

165988

**Pb_{1-x}Sn_xTe/ BaF₂ YARIİLETKENİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ**

ALİ İHSAN KILIÇ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
(FİZİK)**

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**Ocak 2005
ANKARA**

Ali İhsan KILIÇ tarafından hazırlanan $Pb_{1-x}Sn_xTe/BaF_2$ YARIİLETKENİNİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ adlı bu tezin YÜKSEK LİSANS tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.



Prof.Dr. Süleyman Özçelik
Tez Yöneticisi

Bu çalışma, jürimiz tarafından FİZİK Anabilim Dalında YÜKSEK LİSANS tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: : Prof. Dr. Bora ALKAN 

Üye : Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK 

Üye : Doç. Dr. Mehmet KASAP 

Üye : _____

Üye : _____

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



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
1. GİRİŞ	1
2. $Pb_{1-x}Sn_xTe$ YARIİLETKENİNİN BAND YAPISI.....	3
2.1. Giriş.....	3
2.2. Kristal Yapı	3
2.3. Bant Yapısı.....	6
2.3.1. Enerji Bantlarının Düzeni	6
2.3.2. $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisi	8
2.4. Safsızlıkların Bant Yapısına Etkisi	9
2.5. Materyal Parametreleri.....	11
3. DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ	12
3.1. Giriş.....	12
3.2. Elektron Saçılması, Sürüklenme Hızı ve Mobilite.....	12
3.3. Elektriksel İletkenlik	14
3.4. Saçılma Mekanizmaları.....	15
3.4.1. Bozulmuş potansiyel saçılması	15
3.4.2. Piezoelektrik potansiyel saçılma mekanizması.....	16
3.4.3. Polar optik fonon saçılma mekanizması	16
3.4.4 Polar olmayan optik fonon saçılması	17
3.4.5. Yüklü safsızlık saçılma mekanizması	17
3.4.6. Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması.....	18
3.5. Safsızlık Bandı İletimi.....	19
3.6. Öz direncin Sıcaklığa Bağlılığına Değişimi	19
4. DENEY SETİ VE DENEYSEL TEKNİKLER	24
4.1. Giriş.....	23
4.2. Numune Hazırlama	23
4.2.1. Kontak üretimi	23
4.3. Öz direnç Ölçümleri	25
4.4. Hall etkisi Ölçümleri	28
4.5. Hall ölçüm sistemi.....	29

5. $Pb_{1-x}Sn_xTe$ YARIİLETKENLERİNDE SICAKLIK BAĞIMLI İLETİM	
ÖZELLİKLERİ	31
5.1. Giriş.....	31
5.2. $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te/BaF_2$ yarıiletkeninde sıcaklık bağımlı öz direnç.....	31
5.3. $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te/BaF_2$ yarıiletkeninde sıcaklık bağımlı öz direnç.....	34
5.4. $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te/BaF_2$ Yarıiletkeninde Hall mobilite analizi.....	36
5.5. $Pb_{0.88}Sn_{0.22}Te/BaF_2$ Yarıiletkeninde Hall mobilite analizi.....	38
5.6. $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te/BaF_2$, $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te/BaF_2$ Hall Taşıyıcı yoğunluğu analizi	
.....	39
6. SONUÇ.....	42
KAYNAKLAR	44
ÖZGEÇMİŞ	47

Pb_{1-x}Sn_xTe YARIİLETKENİNİN ELEKTRİKSEL ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

(Yüksek Lisans Tezi)

Ali İhsan KILIÇ

**GAZİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

OCAK 2005

ÖZET

Bu çalışmada BaF₂ üzerine büyütülen p-tipli PbSnTe ve n-tipli PbSnTe yarıiletkenlerinin elektron iletim özellikleri araştırıldı. İletkenlik, Hall mobilitesi, ve taşıyıcı yoğunlukları p-tipli malzeme PbSnTe için 44-302 K Ve n-tipli PbSnTe için 19-344 K sıcaklık aralığında ölçüldü. Özdirenç Gruneissen-block denklemi, lineer model ve Güç modeli kullanılarak analiz edildi. Hall mobilitesi ve Taşıyıcı yoğunluklarının deneysel sonuçları tartışıldı.

Bilim kodu : 404.03.01
Anahtar kelimeler : PbSnTe, elektron iletimi, Hall mobilitesi
Sayfa Adedi : 47
Tez Yöneticisi : Prof.Dr. Süleyman Özçelik

**ELECTRICAL PROPERTIES OF
Pb_{1-x}Sn_xTe SEMICONDUCTOR**

(M.Sc. Thesis)

Ali ihsan KILIÇ

GAZİ ÜNİVERSİTESİ

İNSTITUTE OF SCIENCE AND TECHNOLOGY

JANUARY 2005

ABSTRACT

In this work, electron transport properties in p-type PbSnTe and n-type PbSnTe semiconductor grown on BaF₂ have been investigated. Conductivity, Hall mobility and carrier concentration were measured at the temperature range 44-302 K for p-type PbSnTe and 19-344 K for n-type PbSnTe. Resistivity has been analysed by using Gruneissen-Block equation, Linear model and power model. Hall mobility and carrier concentration's discussed experimental results.

Science Code : 404.03.01
Key words : PbSnTe, Electron transport, Hall mobility,
Number : 47
Adviser : Prof.Dr. Süleyman Özçelik

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren Hocam Prof. Dr. Süleyman ÖZÇELİK'e , ayrıca Uzman Dr. Selim ACAR' a , yariletken malzeme temininden dolayı Prof.Dr. T.S. Mamedov' a teşekkürü bir borç bilirim.

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

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 2.1. NaCl yapıdaki kurşun bileşimler için temel parametreler.....	11



ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 2.1. Kristal örgü yapısı.....	3
Şekil 2.2. Brillouin bölgeleri.....	4
Şekil 2.3. $Pb_{1-x}Sn_xTe$ yarıiletkeninin enerji aralığı değişimi.....	7
Şekil 4.1. Cam kontak fırını.....	25
Şekil 4.2. Direnç ve Hall mobilitesi ölçümleri için şematik gösterimi.....	28
Şekil 4.3. Lake Shore ölçüm sistemi.....	30
Şekil 5.1. $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ yarıiletkeninin öz direncin sıcaklıkla değişimi.....	34
Şekil 5.2. $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ yarıiletkeninin öz direncin sıcaklıkla değişimi.....	36
Şekil 5.3. $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ yarıiletkeninde mobilitenin sıcaklıkla değişimi.....	38
Şekil 5.4. $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te$ yarıiletkeninde mobilete nin sıcaklıkla değişimi.....	40
Şekil 5.5. $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te/BaF_2$ ve $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te/BaF_2$ Hall Taşıyıcı yoğunluğu analizi.....	41

1.GİRİŞ

Kurşunlu bileşik yarıiletkenler infrared optoelektronik cihazların yapımında kullanılan materyallerin başında gelir. En küçük bant aralığına sahip olan III-V yarıiletkenleri ile beraber, InSb den daha küçük bant aralığına sahip olan bu yarıiletkenlerin bant aralığı yaklaşık $E_g \approx 0.2$ eV dur. Verilen herhangi spektral bir bölge için oldukça uygun homojen yarıiletkenler elde etmek mümkündür

IV-VI yarıiletkenlerde serbest taşıyıcıların etkin kütlesi oldukça küçüktür ($0.01m_0$ den daha küçük) ve statik dielektrik sabitleri aşırı bir şekilde büyüktür (düşük sıcaklıklarda 10^3 - 10^4). IV-VI bileşimli yarıiletkenlerin kristal büyütülmesi esnasında pek çok kristal kusurları meydana gelmesine rağmen taşıyıcıların mobilitesi oldukça yüksektir (düşük sıcaklıklarda 10^6 cm²/V.s mertebesine kadar). Mobilitenin bu kadar yüksek olması uygulamaların pek çoğu için çok önemlidir. IV-VI gurubu yarıiletkenlerine dayalı yarıiletken lazerler de uzak-bölge infraredler için en iyisidir.

Kurşun bileşimlerin araştırılma tarihi; 19.yüzyılın ortalarına doğru kurşun sülfatların incelenmesiyle başlar. PbS temelli olan fotonik infrared fotodedektörlerin ilklerinden biri 20. yüzyılın sonlarına doğru yapılmıştır. IV-VI gurubu üzerine uygulamalı araştırmalar 1940'lı yıllarda oldukça yoğun bir şekilde askeri operasyonlar için kurşun sülfad fotodedektörler kullanıldı. IV-VI gurubuna ait ilk infrared lazerler 1960'lı yıllarda geliştirildi. 1970'li yıllarda araştırmalar oldukça yoğunlaşmış ve 1980'li yıllarda kristal büyütme tekniklerinin geliştirilmesiyle beraber IV-VI gurubunun fiziksel özellikleri ve enerji spektrumu daha iyi analiz edilebilmiş ve böylece, III-V gurubu, Germanyum ve Silikonun fiziksel özellikleri ve enerji spektrumunun anlaşılma seviyesine ulaşılmıştır. Daha sonraki aşamalarda ise orta infrared ($3-14 \mu m$) foto dedektörler, diyot lazerler, termoelektrik jeneratörler ve soğutucular yapılmıştır (1).

