'li terimi dikkate almak yeterlidir, çünkü E'_p teriminin paydası E_p teriminden daha büyüktür ve E'_p li terim ihmal edilebilir. Bununla birlikte Herman ve Weisbuch, E'_p nin E_p den çok küçük olduğunu göstermişlerdir. Böylece etkin kütle, direkt yasak bant $E_{g(0)}$, momentum matris elemanı E_p ve spin yörünge yarılmaları Δ_0 'ın bilinmesiyle Eş. 2.1'den hesaplanabilir. Bu eşitlikten anlaşılacağı gibi yasak enerji aralığı küçük olan materyaller küçük etkin kütlelere sahip olacaklardır.

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

Eş. 2.1 ile verilen $\vec{k}, \vec{p}$ teorisi sadece 0 K' de geçerlidir. Bununla birlikte ısısal genleşmeler ve sıcaklık bağımlı elektron fonon etkileşimleri nedeniyle yasak enerji aralığının sıcaklıkla değişmesi beklenir. Böylece yasak enerji aralığındaki değişiklikler nedeniyle etkin kütlede sıcaklıkla değişir. Yarıiletkenlerde yasak enerji aralığının sıcaklığa bağlı değişimi Varshni tarafından verilmiştir (14).

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

Burada $E_{g(0)}$ 0 K yasak enerji aralığı, α ve β ısısal genleşme sabitleridir. $E_{g(0)}$, α ve β değerleri InAs için Çizelge 2.1'de verilmiştir. Bu denklemden hesaplanan sıcaklığa bağımlı yasak enerji aralığı deneysel sonuçlarla uyumludur (15, 16). Eş. 2.2 ile verilen yasak enerji 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 (17, 18).

Çizelge 2.1'de verilen ısısal genleşme katsayıları (α ve β) InAs için Eş. 2.2'de kullanıldığında incelenen InAs yarıiletkeni için yasak enerji aralığı

$$E_g = 0.415 - \frac{2.76 \cdot 10^{-4} T^2}{T + 83} \text{ (eV)}, \quad [2.3]$$

olarak ifadeleri elde edilir.

2.5. Safsızlıkların Bant Yapısına Etkisi

Yukarıda kısaca kristal ve bant yapısı verilirken mükemmel kristal yapı dikkate alındı. Ancak gerçekte mükemmel bir kristal yapı mümkün değildir. Giriş bölümünde kısaca bahsedildiği gibi bütün yarıiletkenler yabancı atom ve kristal

bozuklukları ihtiva edebilirler. Yabancı atom ihtiva eden katkılı materyaller çok az katkılı, orta derecede ve çok katkılanmış materyaller olarak sınıflandırılabilirler. Katkı atomları yasak enerji aralığında izinli enerji seviyeleri meydana getirirler. Böyle seviyeler katkı durumuna göre yasak enerji aralığında sığ veya derin enerji seviyeleri olarak adlandırılırlar. Bu seviyeler verici atomlar için iletim bandından ve alıcı atomlar için valans bandından iyonlaşma enerjisi ile ayrılmıştır. Alıcı atomlar için ortaya çıkan seviye alıcı seviye (genellikle valans banda yakındır), verici atomlar için ortaya çıkan enerji seviyesi verici seviyesi (genellikle iletkenlik bandına yakındır) olarak adlandırılırlar. Burada önemli olan böyle seviyelerin sıcaklıkla enerjilerinin ve doldurulabilme ihtimallerinin değişmesidir.

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

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

ile verilir. Bu denklemden 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 $1/T$ 'e 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 ayırır; $1 \gg a_B^3 N_I$ 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 binmesinin artması ve perdeleme etkilerinden dolayı safsızlık iyonlaşma enerjisi azalır. Kristal bozuklukları ve katkı safsızlıkları, enerji seviyeleri sıg seviyelere göre kıyaslandığında yüksek olan ve yasak enerji aralığının orta kesimlerinde safsızlık seviyeleri üretebilirler. Bu seviyeler derin safsızlık seviyeleri olarak adlandırılır. Böyle seviyeler yüksek sıcaklıklarda bile elektron tuzakları ve saçılma merkezleri gibi davrandıklarından yarıiletkenin elektronik yapısında oldukça etkindirler.

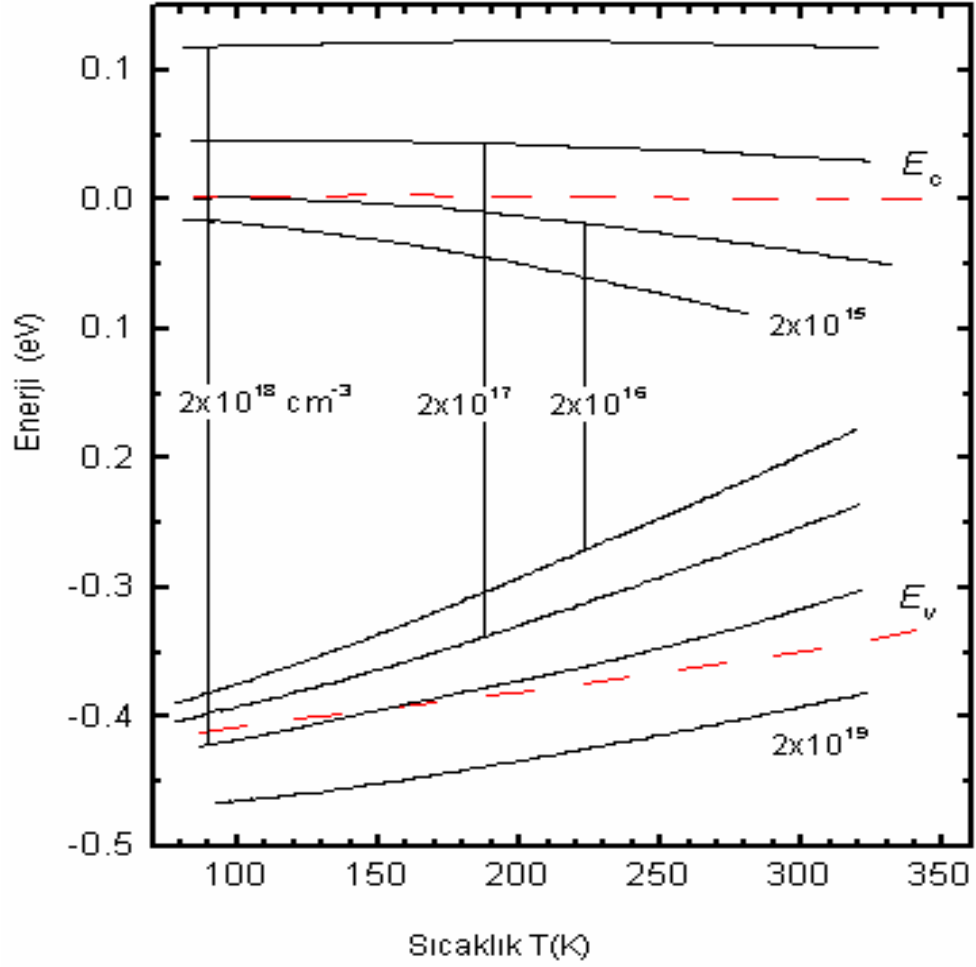
Sıg seviyelerin aksine derin safsızlık seviyelerinin enerjileri basit Bohr modelinden hesaplanamaz. Bu seviyelerin iyonlaşma enerjileri hesaplanırken s , p ve d bantlarından gelen katkılar dikkate alınmalıdır (19).

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

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

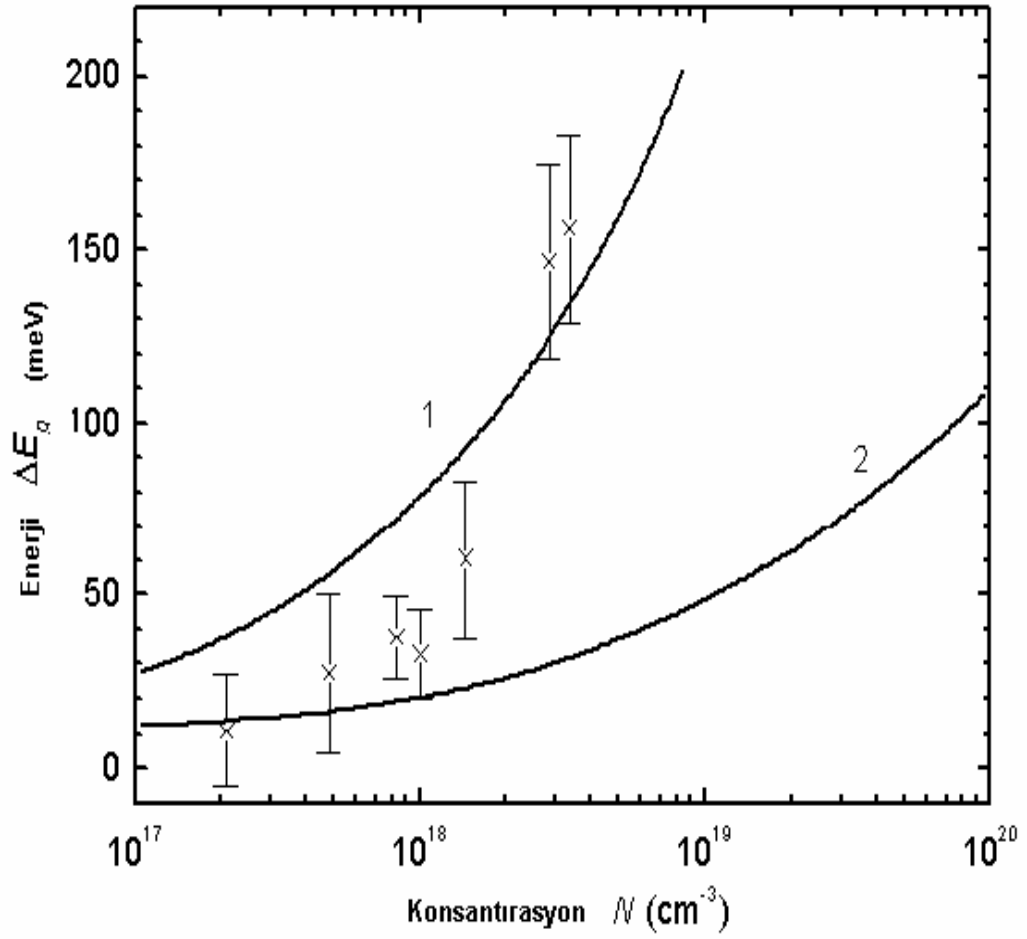
ile verilir (20). N_d verici safsızlık yoğunluğu, N_a alıcı safsızlık yoğunluğu, N_c iletim bandındaki etkin durum yoğunluğu ve g_d verici seviyesinin spin bozunmasıdır.

Katkısız (hakiki) yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi hemen hemen yasak enerji aralığının ortasında 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 enerji aralığının ortasına doğru yaklaşır. Farklı katkılı yoğunluklarına sahip alıcı ve vericiler için Fermi seviyesinin sıcaklıkla değişimi Şekil 2.3 'de verilmiştir.



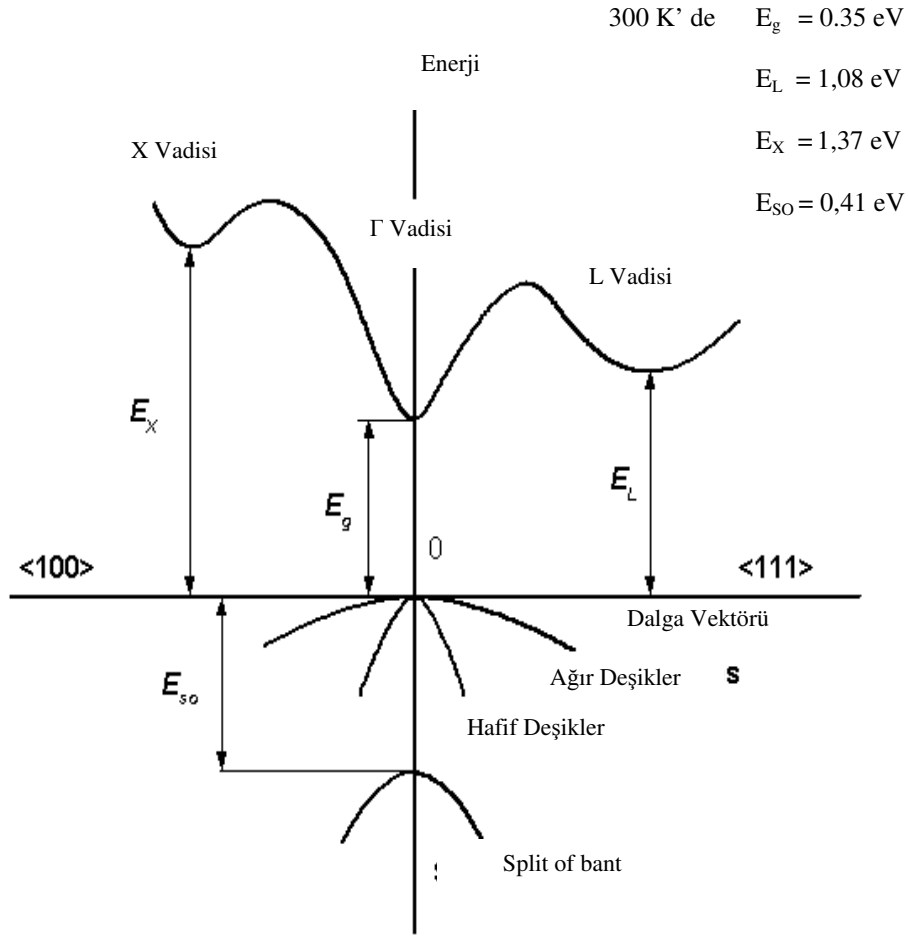
Şekil 2.3. InAs için sıg alıcı ve vericilerin farklı yoğunlukları için sıcaklığa karşı Fermi seviyesi

Yasak enerji aralığı yüksek katkılı durumlarda katkı yoğunluğuna bağlı olarak daralır ve yasak enerji aralığı daralması olarak (ΔE_g) adlandırılır (21). Bu durum incelenen InAs yarıiletken için yasak enerji aralığı daralması Şekil 2.4’de verilmiştir.



Şekil 2.4. InAs için yüksek katkılı seviyelerde yasak enerji aralığı daralması (X deneysel sonuçları, eğri-1 teorik hesaplamalarda alıcı safsızlık yoğunluğu, eğri-2 teorik hesaplamalarda verici safsızlık yoğunluğu temsil eder)

Direkt bant geçişli yarıiletkenlerde iletkenlik bandının en alt noktası ile değerlik bandının en yüksek noktası aynı doğrultudadır. InAs yarıiletkeni direkt bant geçişli yarıiletkenlerdendir. Şekil 2.5’de bant yapısı ve yasak enerji aralığı gösterilmiştir.



Şekil 2.5. InAs bant yapısı ve yasak enerji aralıkları

6. Materyal Parametreleri

InAs' a ait temel parametreler Çizelge 2.1' de verilmiştir.

Çizelge 2.1. InAs' e ait temel parametreler.

Kristal yapısı	Çinko sülfür
Örgü sabiti	6.0583 Å
1 cm ³ deki atom sayısı	3.59.10 ²²
Yoğunluk	5.68 g /cm ⁻³
Dielektrik sabitleri(düşük)	15.15
Dielektrik sabitleri(yüksek frekans)	12,3
Etkin elektron kütlesi m_e	0.023 m_0
Etkin (ağır) deşik kütlesi m_h	0.41 m_0
Etkin (hafif) deşik kütlesi m_h	0.026 m_0
Optik fonon enerjisi	0.030 eV
Yasak enerji aralığı	0.354 eV
Γ ve L çukurları arasındaki enerji farkı($E_{\Gamma L}$)	0.073 eV
Γ ve X çukurları arasındaki enerji farkı($E_{\Gamma X}$)	1,02 eV
İletim bant etkin durumlar yoğunluğu	8,7x10 ¹⁶ cm ⁻³
Valans bant etkin durumlar yoğunluğu	6,6x10 ¹⁸ cm ⁻³
E_0 (eV)(T=0K)	0.42 eV
α	2,76x10 ⁻⁴
β	83

3. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ VE İLETİM MEKANİZMALARI

3.1. Giriş

Elektron iletim teorisi düşük elektrik ve manyetik alan altında elektronların hareketlerinin tanımlanmasıyla ilgilidir. Bu bölümde düşük alan limitlerinde elektron saçılma teorisi ve yarıiletkenlerde iletim mekanizmaları özetle verilmiştir.

3.2. Elektron Saçılması, Sürüklenme Hızı ve Mobilitesi

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

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

Sonuç olarak yarıiletkendeki bir elektron durumunu değiştirmeksizin uzun mesafeli hareket edemez. Bir elektron safsızlık atomuna, kristal kusurlarına yaklaştığında veya ısısal uyarılmış kristal örgü ile etkileştiğinde durumunu değiştirir. Bu durum değişikliği saçılma mekanizması olarak ifade edilir.

Isısal dengede iletkenlik bandındaki bir elektronun enerjisi eş bölüşüm teoreminden elde edilir. Her bir elektron bir serbestlik derecesi başına $\frac{1}{2} kT$ 'lik bir enerjiye

sahiptir. Saçılmalar sonucunda elektron üç boyutlu hareket edeceğinden üç serbestlik derecesine sahip olacaktır. Elektronlar iletkenlik bandında ortalama bir ısısal enerji ile rasgele üç boyutta hareket ederler. Böylece elektronun kinetik enerjisi

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

ile verilir. Dışarıdan her hangi bir etki yokken elektron çarpışmalar sonucunda net bir mesafe kaydedemez. Yarıiletken bir elektrik alan ($E=E_xi$) 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 geçteğinde sürüklenme hızı (V_d)

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$r_H = \frac{\langle \tau_c^2 \rangle}{\langle \tau_c \rangle^2} \quad [3.9]$$

Hall faktörü (r_H) olarak adlandırılır ve deneysel verilerin analizinde genellikle 1 olarak kabul edilir (22).

3.4. Karma İletkenlik

Eş. 3.5'de verilen ($\sigma = en\mu$) iletkenlik ifadesi iletimin sadece elektronlar tarafından sağlandığı bir yarıiletken için geçerlidir. İletime hem elektronlar hem de deşiklerden katkı geldiğinde toplam iletkenlik ifadesi

$$\sigma = \sigma_p + \sigma_n \quad [3.10]$$

ile verilir. Burada σ_p ve σ_n ;

$$\sigma_p = e\mu_p p, \quad [3.11]$$

$$\sigma_n = e\mu_n n \quad [3.12]$$

deşikler ve elektronlar için bireysel bant (valans ve iletkenlik bandları) iletkenlikleridir. μ_p , μ_n , p ve n sırasıyla bireysel valans ve iletkenlik bandı deşik ve elektron mobiliteleri ve taşıyıcı yoğunluklarıdır. Karma iletkenlik durumunda ölçülen Hall sabiti hem elektronlardan gelen katkıyı hem de deşiklerden gelen katkıları içerir ve

$$R_H = \frac{R_{H,p}\sigma_p^2 + R_{H,n}\sigma_n^2}{\sigma^2} \quad [3.13]$$

ile tanımlıdır (23). Eş. 3.13'deki $R_{H,p}$ ve $R_{H,n}$ bireysel bant Hall katsayılarıdır. Deşik ve elektron yoğunlukları çok iyi bilinen,

$$pn = n_i^2 \quad [3.14]$$

kütle hareketi kanununa uyarlar. Burada n_i hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğudur ve

$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} \exp\left[\frac{-E_g}{2kT}\right] \quad [3.15]$$

ile verilir. Bu eşitlikte N_C ve N_V

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k_b T}{h} \right)^{3/2} \quad [3.16]$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_b T}{h} \right)^{3/2} \quad [3.17]$$

şeklinde iletkenlik ve valans (değerlik) bandında etkin durum yoğunluklarıdır (22).

3.5. Saçılma mekanizmaları

3.5.1. Bozulmuş potansiyel saçılması

Akustik fononlar iki yolla kristal potansiyelinin periyodikliğini etkiler. 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 nedeniyle taşıyıcıların saçılmasına deformasyon potansiyel saçılması denir. Bu saçılma mekanizması için mobilite;

$$\mu_{AC} = \frac{[2(2\pi)^{1/2} \hbar^4 \rho U_1 e]}{(3k_B^{3/2} E_{AC}^2)} T^{3/2} m^{*5/2} \quad [3.18]$$

ile verilir (11). Bu ifade ρ kütle yoğunlu, U_1 ortalama boyuna ses hızı ve E_{AC} akustik deformasyon potansiyeldir.

3.5.2. Polar optik fonon saçılma mekanizması

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

$$\mu_{PO} = \frac{16\hbar\epsilon_0(2\pi k_B)G(z)[\exp(z)-1]}{3e\omega_1(1/\epsilon_0 - 1/\epsilon_s)} T^{1/2} m^{*-3/2} \quad [3.19]$$

ile verilir (18).burada $z = (\hbar\omega)/k_B T$ dir, $G(z)$ elektron perdeleme etkilerini ihtiva eder, ω_1 boyunda optiksel frekans dielektriksel sabiti ve ϵ_s alçak frekans dielektrik sabiti ve ϵ_∞ yüksek frekans dielektrik sabitidir.Bu mekanizma yarıiletken materyallerde oda sıcaklığından sıvı azot sıcaklığına kadar sıcaklık artırıldığında en önemli saçılma mekanizmasıdır

3.5.3. 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 materyellerde 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 tanımlanması; safsızlık atomlarının potansiyelinin ana maddenin atomlarındakinden 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 (13) ile;

$$\mu_{BH} = \frac{128(2\pi)^{1/2} \epsilon_s k_B}{N_i Z^2 e^3} T^{3/2} m^{*3/2} [\ln(1+b) - \frac{b}{1+b} - 1]^{-1} \quad [3.20]$$

olarak verilir. Burada $b = \frac{4k_B}{\beta_s^2}$ ve

$$\beta_s = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_s k_B T} \left[\frac{n F_{-1/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} + \frac{(N_D - N_A - n)(N_A + n)}{N_D} \right] \quad [3.21]$$

$F_j(\eta)$, j durumunda Fermi integrali, buradan η indirgenmiş Fermi enerji. Dejenere olmayan materyaller için bu integraller Blalmore tarafından tablo haline getirilmiştir. N_i iyonize safsızlık yoğunluğu ve Z, toplam safsızlık yükü Brooks-Herring teorisi Born yaklaşımının geçerliliğine bağlıdır, bu genellikle $b \gg 1$ olarak verilir. Bu dejenere olmayan durumu ifade eder. Brooks – Herring teorisinin temel kabullerinden biri safsızlık atomları rasgele dağıtılmıştır ve aralarında herhangi bir korelasyon söz konusu değildir. Teorinin diğer önemli kabulü ise elektron ise elektron tek bir safsızlık atomunun potansiyeli ile saçılır.

3.5.4. Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması

Verici safsızlık atomları düşük sıcaklıklarda genellikle nötrdür. Yüksüz safsızlıklardan elektron saçılması düşük sıcaklıklarda (serbest taşıyıcıların sıcaklığın

düşmesiyle düştüğü bölgede) ve yüksek katkı yoğunluklu materyallerde etkin bir saçılma mekanizmasıdır. Bu saçılma mekanizmasından kaynaklanan mobilite Erginsoy Formalizmi ile verilir.

$$\mu_N = \frac{e^3 m^*}{80 N_N \pi \epsilon_0 \epsilon_s \hbar^3} \quad [3.22]$$

burada N_N nötr safsızlık yoğunluğudur (15).