PbSnTe yarıiletken malzemelerinde görülen en önemli olaylardan biri de bant-eğrilmesi olayıdır. İndisi $0.30 < x < 0.70$ değerleri arasında olan PbSnTe

yarıiletkenlerinde özdirenç minimum değerini aldıktan sonra tekrar artmaktadır. Özdirenç değerinin artmaya başladığı değer bant terslenmesinin meydana geldiği sıcaklıktır. Bant terslenmesi olayı bu yarıiletkenlerin temel özelliklerinden biridir (2).

Bu çalışmada p-tipli BaF_2 üzerine büyütülmüş $x=0.2$ indisli $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ yarıiletken malzeme ile yine BaF_2 üzerine büyütülmüş $x=0.22$ indisli olan $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ malzemelerinin, sırasıyla 44-302K ve 19-344 sıcaklıkları arasında sıcaklığa bağlı iletkenlik ölçümleri yapıldı. Bu ölçümler sonucunda özdirenç, Hall mobilitesi, taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığın bir fonksiyonu olarak elde edildi. Teorik olarak her iki malzeme için özdirenç hesaplamaları yapıldı ve deneysel sonuçlarla karşılaştırıldı. Hesaplamalarımızın sonucunda bulunan parametrelerin özdirençin literatürle tam bir uyum içinde olduğu görüldü (3). Sıcaklığa bağımlı olarak elde edilen Hall mobilitesi ve taşıyıcı yoğunluklarının düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerinde analizleri yapıldı. Hall mobilitesi için kendi içerisinde tutarlı olan iyi fitler bulundu.

Bu tez çalışması aşağıdaki gibi düzenlenmiştir. İkinci bölümde, PbSnTe yarıiletkeninin bant yapısı ve safsızlıkların bant yapısına etkisi açıklanmıştır. Üçüncü bölümde düşük alan iletim teorisi, saçılma mekanizmaları tartışıldı. Dördüncü bölümde Hall etkisi ve Van der Pauw ölçüm teknikleri hakkında bilgi verildi. Beşinci bölümde PbSnTe malzemesinin sıcaklığın bir fonksiyonu olarak iletim özellikleri tartışıldı. Özdirenç ait teorik ve deneysel sonuçlar kıyaslandı. Mobilite ve taşıyıcı yoğunluğunun deneysel sonuçları yorumlandı. Altıncı bölümde yapılan kıyaslamaların kısa bir tartışması verildi.

2. $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ YARIİLETKENİNİN BANT YAPISI

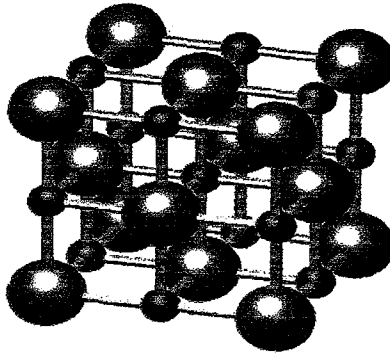
2.1. Giriş

Bu bölümde IV-VI grup yarıiletkenlerinin bazı temel özellikleri kısaca tartışıldı. Bant yapısı ve özellikleri ile NaCl yapıdaki PbSnTe yarıiletkeninin temel parametreleri verildi. PbSnTe yarıiletkeni çok küçük bant aralığına sahiptir. Yasak bant aralığı yaklaşık olarak 0.2 eV olmasıyla beraber bu değer III-V materyalleri ile InSb den daha küçük bant aralığına sahiptir.

Günümüzde dar yasak bant aralıklı IV-VI gurubu yarıiletkenler; optoelektronik ve orta infrared (3-14 μm) soğutucular, foto dedektörler, diyot lazerler, termoelektrik jeneratörler ve soğutucu yapımı uygulamalarında önemli bir yer bulmuştur (4).

2.2 Kristal Yapı

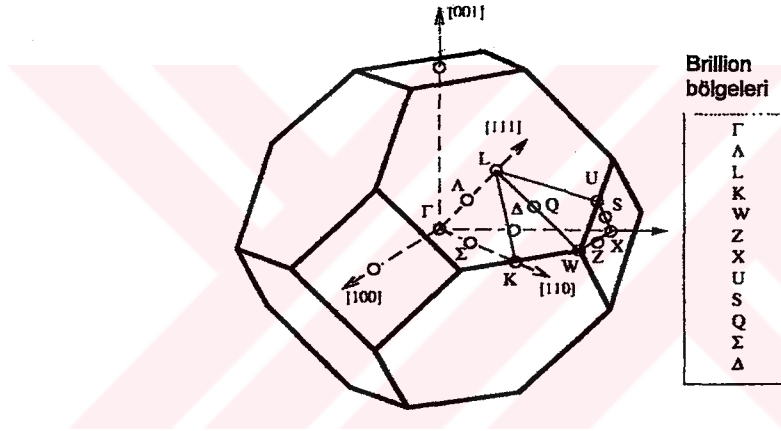
Kurşunlu bileşik yarıiletkenler NaCl- tip kristal örgü ve fm^3 simetri sınıfına sahiptirler. Birim hücreleri yüzey merkezli kübik örgü yapısına sahiptir. Yüzey merkezli kübik örgüde her atomun en yakın komşuları, karşı cinsten altı atomdur. Örgünün her bir bölgesi bir değişme noktasıdır ve bütün atomlar için koordinasyon sayısı altıdır.



Şekil 2.1 Kurşun bileşimlerin kristal örgü yapısı

Kristal örgüde bulunan büyük hacimli atomlar IV gurubuna, küçük hacimli olan atomlar ise VI gurubu atomlarını temsil etmektedir.

Kurşun bileşimlerin Brillion bölgeleri Şekil 2.2 de gösterilmektedir. Birim hücrelerin hacmi ve örgü sabitleri ile bunlara karşılık gelen yoğunluklar çizelge 2.1 de verildi. Mekaniksel uygunluklar ile ilgili olarak kurşun bileşimlerin kolay kırılğan bir yapıya ve (100) yöneliminde oda sıcaklığında kolayca temizlenebilen bir yapıya sahiptirler. Elastik özellikleri ise birbirinden bağımsız üç elastik modül tarafından C_{11} , C_{12} , C_{44} tarafından karakterize edilirler.



Şekil 2.2 Kurşun-kalay ailesinin Brillion bölgeleri.

Kurşun bileşimlerin dielektrik sabitleri oldukça yüksektir, yüksek frekanslı ϵ_{∞} ve statik ϵ_0 dielektrik geçirgenlikleri oldukça farklıdır. ϵ_0 büyüklüğü temel olarak sıcaklığa bağlıdır. Kurşun bileşimlerin örgü yapısı amorfudur. Tipiksel olarak iyonik bileşikler örneğin alkali Halojen kristaller gibi komşu atomlar arasındaki mesafe kovalent bağlanmaya daha yakındır.

IV-VI tip yarıiletkenlerin elektron özellikleri V grup elementlerine yakındır. Çünkü kristallerin her iki tür atomu için elektronların sayısı birbirine eşittir. Eğer hücrelerin her iki atomları kimyasal olarak denk oldukları düşünülürse, kristal örgü basit kübik yapıdır. Bu kübik fazı metalik yapmaktadır. IV ve VI gruplu atomların

arasındaki farklılığın hesaplanmasıyla, kristaller dar-bant aralıklı yarıiletkenler olmaktadır (4).

$Pb_{1-x}Sn_xTe$, kurşun bileşimleri ailesinin en önemli alaşımlarından biridir. Bu alaşımda kalay(Sn) bileşiminin değişimiyle, $PbSnTe$ malzemesinde 6-14 μm kalınlığında bir kalay tabakasıyla kaplanır. $Pb_{(1-x)}Sn_xTe$; kurşun tellur ($PbTe$) – kalay tellur ($SnTe$) yapılarından meydana gelir. Kurşun tellur ($PbTe$)’in maksimum valans ve iletim bandı Brillion bölgesinin L noktasında yer alır. Bant terslenme modeline göre, $PbSnTe$ enerji aralığı kalay (Sn) kompozisyonunun artmasıyla artar. Kalay kompozisyonunun artmasıyla enerji aralığı artmaya ve bant kenarları kalay tellur ($SnTe$) değerine doğru kaymaya başlar. Optiisel ölçümler sonucunda yalnızca 0.25 <x değerleri için hesaplamalar yapılmış, x > 30 değerleri için ise yüksek hole (boşluk) yoğunluğundan dolayı, Burstein-Moss kayması optiisel absorbsiyon ölçümleri doğru bant aralığının bulunmasında zorluklara sebep olmuştur (2). $Pb_{0.2}Sn_{0.8}Te / BaF_2$ ve $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te / BaF_2$ yarıiletkenlerinin temel parametreleri yasak bant aralığı, örgü sabiti, yoğunluk, ısısal sabit, statik dielektrik ve erime noktaları Çizelge 2.1’ de verildi. $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te / BaF_2$ yarıiletkeni için yasak bant aralığı (E_g), örgü sabiti (a_0) ve yoğunluk (ρ), lineer interpolasyon yöntemiyle elde edildi:

$$E_0(x) = x.E_0(PbTe) + (1-x) E_0(SnTe) - x(1-x) \quad [2.1]$$

$$a(x) = a_{PbTe} x + a_{SnTe}(1-x) \quad [2.2]$$

$$\rho(x) = x \rho_{PbTe} + (1-x) \rho_{SnTe} \quad [2.3]$$

Yasak bant aralığı hesaplamaları için eşitlik 2.1, Örgü sabiti hesaplamaları için Eşitlik 2.2 ve yoğunluk hesaplamaları için Eşitlik 2.3 denklemleri kullanıldı.

2.3. Bant Yapısı

Elektron enerji spektrumundaki başarılı hesaplamalar kurşun bileşimleri ailesinin bant yapısı hakkındaki bilgiler deneysel veriler ile hesaplanmıştır (4). Özellikle bu malzemenin dar bant aralıklı yapıya sahip oldukları görülmüştür. Kurşun bileşimlerinin bütün özellikleri arasındaki benzerliklerden görülmüştür ki iletim ve valans bantlarının kenarlarının kıyıları her zaman ayna-görüntü yapıya sahiptir. Yani hem maksimum hem de minimum sınırlı enerji aralıkları k uzayının aynı noktasında yer almıştır. Valans ve iletim bantları pek çok elipsoidal modeller tarafından tanımlanmıştır (4).

Bütün bant yapılarının kübik simetrisi, örgü simetrisinin bir sonucudur. Örgülerde değişim merkezinin varlığı bütün elektron enerji bantlarında en azından çift dejenereliğe sebebiyet verir.

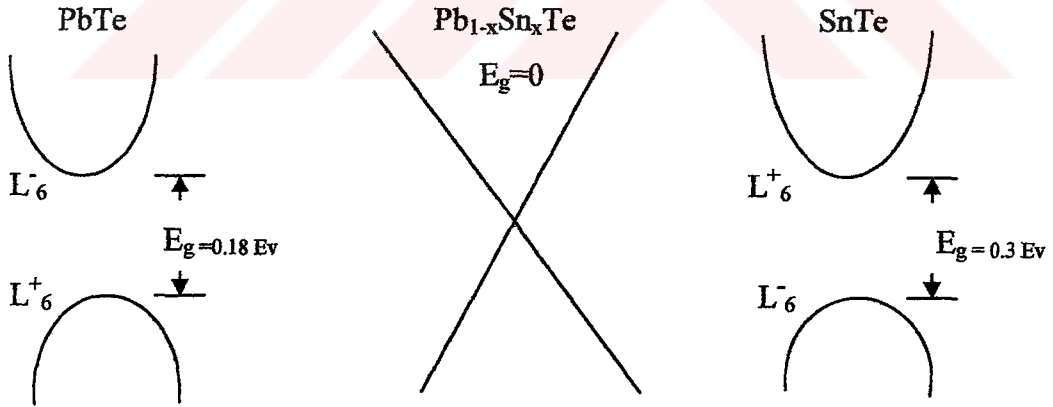
2.3.1 Enerji Bantlarının Düzeni

Genel olarak katıların elektron-bant yapılarının hesaplanmasıyla ilgili pek çok farklı hesaplama metotları kullanılmıştır. Bu metodlar dik düzlem dalga metodu (5), çoğaltılmış düzlem dalga metodu (6), Green fonksiyon metodu (7), Pseudopotansiyel metodun farklı versiyonları (8), lineer kombinasyon atomik yörünge metodlarını içermektedir (9). Relativistik etki özellikle ağır atomlar içeren maddelerin bant yapılarını önemli bir şekilde etkiler. Bu etkiler tam relativistik hesaplamalarla hesap edilmektedir (7).

Bütün hesaplamalar Brillion bölgesinin L noktasında temel bir aralıkla sonuçlanmıştır. Valans bandının üstü çift gurup gösterimli L_6^+ fonksiyonu ile ilgili düzgün dalga fonksiyonuyla tanımlanmış, iletim bandının en altı ise tek dalga fonksiyonu olan L_6^- ya karşılık gelmiştir (şekil 2.3). L noktasında enerji aralığının yakınında altı adet dejenere bant gurubu yer alır. Bu bantların üç tanesi bant aralığının altında bulunur. İletim bantlarının kıyılarının yakınlardaki seviyelerin,

simetrisinin deneysel hesaplanmaları ise nükleer manyetik rezonansla Knight-Shift' in çalışmaları ile yapılmıştır(10). Öncelikle temel enerji aralığının deneysel bilgilerini düşünelim: Yasak bant aralığı sıcaklık, basınç ve malzemelerin kompozisyonlarına bağlıdır. Kurşun bileşimleri ailesinin yasak bant aralıklarında yer alan seviyelerin üç tanesi bant aralığının altında, diğer üç tanesi ise üstünde yer almıştır.

Yasak enerji aralığının sıcaklığa bağımlılığı taşıyıcı akımları ile fononların etkileşmesi ve bir kristalin termal genleşmesi olaylarından kaynaklanır. 450 K ve daha üstü sıcaklıklar, enerji aralığının şiddetli olarak değişimine sebebiyet verir. PbSnTe ve PbSnSe malzemelerinde Sn atomlarının varlığıyla bant aralığının değişimi olayı ilgi çekicidir. E_g yaklaşık olarak x in artmasıyla artar. Yani bu olay malzemeye Pb yerine Sn katılması olayıdır. Bant aralığı $x=x_i$ de sıfır olur, (x_i bant terslenmesinin başlangıç noktasıdır). Bu durumda L_6^+ seviyesinden L_6^- seviyesine dönüşür. Yani bant terslenmesi meydana gelir. $x>x_i$ de enerji aralığı tekrar görülür. Pb_(1-x)Sn_xTe alaşımının enerji aralığının şekil 2.3'de verilmiştir.



Şekil 2.3 Pb_{1-x}Sn_xTe yarıiletkeninin enerji aralığı değişimi.

2.3.2 $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisi

Herhangi bir yarıiletkenin iletim özelliklerinin doğru analiz edilebilmesi için bant minimum ve maksimumlarına özellikle Γ noktasındaki bant yapı parametrelerinin

detaylı bilgisine ihtiyaç vardır. Elektron etkin kütlesi taşıyıcı mobilitesine bağlıdır ve ayrıca $\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisine yasak bant (E_g) ile doğrudan ilişkilidir.

Bu teori, bant yapılarının ve etkin kütlelerin (m^*) hesaplanmasında yaygın olarak kullanılır (11).

$\vec{k} \cdot \vec{p}$ teorisine göre $k=0$ ' da elektron etkin kütlesi

$$\frac{m_0}{m^*} - 1 = \frac{E_p}{3} \left(\frac{2}{E_0} + \frac{2}{E_G + \Delta} \right) - \frac{E_p'}{3} \left(\frac{2}{E(\Gamma_8^C) - E_G} + \frac{1}{E(\Gamma_7^C) - E_G} \right) + C \quad [2.4]$$

dir (5). Burada m_0 serbest elektron kütlesi, E_G direkt yasak bant ve Δ_0 valans bant spin-yörünge yarılmaları, E_p , s iletim bandı ile p valans bandı arasındaki etkileşimi tanımlayan momentum matris elemanı ve E_p' , s iletim bandı ile en yakın komşu olan p iletim matris elemanı, C, s iletim bandı ile bütün yüksek bantların etkileşimlerinin hesaplanmasını içeren düzeltme terimidir. Eşitlik 2.4 de sadece E_p ' li terimi dikkate almak yeterlidir, çünkü E_p' teriminin paydası E_p teriminden daha büyüktür. Bununla birlikte Herman ve Weisbuch (12). E_p' nin E_p den çok küçük olduğunu göstermişlerdir. Böylece etkin kütle, direkt yasak bant E_0 , momentum matris elemanı E_p ve spin-yörünge yarılmaları Δ_0 ' ın bilinmesiyle eşitlik 2.4 den hesaplanabilir. Bu eşitlikten anlaşılabacağı gibi yasak enerji aralığı küçük olan materyaller, küçük etkin kütlelere sahip olacaktır.

2.4. Safsızlıkların Bant Yapısına Etkisi

Bu kesime kadar mükemmel kristal yapı dikkate alındı, fakat gerçekte mükemmel bir kristal yapı mümkün değildir; çünkü bütün yarıiletkenler kristal bozukluğu ve yabancı atom ihtiva edebilirler. Genellikle materyaller olarak çok az katkı, 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 sıg veya derin enerji seviyeleri olarak adlandırılan seviyeler meydana getirirler. 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 bandına yakındır), verici atomlar için ortaya çıkan enerji seviyesi verici seviyesi (genellikle iletkenlik bandına yakın) olarak adlandırılırlar. Önemli olan böyle seviyelerin sıcaklıkla ve basınçla enerjilerinin ve doldurulabilme ihtimallerinin değişmesidir.