3.5.5. Dislokasyon saçılması

Bütün yarıiletkenler atomları sıralanmasında bir safsızlık ihtiva ederler. Kristal yapıdaki atom boşlukları ve yapısal bozukluklar kristalde bir gerilme meydana getirirler. Bu gerilme potansiyelinin bozulmasına neden olur. Böyle tip potansiyellerden elektron saçılmaları dislokasyonlar saçılması veya defekt saçılması olarak adlandırılırlar. Bu saçılma mekanizması ile ilgili literatürde bir çok çalışma vardır ve bu çalışmalar genellikle $\mu \sim T^{3/2}$ ile verilir. Yarıiletkenlerin elektron iletim özellikleri açıklanırken genellikle bu saçılma mekanizması diğer saçılma mekanizmalarının yanında ihmal edilmiştir.

Dislokasyon saçılmalarından dolayı ortaya çıkan mobilite;

$$\mu_D = \frac{8\pi a^2 \epsilon_s^2 \epsilon_0^2 (kT)^2}{3\hbar N_D f^2 e^3} \frac{I_2}{I_1^2} \quad [3.23]$$

olarak verilir. Yaygın olarak mobilitenin sıcaklığa bağımlı $\mu \sim T^{3/2}$ ile verilir. Buna karşın

$$D_p = \frac{\mu_p kT}{q} \quad [3.24]$$

İle verilen dislokasyon mobilite ifadesinde mobilite sıcaklığa $\mu \sim T^2$ ile bağlıdır. Bu ifadenin kazandırdığı bir diğer avantaj ise etkin kütleyi doğrudan içermemektedir.

3.5.6. Polar olmayan optik fonon saçılması

Optik moda örgü titreşimleri akustik moda olduğu gibi yasak enerji aralığında yerel değişimleri sebebiyle yerel değişimleri sebebiyet veren pertürbe potansiyel üretebilir. Bu moddaki deforme potansiyel birim gerilme başına enerji olarak adlandırılır. Bu mekanizma için mobilite limit durum için

$$\mu_{NPO} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \rho \hbar^4 e \omega_0}{3D_0 m^{*5/2} (k_B T)^{3/2}} \quad k_B T \gg \hbar \omega_0 \quad \text{için} \quad [3.25]$$

$$\mu_{NPO} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \rho \hbar^4 e \omega_0 e}{3D_0 m^{*5/2} (k_B T)^{3/2} n_0} \quad k_B T \ll \hbar \omega_0 \quad \text{için} \quad [3.26]$$

3. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ VE İLETİM MEKANİZMALARI

3.1. Giriş

Elektron iletim teorisi düşük elektrik ve manyetik alan altında elektronların hareketlerinin tanımlanmasıyla ilgilidir. Bu bölümde düşük alan limitlerinde elektron saçılma teorisi ve yarıiletkenlerde iletim mekanizmaları özetle verilmiştir.

3.2. Elektron Saçılması, Sürüklenme Hızı ve Mobilitesi

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

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

Sonuç olarak yarıiletkendeki bir elektron durumunu değiştirmeksizin uzun mesafeli hareket edemez. Bir elektron safsızlık atomuna, kristal kusurlarına yaklaştığında veya ısısal uyarılmış kristal örgü ile etkileştiğinde durumunu değiştirir. Bu durum değişikliği saçılma mekanizması olarak ifade edilir.

Isısal dengede iletkenlik bandındaki bir elektronun enerjisi eş bölüşüm teoreminden elde edilir. Her bir elektron bir serbestlik derecesi başına $\frac{1}{2} kT$ 'lik bir enerjiye

sahiptir. Saçılmalar sonucunda elektron üç boyutlu hareket edeceğinden üç serbestlik derecesine sahip olacaktır. Elektronlar iletkenlik bandında ortalama bir ısısal enerji ile rasgele üç boyutta hareket ederler. Böylece elektronun kinetik enerjisi

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

ile verilir. Dışarıdan her hangi bir etki yokken elektron çarpışmalar sonucunda net bir mesafe kaydedemez. Yarıiletken bir elektrik alan ($E=E_xi$) 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 geçteğinde sürüklenme hızı (V_d)

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$r_H = \frac{\langle \tau_c^2 \rangle}{\langle \tau_c \rangle^2} \quad [3.9]$$

Hall faktörü (r_H) olarak adlandırılır ve deneysel verilerin analizinde genellikle 1 olarak kabul edilir (22).

3.4. Karma İletkenlik

Eş. 3.5'de verilen ($\sigma = en\mu$) iletkenlik ifadesi iletimin sadece elektronlar tarafından sağlandığı bir yarıiletken için geçerlidir. İletime hem elektronlar hem de deşiklerden katkı geldiğinde toplam iletkenlik ifadesi

$$\sigma = \sigma_p + \sigma_n \quad [3.10]$$

ile verilir. Burada σ_p ve σ_n ;

$$\sigma_p = e\mu_p p, \quad [3.11]$$

$$\sigma_n = e\mu_n n \quad [3.12]$$

deşikler ve elektronlar için bireysel bant (valans ve iletkenlik bandları) iletkenlikleridir. μ_p , μ_n , p ve n sırasıyla bireysel valans ve iletkenlik bandı deşik ve elektron mobiliteleri ve taşıyıcı yoğunluklarıdır. Karma iletkenlik durumunda ölçülen Hall sabiti hem elektronlardan gelen katkıyı hem de deşiklerden gelen katkıları içerir ve

$$R_H = \frac{R_{H,p}\sigma_p^2 + R_{H,n}\sigma_n^2}{\sigma^2} \quad [3.13]$$

ile tanımlıdır (23). Eş. 3.13'deki $R_{H,p}$ ve $R_{H,n}$ bireysel bant Hall katsayılarıdır. Deşik ve elektron yoğunlukları çok iyi bilinen,

$$pn = n_i^2 \quad [3.14]$$

kütle hareketi kanununa uyarlar. Burada n_i hakiki yarıiletken taşıyıcı yoğunluğudur ve

$$n_i = (N_C N_V)^{1/2} \exp\left[\frac{-E_g}{2kT}\right] \quad [3.15]$$

ile verilir. Bu eşitlikte N_C ve N_V

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* k_b T}{h} \right)^{3/2} \quad [3.16]$$

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_b T}{h} \right)^{3/2} \quad [3.17]$$

şeklinde iletkenlik ve valans (değerlik) bandında etkin durum yoğunluklarıdır (22).

3.5. Saçılma mekanizmaları

3.5.1. Bozulmuş potansiyel saçılması

Akustik fononlar iki yolla kristal potansiyelinin periyodikliğini etkiler. 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 nedeniyle taşıyıcıların saçılmasına deformasyon potansiyel saçılması denir. Bu saçılma mekanizması için mobilite;

$$\mu_{AC} = \frac{[2(2\pi)^{1/2} \hbar^4 \rho U_1 e]}{(3k_B^{3/2} E_{AC}^2)} T^{3/2} m^{*5/2} \quad [3.18]$$

ile verilir (11). Bu ifade ρ kütle yoğunlu, U_1 ortalama boyuna ses hızı ve E_{AC} akustik deformasyon potansiyeldir.

3.5.2. Polar optik fonon saçılma mekanizması

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

$$\mu_{PO} = \frac{16\hbar\epsilon_0(2\pi k_B)G(z)[\exp(z)-1]}{3e\omega_1(1/\epsilon_0 - 1/\epsilon_s)} T^{1/2} m^{*-3/2} \quad [3.19]$$

ile verilir (18).burada $z = (\hbar\omega)/k_B T$ dir, $G(z)$ elektron perdeleme etkilerini ihtiva eder, ω_1 boyunda optiksel frekans dielektriksel sabiti ve ϵ_s alçak frekans dielektrik sabiti ve ϵ_∞ yüksek frekans dielektrik sabitidir.Bu mekanizma yarıiletken materyallerde oda sıcaklığından sıvı azot sıcaklığına kadar sıcaklık artırıldığında en önemli saçılma mekanizmasıdır

3.5.3. 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 materyellerde 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 tanımlanması; safsızlık atomlarının potansiyelinin ana maddenin atomlarındakinden 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 (13) ile;

$$\mu_{BH} = \frac{128(2\pi)^{1/2} \epsilon_s k_B}{N_I Z^2 e^3} T^{3/2} m^{*3/2} [\ln(1+b) - \frac{b}{1+b} - 1]^{-1} \quad [3.20]$$

olarak verilir. Burada $b = \frac{4k_B}{\beta_{s^2}}$ ve

$$\beta_s = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_s k_B T} \left[\frac{n F_{-1/2}(\eta)}{F_{1/2}(\eta)} + \frac{(N_D - N_A - n)(N_A + n)}{N_D} \right] \quad [3.21]$$

$F_j(\eta)$, j durumunda Fermi integrali, buradan η indirgenmiş Fermi enerji. Dejenere olmayan materyaller için bu integraller Blalmore tarafından tablo haline getirilmiştir. N_I iyonize safsızlık yoğunluğu ve Z, toplam safsızlık yükü Brooks-Herring teorisi Born yaklaşımının geçerliliğine bağlıdır, bu genellikle $b \gg 1$ olarak verilir. Bu dejenere olmayan durumu ifade eder. Brooks – Herring teorisinin temel kabullerinden biri safsızlık atomları rasgele dağıtılmıştır ve aralarında herhangi bir korelasyon söz konusu değildir. Teorinin diğer önemli kabulü ise elektron ise elektron tek bir safsızlık atomunun potansiyeli ile saçılır.

3.5.4. Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması

Verici safsızlık atomları düşük sıcaklıklarda genellikle nötrdür. Yüksüz safsızlıklardan elektron saçılması düşük sıcaklıklarda (serbest taşıyıcıların sıcaklığın

düşmesiyle düştüğü bölgede) ve yüksek katkı yoğunluklu materyallerde etkin bir saçılma mekanizmasıdır. Bu saçılma mekanizmasından kaynaklanan mobilite Erginsoy Formalizmi ile verilir.

$$\mu_N = \frac{e^3 m^*}{80 N_N \pi \epsilon_0 \epsilon_s \hbar^3} \quad [3.22]$$

burada N_N nötr safsızlık yoğunluğudur (15).

3.5.5. Dislokasyon saçılması

Bütün yarıiletkenler atomları sıralanmasında bir safsızlık ihtiva ederler. Kristal yapıdaki atom boşlukları ve yapısal bozukluklar kristalde bir gerilme meydana getirirler. Bu gerilme potansiyelinin bozulmasına neden olur. Böyle tip potansiyellerden elektron saçılmaları dislokasyonlar saçılması veya defekt saçılması olarak adlandırılırlar. Bu saçılma mekanizması ile ilgili literatürde bir çok çalışma vardır ve bu çalışmalar genellikle $\mu \sim T^{3/2}$ ile verilir. Yarıiletkenlerin elektron iletim özellikleri açıklanırken genellikle bu saçılma mekanizması diğer saçılma mekanizmalarının yanında ihmal edilmiştir.

Dislokasyon saçılmalarından dolayı ortaya çıkan mobilite;

$$\mu_D = \frac{8\pi a^2 \epsilon_s^2 \epsilon_0^2 (kT)^2}{3\hbar N_D f^2 e^3} \frac{I_2}{I_1^2} \quad [3.23]$$

olarak verilir. Yaygın olarak mobilitenin sıcaklığa bağımlı $\mu \sim T^{3/2}$ ile verilir. Buna karşın

$$D_p = \frac{\mu_p kT}{q} \quad [3.24]$$

İle verilen dislokasyon mobilite ifadesinde mobilite sıcaklığa $\mu \sim T^2$ ile bağlıdır. Bu ifadenin kazandırdığı bir diğer avantaj ise etkin kütleyi doğrudan içermemektedir.

3.5.6. Polar olmayan optik fonon saçılması

Optik moda örgü titreşimleri akustik moda olduğu gibi yasak enerji aralığında yerel değişimleri sebebiyle yerel değişimleri sebebiyet veren pertürbe potansiyel üretebilir. Bu moddaki deforme potansiyel birim gerilme başına enerji olarak adlandırılır. Bu mekanizma için mobilite limit durum için

$$\mu_{NPO} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \rho \hbar^4 e \omega_0}{3D_0 m^{*5/2} (k_B T)^{3/2}} \quad k_B T \gg \hbar \omega_0 \quad \text{için} \quad [3.25]$$

$$\mu_{NPO} = \frac{2(2\pi)^{1/2} \rho \hbar^4 e \omega_0 e}{3D_0 m^{*5/2} (k_B T)^{3/2} n_0} \quad k_B T \ll \hbar \omega_0 \quad \text{için} \quad [3.26]$$

4. DENEY SETİ , ÖLÇÜM VE ANALİZ TEKNİKLERİ

4.1. Giriş

Bu tezde InAs yarıiletken numunesinin sıcaklığa bağlı olarak taşıyıcı iletim özellikleri incelendi. Bu amaçla van der Pauw tekniği kullanarak, Hall etkisi ve öz direnç sıcaklığın ve manyetik alanın fonksiyonu olarak yapıldı. Numune üzerindeki dört köşede kontaklar, azot ortamında indiyum eritilerek 4 dakikada 400 °C’de yapıldı. Sıcaklık bağımlı ölçümler bilgisayar kontrollü Lake Shore yüksek empedans sistemde yapıldı. Kryostat’ın sıcaklığı kapalı devre helyum kullanılarak sağlandı. Sistemin çalışabileceği sıcaklık aralığı 20-345 K arasındadır. Manyetik alan aralığı 0-1,5 Tesladır.

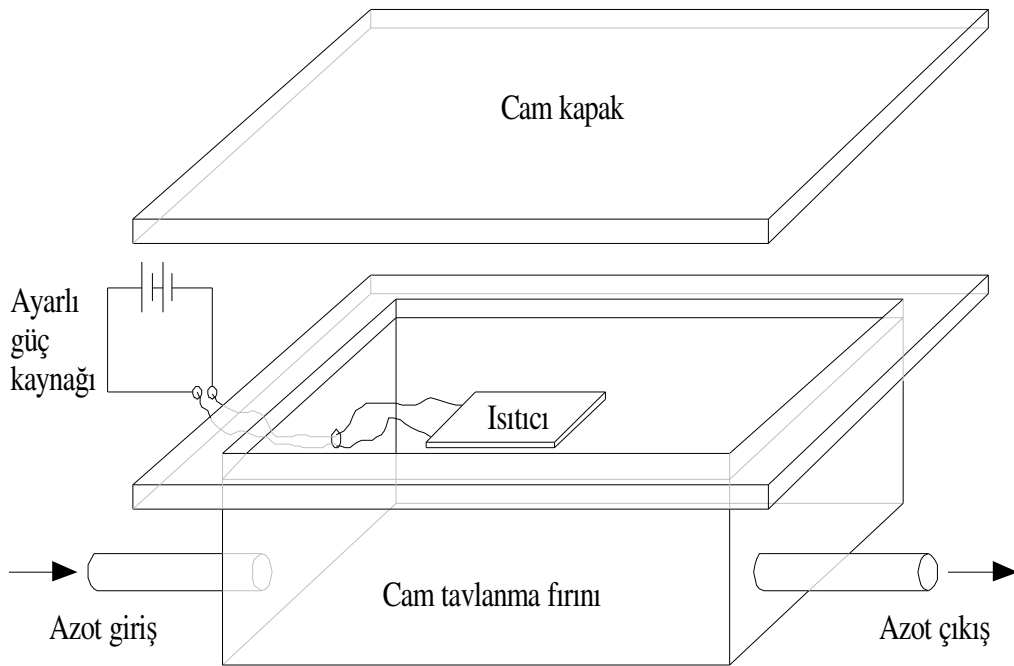
4.2. Numune Hazırlama ve Kontak Üretimi

Yarıiletken numunelerin parametrelerinin ölçümü için omik kontakın yapılması gereklidir. Numune yüzeyinden ölçü sistemine bağlantılar bu kontaklardan yapılır. Devre ya da numune üzerindeki potansiyel düşmesi ile, kontaklar üzerinde oluşacak potansiyel farkı karşılaştırıldığında, omik kontaklar üzerinde potansiyel düşmesi ihmal edilecek kadar küçük olmalıdır. Bu halde devrenin I/V karakteristiği değişmez. Prensipte 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 (24).

Metal yarıiletken kontakların özellikleri yarıiletkenin yüzey durumuna sıkıca bağlıdır. Yüzeydeki kir, oksit tabakası ve benzeri yüzey etkileri omik kontakların özelliklerini değiştirmede etkindir. Daha sonra yaklaşık 4 mm² yüzeye sahip olan kare formdaki numuneye gümüş pasta ile kontaklar alındı.

Omik kontaklar numune yüzeyine indiyum eritilerek (alloying) 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

gümüş teller kullanıldı. Numunenin dört köşesine bu teller yerleştirilerek üzerlerine mümkün olabilecek küçüklükte indiyumlar konuldu. Bu işlemler mikroskop veya mercek altında ve laboratuvar şartları dahilinde temizlik kurallarına uyularak yapıldı. Numune kontak fırınına konuldu ve kapak kapatıldı. Kontak fırını 20 dakika azot verildikten sonra ısıtıcı yavaş yavaş 400 °C ısıtılarak indiyumların yaklaşık 4 dakikada erimesi sağlandı (25).



Şekil 4.1. Cam kontak fırını

Mikroskop altında, numunelerin üzerindeki kontakların simetrisi ve fiziksel durumları gözlendi. Ayrıca tüm kontakların numuneye simetrik olarak yerleştirilmiş olması van der Pauw tekniğinde iyi sonuç elde edilmesi bakımından gereklidir. Bu şekilde sağlam kontak oluşmadığı takdirde deney esnasında özellikle yüksek sıcaklıklarda kontak zarar görebilir. Deneyin tekrarlanması gerekir. Kontakların sağlamlığından emin olunduktan sonra kontaklara zarar vermeden çok dikkatli bir şekilde numune tutucuya yerleştirildi. Daha sonra bu aparat kryostat içindeki numune tutucuya yerleştirildi ve ısı iletimini daha iyi sağlamak için numune, numune tutucuya teflon bant ile sıkıca sarıldı.

4.3. Özdirenç Ölçümleri

InAs numunesinde özdirenç 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 özdirenç ve iki Hall voltajı ölçümü yeterlidir. Bununla birlikte ölçülen Hall voltajı üzerindeki diğer etkiler Look tarafından

$$V_{H\ddot{o}} = V_H + V_N + V_R + V_E \quad [4.1]$$

verilmiştir (23). Manyetik alanı varken, harici akıma maruz kalmaksızın numunenin uçları arasında sıcaklık farkı oluştursa elektronlar sıcak bölgelerden numunenin sonlarındaki soğuk bölgelere hareket etme eğilimi gösterirler ve bu yolla bir akım oluştururlar. Oluşan bu akıma manyetik alanla doğru orantılıdır. Bu olay (V_N) Nernst veya Nernst-Ettingshausen etkisi olarak bilinir. Bu elektronların yayılmaları sıcak ve soğuk bölgeler oluşturur ve böylece tekrar bir Seebeck potansiyeli oluşur. Bu potansiyel Righi-Leduc potansiyeli (V_R) olarak bilinir. Harici bir sıcaklık değişimi olmasa bile numune kendisi bu değişimi oluşturabilir. Çünkü yavaş (soğuk) ve hızlı (sıcak) elektronlar böylece dahili olarak üretilen Seebeck etkisi oluşturur. Bunun aksine harici olarak Seebeck etkisi bir potansiyel üretir. Bu potansiyel (V_E) Ettingshausen etkisi olarak bilinir ve hem manyetik alanla hem de akımla orantılıdır.

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

Son zamanlarda van der Pauw tekniğinin geçerliliği ve termal yolla üretilen potansiyel hataları ve manyetik direnç etkileri Look tarafından tartışıldı (23). 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 (26). Kontak bölgelerindeki homojensizlikler hem direnç hem de mobilite sonuçlarının tutarsız olmasına sebep olur (24).

Özdirenç (ρ), van der Pauw tarafından aşağıdaki şekliyle verilmiştir (25).

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

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 4.2 {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 4.2 (c ve d)'de verilen düzenek kullanılır. Manyetik alan numune yüzeyine dik olarak uygulanır. Bir çapraz kontak çiftinden akım uygulanır ve diğer çapraz voltaj çiftinde voltaj okunur. Uygulanan akım Amper,

manyetik alan Gauss, numune kalınlığı cm ve okunan voltaj Volt birimlerinde alındığında Hall katsayısı aşağıdaki gibi verilir.

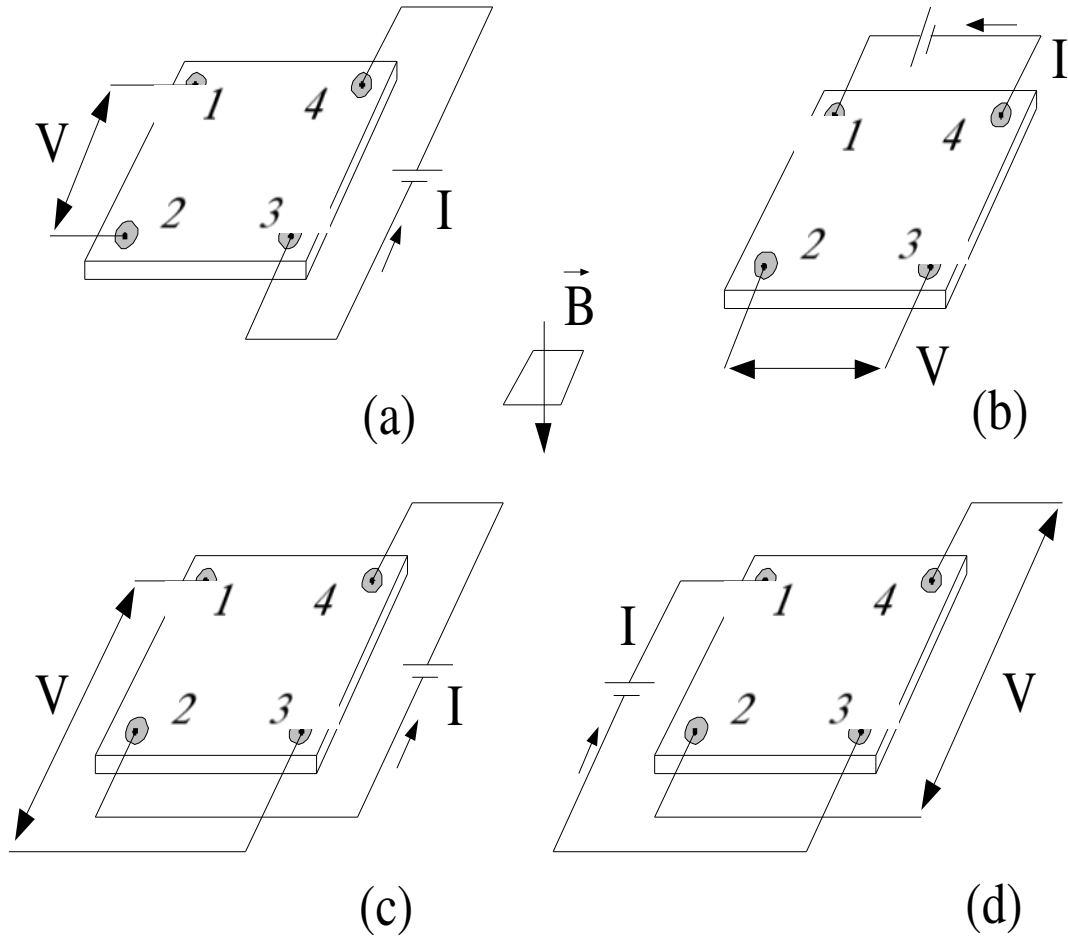
$$R_H = 10^8 \left[\frac{d\Delta R_{13,24}}{B} \right] cm^3 C^{-1} \quad [4.4]$$

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 20-345 K aralığında 15 K adımlarla yapıldı. Hall mobilitesi μ_H ve Hall taşıyıcı yoğunluğu n_H aşağıdaki gibi verilir;

$$\mu_H = \frac{R_H}{\rho} cm^2 V^{-1} s^{-1} \quad [4.5]$$

$$n_H = \frac{1}{eR_H} cm^{-3} \quad [4.6]$$

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 (27).