Sıg safsızlık seviyelerinin iyonlaşma enerjisi (safsızlık iyonlaşma enerjisi E_d) hidrojen atomu için Bohr teorisi kullanılarak hesaplanabilir. Hidrojen atomu için iyonlaşma enerjisi

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

ile verilir. Burada, ϵ_0 boş uzayın dielektrik sabitidir. Yarıletkenlerde verici seviyeler için iyonlaşma enerjisi hidrojen atomunun iyonlaşma enerjisi kullanılarak

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

ifadesinden hesaplanabilir. Burada m^* yarıletken için elektron etkin kütlesi ve ϵ_s dielektrik sabitidir. Alıcı seviyeler içinde bir benzer yaklaşım verilebilir.

n-tipi yarıletken için ısısal taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağımlılığı

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

ile verilir (13). Burada N_d verici safsızlık konsantrasyonu , N_a alıcı safsızlık konsantrasyonu, N_c iletim bandındaki etkin durum yoğunluğu ve g_d verici seviyenin spin dejeneresidir. Eşitlik 2.6 ile verilen iyonizasyon enerjisi az ve orta dereceli katkılı durumlar için uygulanabilir. Yüksek katkılı durumlar için safsızlık atomunun dalga fonksiyonlarının üst üste binmesinin artmasından ve perdeleme etkilerinden dolayı aktivasyon enerjisi E_d' nin azalması beklenir.

Kristal kusurları ve safsızlık (katkı) yasak enerji aralığında derin enerji seviyeleri çıkabilir. Derin seviyelerin iyonlaşma enerjisi (E_i), sığ seviyelerin iyonlaşma enerjilerine göre çok yüksektir ve genellikle yasak enerjisi aralığının ortasına yakındır.

Böyle seviyeler taşıyıcı tuzakları, saçılma ve yeniden birleşme merkezleri gibi hareket ettikleri için yüksek sıcaklıklarda bile yarıiletkenlerin elektronik özellikleri üzerinde güçlü bir etkiye sahiptirler. Bu seviyelerin enerjileri basit Bohr modeliyle hesaplanamaz.

2.5. Materyal Parametreleri

Çizelge 2.1 Sodyum klorür yapıdaki Kurşun bileşimler için temel parametreler (14).

Malzemeler	Yasak Enerji aralığı $E_g(\text{ev})$	Örgü sabiti a_0 (Å ^o)	Isısal sabit $\beta(10^{-6}\text{K}^{-1})$	Yoğunluk $\rho(\text{g.cm}^{-3})$	Statik Dielektrik (Düşük) ϵ_s	Dielektrik Sabiti (Yüksek) ϵ_∞	Erime noktası T_M (°C)
$\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$	0.2	6.432	20	7.91	8500	45	895
PbTe	0.319	6.462	19.8	8.16	1500	35	930
SnTe	0.180	6.300	21	6.45	—	—	806
$\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}$	0,22	6,355	—	6.8262	—	—	—

3.DÜŞÜK ALAN ELEKTRON İLETİM TEORİSİ VE İLETİM MEKANİZMALARI

3.1. Giriş

Elektron iletim teorisi; düşük elektrik ve manyetik alan altında elektronların hareketlerinin tanımlanmasıyla ilgilidir. Bu bölümde düşük alan limitlerinde elektron saçılma teorisinin bir özeti verilmiştir. Ayrıca yarıiletkenlerde önemli saçılma mekanizmaları ile metallerin öz direnç hesaplanmasındaki yöntemler bu bölümde verilmiştir.

3.2 Elektron saçılması, Sürüklenme Hızı ve Mobilitesi

Mükemmel periyodik potansiyel altında hareket eden elektronlar serbest elektronlar gibi davranırlar. Periyodik potansiyel sadece elektronların etkin kütlesini değiştirir. Bununla birlikte mükemmel periyodiklik gerçek kristalde mümkün değildir. Periyodik potansiyel iki yolla değişir. Birincisi, Kusursuz bir kristalde atomların dizilişi periyodik olsa bile 0 K' den farklı bir sıcaklıkta atomlar her zaman denge konumu civarında ısısal titreşim hareketi yapmaktadırlar. Bu yüzden atomların ısısal titreşimleri potansiyel periyodik doğasını bozar.

İkincisi, tamamen saf bir kristal elde etmek mümkün olmamaktadır. Kristal büyütme esnasında çok dikkatli davranılsa bile kristallerde her zaman yabancı atomlar ve kristal bozuklukları bulunabilir. Bunun sonucu olarak da potansiyelin periyodikliği bu safsızlık atomları ile bozulur. Kristal yapıdaki kusurlarda aynı zamanda potansiyelin periyodikliğini bozarlar.

Sonuç olarak yarıiletkendeki bir elektron, durumunu değiştirmeksizin uzun mesafeli hareket edemez. Bir elektron safsızlık atomuna, kristal kusurlarına yaklaştığında veya ısısal uyarılmış kristal örgü ile etkileştiğinde durumunu değiştirir. Bu durum değişikliği saçılma mekanizması olarak ifade edilir. Isısal dengede iletkenlik bandındaki bir elektronun enerjisi eş bölüşüm teoreminden elde edilir. Her bir

elektron bir serbestlik derecesi başına $1/2 kT$ 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 enerji

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

ile verilir. Dışardan herhangi bir etki yokken elektronlar çarpışmalar sonucunda net bir mesafe kaydedemez. Yarıiletken bir elektrik alan ($E=E_x i$) uygulandığında, her bir elektron $-eEx$ 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 gerçeğinde sürüklenme hızı (V_d)

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

olarak bulunur, Burada $\langle \tau_C \rangle$ çarpışmalar arası ortalama zamandır (gevşeme zamanı). Bu 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 hızı sürüklenme hızı denir. Orantı çarpımı ortalama serbest zamana ve etkin kütleye bağlıdır ve elektron sürüklenme mobilitesi olarak adlandırılır:

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

3.3 Elektriksel iletkenlik

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

$$J_x = \frac{e^2 n \langle \tau_c \rangle}{m^*} E_x \quad [3.4]$$

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

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

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,

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

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

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

verilir. Eşitlik 3.8' de köşeli parantez içerisindeki terim

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

Hall faktörü (r_H) olarak adlandırılır ve deneysel verilerin analizinde genellikle 1,2 olarak kabul edilir (15).

3.4 Saçılma mekanizmaları

3.4.1 Bozulmuş potansiyel saçılması

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

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

ile verilir (16). Bu ifadede ρ kütle yoğunluğunu, U_l ortalama boyuna ses hızı ve E_A akustik deformasyon potansiyelidir.

3.4.2 Piezoelektrik potansiyel saçılma mekanizması

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

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

ile verilir, burada e_{14} piezoelektrik sabiti ve C_t ve C_l sırasıyla enine ve boyuna elastik sabitlerdir (17).

3.4.3. Polar optik fonon saçılma mekanizması

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

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

ile verilir (11) burada $z = (\hbar\omega)k_B T$ dir, $G(z)$ elektron perdeleme etkilerini ihtiva eder, ω_l boyuna optiksel frekans, ω_s alçak frekans dielektrik sabiti ve ϵ_∞ yüksek frekans dielektrik sabitidir. Bu mekanizma yarıiletken materyallerde oda sıcaklığında sıvı azot sıcaklığına kadar sıcaklık aralığında en önemli saçılma mekanizmasıdır.

3.4.4. Polar olmayan optik fonon saçılması

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

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

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

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

3.4.5. Yüklü safsızlık saçılma mekanizması

Bütün yarıiletkenlerde normal olarak yabancı atomların bulunacağı gibi bununla birlikte istenilen yoğunlukta serbest taşıyıcılar elde edebilmek için yarıiletken, katkı maddesi ile katkılanır. Bağlı olarak saf materyallerde safsızlık atomları çok düşük sıcaklıklarda (sıvı helyum civarında) nötrdürler. Sıcaklığın artmasıyla (sıvı azot sıcaklığına kadar) safsızlık atomları iyonize olurlar ve yüklü safsızlık saçılması önem kazanır. Bununla birlikte yüksek seviyede katkılı materyaller için bu saçılma mekanizması oda sıcaklığında da etkilidir. Yüklü safsızlık saçılmasının genel tanımlaması; safsızlık atomlarının potansiyelinin ana maddenin atomlarının içinde 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 (18), ile

$$\mu_{BH} = \frac{128(2\pi)^{\frac{1}{2}} \varepsilon_s k_B^{\frac{3}{2}}}{N_i z^2 e^3} T^{\frac{3}{2}} m^{\frac{1}{2}} \left[\ln(1+b) - \frac{b}{1+b} - 1 \right]^{-1} \quad [3.14]$$

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

$$\beta_s = \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon_s k_B T} \left[\frac{n F_{\frac{-1}{2}}(\eta)}{F_{\frac{1}{2}}(\eta)} + \frac{(N_D - N_A - n)(N_A + n)}{N_D} \right] \quad [3.15]$$

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

Bu dejenere olmayan durumu ifade eder. Brooks-Herring teoremin temel kabullerinden biri safsızlık atomları rasgele dağılmıştır ve aralarında herhangi bir korelasyon söz konusu değildir. Teoremin diğer önemli bir kabulü ise elektron tek bir safsızlık atomun potansiyeli ile saçılır.