Şekil 4.2. Direnç (a ve b) ve Hall mobilitesi (c ve d) ölçümleri için şematik gösterim. Özdirenç ölçümlerinde yan yana kontak çiftine akım uygulanır ve karşı kontak çiftinden voltaj okunur. Hall ölçümlerinde ise manyetik alan numuneye dik uygulanır, çapraz kontak çiftine akım uygulanıp diğer çapraz kontak çiftinden voltaj okunur

4.5. Manyetik Özdirenç Ölçümleri

4.3.1 ve 4.3.2 bölümlerinde verilen özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri 0–1,35 T manyetik alan aralığında 28 farklı manyetik alan noktasında, 20-345 K aralığında 25 K aralıklarla tüm sıcaklıklar için yapıldı.

Özdirenç, metalin kendi özelliği olmayıp, katkı maddelerinden ve iletim bandındaki elektronların saçılmasına sebep olan yapısal kusurlardan kaynaklanır. Manyetik özdirenç, dış bir manyetik alan uygulandığında materyalin elektrik direncinde

meydana gelen değişimdir. B manyetik alanı altında bir materyalin direncindeki değişim manyetik direnç olarak adlandırılır. Manyetik özdirenç genellikle;

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_{xx} - \rho_0}{\rho_0} \quad [4.7]$$

ile ifade edilir.

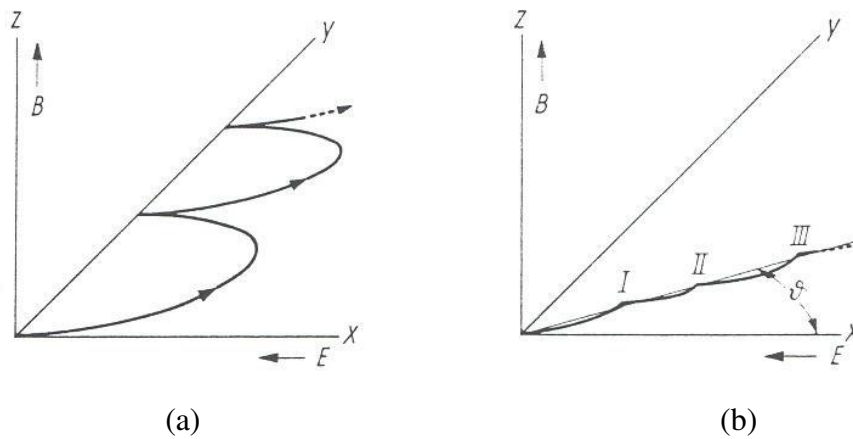
Bu etki ilk olarak 1856 yılında bir demir örneğinin direnci üzerinde çalışan Lord Kelvin (sonradan William Thomson) tarafından keşfedilmiştir. Demirin direncinin boyuna bir manyetik alan uygulandığında % 0,2 arttığını, enine manyetik alan uygulandığında ise % 0,4 azaldığını buldu. Teknolojik olarak kullanışlı bir niceliktir. Çünkü manyetik direnç sensörlerin oldukça geniş uygulama alanları vardır (kredi kartı üzerindeki manyetik bant üzerinden manyetik alanın ölçülmesi gibi) (28).

Elektron Hall mobilitesinin belirlenmesinde manyetik özdirenç ölçümleri 1980’li yıllarda etkin bir şekilde kullanılmaya başlanan bir metottur. Hall etkisi ölçümlerinin yanı sıra bu metodun yararları vardır. Bu metodun önemli bir faydası elektron ve deşikler için Hall mobiliteleri ($\mu_{H,n}$ $\mu_{H,p}$) arasında ilişki hakkında bilgi vermesidir.

Manyetik özdirencin (MR) en yaygın bilinen orijini elektronların yörüngeleri üzerindeki manyetik alan etkisidir (Lorentz kuvveti). Katı bir cisim içerisinde elektronların hareket yörüngeleri, manyetik alandan kaynaklanan Lorentz Kuvveti etkisiyle saptırılır. Yük taşıyıcıları manyetik alan etrafında dönmeye başlar ve saçılana kadar akım yoğunluğuna katkıda bulunmaz (Hall etkisi). Dolayısıyla, akım çizgileri ve elektrik alanının yönü, izotropik bir materyalde bile, aynı yönlü olmaz. Aralarında sıfırdan farklı bir açı olur. Eğer manyetik alan elektrik akımının yönüne dikse bu açı Hall açısına (θ) eşittir. Genellikle, bir yarıiletkenin manyetik alandaki direnci manyetik alan yokken ki direncinden farklıdır.

Bu davranışın nedeni Şekil 4.3 {a ve b}'de gösterilmiştir. Şekil 4.3 {a}'da, hem negatif x-yönünde doğru akım (DC) elektrik alanının hem de z-yönünde B manyetik indüksiyonu ile dik bir manyetik alanın etkisi altında bulunan bir elektronun izlediği yol gösterilmiştir. Koordinat sisteminin orijininde parçacık sıfır hıza sahiptir. Parçacık, x-y düzleminde bir sikloid boyunca y-yönünde E/B ortalama hızı ile hareket eder. Vakumdaki bu harekete karşın, elektron bir yarıiletkende Şekil 4.3.a' daki gibi sikloid boyunca belirtilen ok hızının bir kısmını kaybeder (Şekil 4.3.b'de nokta I).

Sonuç olarak da, Şekil 4.3.a'da gösterilen eğriye benzer bir yörüngede yönünde hareket etmez, çünkü örgü atomları ile çarpışma geçirir ve bu çarpışmada harekete başlar. Elektron, x-yönünde hızlandırılır ve nokta II' deki örgü ile çarpışması sırasında hızını tekrar kaybedinceye kadar manyetik alan etkisi altında y-yönünde artan bir hızla daha fazla saptırılır. Bu, nokta III' teki takip eden çarpışma boyunca tekrar edilir. Ortalamada elektron, manyetik alan yokluğundaki hareket yönünden Hall açısı (θ) kadar sapma ile hareket eder. Hall açısı (θ) ile Hall mobilitesi μ_B arasındaki bağıntı Eş. 4.8'de şöyle verilir:



Şekil 4.3. Bir elektronun çapraz elektrik ve manyetik alanlardaki hareketi (a) vakumda (b) yarıiletken içinde

$$\tan \theta = \mu_B B \quad [4.8]$$

ki burada μ_B , Hall katsayısının B manyetik indüksiyonlu bir alandaki belirli öz dirence (ρ_B) oranı olarak tanımlanan Hall mobilitesidir:

$$\mu_B = R_H / \rho_B \quad [4.9]$$

Ölçümü alınan numunenin şekli ve homojen olmaması gibi sebepler manyetik alan etkisindeki öz dirençte değişime sebep olabilir. Yüksek elektron mobilitesine sahip malzemeler için, bu etkiler çok büyüktür ve sadece Hall açısına bağlı olup yarıiletkenin diğer parametrelerinden bağımsızdır (9).

Hall etkisinin gözlemlendiği materyalin manyetik olması gerekmemektedir. Manyetik alanın elektriksel öz iletkenlik üzerinde etkisi aşağıda analiz edilmiştir.

$$\frac{dv}{dt} + \frac{1}{r} v = \frac{e_c}{m^*} \mathcal{E} + \frac{e_c}{m^*} (v \times B) \quad [4.10]$$

Eş. 4.10, taşıyıcının küresel devrim hareketini tanımlar. Söz konusu eşitlikte $\mathcal{E}$, B elektrik ve manyetik alanı, e_c , m^* ve τ taşıyıcı elektronu, etkin kütle ve durulma zamanını tanımlar. B manyetik alanı z doğrultusunda alırsak bileşen formdaki hareket eşitliği aşağıdaki gibi olur.

$$\frac{dv_x}{dt} + \frac{1}{r} v_x - \frac{e_c B}{m^*} v_y = \frac{e_c}{m^*} \mathcal{E}_x \quad [4.11]$$

$$\frac{dv_y}{dt} + \frac{1}{r} v_y - \frac{e_c B}{m^*} v_x = \frac{e_c}{m^*} \mathcal{E}_y \quad [4.12]$$

$$\frac{dv_z}{dt} + \frac{1}{r} v_y \frac{e_c}{m^*} \mathcal{E}_z \quad [4.13]$$

Eş. 4.13' de görüldüğü gibi taşıyıcı ve manyetik alan paralelliği alandan etkilenmez. Zamana bağlı eşitlik aşağıdaki gibi ifade edilmektedir.

$$v_x = \frac{e_c \tau}{m^*} \left(\frac{\mathcal{E}_x \pm \omega_c \tau \mathcal{E}_y}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right) \quad [4.14]$$

$$v_y = \frac{e_c \tau}{m^*} \left(\frac{\pm \omega_c \tau \mathcal{E}_x + \mathcal{E}_y}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right) \quad [4.15]$$

$$v_z = \frac{e_c \tau}{m^*} \mathcal{E}_z \quad [4.16]$$

Eşitliklerde yer alan alt ve üst indisler boşlukları ve elektronları temsil eder, ω_c sklotron frekansı olarak tanımlanır ve değeri $\omega_c = \frac{e B}{m^*}$ dır. Akım yoğunluğunun bileşenleri hız bileşenlerinin $n_c e_c$ ile çarpımıyla elde edilir.

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{n_c e^2 \tau}{m^*} \cdot \frac{1}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \quad [4.17]$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \pm \frac{n_c e^2 \tau}{m^*} \cdot \frac{\omega_c \tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \quad [4.18]$$

$$\sigma_{zz} = \frac{n_c e^2 \tau}{m^*} = \sigma_0 \quad [4.19]$$

n_c taşıyıcı yoğunluğudur. Deneysel verilerden genellikle manyetik iletkenlikten çok manyetik direnç cinsinden verilir. Özdirenç öz iletkenliğin tersidir.

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad [4.20]$$

$$\rho_{xy} = -\rho_{yx} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad [4.21]$$

$$\rho_{zz} = -1/\sigma_{yy} = -1/\sigma_0 \quad [4.22]$$

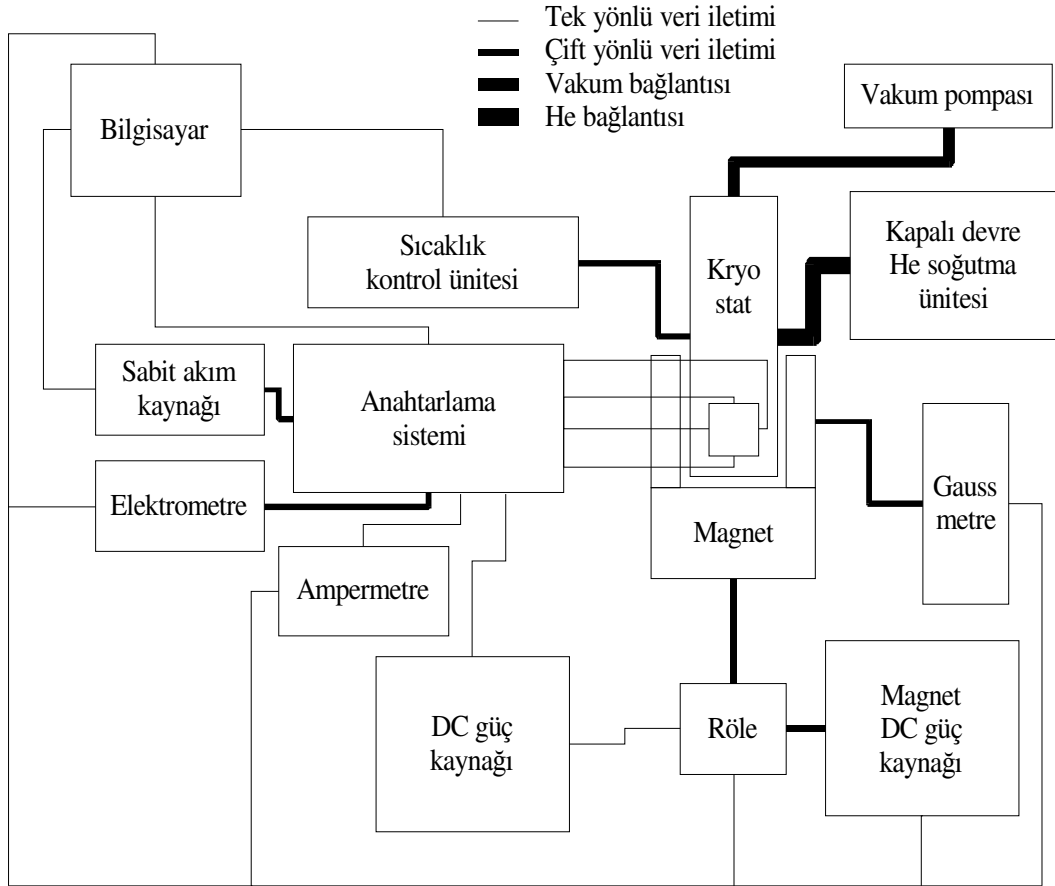
Manyetik öz direnç $\Delta\rho/\rho(0)$ şeklinde belirtilir ki $\Delta\rho$ manyetik alandaki direnç değişikliğidir (29).

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_{xx} - \rho_0}{\rho_0} \quad [4.7]$$

4.6. Hall Ölçüm Sistemi

Bu çalışmada bilgisayar kontrollü yüksek empedans sistem kullanıldı. Deney sisteminin blok diyagramı Şekil 4.4’de verildi. Şekilde görülebileceği gibi sabit akım kaynağı, elektrometre, anahtarlama sistemi, sıcaklık kontrol ünitesi ve magnet güç kaynağı Lake Shore programı ile kontrol edilmektedir.

Ayrıca bu program sabit akım kaynağı ve elektrometredeki verileri data kablosuyla bilgisayar ortamına aktarır ve bölüm 4.3.1 – 4.3.2 bölümlerde van der Pauw ve Hall etkisi ölçüm teknikleri için geçerli olan bağıntıları kullanarak gerekli hesaplamaları yapar ve sonuçta öz direnç (ρ), Hall taşıyıcı yoğunluğu (n_H), mobilitesi (μ_H), katsayısı (R_H) değerlerini verir.



Şekil 4.4. Hall etkisi ölçüm sistemi blok diyagramı

4.7. Nicel Mobilite Spektrum Analiz (QMSA)

4.7.1. Giriş

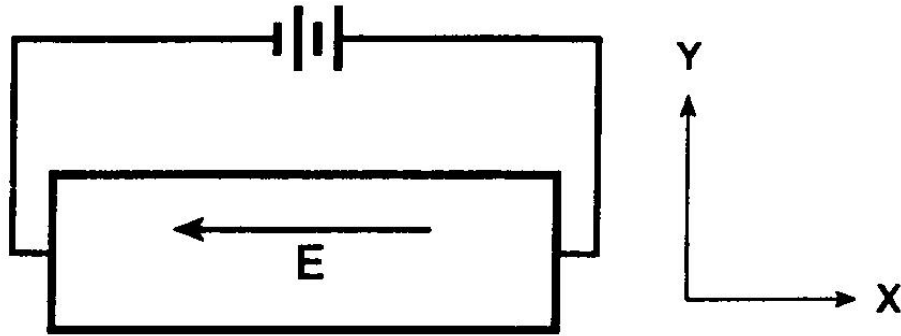
QMSA, çoklu taşıyıcılı yarıiletkenlerin alan-bağımlı Hall ölçümleri için kullanılan bir analiz metodudur. Hall ölçümlerinden elde edilen mobilite ve yoğunluk parametreleri tüm taşıyıcılardan gelen katkıları içerdiği için sadece ölçülen numunenin ortalama taşıyıcı yoğunluğunu ve mobilitesini verir. Bu nedenle alan bağımlı Hall ölçüm verilerinden çoklu taşıyıcılar için ayrı ayrı mobilite ve taşıyıcı yoğunluklarını çözmek için QMSA analiz tekniği kullanılmaktadır. Bu metot ile iletme katkıda bulunan elektron ve deşiklerin ayrı ayrı mobilite ve taşıyıcı yoğunlukları belirlenebilir.

4.7.2. Teori

Şekil 4.5’ de gösterildiği gibi bir güç kaynağına bağlanmış öz direnci ρ olan uzun ince bir materyaldeki q yüklü taşıyıcılar $V = \mu E$ hızıyla hareket ederler. Burada μ mobilite ve E de numunedeki elektrik alanıdır. Akım yoğunluğu J , alan ve saniye başına toplam yüküdür ve $J = nqV$ ile tanımlanır. Burada n ; maddedeki tüm taşıyıcıların birim hacimdeki yoğunluğudur. V ; materyaldeki tüm taşıyıcılar için aynı olarak alınır. Eğer z -yönünde bir elektrik alan varsa (sayfa düzleminden dışa doğru) bu durumda taşıyıcılar üzerindeki kuvvet $qV \times B$ ’ dir. Eğer $B = (0, 0, B_z)$ ise bu durumda kuvvetin y bileşeni $-qV \times B_z$ ’ dir. ($J_y = 0$) durumu için, bu kuvvet qE_y veya $E_y = V_x B_z = J_x B_z / (nq)$ elektriksel kuvveti ile dengelenir. Hall Katsayısı;

$$R_H \equiv E_y / J_x B_z = 1 / nq \quad [4.23]$$

şeklinde tanımlanır.



Şekil 4.5. Güç kaynağına bağlanmış öz direnci ρ olan uzun ince bir materyal

Özdirenç tensörü iletkenlik tensörünün tersidir. $J = \sigma E$ veya $E = \rho J$. Bu tensör şu şekilde açıkça ifade edilebilir:

$$\begin{aligned}
E_x &= \rho_{xx} J_x + \rho_{xy} J_y \\
E_y &= \rho_{yx} J_x + \rho_{yy} J_y
\end{aligned} \tag{4.24}$$

$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \rho$ (materyalin öz direnci) olduğu düşünülerek ve $\rho_{xy} = -\rho_{yx}$ direnci için Eş. 4.23 ve $J_y = 0$ şartı kullanılarak Eş. 4.24' de $\rho_{xy} = B_z R_H$ yazılır.

Bu durumda öz direnç tensörü:

$$\begin{pmatrix} \rho & -B_z R_H \\ B_z R_H & \rho \end{pmatrix} \tag{4.25}$$

İletkenlik tensöründe bunun tersi,

$$\begin{pmatrix} \frac{\rho}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} & \frac{B_z R_H}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} \\ -\frac{B_z R_H}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} & \frac{\rho}{\rho^2 + B_z^2 R_H^2} \end{pmatrix} \tag{4.26}$$

$\mu = R_H / \rho$ ve $\rho = 1/(nq\mu)$ olduğu için iletkenlik tensörünün elamanları şu şekilde yazılabilir.

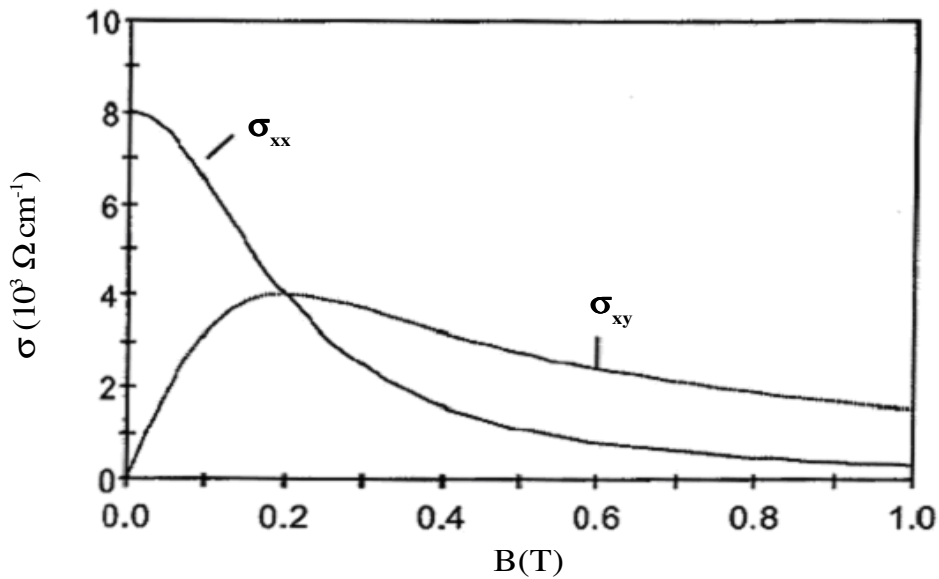
$$\begin{aligned}
\sigma_{xx} &= \frac{nq\mu}{1 + \mu^2 B_z^2} \\
\sigma_{xy} &= \frac{nq\mu^2 B_z}{1 + \mu^2 B_z^2} = \sigma_{xx} \mu B_z
\end{aligned} \tag{4.27}$$

(q) yükü ve (μ) mobilitesi işaretli niceliklerdir ve her birinin işareti aynı tanımlanmıştır. Bundan dolayı σ_{xx} daima pozitif bir niceliktir ve σ_{xy} (pozitif B_z için) taşıyıcı yükleriyle aynı işaretlidir.

Tek bir taşıyıcı için Eş. 4.27 q ve R_H 'ın alandan bağımsız olduğunu gösterir. İletkenlik ise alana bağlıdır. Şekil 4.6' da mobilitesi $5m^2/(Vs)$, yoğunluğu $1 \times 10^{22} m^{-3}$ ve manyetik alanı 1 T olan tek bir taşıyıcı için $\sigma_{xx}(B_z)$ ve $\sigma_{xy}(B_z)$ yi gösterilmiştir.

$\sigma_{xx}(B)$ ve $\sigma_{xy}(B)$ ' nin genel özellikleri aşağıda listelenmiştir.

1. $\sigma_{xy}(B=0) = 0$
2. $\sigma_{xy}(B=0)$ ekstreum noktası ise $\mu B = 1$ dir.
3. $\sigma_{xy}(B \rightarrow \infty) = 0$ ve $\sigma_{xy} \rightarrow 0 = 1/B$
4. $\sigma_{xy}(-B) = -\sigma_{xy}(B)$
5. $\sigma_{xx}(B=0)$ ekstreum noktası ise $B = 0$ dir.
6. $\sigma_{xx}(B=0)$ dönüm noktası ise $\mu B = 1$ dir.
7. $\sigma_{xx}(B \rightarrow \infty) = 0$ ve $\sigma_{xx} \rightarrow 0 = 1/B^2$
8. $\sigma_{xx} > 0$ için sonlu bir B değeri vardır.
9. $\sigma_{xx}(-B) = \sigma_{xx}(B)$



Şekil 4.6. Mobilitesi, $5m^2/(Vs)$ taşıyıcı yoğunluğu $1 \times 10^{22} m^{-3}$ olan tek bir taşıyıcı için $\sigma_{xx}(B_z)$ ve $\sigma_{xy}(B_z)$ iletkenlik tensörlerinin manyetik alana bağlı değişimi

Buraya kadar maddedeki her bir taşıyıcı yükün iletkenliğinin aynı olduğu varsayılmıştır. Bir çok yarıiletken materyalde ise bu durum böyle değildir. Taşıyıcılar fiziksel nicelikler üzerinde belirleyici özelliğe sahiptir. Yükün tanımladığı alanın bir fonksiyonu olma şartı $q_1 n_1 \mu_1 = q_2 n_2 \mu_2$ olduğunu gösterir. Ancak iki taşıyıcı için $\mu_1 \neq \mu_2$ 'dir. Yani taşıyıcılar farklıdır.

Materyal üzerinde n tane yük varsa, her bir taşıyıcının hareketi bağımsızdır ve taşıyıcıların iletkenlikleri bir toplamdır.

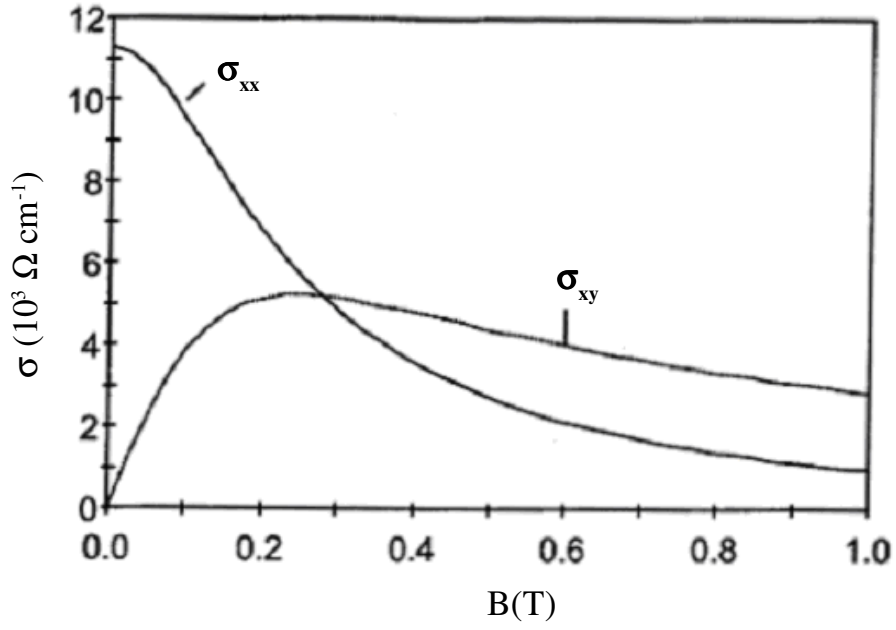
$$\sigma_{xx}(B) = \sum_{j=1}^N \sigma_{xx,j} = \sum_{j=1}^N \frac{q_j n_j \mu_j}{1 + (\mu_j B)^2} \quad [4.28]$$

$$\sigma_{xy}(B) = \sum_{j=1}^N \sigma_{xy,j} = B \sum_{j=1}^N \mu_j \sigma_{xx,j} = \sum_{j=1}^N \frac{q_j n_j \mu_j^2 B}{1 + \mu_j^2 B^2}$$

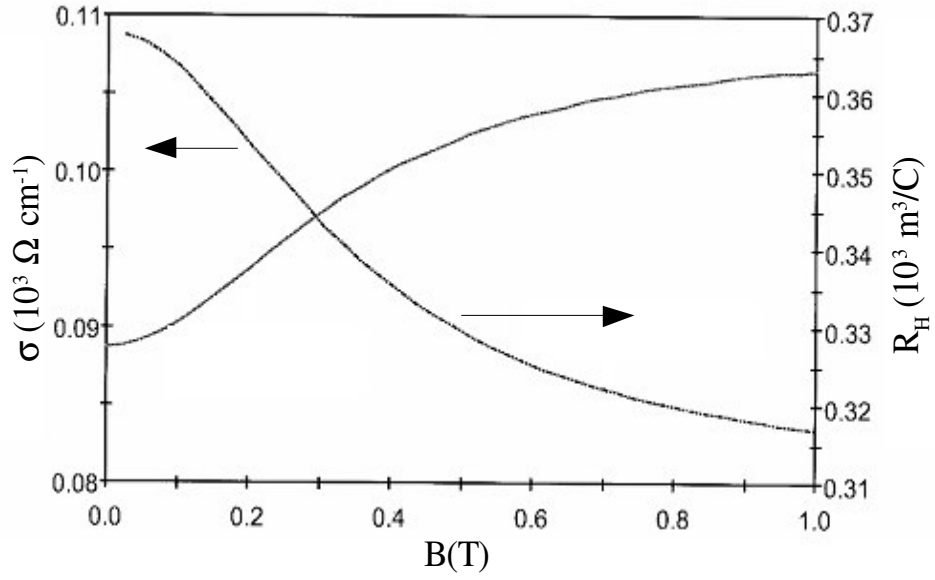
Şekil 4.6 ile Şekil 4.7'deki aynı sistemdir. Burada mobilitesi $2m^2/(Vs)$ ve yoğunluğu $1 \times 10^{22} m^{-3}$ olan taşıyıcılar toplanır. Şekil 4.8 bu sistem için ρ ve R_H 'ı gösterir.

$$\rho = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad [4.29]$$

$$R_H = \frac{\sigma_{xy}}{B_z (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2)}$$



Şekil 4.7. σ_{xx} ve σ_{xy} 'nin manyetik alana bağlı değişimi



Şekil 4.8. Giriş parametrelerinin ρ ve R_H 'in manyetik alana bağlı değişimi

Herhangi bir Hall ölçüm verisinin analizi Şekil 4.7'dekine benzeyen deneysel verilerden alınır ve Eş. 4.28'deki 3 N + 1 tane parametreyle belirlenir.

N : Taşıyıcıların tiplerinin sayısıdır ve her bir taşıyıcı için üç tane parametre vardır.

1. Yoğunluk
2. Mobilite
3. Taşıyıcı işareti

Bu programı çözmek için birçok metot vardır. Ölçüm sistemi için gerekli olan bir kaç şart Eş. 4.27 ve Eş. 4.28'in genel özelliklerinden ilk olarak ölçüm sistemi özdirenci ve Hall katsayısını alanın fonksiyonu olarak ölçmelidir. Ölçümlerin sayısı N ' den daha büyük olmalıdır. Eş. 4.28' de σ_{xy} 'ye her bir taşıyıcının katkısı sıfıra gittiğinden ve her bir taşıyıcının σ_{xy} 'ye katkısı $\mu_i B = 1$ 'de de maksimum olduğundan ölçümlerde kullanılan en büyük alan $1/\mu_{\min}$ ' den daha büyük olmalıdır. Burada $\mu_{\min}$ materyaldeki en küçük taşıyıcı mobilitesidir.

4.7.3. Sonlu Taşıyıcı Metotlar

Teorik modellerle deneysel verileri fit etmenin standart bir metodu en küçük kareler fit etme metottur. Bu metotta serbest parametreler χ^2 'yi minimize etmek için düzenlenir. χ^2 şöyle tanımlanmaktadır:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^M (\sigma_{xx}^{\exp}(B_i) - \sum_{j=1}^N \sigma_{xx,j}(B_i))^2 + \sum_{i=1}^M (\sigma_{xy}^{\exp}(B_i) - \sum_{j=1}^N \sigma_{xy,j}(B_i))^2 \quad [4.30]$$

Burada $\sigma^{\exp}(B_i)$ ve $\sigma^{\exp}(B_j)$ ölçüleri kullanılarak Eş. 4.26' dan hesaplanan deneysel iletkenliktir ve $\rho(B_i)$ ile $R_H(B_i)$ ölçülmüştür.

Çoğu minimizasyon metodu parametre sayısının değişimine izin vermez. Bundan dolayı taşıyıcıların sayısı (N), bağımsız bir parametre değildir.

'Yükün işareti =yoğunluğun (n_i) işareti = mobilitenin (μ_i) işareti' şartı kullanılarak bilinmeyenlerin sayısı $2N$ 'e düşürülür. Problem yoğunlukta doğrusaldır fakat

mobilité için doğrusal değildir. Bu durum her bir taşıyıcının mobilitesi için başlangıç şartını, fit etme işleminin başında vermeyi gerektirir. Her bir taşıyıcı için bu başlangıç değerleri garanti bir fit için doğru değerin yaklaşık % 10'u olmalıdır. Bu algoritma Levenberg-Marquardt metodudur.

Lineer olmayan eşitliklerin her bir iterasyonunda iletkenlik için lineer eşiklikler çözülür. Bu eşitlikler pozitif iletkenlikler verecek şekilde sınırlandırılır. Eğer bir taşıyıcı negatif iletkenlik verirse o taşıyıcı fit işlemine dahil edilmez. Taşıyıcı sayısının küçük olduğu bazı örnekler için bu fit metodu iyi sonuçlar verebilir.

4.7.4. İki Taşıyıcı

Eş. 4.28 iki taşıyıcı için tekrar yazılabilir. (Elektron yükü $e = 1,609 \times 10^{19} C$) ve yukarıdaki işaret tanımlamaları kullanılarak;

$$\sigma_{xx}^i = \frac{n_1 e \mu_1}{1 + \mu_1^2 B_i^2} + \frac{n_2 e \mu_2}{1 + \mu_2^2 B_i^2} \quad [4.31]$$

$$\sigma_{xy}^i = \frac{n_1 e \mu_1^2 B_i}{1 + \mu_1^2 B_i^2} + \frac{n_2 e \mu_2^2 B_i}{1 + \mu_2^2 B_i^2} \quad [4.32]$$

David Look bu eşitlikleri çözmek için bir metot geliştirmiştir. Bu metot aşağıda kısaca verilmiştir (30).

$\sigma_1 = n_1 e \mu_1$, $\sigma_2 = n_2 e \mu_2$, $R_1 = 1/n_1 e$, $R_2 = 1/n_2 e$ olarak tanımlanırsa Eş. 4.31 ve 4.32 şu şekilde gösterebilir;

$$\frac{1}{B^2} = S_\rho \frac{\rho_0}{\Delta \rho} - Y \quad [4.33]$$

$$\frac{1}{B^2} = -S_R \frac{R_0}{\Delta R} - Y \quad [4.34]$$

Burada $\rho = 1/\sigma$, $\rho_0 = \rho(B=0)$, $R_0 = R(B=0)$, $\Delta\rho = \rho(B) - \rho_0$, $\Delta R = R(B) - R_0$ ve

$$\sigma_0 = \sigma_1 + \sigma_2 \quad [4.35]$$

$$R_0 = \frac{\sigma_1^2 R_1 + \sigma_2^2 R_2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2} \quad [4.36]$$

$$S_\rho = \frac{\sigma_1 \sigma_2 (\sigma_1 R_1 - \sigma_2 R_2)^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2} \quad [4.37]$$

$$S_R = \frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2 (R_1 + R_2) (\sigma_1 R_1 - \sigma_2 R_2)^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 (\sigma_1^2 R_1 + \sigma_2^2 R_2)} \quad [4.38]$$

$R(B)$ ve B^2 , yi fit etmek için Eş. 4.33 ve 4.34' deki S_ρ , S_R ve Y verilir.

$$\beta = S_\rho / S_R, \quad T = (R_0 \sigma_0)^2 / S_\rho, \quad A = (2 + T + T / \beta^2) / (1 - T / \beta),$$

$$b = (-A + \sqrt{A^2 - 4}) / 2 \text{ ve } c = (\beta - 1/b) / (b - \beta) \text{ şeklinde tanımlanır.}$$

Bu durumda;

$$\mu_2 = R_0 \sigma_0 \frac{1 + bc}{1 + b^2 c} \quad [4.39]$$

$$\mu_1 = b \mu_2 \quad [4.40]$$

$$\sigma_2 = \frac{\sigma_0}{1 + bc} \quad [4.41]$$

$$\sigma_1 = \sigma_2 bc \quad [4.42]$$

Bu metodun sıfır alan öz direncini içerdiğine dikkat edilmelidir(bu fitin serbest bir parametresi değildir).

4.7.5. Mobilite Spektrum (MS) Metotları

MS metotlarının belirgin özelliği, taşıyıcı iletkenliğini iyi tanımlanmış bir nicelik olarak kabul etmesidir. Üstelik bu metotlar mobilitenin sürekli değiştiğini ve iletkenlik yoğunluk fonksiyonlarının(mobilite spektrumu) var olduğunu düşünürler. Bu fonksiyonlardeşikler için, $s^p(\mu)$ ve elektronlar için $s^n(\mu)$ ile gösterilir. Bunlar μ ve $\mu + d\mu$ arasındaki taşıyıcıların iletkenliğini tanımlar. İletkenlik tüm mobiliteler üzerinde integral olarak hesaplanır. Eş. 4.28 integral formunda tekrar yazılırsa:

$$\sigma_{xx}(B) = \int_0^{\infty} \frac{s^p(\mu) + s^n(\mu)}{1 + \mu^2 B^2} d\mu \quad [4.43]$$

$$\sigma_{xy}(B) = \int_0^{\infty} \frac{(s^p(\mu) - s^n(\mu))\mu B}{1 + \mu^2 B^2} d\mu \quad [4.44]$$

Eğer iletkenlik yoğunluk fonksiyonları delta fonksiyonlarının sonlu sayıdaki bir toplamı olarak düşünülürse mobilite spektrum metotları çoklu-yük metotlarına indirgenebilir.

Teorik piklerin detayları QMSA araştırmalarının bir kısmıdır. Bu eşitlikleri çözmek için ilk adım Beck ve Anderson tarafından yapılmıştır (31). Onlar Eş. 4.43 ve 4.44'ü çözmek için çok genel bir metot göstermişlerdir. Böylece spektrum tarafından sınırlandırılan Eş. 4.35 ve 4.36'nın çözümleri aşağıda verilen matris eşitliklerinin öz değerlerinden doğrudan hesaplanabilir.

Bundan dolayı onların metodu çözümün sadece bir kısmını verir ve çözüm değildir. Sonlu yük metotları ile Beck ve Anderson' ın çözümünü birleştiren metotlar bir kaç

grup tarafından geliştirilmiştir (3). Bu metot taşıyıcıların sayısını çözmek için kısmi çözümler kullanır ve çözümü sadeleştirmek için en küçük kareler metodu ile çözer.

4.7.6. Nicel Mobilite Spektrum Analiz (QMSA)

$s^p(\mu)$ ve $s^n(\mu)$ için Eş. 4.43 ve 4.44'ü çözmekte kullanılan yaklaşım sonlu toplama sahip integral eşitliği yaklaşımı olacaktır (32, 33). Bu durumda lineer eşitlikler fonksiyonları için çözülür. Sonlu eşitlikler :

$$\sigma_{xx}(B_j) = \sum_{i=1}^m \frac{(s^p(\mu_i) + s^n(\mu_i))\Delta\mu_i}{1 + \mu_i^2 B_j^2} = \sum_{i=1}^m \frac{S_i^{xx}}{1 + \mu_i^2 B_j^2} \quad [4.45]$$

$$\sigma_{xy}(B_j) = \sum_{i=1}^m \frac{(s^p(\mu_i) - s^n(\mu_i))\mu_i B_j \Delta\mu_i}{1 + \mu_i^2 B_j^2} = \sum_{i=1}^m \frac{S_i^{xy} \mu_i B_j}{1 + \mu_i^2 B_j^2}$$

Burada;

$$\begin{aligned} S_i^{xx} &= (s^p(\mu_i) + s^n(\mu_i))\Delta\mu_i \\ S_i^{xy} &= (s^p(\mu_i) - s^n(\mu_i))\Delta\mu_i \end{aligned} \quad [4.46]$$

şeklindedir ve m mobilite spektrumundaki noktaların sayısıdır.

n; deneysel ölçümlerinin sayısı olmak üzere; j = 1,...,n şeklinde verilir. S_i^{xx} ve S_i^{xy} ifadelerinin çözülebilmesi için öncelikle Eş. 4.45 ve 4.46 tekrar düzenlemelidir.

S_i^{xx} ve S_i^{xy} 'nin başlangıç değerleri tahmin edilmiştir. İterasyon $S_i^{xx}(k)$ ve $S_i^{xy}(k)$ şeklinde isimlendirilir. Pratikte bu, Beck ve Anderson Spektrumu yada $S_i^{xx}(0) = 1$ ve $S_i^{xy}(0) = 0$ başlangıç şartları olarak bilinir. Tutarlı sonuçlar her iki yaklaşımla elde edilmiştir. Eğer önceki iterasyona göre $S_i^{xx}(k)$ ve $S_i^{xy}(k)$ 'nin değerleri Eş. 4.43 ve 4.44'ün sağ tarafına doğru gidiyorsa ve yeni değerleri elde edilebilecek şekilde

kullanılabilirse $S_i^{xx}(k+1)$ ve $S_i^{xy}(k+1)$ değerlerinin yeni seti aşağıdaki Gauss-Seide iterasyon işleminden belirlenebilir.

$$S_i^{xx}(k+1) = (1 + \mu_i^2 B_i^2) \left[\sigma_{xx}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xx}(k+1)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xx}(k)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] \quad [4.47]$$

$$S_i^{xy}(k+1) = \frac{(1 + \mu_i^2 B_i^2)}{\mu_i B_i} \left[\sigma_{xy}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xy}(k+1) \mu_j B_i}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xy}(k+1) \mu_j B_i}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] \quad [4.48]$$

$S_i^{xx}(k)$ ve $S_i^{xy}(k)$ toplanır ve çıkarılırsa sırasıyla Eş. 4.47 ve 4.48'de ifadelerin sağ tarafından ve ω sabiti kullanılarak şu eşitlikler elde edilir.

$$S_i^{xx}(k+1) = (1 - \omega) S_i^{xx}(k) + \omega \left\{ (1 + \mu_i^2 B_i^2) \left[\sigma_{xx}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xy}(k+1)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xx}(k)}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] - S_i^{xx} \right\} \quad [4.49]$$

$$S_i^{xy}(k+1) = (1 - \omega) S_i^{xy}(k) + \omega \left\{ \frac{(1 + \mu_i^2 B_i^2)}{\mu_i B_i} \left[\sigma_{xy}(B_i) - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{S_j^{xy}(k+1) \mu_j B_i}{1 + \mu_j^2 B_i^2} - \sum_{j=i+1}^m \frac{S_j^{xy}(k+1) \mu_j B_i}{1 + \mu_j^2 B_i^2} \right] - S_i^{xy} \right\} \quad [4.50]$$

Bu durumda birbirini izleyen over-relaxation (SOR) iterasyon algoritması, işlemin yakınsama hızını kontrol eden ω katsayısı ile elde edilir. $S_i^{xx}(k+1)$ ve $S_i^{xy}(k+1)$ olan herhangi bir yük $s^p(\mu)$ ve $s^n(\mu)$ ' nün pozitif olma şartıyla sınırlandırılmıştır. Bu algoritmanın yakınsamaması çok hızlı analiz edilmiş, deneysel veri setlerinin her biri için elde edilmiştir.

Minimize edilmiş hata fonksiyonu:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(\sigma_{xx}^{\text{exp.}}(B_j) - \sigma_{xx}^{\text{th.}}(B_j))^2 + (\sigma_{xy}^{\text{exp.}}(B_j) - \sigma_{xy}^{\text{th.}}(B_j))^2}{(\sigma_{xx}^{\text{exp.}}(B_j) + \sigma_{xy}^{\text{exp.}}(B_j))^2} \quad [4.51]$$

Burada $\sigma_{xx}^{\text{th.}}$ ve $\sigma_{xy}^{\text{th.}}$ değerler Eş. 4.33 ve 4.34'den elde edilmiştir.

Bu hata fonksiyonu boyutsuz olması ve deneysel verilere bir ağırlık sağlaması sebebiyle seçilmiştir. $\omega = 0,01$ 'in değeri spektrumda verilen bilgi ve hesaplamaların hızı arasında en iyi uyumu verir. Daha geçerli sonuçlar elde edilebilmesi için $\sigma_{xx}(B)$ ve $\sigma_{xy}(B)$ için deneysel noktalar arasındaki interpolasyon bir Gaussian teknik kullanılarak yapılır.

4.7.7. İnterpolasyon ve Ekstrapolasyon Metotları

Eş. 4.33 ve 4.34 m bilinmeyenli n eşitliğe sahip bir set tanımlar. Burada n; deneysel veri noktalarının sayısı (tipik olarak 10-25) ve m; mobilite spektrumundaki noktaların sayısıdır (tipik olarak 400). m nokta için deneysel verilerin interpolasyonu yapılarak Eş. 4.33 ve 4.34 SOR metodu ile çözülebilir.

χ^2 , sadece orijinal B_j için deneysel veri noktaları kullanılarak hesaplanır. Buna ek olarak en büyük ve en küçük sıfırdan farklı mobilite değerleri seçilmiş olmalıdır. Eş. 4.33 ve 4.34'de m ile birlikte $\Delta\mu_j$ belirlenmiştir. Mobilitenin aralığı B alanının aralığına uygun olarak seçilir. B alanının aralığı en büyük deneysel alandan daha büyük olmalıdır. Tek bir σ_{xy} taşıyıcısı $\mu B = 1$ 'de maksimum olduğu için, $B_{mak} = 1/\mu_{min}$ ve $B_{min} = 1/\mu_{mak}$ kabul edilebilir sonuçlardır. Tipik olarak $\mu_{min} = 100cm^2(Vs)$ iken $B_{mak} = 100T$ olur. Verilere yüksek alan için ekstrapolasyon uygulanır. Büyük alanlar için σ_{xx} ve σ_{xy} 'nin fonksiyonel formu ekstrapolasyonu oluşturmakta kullanılan en büyük deneysel alanlarda sürekli dir. Deneysel veri, birkaç yeni alan noktası için (tipik olarak 6) ekstrapolasyon yapılmıştır. 4 gaussian interpolasyon noktası Eş. 4.33 ve 4.34'de kullanılan m tane noktayı oluşturmakta kullanılır.

4.7.8. Pik Bulma

Öncelikle pikler için $s^p(\mu)$ ve $s^n(\mu)$ fonksiyonlarını, gösteren Eş. 4.33 ve 4.34'ün bir çözümü bulunur. Daha sonra taşıyıcı iletkenliğini elde etmek için piklerin integrali alınır. Birbirlerinden ayrılmış pikler için bu inceleme işlemi oldukça basittir. Grafik çizgisinin üzerindeki bir eşik pikin başlangıcını tanımlar. Mobilite pikin maksimum değerine uygun olarak belirlenir. İki taşıyıcı pikleri üst üste binecek kadar birbirine yakınsa o zaman gereken parametreler daha zor elde edilir.

Piklerin doğal genişliğinin ne olduğu teoride bilinmediğinden iki pik arasındaki iniş bölgesi iki taşıyıcı tanımlamakta kullanılan tek kriterdir. Bu adımda sahte pikler (zıt işaretli büyük pik altındaki küçük pik) kabul edilmez. Pik fit etme sisteminin tüm parametreleri kullanıcı için elde edilebilir olmalıdır.

5. BULGULAR VE TARTIŞMALAR

5.1. GİRİŞ

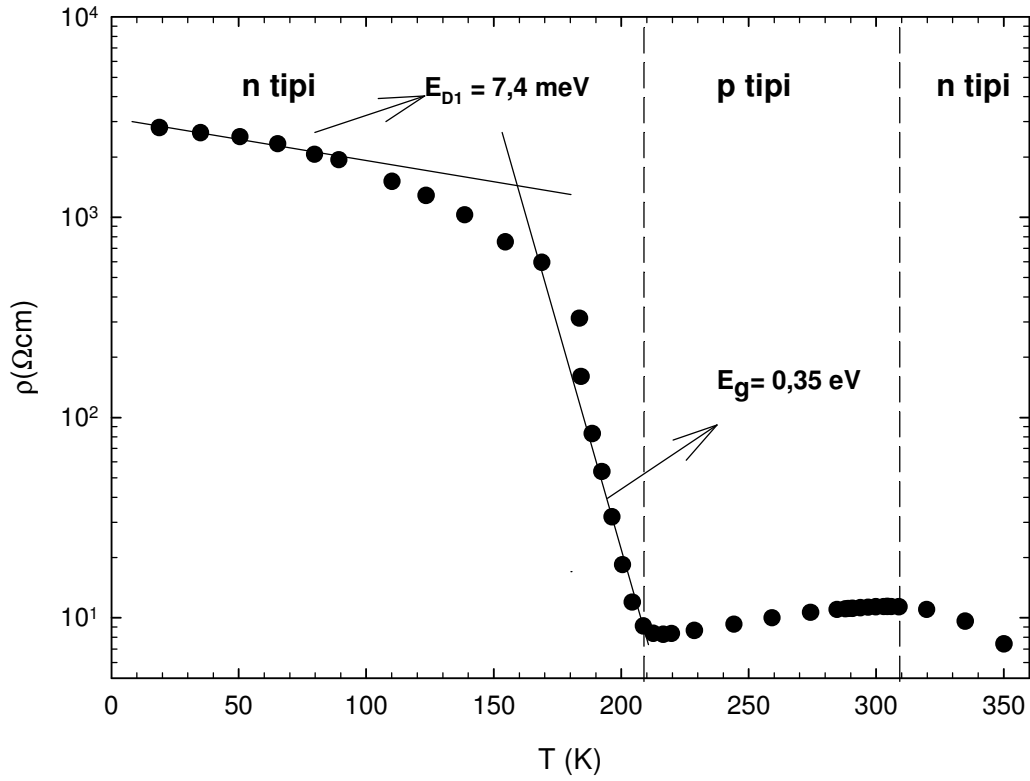
Bir yarıiletkenin fiziksel davranışının genel bir görünüşü, geniş bir bölgede katkı yapılarak kristallerin sıcaklık fonksiyonu olarak elektriksel iletkenliğini ve Hall sabiti ölçülmesiyle elde edilir (38). Bu çalışmada LEC (Liquid Encapsulated Czochalski) tekniği ile büyütülen Zn katkılı bulk InAs yarıiletken numunesinin sıcaklığa ve manyetik alana bağlı olarak taşıyıcı iletim özellikleri incelendi. InAs yarıiletken numunesi 25 K adımlarla 20-345 K arasında ve 500 G adımlarla 0-1,35 Tesla arasında sıcaklığa ve manyetik alana bağlı olarak van der Pauw tekniği kullanarak öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri yapıldı.