3.4.6. Yüksüz safsızlık saçılma mekanizması

Verici safsızlık atomları düşük sıcaklıklarda genellikle nötrdürler. Yüksüz safsızlıktan elektron saçılması düşük sıcaklıklarda (serbest taşıyıcıların sıcaklığın

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

$$\mu_N = \frac{e^3 m^*}{80 N_N \pi \epsilon_0 \epsilon_s \eta^3} \quad [3.16]$$

Burada N_N nötr safsızlık yoğunluğudur (19).

3.5. Safsızlık bandı iletimi

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

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

3.6. Öz direncin Sıcaklığa Bağımlı değişimi

Bir çok metalin öz direncindeki önemli etken oda sıcaklığında elektronların örgü fononlarıyla çarpışması, sıvı helyum sıcaklığında (4K) ise katkı atomları ve örgü kusurlarıyla çarpışması sonucunda meydana gelir. Bu çarpışmalar oldukça iyi bir yaklaşımla birbirinden bağımsız olarak kabul edilirler. Matthiessen toplama kuralına göre her bir saçılma mekanizmasından kaynaklanan öz direnç toplamı bize

malzemenin toplam öz direncini verir. Deneysel olarak öz direnç-sıcaklık bilgilerinin analizi için çok sık kullanılan Grüneisen-Block (20), denklemi sadece tek bağ yapan metaller için değil ayrıca çok bağ yapan metallerde de öz direnç-sıcaklık hesaplamalarında kullanılır. Bu denklemin altındaki temel teori, kristal örgüsü için Debye titreşimsel spektrumun kullanılmasında yatar. Burada Umklapp yöntemi ihmal edilmiştir. Fakat Gruneisen-Block denklemi bu kadar açık bir denklem değildir. Bunun sebebi ise pek çok metallerin direncinden dolayı $\Theta_R / 4$ sıcaklığı altın da öz direnç lineerdir. Yalnızca bu sıcaklığın altında sıcaklık öz direnç için güvenilirdir. Gruneissen Block denklemi için tamamen küçük açılı saçılma bölgesinde $(\frac{\Theta}{4}, \frac{\Theta}{6})$ güvenilir değildir. Diğer denklemler de metallerde düşük sıcaklıklar için $\rho_i \propto T^5$ Ve yüksek sıcaklıklar için $\rho_i \propto T$ ile orantılıdır. Grüneisen denkleminin basit yapısı bize pek çok kolaylık sağlar aynı zamanda Grüneisen denkleminde yüksek sıcaklıklar için $\rho_i \propto T$, ve düşük sıcaklıklar için ise $\rho_i \propto T^5$ şekline dönüşmektedir. Bunun yanında analitik hesaplama ve deneysel sonuçlar çözülerek metallerin davranışları incelenebilir. Bu işlem Θ_R kullanılmasıyla yapılır. Gruneissen denkleminde Θ_R değiştirilebilir değeri sayesinde herhangi bir sıcaklıkta deneylerle uyumlu sonuçlar almamızı sağlar. Θ_R karakteristik sıcaklık olarak tanımlanır. Gruneissen Block denkleminin deneyle uyuşması için herhangi bir sıcaklıkta elde edilen parametre ve hesaplama yardımıyla karakteristik sıcaklık Θ_R elde edilir.

5.2.1 Grüneisen –Block Denkleminin Özellikleri

Θ_R bir karakteristik sıcaklık olarak Gruneissen denklemini irdeleyelim.

$$\dot{K} = C/4M$$

$$\rho_i = G\left(\frac{\Theta_R}{T}\right) = 4\left(\frac{T}{\Theta_R}\right) \int_0^{\frac{\Theta_R}{T}} \frac{z^5}{(e^z - 1)(1 - e^{-z})} dz \quad [3.17]$$

Burada M : Atomik ağırlık, C sabit, Θ_R bir metalin örgü öz direncinin karakteristik sıcaklığı olarak tanımlanır. Bu denkleminde integral kısmının çözülmesiyle denkleminiz

$$\rho_i = \frac{KT}{\Theta_R^2} \left(\frac{\Theta_R}{T} \right) \text{ Halini alır.} \quad [3.18]$$

Bu denkleme kalıntı öz direncinin (ρ_R) de eklenmesiyle malzememizin öz direnci bulunmuş olunur. Kalıntı öz direnç sıcaklıktan bağımsızdır. Her malzemenin kendisine özgü bir kalıntı öz direnci vardır. Kalıntı öz direnç sıcaklık-öz direnç ölçümlerinde, öz direncin sabitlendiği sıcaklıktan bağımsız olan değerdir:

$$\rho_L(T) = \rho_R + \rho_i \quad [3.19]$$

Gruneissen Block denklemini irdelersek düşük sıcaklıklarda ($T < 0.1 \Theta_R$) durumunda

$$G\left(\frac{\Theta_R}{T}\right) \rightarrow 497,6 \left(\frac{T}{\Theta_R}\right)^4 \quad [3.20]$$

Sonuçta

$$\rho_{iT} = \frac{497,6K}{\Theta_R^6} T^5 \quad (\text{Düşük sıcaklıklarda}) \quad [3.21]$$

olur ve yüksek sıcaklıklarda ise $T \rightarrow \infty$ durumunda

$$G\left(\frac{\Theta_R}{T}\right)_{\infty} \quad \text{ve} \quad G\left(\frac{\Theta_R}{T}\right) \rightarrow 1 \quad \text{e gider bu durumda ise öz direnç}$$

$$\rho_{IT} = \frac{\kappa T}{\Theta_R^2} \quad (\text{Yüksek sıcaklıklarda}) \quad [3.22]$$

dır. Eğer düşük sıcaklıklardaki öz direnç ρ_{IL} ve yüksek sıcaklıklarda ise ρ_{IH} ve düşük sıcaklıklarda T_L ve yüksek sıcaklıklarda T_H olmak üzere bunları oranlarsak

$$\frac{\rho_{IL}}{\rho_{IH}} = \frac{497,6}{\Theta_R^4} \cdot \frac{T_L^5}{T_H} \quad [3.23]$$

elde edilmiş olur. Bununla birlikte eğer sıcaklık $T = \Theta_R$ olur ise

$$\rho_{I\Theta} = \frac{\kappa}{\Theta_R} G(1) = 0.9465 \frac{K}{\Theta_R} \quad [3.24]$$

ve denklem 3.21 ve denklem 3.22 den

$$\frac{\rho_{IT}}{\rho_{I\Theta}} = 1.056 \frac{T}{\Theta_R} G\left(\frac{\Theta_R}{T}\right) \quad [3.25]$$

elde edilir. Bu denklem bize bir tek eğri verir. Bütün metaller için bu denklemler kullanılabilir (20).

4. DENEY SETİ VE DENEYSEL TEKNİKLER

4.1. Giriş

Bu çalışmada BaF_2 üzerine büyütilen p tipi $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ve n tipi $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ yarıiletkenlerinin sıcaklığa bağlı olarak iletim özellikleri incelendi. Bu amaçla iletkenlik ve Hall etkisi, van der Pauw tekniği kullanılarak yapıldı. Hall etkisi ve iletkenlik ölçümleri Lake Shore otomatik Hall etkisi ölçüm sisteminde 20K-320K aralığında yapıldı ve Hall etkisi için manyetik alan aralığı 0-1.5 Tesladır. Hall mobilitesi, taşıyıcı yoğunluğu ve iletkenlik ölçümleri sıcaklığın fonksiyonu olarak elde edildi. Kontaklar azot ortamında indiyum eritilerek yapıldı.

4.2. Numune hazırlama

4.2.1. Kontak üretimi

Omik kontak yarıiletken numunelerin parametrelerinin ölçümü için gereklidir. Bu kontaklardan numune yüzeyinden ölçü sistemine bağlantılar yapılır. Numune yada devre üzerindeki potansiyel düşmesiyle, kontaklar üzerinde oluşacak potansiyel farkı karşılaştırıldığında, omik kontaklar üzerinde potansiyel düşmesi ihmal edilecek kadar küçük olmalıdır. Bu halde devrenin I / V karakteristiği değişmez. Prensip olarak omik kontak n-tipi bir yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha küçük iş fonksiyonuna sahip metal veya p-tipi yarıiletkenin iş fonksiyonundan daha büyük bir iş fonksiyonuna sahip bir metal kullanarak elde edilir (21).