Özdirenç, Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunluğunun ölçülen sıcaklık bağlı değişimleri sırasıyla Şekil 5.1 ve Şekil 5.2’de verildi. Yapılan ölçümlerde oda sıcaklığında (300 K’de) öz direnç $\rho = 11,3330 \Omega\text{cm}$, mobilite $\mu_H = 48,4525 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, taşıyıcı yoğunluğu $n_H = 1,1382 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ olarak elde edildi. Maksimum mobilite değeri $\mu_H = 3785,04 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (345 K’de) minimum mobilite değeri $\mu_H = 9,1977 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ (295 K’de) maksimum taşıyıcı yoğunluğu $n_H = 6,0193 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (295 K’de) minimum taşıyıcı yoğunluğu ise $n_H = 2,337 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (75 K’de) olarak ölçüldü. Sıcaklık bağımlı sıfır manyetik alanda öz direnç ve sabit manyetik alanda Hall taşıyıcı yoğunluğu ve Hall mobilite klasik modellerle analiz edildi. Safsızlık bağlanma enerjileri, mevcut saçılma mekanizmaları tespit edildi. Manyetik alan bağımlı öz direnç, Hall etkisi ölçümleri QMSA tekniği ile analiz edildi. Bireysel bant parametreleri elde edildi ve elektron ve manyetik iletme etkileri araştırıldı.

5.2. InAs Yarıiletkeninde Özdirençin Sıcaklığa Bağımlı Değişimi

Zn katkılı InAs yarıiletkeninde sıfır manyetik alanda öz direnç ölçümleri van der Pauw tekniği kullanarak 20-345 K arasında sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçüldü.

Şekil 5.1’de Zn katkılı InAs yarıiletkeni için özdirencin sıcaklığa bağlı değişimi verildi.



Şekil 5.1. InAs yarıiletkeninin sıcaklığa bağlı özdirenci

İncelenen numune özdirenci düşük sıcaklık bölgesinde (20 – 220 K) normal katkılı yarıiletken davranışı sergilemektedir. Yani, 160 – 220 K arasında $\rho \propto e^{\frac{E_g}{2KT}}$ ile uyumlu ve 20 – 100 K aralığında ise farklı bir eğimle $\rho \propto e^{\frac{E_{D1}}{2KT}}$ ile uyumlu üstel bir davranış sergilemektedir. 20 – 100 K sıcaklık aralığında grafiğin eğiminden katkı maddesi olan Zn bağlanma enerjisi hesaplandı. Bu değer $E_{D1} = 7,4 \text{ meV}$ ’dur ve bulunan bu değerler literatürle uyum içerisindedir (43). 160 – 220 K arasında grafiğin eğiminden hesaplanan ($E_1 = 0,35 \text{ eV}$) enerjisi InAs yarıiletkeninin yasak enerji aralığı eşittir (43). Deneysel olarak hesaplanan bu değer; $E_1 = 0,35 \text{ eV}$, eşitlik 2.3’de verilen değer $E_g = 0,35 \text{ eV}$ ile ve literatürle uyum içerisindedir. S.V Ivanov ve arkadaşları benzer özelliklere sahip MBE tekniği ile büyütülmüş InAs yarıiletkeninde yaptığı çalışmalarda fotoluminesans tekniği ile oda sıcaklığında InAs için yasak enerji aralığını $E_g \approx 0,36 \text{ eV}$ olarak hesaplamıştır.

İncelenen InAs yarıiletkeni, sıcaklık bağımlı öz direnç 220–345 K arasında beklenmeyen bir davranış sergilemektedir. Bu davranış Şekil 5.2 de verilen Hall taşıyıcı yoğunluğu ve Hall mobilitesi ile uyumludur. Şekil 5.1 ve Şekil 5.2’den görüldüğü gibi Zn katkılı InAs yarıiletkeni 20–220 K arasında n-tipi, 220–300 K arasında p-tipi ve 300 K’den yukarı sıcaklıklarda tekrar n-tipi davranış göstermektedir. Şekil 5.1’de 220 – 300 K arasında öz dirençte artan sıcaklıkla bir artış göstermektedir. Bu artış yarıiletken bir numune için beklenen bir davranış değildir. Numunenin öz direncinin bu bölgede artması, metalik tip özellik gösterdiği fikrini verir. Metallerin öz direnci artan sıcaklıkla artarken metallere zıt olarak yarıiletken bir maddenin öz direnci artan sıcaklıkla düşer. Bir yarıiletkenin en belirgin karakteristiği sıcaklık artarken öz direncinin azalmasıdır. Metallerde saflık, yarıiletkenlerde ise yabancı atom konsantrasyonu artıkça öz direnç küçülür.

Şekil 5.2’de gösterilen Hall taşıyıcı yoğunluğu ve mobilite grafiğinden görüleceği gibi bu sıcaklık aralığında incelenen numune p-tipi elektriksel iletkenliğe geçiş gösterdi. Bu sıcaklık bölgesinde öz dirençteki artış metalik özellik göstermesinden yada deşiklerden gelen katkılardan meydana gelebilir. Bu artış yarıiletken numune için beklenen bir davranış değildir. Numunenin öz direncinin bu bölgede artması, metalik tip iletkenlik göstermesine neden olmuştur. LEC büyütme tekniğinin doğasından kaynaklanan katkı konsantrasyonunun homojensizliği, safsızlıkların malzemeye homojen olarak dağılmaması ve katkı maddesinin yapıyı oluşturan elementlerle etkileştiği bilinmektedir (35). Bu sonuç katkı maddesi olan Zn ve LEC büyütme tekniğinin doğasından Zn ve C kirliliklerinin yapıyı oluşturan In ve As elementleriyle etkileştiği ve küçük metalik gruplar oluştuğu fikrini vermektedir (45). Numune sıcaklık bağımlı öz direnci $T \geq 300$ K’de artan sıcaklıkla azalmış tekrar yarıiletken davranış sergilemektedir ve ileride tartışılacağı gibi bu sıcaklık bölgesinde deşiklerin etkisi azalmaktadır.

5.3. Hall Taşıyıcı yoğunluğu ve Hall Mobilitesinin Sıcaklığa Bağımlı Değişimi

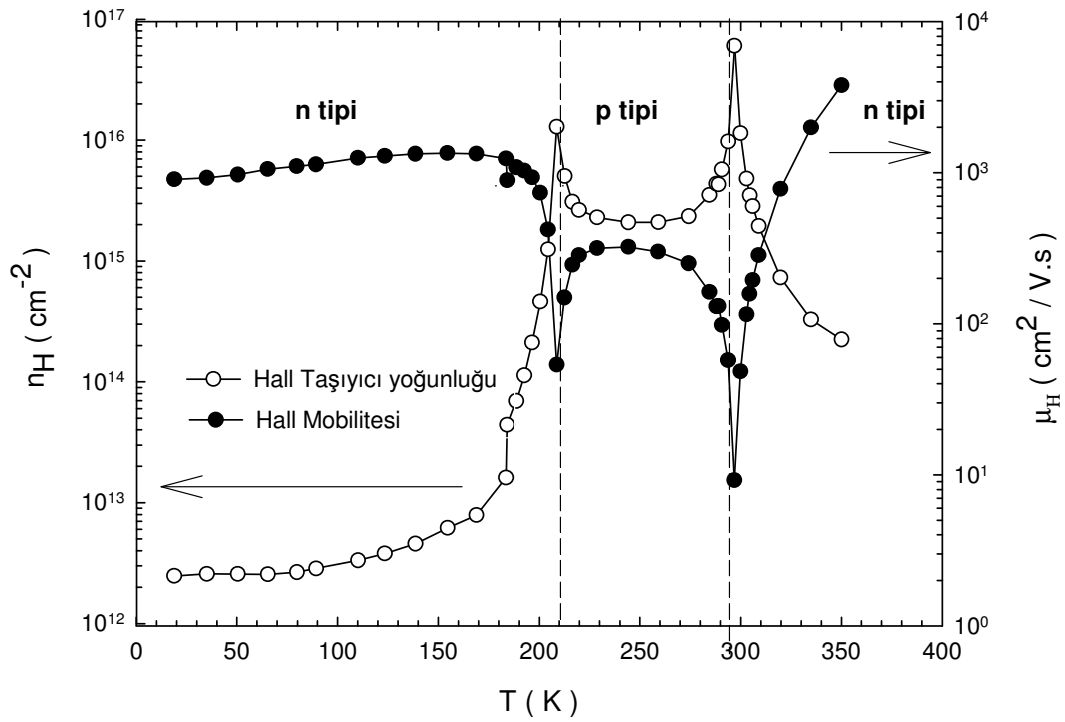
Yarıiletkenlerin özelliklerini belirlenmesinde ve aygıtların davranışı incelenmesinde taşıyıcı yoğunluğunun ve mobilitesinin bilinmesi gerekir (46). Mobilite uygulanan elektrik alanın etkisiyle elektron hareketinin tanımlar ve yarıiletken mikroskopik kalitesinin bir ölçüsüdür. Taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitesi yarıiletkenlerde taşıyıcı iletiminde ve dolayısıyla yarıiletken maddenin karakterizasyonunda önemli parametrelerdir. İncelenen sıcaklık aralığında mobilitenin davranışı taşıyıcı yoğunluğunun ve öz direncin değişiminden kaynaklanır.

InAs numunesinde Hall etkisi ölçümleri Şekil 4.2’de verilen geometriler kullanarak yapıldı. Hall mobilite ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimini gözlemek amacıyla 345-20 K sıcaklık aralığında 25 K adımlarla, her bir sıcaklık noktası için 0-13,5 kG aralığında 28 manyetik alan noktasında yapıldı. Hall mobilitesinin ve taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla değişimi Şekil 5.2’de verildi.

Hall mobilitesi, Hall taşıyıcı yoğunluğu ile uyumlu davranış göstermektedir. Numune incelenen sıcaklık aralığında Hall katsayısı düşük ve yüksek sıcaklık bölgesinde negatif davranış gösterirken orta sıcaklık bölgesinde pozitif davranış gösterdi. Bu davranış, düşük ve yüksek sıcaklık bölgesinde serbest taşıyıcıların elektronlar orta sıcaklık bölgesinde ise deşikler olduğunu gösterir. InAs yarıiletkeni düşük ve yüksek sıcaklıkta n-tipi yarıiletken özellik gösterirken orta sıcaklıkta p-tipi özellik gösterdi. Numunenin bu özelliğini daha iyi inceleyebilmek ve hangi sıcaklık noktasında elektriksel iletkenlik özelliğini değiştirdiğini gözleyebilmek amacıyla deney, incelenen (20-345 K) sıcaklık arasında bu bölgelerde 2 K adımlarla ölçüldü.

Yarıiletkenler büyütülürken büyütme şartlarını kontrol altında alma çabalarına rağmen kristal yapılar mükemmel değildir. Kristal yapı bozuklukları, kusurlar (dislokasyonlar) ve safsızlıklar içerir. Bölgesel atomik kusurlar nokta kusurları olarak adlandırılır. Bu nokta kusurları; boşluklar, yanlış yerleşmiş atomları, bilinçli üretilen katkı safsızlıklarını ve materyal büyütme işlemi sırasında yanlışlıkla üretilen safsızlıkları içerir. Bu dislokasyonlar genellikle kristal büyütme esnasında sıcaklık

değişiminin bir sonucu olarak üretilir. InAs'da safsızlık kusurları hem indiyum hem de arsenik boşluklar içerir. Modern kristal büyütme tekniklerinden LEC tekniğiyle büyütülen 6-7 cm'lik bir kristalde dislokasyon yoğunluğu yaklaşık $10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-2}$ kadardır. Katkılar alıcı ve vericiler olarak sınıflandırılırlar. Bu fazlalık elektronları kolayca hareket edebilir ve iletme katkıda bulunur. Diğer yandan bir alıcı eksik bir atomla kristale yerleşir. Böylece bir alıcı kolayca bir elektron yakalayabilir ve bir deşik oluşumuna neden olur. Bu deşik iletme katkıda bulunur. Bu safsızlıkların tipi veya karakteri yarıiletkenin elektronik özelliğini değiştirir (50).



Şekil 5.2. InAs yarıiletkeninin sıcaklığa bağlı mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğu gösterir ($\mu_H \rightarrow \bullet$ ve $n_H \rightarrow \circ$ temsil edilmektedir)

Şekil 5.2'de gösterilen Hall taşıyıcı yoğunluğu ve mobilite grafiğinden görüleceği gibi Zn katkılı InAs yarıiletkeni (20–220 K arasında) n-tipi, (220–300 K arasında) p-tipi, 300 K ve yukarı sıcaklıklarda tekrar n-tipi elektriksel iletkenlik gösterdi. Şekil 5.2'den görüldüğü gibi (20–220 K arasında) taşıyıcı yoğunluğu lineer bir artış gösterdi. n-tipi numunede iletkenlik bandındaki elektronlar değerlik bandındaki deşiklerden oldukça fazladır ve Fermi seviyesinin verici (donor) seviyelerine yakın

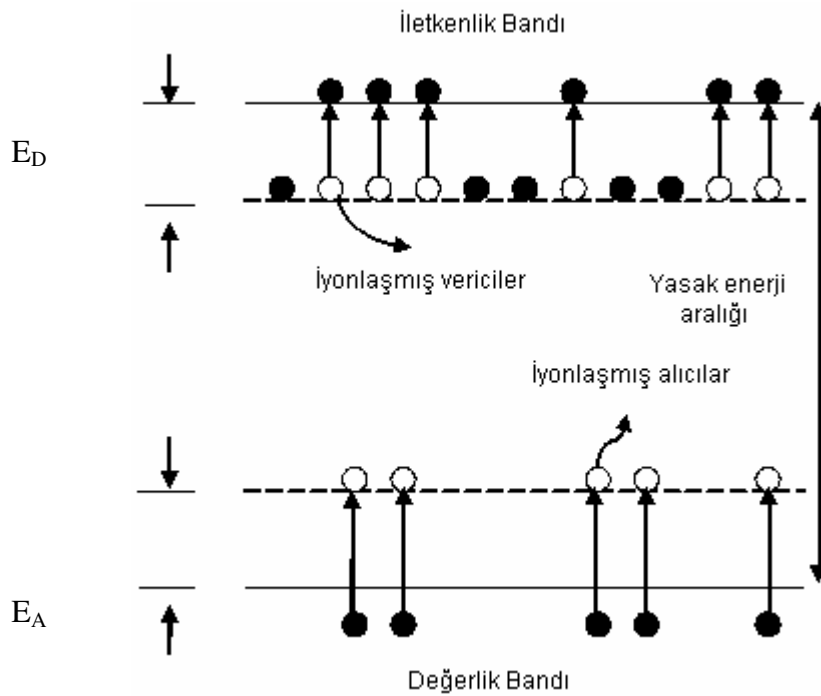
olmasını beklenir. Bu bölgede numune n-tipi özellik göstermesi, iletkenlik bandının hemen altında, katkı maddesi olan Zn atomlarının oluşturduğu E_{D1} donör seviyelerinden gelen elektronlarla iletimin sağlamasındandır. Şekil 5.2’de verilen taşıyıcı yoğunluğu ve Hall mobilitesi (20 –220 K arasında) normal katkılı yarıiletken davranışı sergilemektedir. (150–220 K arasında) katkılı yarıiletkenlerde beklenildiği gibi taşıyıcı yoğunluğu azalan sıcaklıkla azalırken Hall mobiliteside azalan sıcaklıkla artmaktadır.

Düşük sıcaklıklarda taşıyıcı yoğunluğu ve Hall mobilitesi sabite meyillenmektedirler. Bu davranış iletimin iletkenlik bandından ziyade safsızlık bandında; alıcı seviyelerin varlığından dolayı bozulmuş donör seviyeleri arasında elektron geçişlerinden meydana geldiğini gösterir. (150–220 K arasında) polar optik fonon saçılması baskın olmak üzere akustik fonon ve iyonize safsızlık saçılmaları etkin saçılma mekanizmalarıdır. Diğer taraftan A. Krier ve Y. Mao benzer özelliklere sahip MBE tekniği ile büyütülmüş InAs yarıiletkeninde (180-210 K aralığında) artan sıcaklıkla mobilitedeki düşüşün iyonize safsızlıkların saçılmasından kaynaklandığını gösterdiler (37, 38, 48).

Şekil 5.2 ’den görüldüğü gibi (220–300 K arasında) Zn katkılı InAs yarıiletkeni n-tipi den p-tipi yarıiletkene geçiş gösterdi. Bu davranış bu sıcaklık bölgesinde etkili olan (yani; $E_A > E_{D1}$) valans bandına yakın bir alıcı seviyesi varlığından kaynaklanır. Bu sıcaklık aralığında yarıiletkenin p-tipi olması iyonize alıcı ve vericiler için $p = N_A - N_{D1}$ ve $N_A > N_{D1}$ olduğunun kanıtıdır. Sonuç olarak Zn katkılı InAs için Şekil 5.3 ’de verilen hem alıcı hem de verici safsızlık seviyeli bant modeli önerildi. Katkısız (hakiki) yarıiletkenlerde Fermi enerji seviyesi hemen hemen yasak enerji aralığının ortasında uzanır. Katkı yoğunluğu artıkça Fermi seviyesi n-tipi yarıiletkenlerde iletkenlik bandına, p-tipi yarıiletkende değerlik bandına yaklaşır (21).

$T > 300$ K de incelenen numune p-tipinde tekrar n-tipine geçiş gösterdi. Bu davranış yasak enerji aralığının ortalarında (0,10-0,15 eV civarında) ve enerjisi olan $E_{D2} > E_{D1}$ başka bir safsızlık verici seviyesinden kaynaklanır. 300 K’nin üzerindeki sıcaklıklarda yarıiletkenin tekrar n-tipine dönmesi $n \approx N_{D1} + N_{D2} - N_A$, $N_{D2} > N_A > N_{D1}$ ve

$E_{D2} > E_A > E_{D1}$ sonuçlarını verir. Bu sıcaklık bölgesinde düşen sıcaklıkla mobilité azalmasına rağmen taşıyıcı yoğunluğu artış gözlenmektedir. Mobilitédeki bu düşüş iyonize safsızlık saçılmalarından kaynaklanmaktadır (38, 48). Diğer taraftan LEC tekniği ile büyütülen Zn katkılı InAs yarıiletkenin elektriksel iletkenliği üzerinde yapılan çalışmalarda; Zn ve C katkılarının numuneye homojen dağılmaması ve iletkenliğin tipinde n tipinden p tipine veya p tipinden n tipine geçişin olabileceğini gösterildi (35). Bununla birlikte yukarıdaki tartışmalardan çıkarılan sonuçlardan ve Bölüm 5.3’de QMSA sonuçlarından Şekil 5.3’de verilen bant modeli Şekil 5.17’de daha detaylı bir şekilde geliştirildi ve bireysel taşıyıcıların iletme özelliklerine etkileri araştırıldı.



Şekil 5.3. n-tipi yarıiletken için donör safsızlıklarının enerji seviyeleri ve p-tipi yarıiletken için alıcı safsızlık atomlarının enerji seviyelerinin şematik gösterimi

5.3. Manyetik Özdirenç Ölçümleri

Hall etkisi ve van der Pauw ölçüm teknikleri numune hakkında standart bilgiler verir. Eğer incelenen numunede tek bant iletimi baskın ise (iletim sadece tek tip taşıyıcılarla ise) standart iletkenlik ve Hall katsayısı ölçümleri yeterlidir. Ancak incelenen numunede iletim karma iletkenlik ise Eş. 3.10 ve 3.13'ten görüleceği gibi, mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu ortalama olarak ölçülür. Karma iletkenlik durumunda bireysel bant parametrelerinin belirlenmesi için özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri manyetik alanın fonksiyonu olarak yapılmalıdır (48). Manyetik alanın fonksiyonu olarak yapılan ölçüm sonuçları kullanılarak materyaldeki bireysel taşıyıcı yoğunluğu ve mobilitelerini hesaplatan bir çok analiz metodu vardır (41). Bu analiz metotları; farklı numune geometrilerini veya manyetik alanı numuneye dik yada paralel uygulama şartlarını kullanarak yapılan manyetik özdirenç ölçümlerini esas alır. Bu nedenle bu çalışmada bireysel bant parametrelerin belirlenmesi için manyetik özdirenç ölçümleri ve manyetik alan bağımlı Hall etkisi ölçümleri yapıldı.

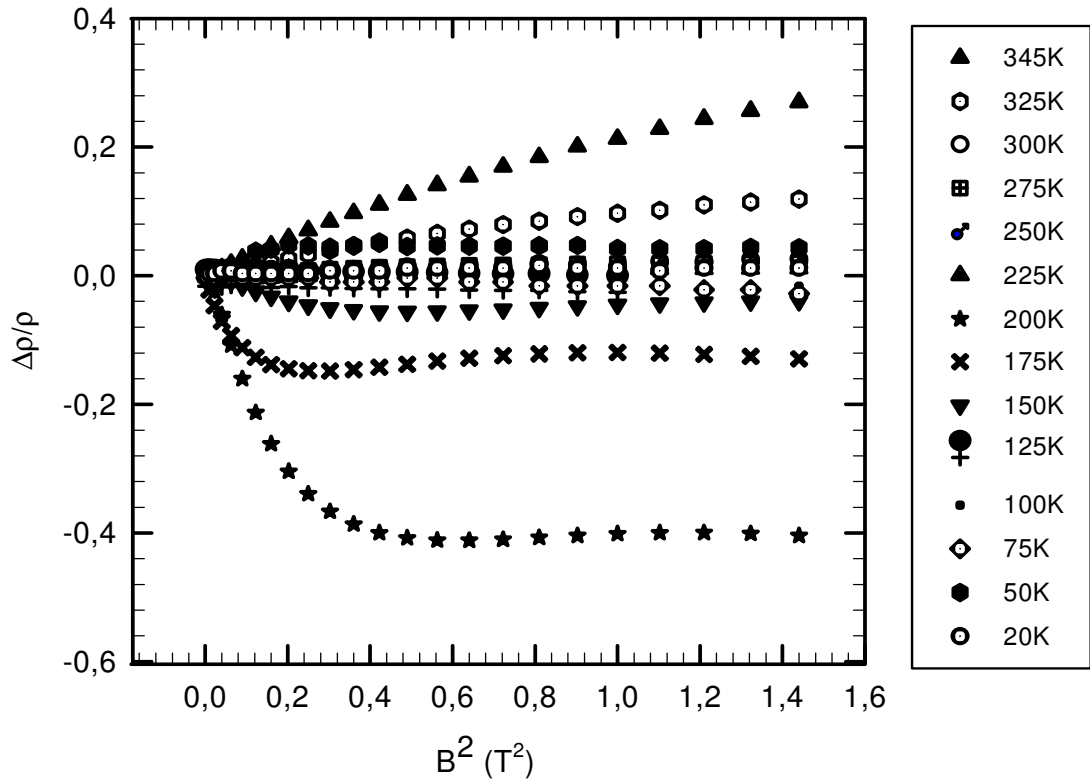
Örgü kusurları, katkı maddelerinin etkisi ve iletkenlik banındaki elektronların saçılmasından dolayı numunenin özdirencinin değişmesine neden olur. Manyetik özdirenç, dış manyetik alan uygulandığında materyalin elektriksel direncinde meydana gelen değişimdir. B manyetik alanı altındaki bir materyalin direncindeki değişim manyetik özdirenç olarak adlandırılır. Manyetik özdirenç değişimi Bölüm 4.5'de detaylı şekilde tartışılmıştır. Manyetik özdirenç genellikle;

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_0} = \beta B^2 \quad [4.7]$$

ile ifade edilir.