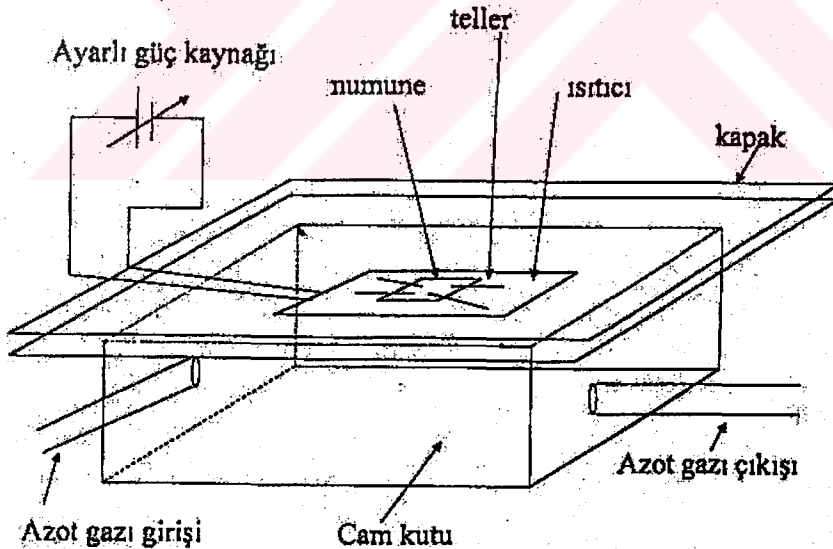
Metal yarıiletken kontakların özellikleri yarıiletkenin yüzey durumuna sıkıca bağlıdır. Yüzeydeki kir, oksit tabakası ve benzeri yüzey etkileri omik kontakların özelliklerini değiştirmede etkindir.

Yarıiletkenlerin tipine ve cinsine göre çeşitli kontak materyalleri kullanılmaktadır. Bazen birden fazla farklı materyal, numune üzerine eritilerek veya buharlaştırma

yapmak suretiyle kontaklar yapılabilir. Farklı kontak materyalleri ve bunların etkileri üzerine çok fazla çalışma vardır. Kontak rezistansı ve kalitesi oldukça önemlidir. Genel olarak kullanılan materyallere bağlı olarak kontak direnci 10^{-3} ile 10^{-7} Ω -cm aralığındadır(22).

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

Omik kontaklar numune yüzeyine indiyum eritilerek (alloying) yapıldı. Bu işlem için Şekil 4.1'de görüldüğü gibi bir cam kontak fırını kullanıldı. Numune sırasıyla 15 dakika propan, aseton ve metanolde bekletilerek temizlendi.



Şekil 4.1. Cam kontak fırını.

Üç santimetre uzunluğundaki üzeri yalıtkan tellerin birer uçlarındaki yalıtkan tabakalar kontakların daha sağlam olması için yaklaşık bir mm temizlendi. Tellerin diğer uçları ise numunenin numune tutucusuna bağlandığı esnada kolaylık sağlaması için temizlendi. Ve havya ile lehimlenmeye hazırlandı. Hazırlanan bu teller ve

kontak malzemesi olarak kullanılan indiyum yukarıda anlatılan kimyasal sistem içerisinde temizlendi. Numunenin dört köşesine (kimyasal aşındırma yapılan bölgeler) bu teller yerleştirilerek üzerlerine mümkün olabilecek küçüklükte indiyumlar konuldu. Bu işlemler mikroskop veya mercek altında ve laboratuvar şartları dahilinde temizlik kurallarına uyularak yapıldı. Numune kontak fırınına konuldu ve kapak kapatıldı. Kontak fırını 20 dakika azot verildikten sonra ısıtıcı yavaş yavaş 400°C ısıtılarak indiyumların yaklaşık 4 dakikada erimesi sağlandı (23).

Mikroskop altında, numunelerin üzerindeki kontakların sağlamlığı ve fiziksel durumu gözlemlendi. Kontakların her biri için, daha önceden hazırlanmış olan telin üzerine tamamıyla indiyum kaplayarak numune yüzeyine erimiş olması gerekmektedir.

Bu şekilde sağlam kontak oluşmadığı takdirde deney esnasında özellikle yüksek sıcaklıklarda kontak zarar görebilir. Deneyin tekrarlanması gerekir. Kontakların sağlamlığından emin olunduktan sonra kontaklara zarar vermeden çok dikkatli bir şekilde numune tutucuya yerleştirildi. Daha sonra bu aparat kryostat içindeki numune tutucuya yerleştirildi ve ısı iletimini daha iyi sağlamak için numune, numune tutucuya teflon bant ile sıkıca sarıldı.

4.3. Özdirenç Ölçümleri

PbSnTe numunede özdirenç ve Hall etkisi ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak yapıldı (24). 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.

Akım ve manyetik alan değişimine bağlı olarak maksimum doğruluk elde etmek için, sekiz direnç ve sekiz Hall etkisi ölçümü yapıldı. Aşağıda verilen şartlar uygunsa Van der Pauw tekniği geçerlidir; kontaklar son derece küçük olmalı, kontaklar numune yüzeyinde simetrik olmalı, numune plaka halinde, homojen, izotropik, olmalıdır.

Mümkün olan en küçük boyuttaki kontaklar yaparak hatalar minimize edilebilir. Kontak bölgelerindeki homojensizlikler hem direnç hem de mobilite sonuçlarının tutarsız olmasına sebep olur (25).

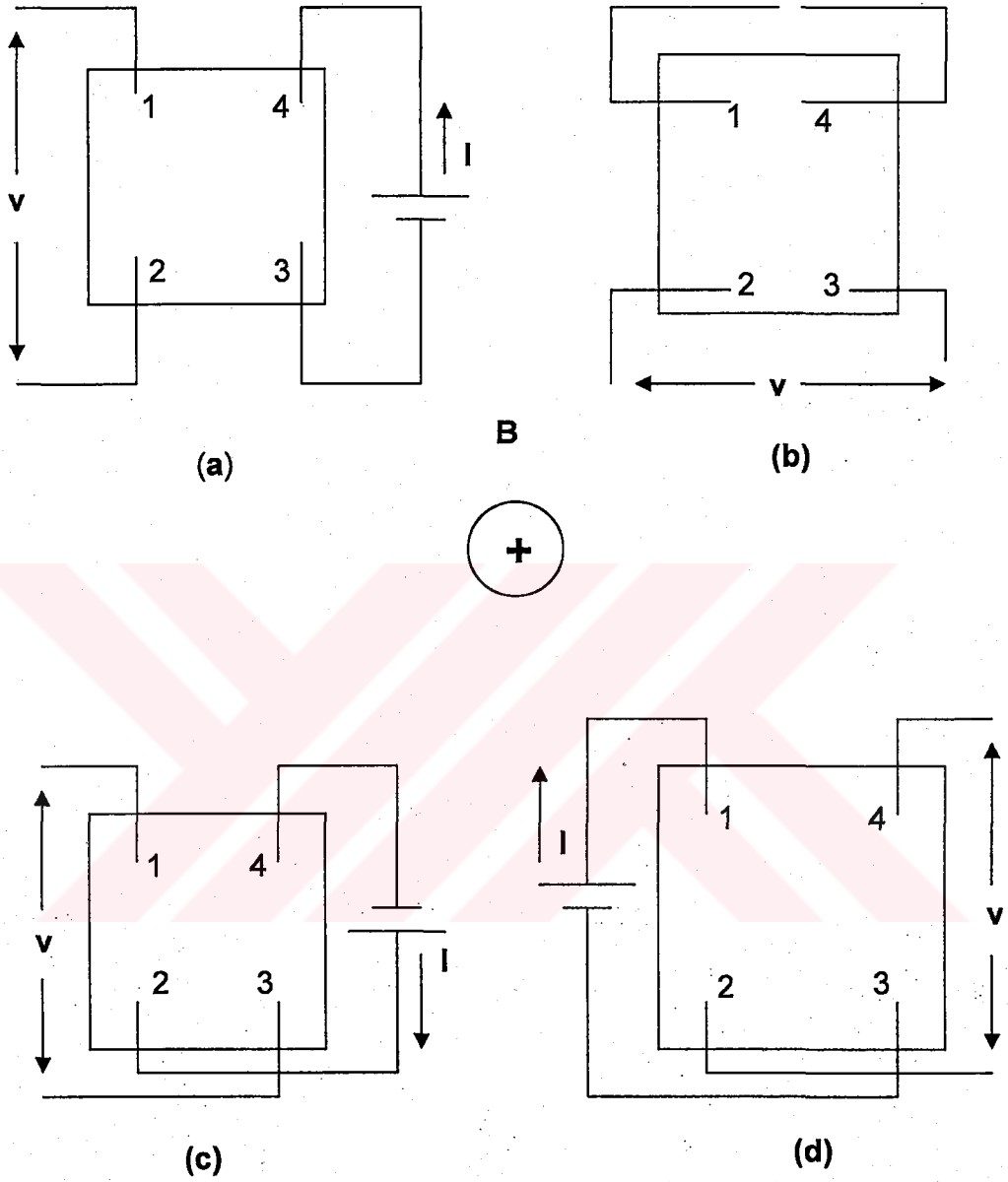
Özdirenç, ρ , van der Pauw tarafından aşağıdaki şekliyle verilmiştir (24).

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

Burada d numune kalınlığı, $R_{12,34}$, kontak 1 ve 2 arasındaki akım oranıdır, 3 ve 4 nolu kontaklar arasında oluşturduğu potansiyel farkının $(R_{12,34} = \frac{V_{34}}{I_{12}})$. 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;

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

Özdirenç ölçümleri Şekil 4.2 (a ve b)' de görüldüğü gibi kontak çiftinden akım uygulayıp karşı kontak çiftinden gerilim okumaya dayanır.