InAs numunesinde Özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri Şekil 4.2'de verilen geometriler kullanarak yapıldı. Manyetik özdirenç ölçümleri 345-20 K sıcaklık aralığında 25 K adımlarla, her bir sıcaklık noktası için 0-13,5 kG aralığında 28 farklı manyetik alan noktasında yapıldı. Manyetik özdirencin B^2 ye bağlı değişimi tüm

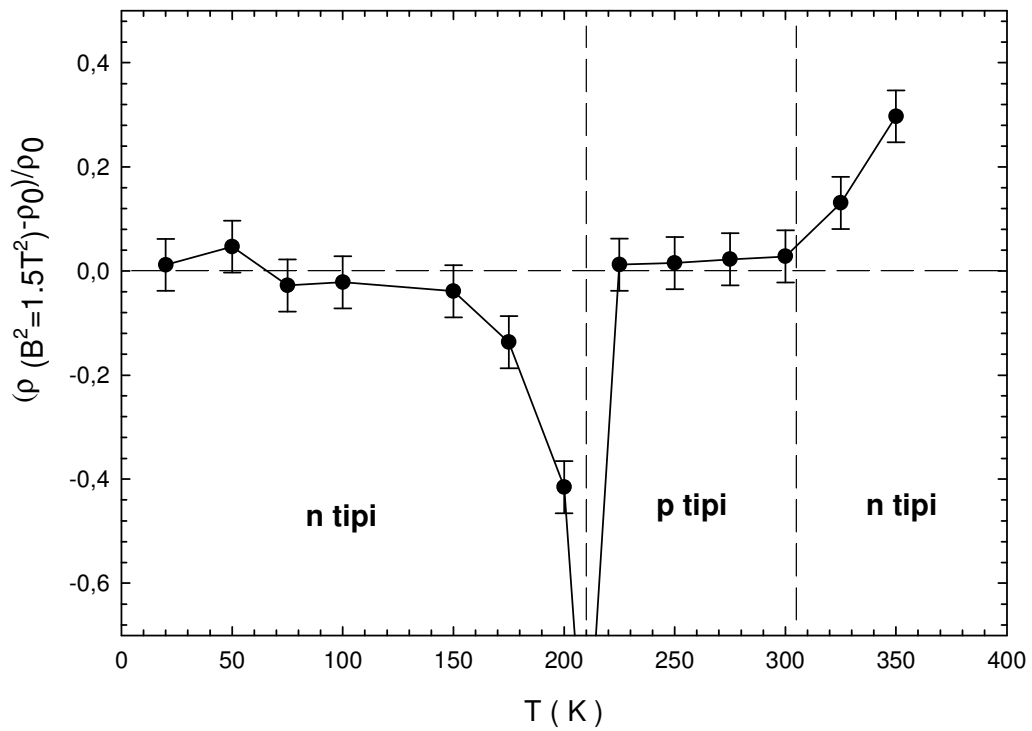
sıcaklıklar için Şekil 5.4’de verildi. Eş. 4.7’de verilen klasik manyetik öz direnç teorisi manyetik öz direncin manyetik alana karesel bağımlılık veya manyetik öz direnç ile B^2 arasında pozitif lineer ilişki tahmin eder. Şekil 5.4’de verilen $\Delta\rho/\rho_0 - B^2$ grafiğinde lineer ilişki sadece (250-350 K arasında) gözlemlendi. (75–200 K arasındaki) sıcaklıklarda negatif manyetik öz direnç gözlemlendi. Manyetik öz dirençteki değişimleri daha iyi görebilmek için, Şekil 5.4’den manyetik alan $B^2=1,5 \text{ T}^2$ değeri için $(\rho(B^2=1,5 \text{ T}^2) - \rho_0) / \rho_0$ katsayısı sıcaklığın fonksiyonu olarak Şekil 5.5’de verildi.



Şekil 5.4. İncelenen tüm sıcaklık noktalarında manyetik öz direncin B^2 'ye bağlı değişimi

Şekil 5.4’de görüldüğü gibi numunenin n-tipi özellik gösterdiği ($T \geq 300 \text{ K}$ 'de) azalan sıcaklıkla manyetik öz dirençte azalma gözlemlendi. Bu sıcaklık bölgesinde mobilitenin azalan sıcaklıkla azalma eğilimindedir. p-tipinden n-tipine geçiş gösterdiği (225 – 300 K) sıcaklığı arasında azalan sıcaklıkla manyetik öz direnç sabite meyllenmektedir. Bu sıcaklık bölgesinde mobilitenin hemen hemen sabittir. (200- 225 K arasında) manyetik öz dirençte keskin bir düşüş gözlemlendi.

Bu sıcaklıkta InAs p-tipinde n-tipine geçiş göstermektedir. (200–150 K arasında) manyetik özdirenç azalan sıcaklıkla hızlı bir artışla 150 K'den düşük sıcaklıklarda Hall mobilitesinde olduğu gibi sabite gitmektedir. Sonuç olarak Şekil 5.5'de verilen sıcaklık bağımlı manyetik özdirenç Şekil 5.2'den verilen Hall mobilitesi ile uyum içerisindedir.



Şekil 5.5. $B^2 = 1,5 T^2$ değeri için manyetik özdirenç katsayısının sıcaklığa bağlı değişimi

5.4. Nicel Mobilite Spektrum Analizi (QMSA)

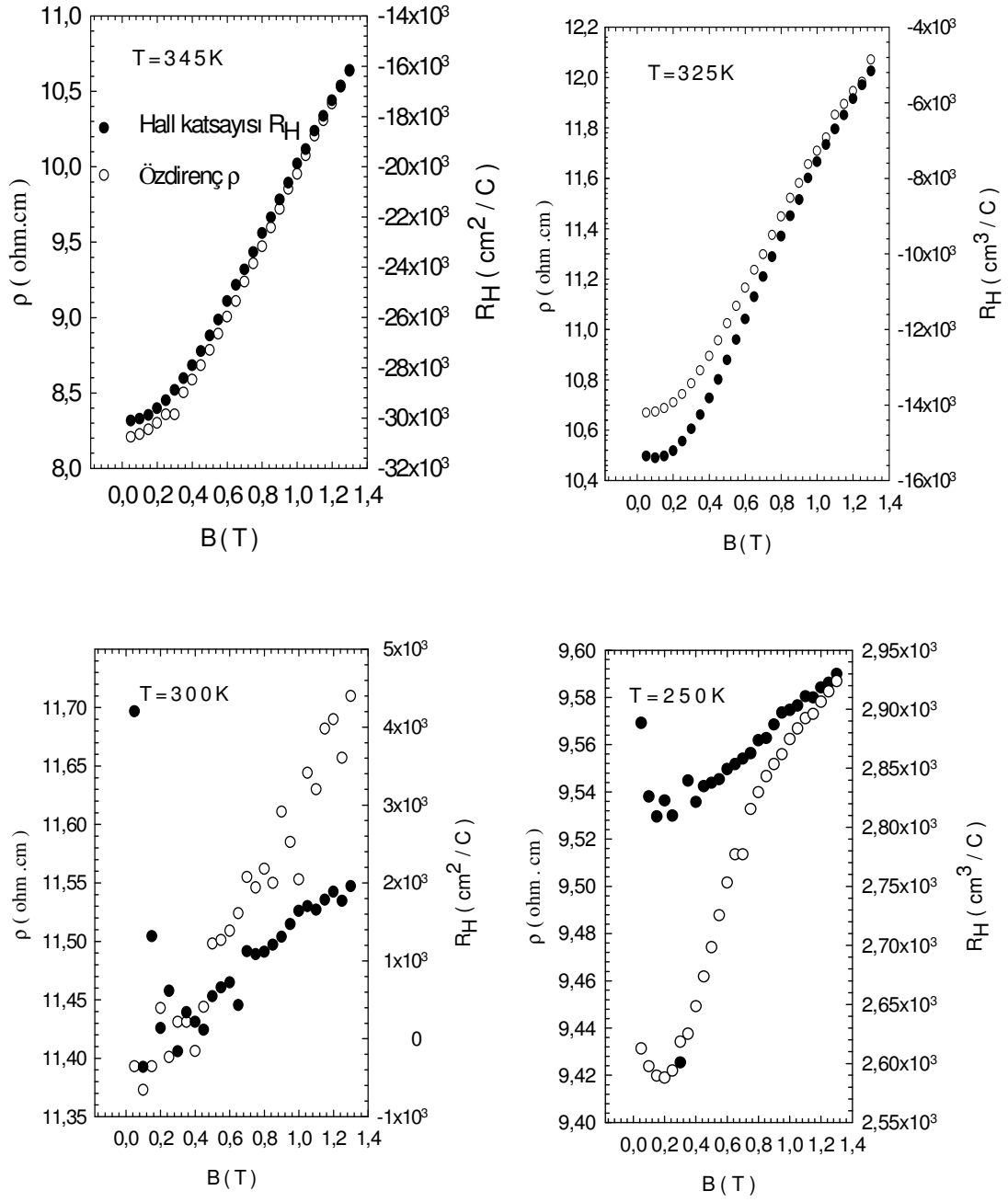
Manyetik alan bağımlı özdirenç ve Hall ölçümleri kullanılarak bireysel bant parametrelerini (μ_n , μ_p , n , p , σ_n , σ_p) hesaplayan çeşitli analiz teknikleri vardır (41). Nicel mobilite spektrum analiz tekniği (QMSA) son zamanlarda öne çıkan bir analiz metodudur (42, 43). Bu çalışmada bireysel bant parametrelerinin belirlenmesinde QMSA analiz metodu kullanıldı. QMSA tekniği ile, Hall katsayısı ve özdirencin

manyetik alanın fonksiyonu olarak ölçüm sonuçlarını kullanarak, materyaldeki bireysel taşıyıcı yoğunluğu, mobilitelerini ve iletkenliklerini hesaplayan bir analiz metodudur. Bu analiz metodun temelinde özdirencin ve Hall katsayısının manyetik alan bağımlılığına dayanır. Bu amaçla bu çalışmada manyetik alan numune üzerine dik uygulanarak manyetik özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri yapıldı.

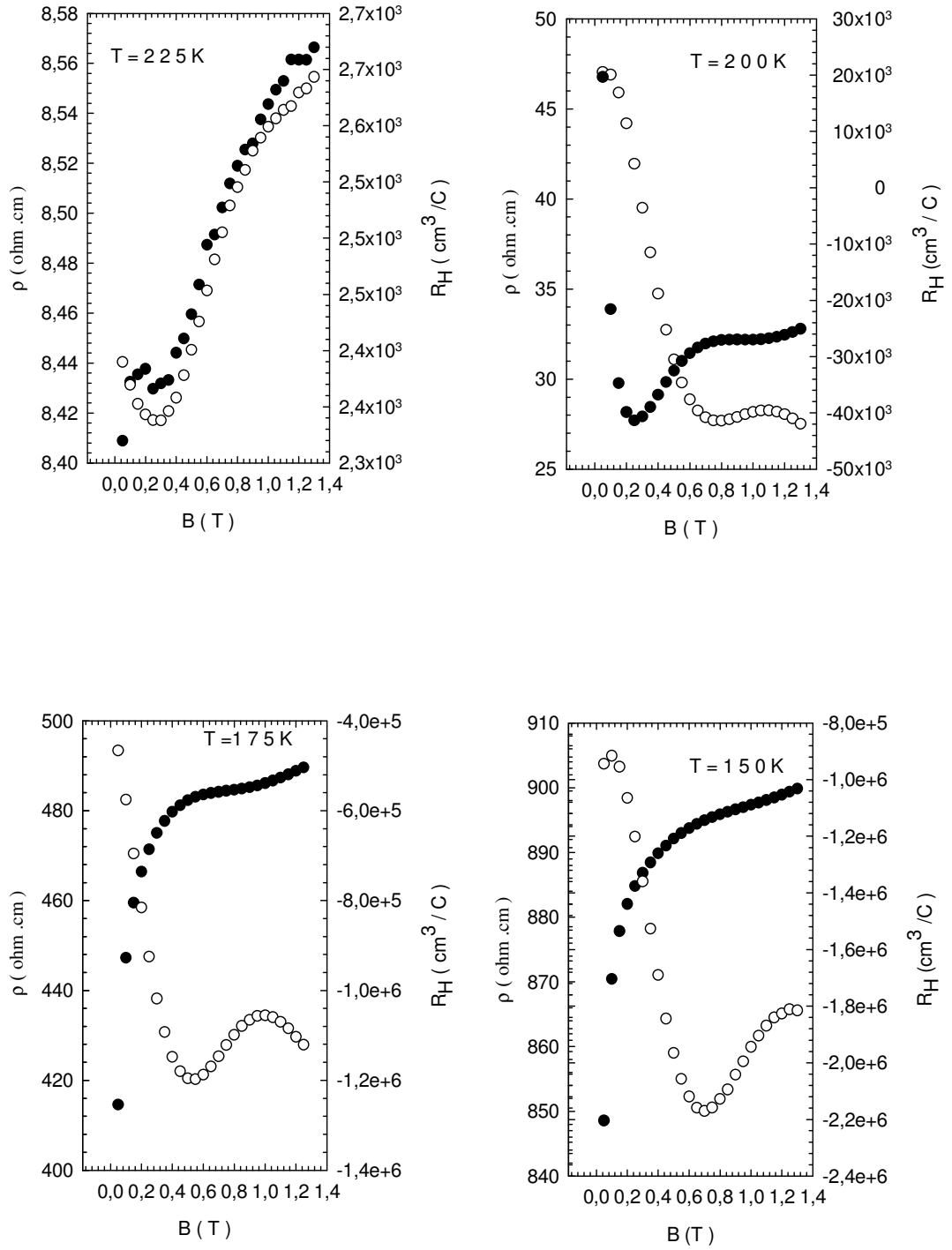
Ölçümler 25 K adımlarla 20-345 K arasında ve 500 G adımlarla 0-1,35 Tesla arasında sıcaklığa ve manyetik alana bağlı olarak van der Pauw tekniği kullanarak yapıldı. Ölçüm sonuçları QMSA metodu ile analiz edildi.

Deneysel olarak ölçülen Hall katsayısı (R_H) ve özdirenç (ρ) giriş parametrelerinden, iletkenlik tensörleri (σ_{xx} ve σ_{xy}), Bölüm 4.6’de bahsedildiği gibi belirlenir. Mobilite spektrum iletkenlik tensörlerinin manyetik alan bağımlılığından bulunur.

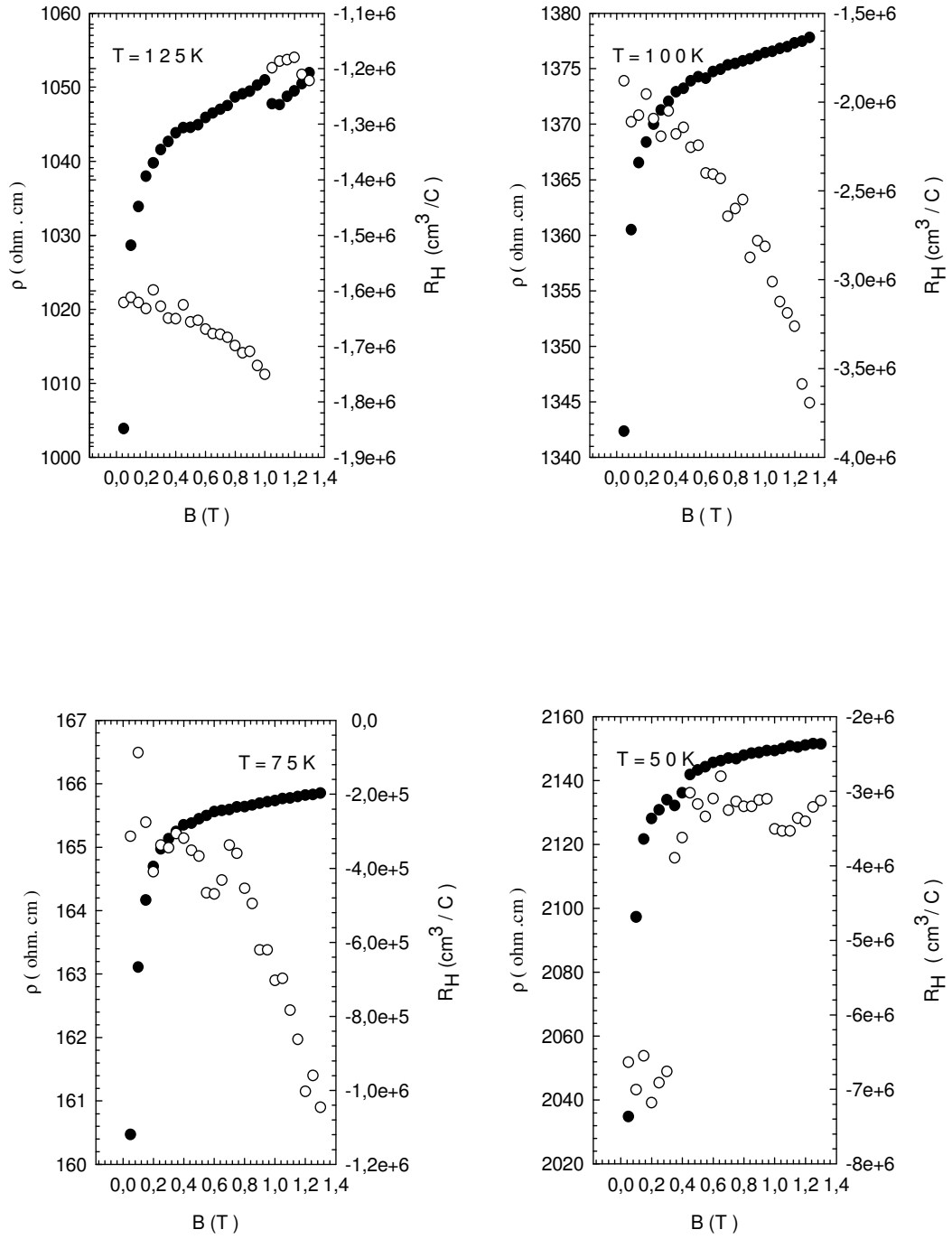
QMSA analiz metodunda girdi parametresi olan deneysel Hall katsayısı (R_H) ve özdirencin (ρ) bazı sıcaklıklar için manyetik alan değişimi Şekil 5.6-5.9’da verildi. Manyetik alan bağımlı deneysel Hall katsayısı (R_H) ve özdirencin (ρ) QMSA analiz metodunda kullanılmasıyla manyetik alan bağımlı teorik iletkenlik tensörleri elde edildi. Bazı sıcaklıklar için QMSA analizlerinden elde edilen manyetik alan bağımlı teorik iletkenlik tensörleri (σ_{xx} ve σ_{xy}) örnek olarak Şekil 5.10 ve 5.11’de verildi.



Şekil 5.6. 345, 325, 300, 250 K'deki sıcaklıklar için deneysel ρ ($\circ$ semboller) ve R_H 'ı ($\bullet$ semboller) manyetik alana bağlı değişimi



Şekil 5.7. 225, 200, 175, 150 K'deki sıcaklıklar için deneysel ρ (○ semboller) ve R_H 'ın (● semboller) manyetik alana bağlı değişimi

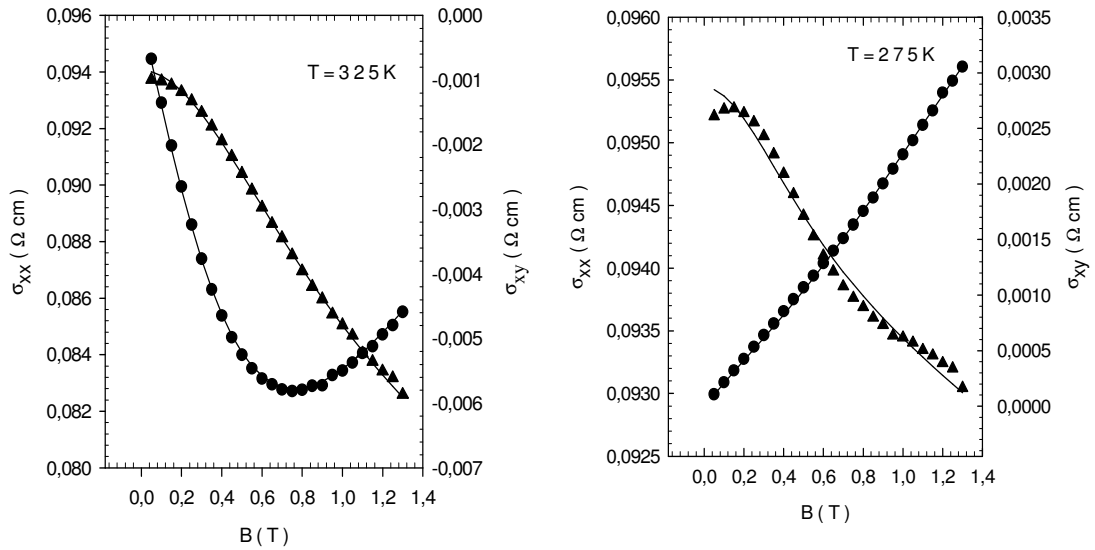


Şekil 5.8. 125, 100, 75, 50 K'deki sıcaklıklar için deneysel ρ (○ semboller) ve R_H 'ın (● semboller) manyetik alana bağlı değişimi

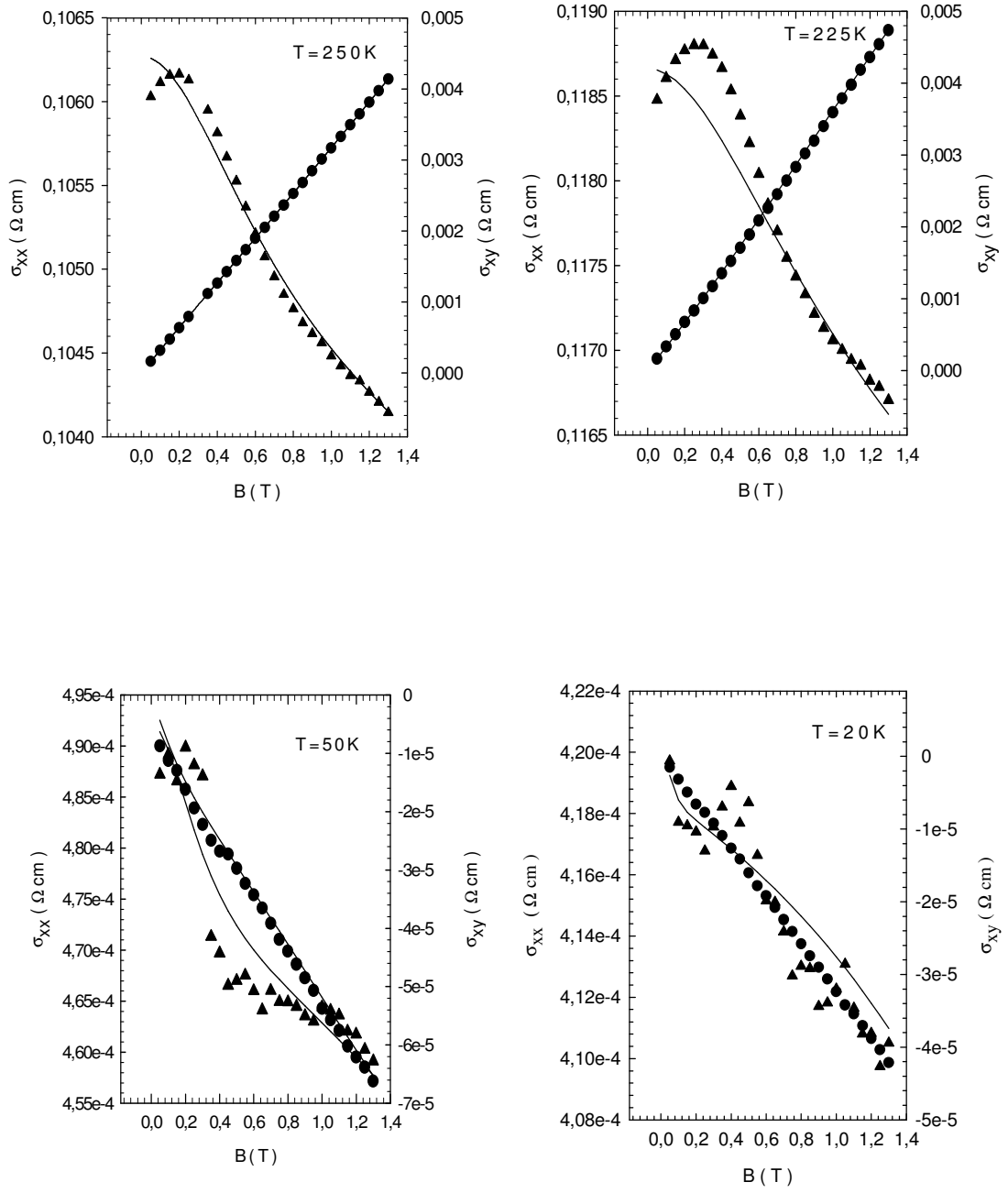
Şekil 5.6 ve 5.8'da verilen öz direnç ve Hall katsayısının manyetik alan bağımlılıklarından görüldüğü gibi Hall katsayısı 200 K dışında tüm sıcaklıklarda

manyetik alanla artmaktadır. Ancak 200 K’de düşük manyetik alanlarda (0,3 T ’dan düşük) artan manyetik alanla azalmaktadır. Manyetik alanın bu değerinden sonra tekrar artmaktadır. Diğer taraftan 200 K civarında iletkenlik Şekil 5.2’ de görüldüğü gibi elektriksel iletkenlik tip değiştirmektedir.

Manyetik alan bağlı öz direnç 325–345 K arasında artan manyetik alanla hemen hemen karesel olarak artmaktadır. Ancak 250 ve 225 K’de düşük manyetik alanlarda (0,3 T ’dan düşük) öz direnç arttan manyetik alanla azalmaktadır ve 0.3 T’den yukarısı manyetik alanlarda manyetik alanla tekrar artmaktadır. (250-50 K arasında) azalan sıcaklıkla manyetik öz direnç azalmaktadır. 50 K’den sonra manyetik öz direnç tekrar manyetik alanla artmaktadır.

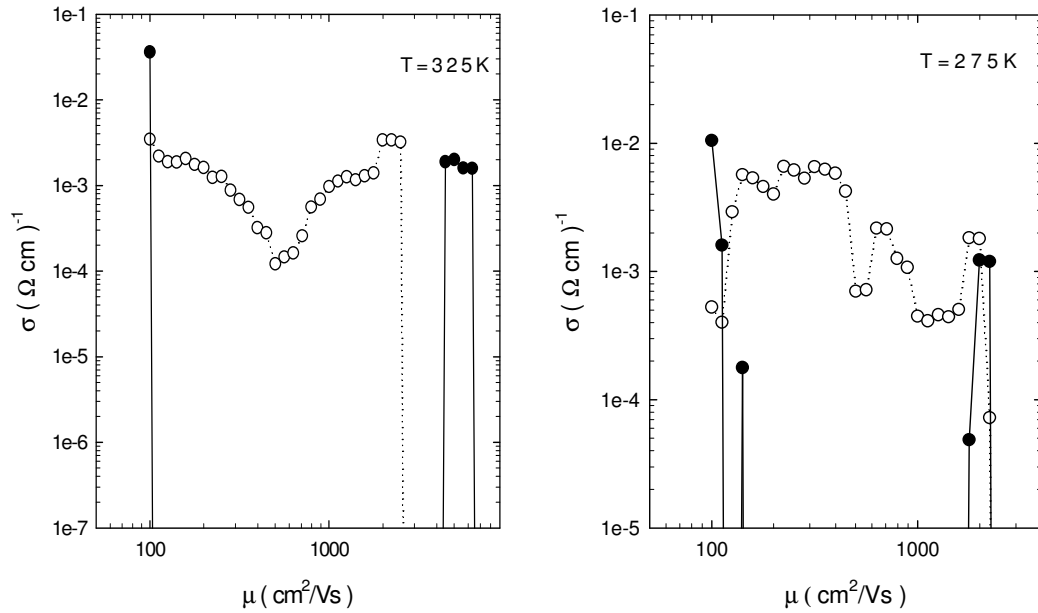


Şekil 5.9. 325, 275, K’deki manyetik alana bağlı değişimi. Semboller (● σ_{xx} ve ▲ σ_{xy}) deneysel ve düz çizgiler ise QMSA analizlerinden elde edilen iletkenlik tensörlerini temsil eder

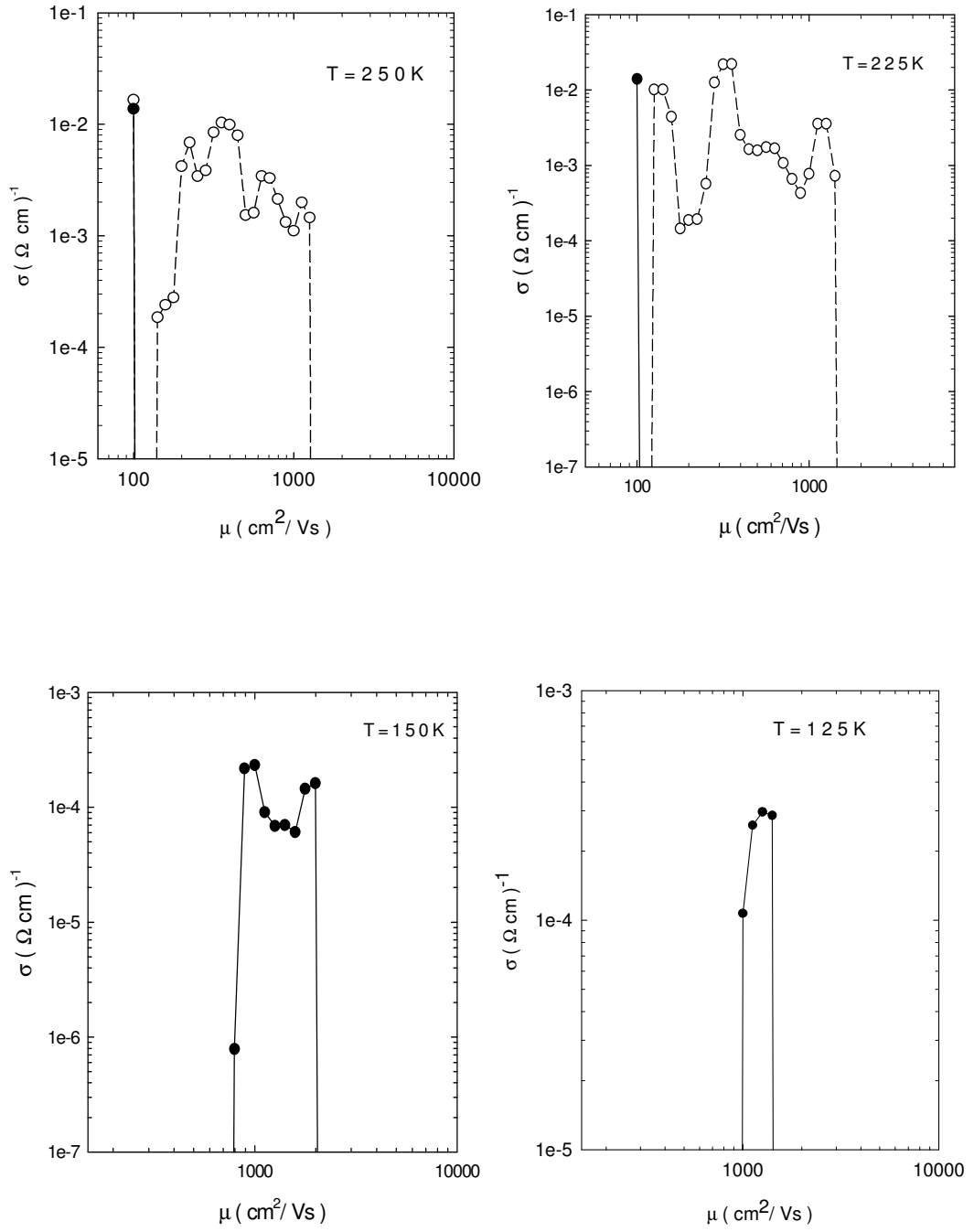


Şekil 5.10. İletkenlik tensörlerinin 225, 125, 20 K'deki manyetik alan değişimi. Semboller ($\bullet$ σ_{xx} ve $\blacktriangle$ σ_{xy}) deneysel ve düz çizgiler ise QMSA analizlerinden elde edilen iletkenlik tensörlerini temsil eder

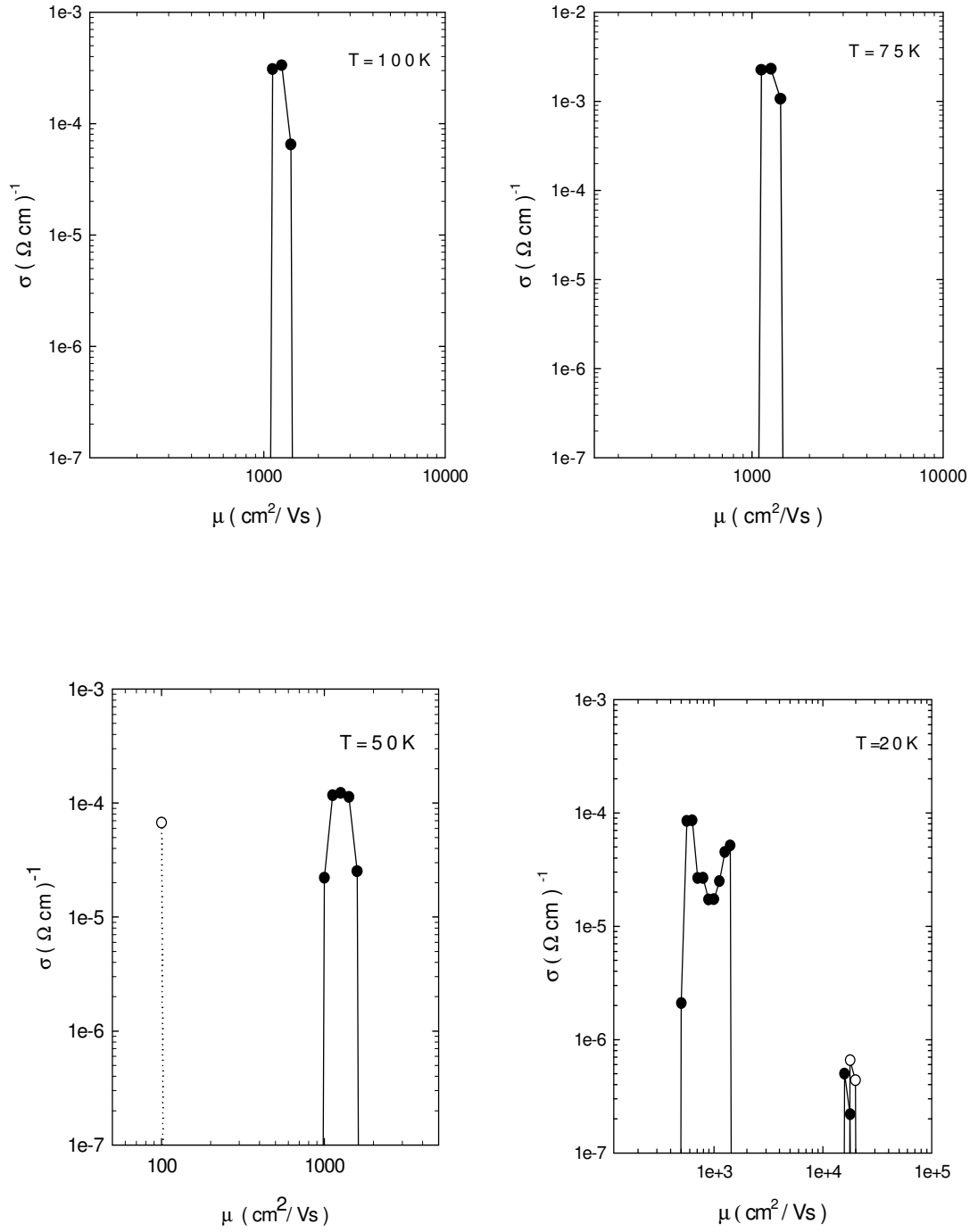
Şekil 5.9 ve 5.10’de deneysel ve QMSA’dan elde edilen teorik iletkenlik tensörleri (σ_{xx} ve σ_{xy}) verildi. Deneysel iletkenlik tensörleri ile QMSA’dan elde edilen teorik iletkenlik tensörleri arasında bütün sıcaklıklarda iyi bir uyum sergilenmektedir. QMSA analizi sonucunda elde edilen teorik iletkenlik tensörleri (σ_{xx} ve σ_{xy}) ile deney arasındaki bu uyum, QMSA metodundan elde edilen mobilite spektrumunun doğruluğunun gösterir. Analiz sonucunda elde edilen mobilite spektrumları her sıcaklık için 5.11-5.13’de verildi.



Şekil 5.11. 325 ve 275, K’de mobilite spektrumları. Dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder



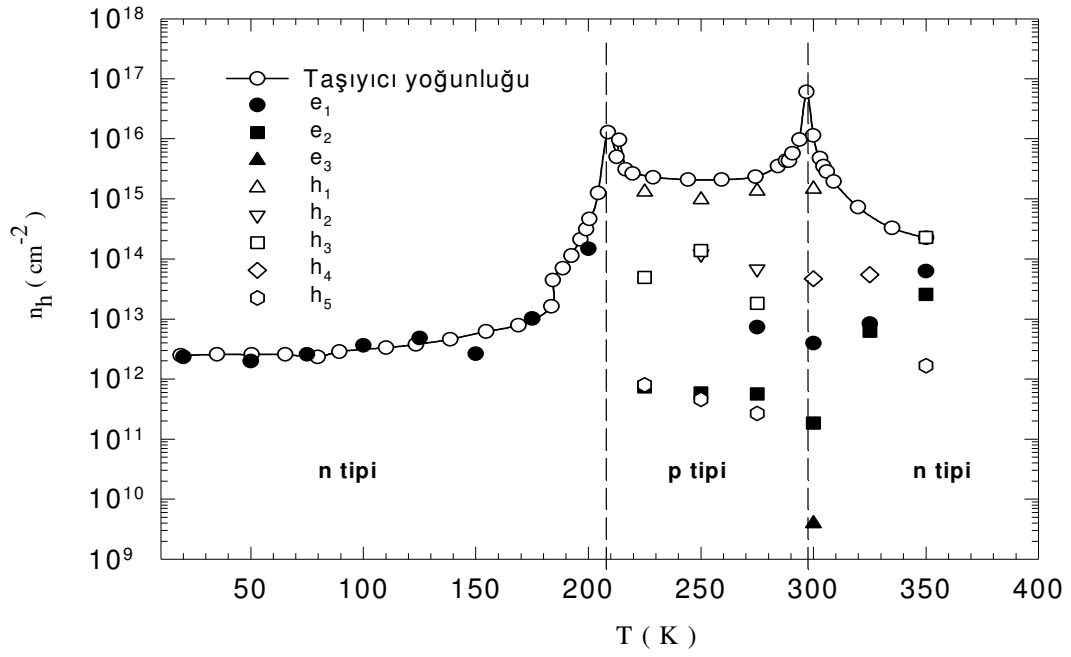
Şekil 5.12. 250, 225, 150, 125 K’de mobilite spektrumları. Dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder



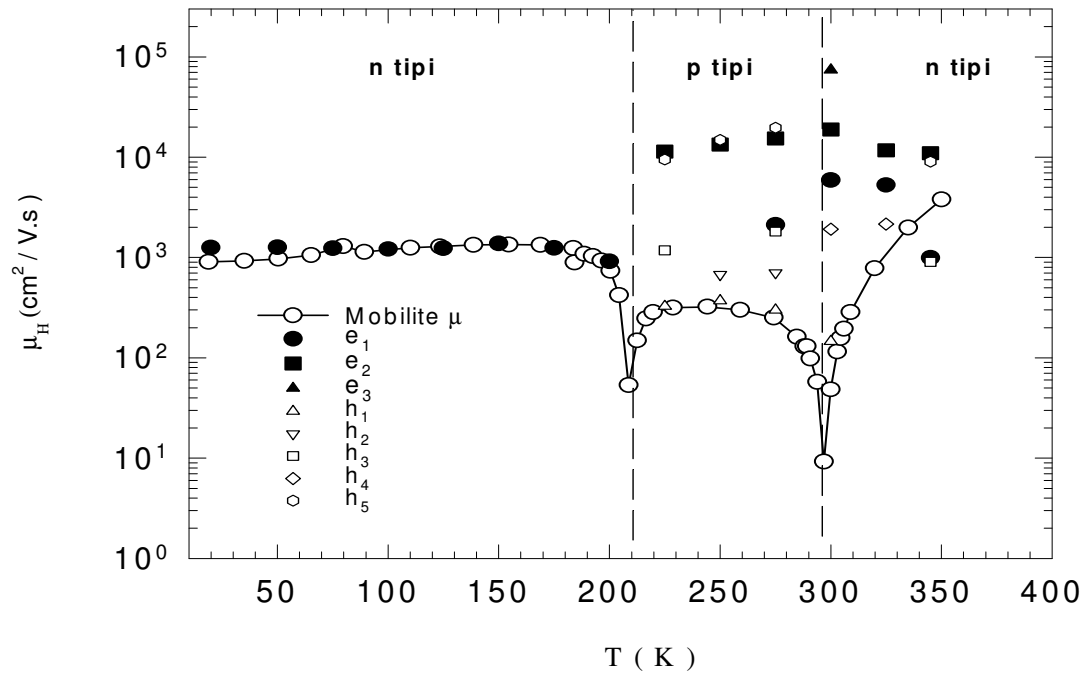
Şekil 5.13. 100,75,50, 20 K’de mobilite spektrumları. Dolu sembollü düz çizgiler elektron spektrumunu, boş sembollü kesikli çizgiler deşik spektrumunu temsil eder

325-20 K arasında QMSA'dan elde edilen mobilite spektrumları Şekil 5.11-14'de verildi. Spektrumlardan görüleceği gibi $T > 200\text{K}$ sıcaklık aralığında hem deşik hem de elektron pikleri oluşmuştur, bu da çoklu taşıyıcılardan kaynaklanmaktadır. Diğer önemli bir sonuçta incelenen tüm sıcaklık bölgelerinde, pikler açık ve net bir şekilde ayırt edilebilmektedir. Sıcaklığın değişimi ile piklerin yapısında iyi bir düzen olduğu görüldü. Bununla birlikte yüksek sıcaklık bölgesinde artan sıcaklıkla, elektron piklerine karşın deşik pikleri oluşmuştur.

İncelenen Zn katkılı InAs numunesi analizleri sonucunda düşük ve yüksek sıcaklık bölgesinde n-tipi yarıiletken özellik gösterirken orta sıcaklık bölgesinde p-tipi yarıiletken özelliği gösterdi. QMSA analizi bu sonucu desteklemektedir.



(a)



(b)

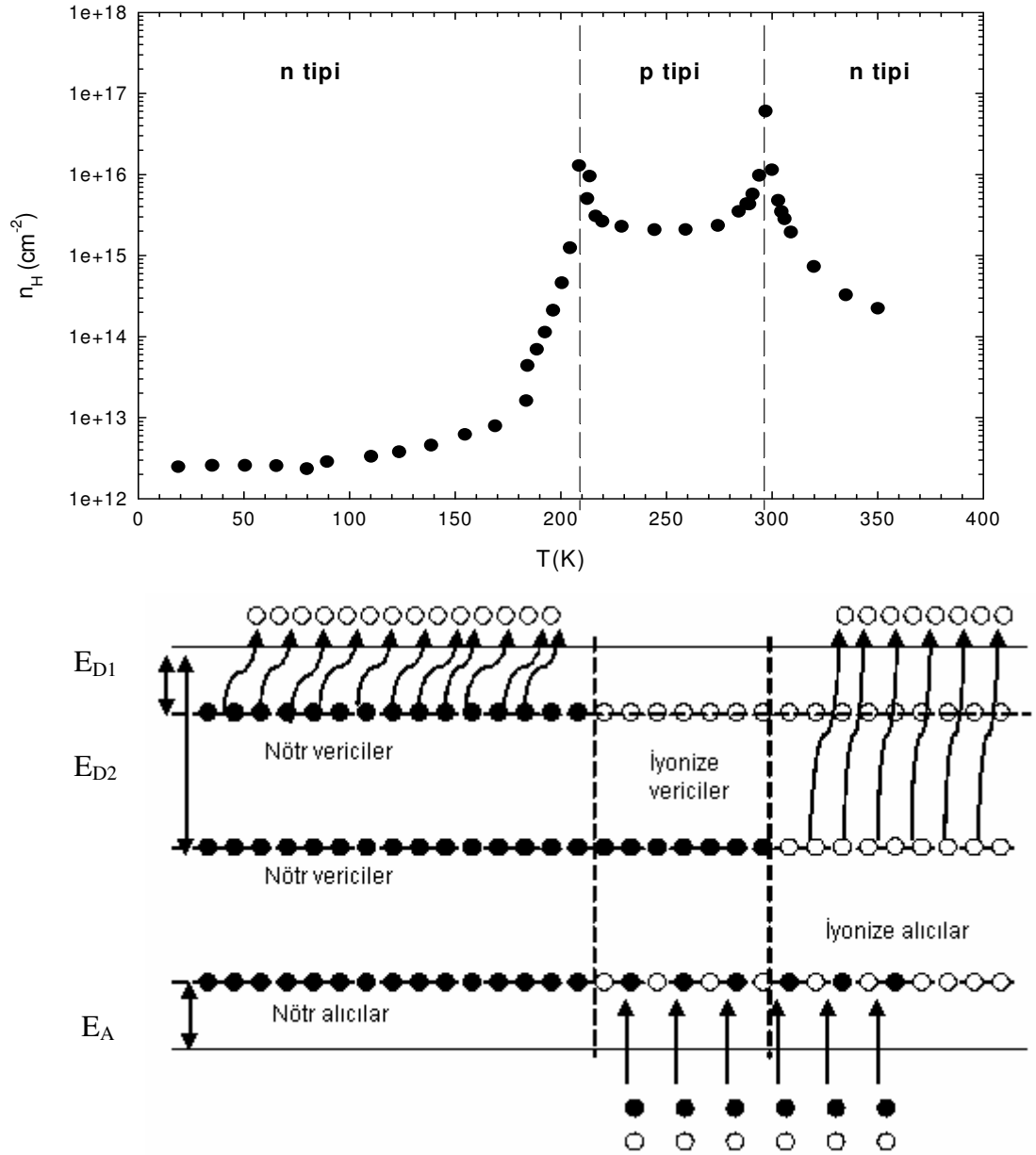
Şekil 5.14. QMSA sonucunda elde edilen ve ölçülen çoklu taşıyıcıların sıcaklığa bağlı (a) taşıyıcı yoğunluğu, (b) mobilite davranışları

QMSA analizi sonucunda incelenen Zn katkılı InAs numunesi için her bir sıcaklıktaki mobilite spektrumlarından bireysel taşıyıcı yoğunlukları ve mobiliteleri Şekil 5.14.a ve Şekil 5.14.b’de verildi. Şekil 5.14.a ve Şekil 5.14.b’den görüldüğü gibi 3 tip elektron ve 5 tip deşik, elektron iletme katkıda bulunmaktadır. Ancak bunlardan iki tip elektron (e_1 , e_2) ve üç tip deşik (h_1 , h_2 , h_3) çoğunluk taşıyıcılarıdır ve numunenin iletim özelliği kontrol ederler. Diğer taşıyıcılar (e_3 , h_4 ve h_5) ise azınlık taşıyıcılarıdır. İncelenen tüm sıcaklıklarda taşıyıcı yoğunluğu ve mobilite ile mükemmel uyum sergilemektedir.