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.

4.4.Hall Etkisi Ölçümleri

Genelde Hall ölçümleri öz direnç ölçümleri ile birleşir. Manyetik alan numune yüzeyine dik olarak uygulanır. Bir çapraz kontak çiftinden akım uygulanır ve diğer çapraz voltaj çiftinden voltaj okunur. Uygulana akım Amper, manyetik alan Gauss, numune kalınlığı cm ve okunan voltaj Volt biriminde alındığında Hall katsayısı aşağıdaki gibi verilir:

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

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

Böylece sekiz konfigürasyon 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 320 Kelvin sıcaklığa kadar yapıldı. Hall mobilitesi μ_H ve Hall taşıyıcı yoğunluğu n_H aşağıdaki gibi verilir;

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

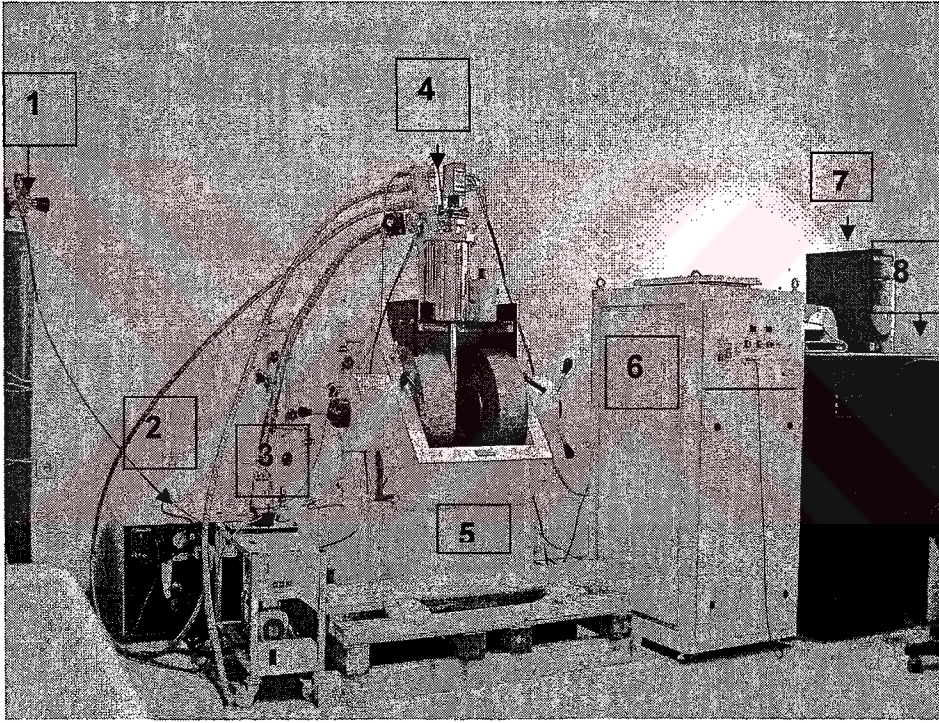
$$n_H = \frac{1}{eR_H} cm^{-3} \quad [4.5]$$

Yukarıda verilen eşitliklerden görülebileceği gibi numune kalınlığı, sadece hacimsel öz direnç ve Hall taşıyıcı yoğunluğu için gerklidir. 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. I-V grafiklerinin lineer olmaları kontakların omik olduklarını gösterir.

4.5. Hall Ölçüm Sistemi

Yapılan çalışmada Lake Shore'un Hall etkisi ölçüm sistemi kullanıldı. Deney sisteminin fotoğrafı Şekil 4.3 de verildi.



Şekil 4.3 1.) Helyum tüpü, 2.) Helyum kompresör, 3.) Vakum pompa sistemi 4.) Malzemenin konulduğu kryostat, 5) manyetik alan uygulamak için magnet, 6.) Güç kaynağı, 7.) Bilgisayar ve Kontrol ünitesini temsil etmektedir.

Lake Shore Hall etkisi sisteminde Helyum tüpü Kryostata helyum akışını sağlar. Kryostat içinin vakumlanması için bir pompa kullanılır. Bu sistemde numune kryostat içinde numune tutucuya konulur ve numune dik bir şekilde kryostatın içine yerleştirilir. Bunun sebebi ise uygulanan manyetik alanın tam olarak etki etmesini

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



5. $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}/\text{BaF}_2$ YARIİLETKENLERİNDE SICAKLIK BAĞIMLI İLETİM ÖZELLİKLERİ.

5.1. Giriş

Bu bölümde, Gaz Faz Epitaksi (26), tekniği ile BaF_2 üzerine büyütülen p-tipi $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ ve n-tipi $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}/\text{BaF}_2$ yarıiletkenlerin sırasıyla 44-302 K ve 19-344 K sıcaklıklar arasında iletim özellikleri incelendi. Bu amaçla; göz önüne alınan yarıiletkenlerde sıcaklık bağımlı iletkenlik, Hall mobilitesi ve Hall taşıyıcı yoğunlukları ölçümleri yapıldı.

Özdirenç analizlerinde, p-tipi $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeni için Gruneissen modeli, kuvvet modeli ve lineer model kullanıldı. n-tipli $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}/\text{BaF}_2$ yarıiletken için Gruneissen ve lineer model kullanıldı. Hall mobilitesi analizlerinde göz önüne alınan yarıiletkende mevcut saçılma mekanizmaları tespit edildi. Ayrıca Hall taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla davranışı tartışıldı.

5.2. $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninde sıcaklık bağımlı özdirenç

$\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ numunesinde özdirenç ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak 44-302K sıcaklık aralığında 14 sıcaklık noktasında yapıldı. Şekil 5.1 de sıcaklık bağımlı özdirenç ölçümleri verildi. Bu şekilden görüldüğü gibi özdirenç normal yarıiletkenlere zıt olarak düşen sıcaklıkla artmamaktadır. Metallerde olduğu gibi düşen sıcaklıkla düşmektedir; bu davranış metalik bir davranıştır. Bu nedenle, sıcaklık bağımlı özdirenç analizleri farklı sıcaklık bölgelerinde Gruneissen modeli (Bölüm 3 te verildi), lineer model ve kuvvet modeli kullanılarak analiz edildi.

Genellikle metallerde, metallerin iletkenlik teorisine göre, $T < \Theta_D$ düşük sıcaklık bölgesinde elektriksel özdirenç

$$\rho(T) = \rho(0) + AT^n + BT^2$$

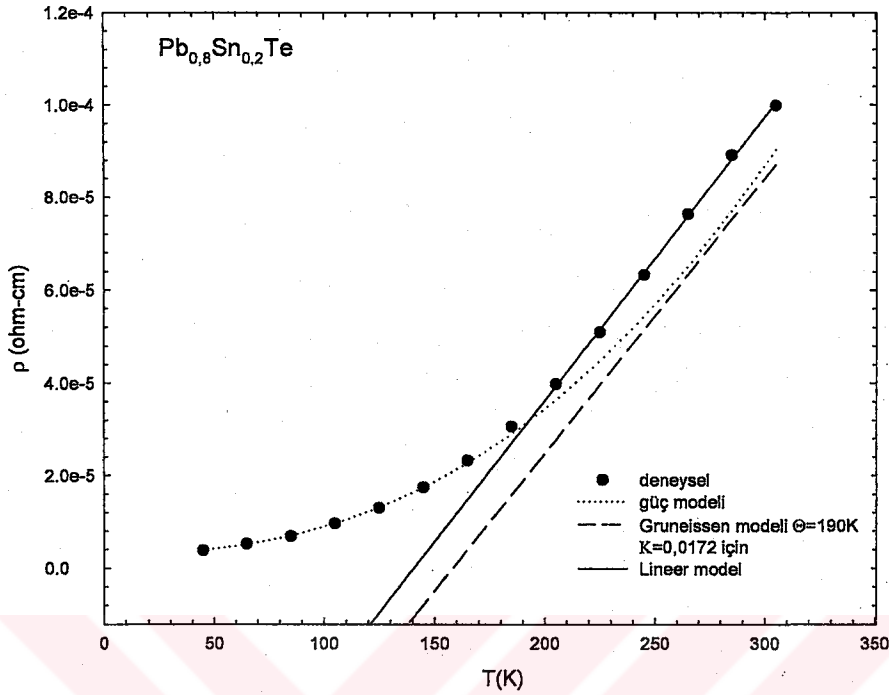
[5.1]

eşitliği ile verilir. Eşitlik 5.1' de ilk terim safsızlık (katılama, kristal bozuklukları gibi safsızlıklar) saçılmasından kaynaklanan artık direnç, 2. terim elektron fonon saçılmasından, 3. terim ise elektron-elektron saçılmasından gelen katkılardır. Elektron-elektron saçılmalarından kaynaklanan BT^2 terimi sadece saf metallerde geçerli olduğundan, bu terim hesaplamalarda dikkate alınmaz. Düşük Debye sıcaklığına sahip metallerde n değeri 3 ile 5 arasında , yüksek Debye sıcaklığına sahip metaller 2 ile 5 arasında değişirken saf metaller ve geçiş metalleri için n , 2 değerini alır (27). Yüksek sıcaklıklarda ise öz direnç T ile lineer ile değişir ve

$$\rho(T) = \rho(0) + LT \quad [5.2]$$

ile verilir.