(220-20 K) sıcaklık bölgesinde, spektrumdan elde edilen taşıyıcı yoğunluğundan sadece bir tip elektron (e_1) iletim sağlanır. Bu katkı E_{D1} verici seviyesinden meydana gelir ki bu sonuç Zn katkılı InAs yarıiletkenin bu bölgede n-tipi yarıiletken özellik göstermesine neden olur. (220 – 300 K) arasındaki sıcaklıklarda iletimde elektronlar ile deşikler birlikte iletimde görülmektedir. Fakat bu sıcaklık bölgesinde oluşan alıcı seviyesi nedeniyle elektronların iletme etkisi azalır ve deşikler (h_1) baskın hale gelir. Bu sonuç incelenen numunenin bu sıcaklık bölgesinde p-tipi yarıiletken özellik göstermesine neden olur.

($T \geq 300K$ ’de) yüksek sıcaklık bölgesinde iletimde elektronlar ile deşikler birlikte iletimde görülmektedir. Bu sıcaklık, (e_1 , e_2) tipinden gelen katkılar iletimde baskındır. Bu sıcaklık bölgesinde oluşan ikinci bir verici (E_{D2}) seviyesinden gelen katkılar iletimde baskındır. Bu sonuç bu sıcaklık bölgesinde incelenen numunenin p-tipi yarıiletken özellik göstermesine neden olmuştur. QMSA sonucunda elde edilen ilginç bir sonuca göre numunede 10^4 - 10^5 $\text{cm}^2/\text{V.s}$ mertebesinde taşıyıcılar görülmektedir. Ancak bu taşıyıcı yoğunluklarına ve iletkenliklerine sahip oldukları mobilite değerleri toplam mobiliteye (Mattheisen kuralına göre) dikkate alınmadıklarından, azınlık taşıyıcıları olduğu ve toplam iletme fazla katkılarının olmadıkları anlaşılır.

Deneyssel olarak ölçülen taşıyıcı yoğunluğu ve QMSA analizi sonucunda Zn katkılı InAs yarıiletkeninde aşağıdaki bant modeli önerildi.



Şekil 5.15. Deneysel olarak ölçülen taşıyıcı yoğunluğu ve QMSA sonucunda elde edilen Zn katkılı InAs yapısına ait taşıyıcılarının sıcaklığa bağlı değişimi (● → nötr atomları ○ → iyonize atomları temsil etmektedir)

Deneysel olarak ölçülen taşıyıcı yoğunluğu ve QMSA analizi neticesinde incelenen numune için önerilen bant modelinden görüleceği gibi, iletkenlik bandına yakın bir

donor (verici safsızlık seviyesi, E_{D1}) seviyesi, yasak enerji aralığının ortalarında ikinci bir donor (verici safsızlık seviyesi, E_{D2}) seviyesi ve valans bandına yakın bir akseptör (alıcı safsızlık seviyesi, E_A) seviyesi oluşmuştur. ($T \leq 200$ K'de) düşük sıcaklık bölgesinde iletkenlik bandının hemen altında katkı maddesi olan Zn atomlarına ait bir donor seviyesi oluşmuştur (E_{D1}). Şekil 5.1'den görüleceği düşük sıcaklık bölgesinde Zn bağlanma enerjisi hesaplandı (Bu değer $E_D = 7,4$ meV'dur). Bulunan değer literatürle uyum içerisindedir. Bu sonuç numunenin bu bölgede n-tipi elektriksel iletkenlik göstermesine neden olmuştur.

($T \geq 200$ K'de) artan sıcaklıkla E_{D1} donor seviyesinde bulunan safsızlıkların tamamı iyonize olur. Orta sıcaklık bölgesinde valans bandına yakın bir alıcı seviyesi (E_A) oluşur. Artan sıcaklıkla valans bandında bulunan bağlı elektronlar iyonize olur ve bu alıcı seviyesine geçerler. Bu sıcaklık bölgesinde $N_A > N_{D1}$ olması nedeniyle incelenen numune p-tipi elektriksel iletkenlik göstermesine neden olur.

Yüksek sıcaklık bölgesinde ($T \geq 300$ K'de) yasak enerji aralığının ortasına yakın bir seviyede seviyesi ($E_{D2} \approx 0,10-0,15$ eV) oluşur. ($T \leq 300$ K'de) düşük sıcaklıklarda bu seviyedeki safsızlıklar nötr durumdadır. Artan sıcaklıkla (E_{D2}) donor seviyesindeki safsızlıklar iyonize olarak ilettime katılırlar. Yüksek sıcaklık bölgesinde ($N_{D2} + N_{D1}$) $\gg N_A$ olması nedeniyle incelenen numune yüksek sıcaklık bölgesinde n-tipi elektriksel iletkenlik göstermesine neden olur.

Önerilen bu bant modeli Şekil 5.3'de verilen n-tipi yarıiletken için verici safsızlık enerji seviyeleri ve p-tipi yarıiletken için alıcı safsızlık enerji seviyeleri modeli ile uyuşmaktadır.

Numune elektriksel iletkenliği p-tipi olması gerekirken düşük ve yüksek sıcaklık bölgesinde n-tipi elektriksel iletkenlik özellik göstermesi; safsızlık seviyelerinin varlığı, Zn ve C kirlilikleri, örgü kusurları, safsızlık seviyeleri ve yapıyı oluşturan kimyasal bileşiklerin sapmasından dolayı ortaya çıktığı fikrini vermektedir.

LEC büyütme tekniğinin doğasından kaynaklanan katkı konsantrasyonunun homojensizliği ve katkı maddesi olan Zn ve LEC büyütme tekniğinin doğasından kaynaklanan Zn ve C kirliliklerinin yapıyı oluşturan In ve As elementleri ile etkileştiği ve küçük metalik gruplar oluşturdıkları bilinmektedir (44, 45).

6. SONUÇ VE TARTIŞMA

Gelişen elektronik endüstrisinin gereklerini karşılamak için yeni yarıiletken materyaller geliştirilmesi ve karakterize edilmelidir. Standart sabit alan öz direnç ölçümleri ve Hall etkisi ölçümleri yarıiletken malzemenin elektriksel özelliklerini araştırmak için yaygın olarak kullanılır. Bu tür ölçümler malzeme için ortalama mobilite ve taşıyıcı yoğunluğunu verdiğinden tek elektronlar yada tek deşik etkin olduğu malzemelerde, bant aralığı, safsızlık bağlanma enerjisi, ve yarıiletkende bulunan saçılma mekanizmalarını tespit etmek için kullanılır. Karma iletim bulunan numunelerde bireysel taşıyıcıların mobilite, öz direnç ve Hall etkisi ölçümleri manyetik alan fonksiyonu değişimi olarak ölçülür. Yarıiletken materyallerin karakterizasyonu için genel metot; Hall etkisi ve ölçümleridir. Bu ölçümler Hall mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluğu hakkında bilgi edilmemizi sağlar. Her iki parametre yarıiletkenlerin mikroskobik özelliklerini karakterize etmede kullanılır.

Bu çalışmada LEC tekniği ile büyütülen Zn katkılı InAs yarıiletken van der Pauw tekniği kullanarak, sıcaklığa ve manyetik alana bağlı olarak taşıyıcı iletim özellikleri incelendi. Hall etkisi ve öz direnç ölçümleri 20-345 K sıcaklık aralığında 25 K adımlarla ve manyetik alan 0-1,5 T aralığında 500 kG adımlarla yapıldı.

Öz direncin sıcaklığa bağlı grafiğinden; 20-100 K arasında grafiğin eğiminden katkı maddesi olan Zn bağlanma enerjisi ve 160-210 K aralığında grafiğin eğiminden InAs yarıiletkeni için yasak enerjisi hesaplandı. Bulunan değerler teorik olarak hesaplanan değerle ve literatürle uyum içerisindedir.

İncelenen numunenin taşıyıcı yoğunluğu ve mobiletenin sıcaklıkla değişiminden düşük sıcaklık bölgesinde (20–220 K arasında) n-tipi yarıiletken özelliği, orta sıcaklık bölgesinde (220 -300 K arasında) p-tipi yarıiletken özelliği, yüksek sıcaklık bölgesinde(300 K'den yukarısında) tekrar n-tipi yarıiletken özellik gösterdi. Numunenin bu özelliğini daha iyi inceleyebilmek ve hangi sıcaklık noktasında elektriksel iletkenlik özelliğini değiştirdiğini gözleyebilmek amacıyla deney, incelenen (20-345 K) sıcaklık arasında bu bölgelerde 2 K adımlarla ölçüldü.

Analizler sonucunda elektriksel iletkenlik, 210 K'de (n-tipinden $\rightarrow$ p-tipine) geçiş gösterirken 300 K'de (p-tipinden $\rightarrow$ n-tipine) geçiş gösterdi

Manyetik zdirencin $B^{2'}$ ye bağlı değişimde düşük sıcaklık bölgesinde (20-210 K aralığında) artan sıcaklıkla manyetik özdirenç azalma eğilimindedir. (150-210 K arasında) artan sıcaklıkla manyetik özdirençte keskin bir düşüş gösterdi ve bu sıcaklık aralığında negatif manyetik özdirenç gözlendi. Orta sıcaklık bölgesinde (210-300 K arasında) manyetik özdirenç sabit olarak meyillenmektedir. Yüksek sıcaklık bölgesinde ($T \geq 300$ K'de) ise manyetik özdirenç artan sıcaklıkla artma eğilimindedir. Ölçülen tüm sıcaklık aralığında (20-345 K) mobilite ve manyetik özdirenç uyum içerisindedir.

Weisberg, InAs yarıiletkeninde anormal durumları incelemiş yaptığı çalışmaların analizleri sonucunda, safsızlıkların malzemeye homojen dağılmaması ve derin tuzakların varlığı malzemede değişimler meydana getirmektedir. Bu etki malzemede elektriksel iletkenlik tipi değişmesine, özdirençte değişmelere ve enerji bant aralığında değişmelere neden olur. Enerji bant aralığındaki değişim incelenen numunede (orta sıcaklık bölgesinde) etkili olduğu söylenebilir.

InAs yarıiletkeni orta sıcaklık bölgesinde (200-310 K aralığında) metalik özellik gösterdi. LEC büyütme tekniğin doğasından kaynaklanan katkı konsantrasyonunun malzemeye homojen dağılmaması ve Zn ve C kirlilikler, derin tuzakların varlığı, Zn yapıyı oluşturan In ve As elementleri ile etkileştiği ve küçük metalik gruplar oluşturmaktadır (35).

Hall etkisi ve van der Pauw lm teknikleri ölçülen numunenin toplam mobilite ve toplam taşıyıcı yoğunluğunu verir. Ancak karma iletimin var olduğu durumlarda taşıyıcı yoğunluğu, mobilite ve iletkenliğe elektronlardan ve deşiklerden gelen katkılar vardır. Bu katkıları belirlemek için standart Hall etkisi ve van der Pauw lmlerinin yanı sıra manyetik özdirenç ölçümlerinin de yapılması gerekir. Bu lmleri kullanarak bireysel bant parametrelerini hesaplayan farklı analiz metotları

vardır. Bu çalışmada bireysel bant parametrelerinin belirlenmesinde Nicel Mobilite Spektrum Analiz (QMSA) analiz metodu kullanılmıştır.

Ölçümler ve analiz sonucunda, sıcaklığa bağlı olarak elektron ve deşiklere ait mobilite ve taşıyıcı yoğunlukları belirlenmiştir. Bunun yanı sıra bantlara ait taşıyıcı yoğunluklarının ve mobilitelerinin biliniyor olması toplam iletkenliğe bantlardan gelen katkıların da hesaplanmasına olanak tanır. InAs yarıiletkeninde tüm sıcaklık bölgelerinde piklerin net olarak ayırt edilmektedir. Bu analiz güvenilir sonuçlar vermiştir. Diğer bir sonuçta orta sıcaklık bölgesi dışındaki bölgelerde taşıyıcıların çeşitlenmesi yani karma iletimin görülmesidir. İncelenen tüm sıcaklık bölgeleri için deneysel olarak ölçülen mobilite ve taşıyıcı yoğunluğu ile uyum içerisinde.

InAs yarıiletkeni oda sıcaklığında yüksek mobiliteye sahip olmasından dolayı tercih edilir. Analizler sonucunda oda sıcaklığında (300 K'de) düşük mobilite sahip olduğu görüldü. Bu sıcaklık noktasında, elektriksel iletkenlik tipinin değişmesi (p-tipinden → n-tipine), polar optik fonon, deformasyon potansiyeli ve safsızlık saçılmalarının baskın olmasından meydana gelir. Fakat artan sıcaklıkla beklenen değerine yaklaştığı fikrini vermektedir.

Sonuç olarak, incelenen Zn katkılı InAs numunesinin en ilgiç ve dikkat çekici özelliği safsızlık seviyelerin varlığı nedeniyle, düşük ve yüksek sıcaklıklarda n-tipi yarıiletken özellik, orta sıcaklık bölgesinde p-tipi yarıiletken özellik göstermesidir. Bu seviyeler DLTS (Deep Level Transient Spectrometer) metoduyla tespit edilebilir.

KAYNAKLAR

1. Singh, J., "Electronic and Optoelektronic Properties of Semiconductor Structures", **Cambridge University**, Cambridge, 1-3 (2003).
2. Bolshakova, I., Bolshakov M., Leroy C., Matkovskii A., Melnyk I., "Influence of the neutron caused defects on the parameters 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 dependent transport properties of InAs film grown on lattice mismatched GaP", **J.Appl.Phys.** 87:3-1(2000).
4. Meyer, J. R., Hoffman, C. A., Bartoli, F. J., Arnold, D. J., Sivananthan, S. And Faurie, J. R., "Methods for magnetotransport characterization of IR detector materials", **Semiconductor Sci. Technol.**, 8:805-823 (1993).
5. Kelley, B. J., Dodrill, B. C., Lindermuth, J. R., Du, G. and Meyer, J. R., "Evaluation of transport properties using Quantative Mobilitie Spectrum Analysis", **Solid State Technol.**, 12:130-132 (2000).
6. Berger, L.I., "Semiconductor Materials", **CRC Press**, Boca Raton, New York, 20-56 (1955).
7. Kasap, M. and Acar, S., "The temperature dependence of electron and magnetotransport properties in Te-doped InSb", **Phys. Stat. Sol.** 201 (14): 3113-3120 (2004).
8. Allen L.C., "Interpolation Schema For Energy Band In Solids", **Phys. Rev.**, 98(4): 993-996 (1955).
9. Philips, J.C., "Dielectric Definition of Electronegativity", **Phys. Rev. Lett.** 20:550-582 (1976).
10. Chelikowsky, J. R., and Cohen, M.L., "Non local pseudopotential calculations for the electronic structure of diamond and zinc-blend semiconductors", **Phys. Rev.**, B14:556-580 (1976).
11. Dresselhaus, G.D., "Spin-Orbit coupling effect in zinc-blend structures", **Phys. Rev.**, 100(2): 580-586 (1955).
12. Kane, E.O., "Semiconductors and Semimetals", R.K, Beer, A.C., **Academic**, New York, 85-92 (1966).

13. Herman, C., and Weisbuch, C., "kp perturbation theory in III-V compounds and alloys: areexamination ", *Physica* , 34:149-154 (1967).
14. Varshni Y.P., "Temperature Dependence of the Energy GAP in Semiconductors", *Physca*, 34:149-154 (1967).
15. Adachi, S., "In Phsical Properties of III-V Semiconductrors Compounds", *John Willey and Sons*, New York Chichester Brisbane Toronto Singapore, 127-134 (1992).
16. Paul, S., Roy, J.B., and Basu, P. K., "Emprical expiressions for the alloys composition and temperacure dependence of the band gap and intrinsic carries density", *J. Appl. Phys.*, 69(2): 827-829 (1991).
17. Stardling, R. A., and Wood, R. A., "The application of the magnetophonon effect to a study of hot electron phenomena in InSb", *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 3 (1) 94:2425-2435 (1970).
18. Eaves, L., Stadling, R.A., Askenazy, S., Leotin,J., Portal,J. C., and Ulmet, J.P., "The magnetophonon effect in epitaxsial films of n-type InP", *J. Phys. C: Solid State Phys*, 4:L42-L47 (1971).
19. Ledobe, L.A., and Ridley, B.K., "On the position of energy levels related to transition-metal impurities in III-V semiconductor", *J. Phys. C: Solid State Phys*, 15: L961-L964 (1982).
20. Wolfe, C.M., Stilman, G.E., Spears, D.L., Hill, D.E., and Williams, F.V., "Anomalously high mobility in GaAs", *J. Appl. Phy.*, 44(2): 732-737 (1973).
21. Tiwari, S., and Wright, S. L., "Meterials properties of p-type GaAs at large dopings", *Appl. Phy. Lett.*, 56(6):563-565 (1990).
22. Sze, S. M., "Semiconductor Devices", *John Wiley and Sons*, New York Chichester, Brisbane Toronto Singapore., 1-47 (1985),
22. Look,D.C.,"In Electrical Characterization of GaAs Materilals and Devices", *JohnWiley and Sons*, Chiccherter, New York, Brisbane, Toronto, Singapore, 1-57 (1989).
23. Tüzümen, S., Gübulak, B, Yıldırım, M.,Doğan, S., "Anomalous behaviour of gavanomagnetic effects in very lightly n-type bulk GaAs: possible role of reverse-contrans centres", *Phys. State Soled a*, 174:467-475 (1999).
24. L.I. Berger, "van der pauw", *Philips Research Reports*, 13:1-18, (1958).
25. Baca,A.G., "Non-alloyed ohmic contact on GaAs at nanometre scale", *Thin Solid Films*, 599:308-309 (1997).

26. Stephen Blundell, "*Magnetism in Condensed Matter*", 183-184 (1992).
27. Balkanski, M. and Wallis, R.F., "*Semiconductor Physics and Application*", 187-189 (1992).
28. Beck, W.A. and Anderson, J. R., "Determination of electrical transport properties using a novel magnetic field-dependent hall technique", *J. Appl. Phys.*, 62(2):541-554 (1987).
29. Antoszewski, J. D., Seymour, J., Faraone, L., Meyer J.R and Hoffman, C.A., "Magneto-transport characterization Using Quantitative Mobility-Spectrum Analysis" *J. of Elec. Mat.*, 24:1255-1262 (1995).
30. Meyer, J. R., Hoffman, C. A, Antoszewski J. and Faraone, L., "Quantative mobility spectrum analysis of multi carrier conduction in semiconductors", *J. Appl. Phys.*, 81(2): 709-713 (1997).
31. Stepanek, B., Sestakovav. and Sestak, J., "Czochralski growth of Te-doped GaAs single crstals", *Materrials Science and Engineering*, B 20: 249-255 (1993).
32. Ghezzi, C., Manganini, R., Parasini, A., "magneto-oscillation of the Hall coefficient in n-type GaAs at the extreme quantum limit", *Solid State Communications*, 130: 647-652 (2004).
33. Ivanov, S. V., A. N. Semenov, V. A. Solov'ev, O. G. Lyublinskaya, Ya.V. Terent'ev, B.Ya. Meltser, L.G. Prokopova, A.A. Sitnikova, A.A. Usikova, A.A. Toropov, P.S. Kop'ev., "MBE of type II InSb/InAs nanostructures with InSb sub-monolayers", *J. of Crystal Growth* 278 72-77 (2005).
34. Weisberg , B.R., " Anomalous Mobility effects in Some Semiconductors and Insulators ", *J. Appl. Phys.* 33(5): 1817 (1961)
35. Wang. H.M., " Characteristics of InAs epilayers for Hall effect devices grown on GaAs substrates by MBE" , *J. of Crystal Growth* 179:658-660 (1997).
36. Rode. D.L., "Electron transport in InSb, InAs, and InP", *Phys. Review*, 2:4 1012 (1997).
37. Krier, A. and Mao, Y., " Electrical transport properties and photoluminescence of lattice-matched InAsSb on GaAs grown by liquid-phase epitaxy ", *Semicond. Sci. Technol.* 10:930-936 (1995).
38. Seeger, P. K. "Scarttering Semiconductor Physics"., *An. Introduction* 2, 283-285. (1973).
39. Bean, R., and Zanio, K., " Growth and transport properties of InAs epilayers on GaAs", *Appl. Phys. Lett.* 53:17, (1988)

40. Kim, J. S., Seiler, D. G. and Tseng, W. F., “Electrical transport and energy-band structure in InAs”, *J. Appl. Phys.* 73:8324 (1993).
41. Antoszewski, J. And Faraone, L., “Magneto-Transport Characterization Using Quantitative Mobility-Spectrum Analysis”, *Opto-Electronics Review*, 12(4):347 (2004).
42. Dodrill, B., Lindemuth, C. J., Kelley, B., Du, G. and Meyer, J. R. “Electron transport characterization of HEMT structures”, *Compound Semicond.*, 7:58 (2001).
43. Madelung, O., “Semiconductors-Basic Data”, *Springer-Verlag*, Heidelberg, New York, Berlin, 106-110 (1996).
44. D. Debye and E.M.Conwell “Impurity Band Conduction in Germanium and Silicon”, *Phys. Rev.* 93:693 (1954).
45. M.Kasap., S.Acar., “Quantitative Mobility Spectrum Analysis for Determination of Electron and MagnetoTransport Properties of Te-Doped GaAs”, *Chin. Phys. Lett.*, 22:2363 (2005).
46. Kane, E. O., and Rode, D. L., “Semiconductors”, editörleri Wilson, J. and Hawkes, J.F.B. *Academic.*, New York, 2:5, 53 (2001).
47. Kier, A. and Gao, H.H., “Purification of epitaxial InAs grown by liquid phase epitaxy using gadolinium gettering”, *J. Appl. Phys.* 85, 12 (1999).
48. Betko J., Merisky K., “Geometrical magnetoresistance effect in semiconductor with mixed conductivity”, *Phy. Stat. Sol.* a 77:331, (1983).
49. Holloway P.H., Mc Guire G.E., *Handbook of Compound Semiconductors*, Park Ridge, New Jersey, 106-110 (1995).
50. Acar, S., “GaAs ve InP yarıiletkenlerinde elektriksel karakterizasyon” Doktora Tezi, *Gazi Üni. Fen Bilimleri Enst.*, 15.(2003).

ÖZGEÇMİŞ

20 Kasım 1980 yılında Ankara’da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Ankara’da tamamladı. 2003 yılında Kırıkkale Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik bölümünden birincilikle mezun oldu. 2004 yılında başladığı ve halen devam ettiği Gazi üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans programına başladı.