Bölüm 3'de verilen Gruneissen modeli kullanılarak sıcaklık bağımlı öz direnç hesaplandı. Hesaplamalarda $\Theta_R = 190$ K, $\kappa = 0.0172$ (3), ve deneysel kalıntı öz direnç (ρ_R) 3.886×10^{-6} ohm-cm olarak kullanıldı. Bu değer düşük sıcaklıktaki sabit deneysel öz direncin sıfıra extrapolasyonundan elde edildi. Metaller için Gruneissen modeli kullanımı ve Matthiessen toplama kuralı ile denklem 3.19' da verilen $\rho_L(T) = \rho_R + \rho_I$ denklemine ρ_R kalıntı öz direnç eklenmesiyle yüksek sıcaklık bölgesi için öz direnç hesaplaması yapıldı. Gruneissen modeliyle hesaplanan teorik öz direnç Şekil 5.1, de kesikli çizgi ile verildi. Şekilden de görüldüğü gibi Gruneissen modeliyle hesaplanan teorik öz direnç deneysel öz direnç ile yüksek sıcaklık bölgesinde aynı sıcaklık bağımlılığını göstermektedir. Yüksek sıcaklık bölgesinde teori ile deney kısmen uyum içersindedir ve teorik öz direnç deneysel öz dirençten % 9 kadar küçüktür. Bu farklılık deneysel kalıntı öz dirençten, Θ_R , κ değerlerinden veya Gruneissen modelinin yetersizliğinden kaynaklanmaktadır.



Şekil 5.1. $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninin öz direncin sıcaklıkla değişimi. Kapalı semboller ölçülen öz direnci, çizgiler teorik sonuçları temsil etmektedir.

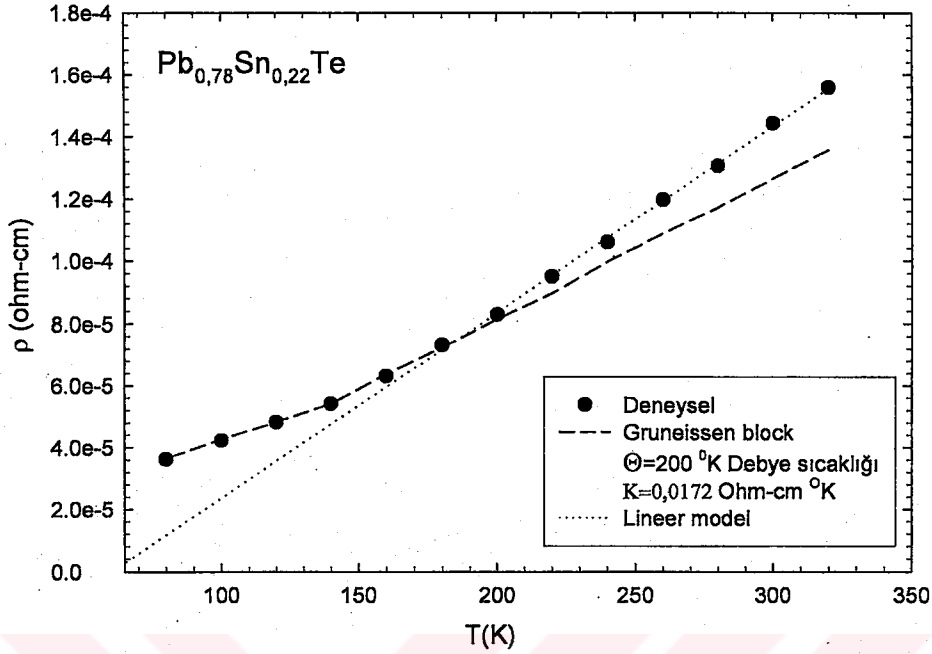
Düşük sıcaklık bölgesi de (44-145 K) sıcaklık bağımlı öz direnç verileri Eşitlik 5. 1 de verilen kuvvet modeline fit edildi. Teorik fit sonucunda hesaplan öz direnç Şekil 5. 1 de verildi. Kuvvet modeli $\rho(0)=3.057 \times 10^{-6}$ ohm.cm, $L=8.197 \times 10^{-11}$ ohm.cm/K ve $n=2.5$ fit parametreleri deneyle iyi bir uyum içersindedir. Bu modelden elde edilen $L=8.197 \times 10^{-11}$ ohm.cm/K değeri literatürde metallerin L değeri ile aynı mertebededir, (28). Teorik fit neticesinde elde edilen $n=2.5$ değeri literatürde verilen $n=2-5$ arasında kalır ve bu değer 2.5 olması elektron-elektron saçılmalarının etkisiz olduğunu, buna karşın elektron-fonon saçılmalarının (bilhassa akustiksel fonon saçılmalarının) baskın olduğunu gösterir (27). Kuvvet modelinde hesaplanan kalıntı öz direnç değeri ($\rho(0)$) Gruneissen modelinden hesaplanan kalıntı öz direnç değeri ile aynıdır. Bu sonuç; Gruneissen modelinde elde edilen teorik öz direnç ile deneysel öz direnç arasındaki kısmen uyumsuzluğun kalıntı öz dirençten kaynaklanmadığını ifade eder. Yüksek sıcaklık bölgesinde, sıcaklık bağımlı öz direnç verileri Gruneissen modelinden ayrıca, Eşitlik 5.2 de verilen Lineer modele fit edildi. Teorik fit

sonucunda hesaplanan öz direnç Şekil 5. 1 de verildi. Lineer model ile $\rho(0)=9.31 \times 10^{-5}$ ohm.cm ve $L=5.935 \times 10^{-7}$ ohm-cm/K değerleri bulundu ve bu değerler literatür ile uyumludur (28). Yüksek sıcaklık bölgesinde Lineer model yukarıdaki fit parametrelerinin kullanılması ile deneysel öz direnç ile uyum içersindedir.

Sonuç olarak düşük sıcaklıklarda, sıcaklığa bağlı öz direnç kuvvet modeliyle açıklanabilir. Yüksek sıcaklıklarda; sıcaklığa bağlı öz direnç Lineer model ile tam bir uyum içerisinde olmasına rağmen Gruneissen modeli %9 hata payı ile deneyle uyum içersindedir. Ölçüm sonuçlarında elde edilen Kuvvet ve Lineer modelindeki parametreler literatürle tamamen uyum içersindedir(3).

5.3. $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te/BaF}_2$ 'yarıiletkeninde sıcaklık bağımlı öz direnç

$\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te/BaF}_2$ numunesinde öz direnç ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak 100-344 K sıcaklıkları arasında 12 sıcaklık noktasında yapıldı. Kesim 5.2 de öz direnç analizi yapılan $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te/BaF}_2$ yarıiletkeninde olduğu gibi, öz direnç normal yarıiletkenlere zıt olarak artan sıcaklıkla artmaktadır. Bu nedenle $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te/BaF}_2$ numunesi için de sıcaklık bağımlı öz direnç analizleri Gruneissen modeli ve lineer model kullanılarak analiz edildi. Şekil 5. 2 de verilen deneysel öz direnç düşük sıcaklıklarda ölçülemediğinden, ölçülen aralıkta öz direnç sıcaklığa T^n bağımlılığı göstermediğinden bu numune analizlerinde Kuvvet modeli kullanılmadı. Bu numune için verilen Gruneissen modeli hesaplamalarda $\Theta_R = 200\text{K}$ ve $\kappa = 0.0172$ (3), ve deneysel kalıntı öz direnç (ρ_R) olarak 5.131×10^{-6} ohm-cm değeri kullanıldı.



Şekil 5.2. Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te yarıiletkeninin öz direncin sıcaklıkla değişimi. Kapalı semboller ölçülen öz direnci, çizgiler teorik sonuçları temsil etmektedir.

Gruneissen modeliyle hesaplanan teorik öz direnç Şekil.5.2 de kesikli çizgi ile verildi. Gruneissen modeliyle hesaplanan teorik öz direnç, deneysel öz direnç ile düşük sıcaklık bölgesinde deney ile uyumludur. Yüksek sıcaklık bölgesinde (200 K den yukarı) ise teori ile deney kısmen uyum içersindedir.

Yüksek sıcaklık bölgesinde, sıcaklık bağımlı öz direnç verileri Gruneissen modelinden ayrıca, Eşitlik 5.2 de verilen Lineer modele fit edildi. Teorik fit sonucunda hesaplan öz direnç Şekil 5. 2 de verildi. Lineer modelde elde edilen fit parametreleri $\rho(0)=9.31 \times 10^{-5}$ ohm.cm ve $L=5.935 \times 10^{-7}$ ohm-cm/K olarak bulundu. Bu sonuçlar ilgili literatür ile uyum içersindedir (28).

Sonuç olarak, yüksek sıcaklıklarda; Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te/BaF₂ yarıiletkeninde sıcaklık bağılı öz direnç Lineer model ile açıklanabilmektedir. Gruneissen modeli düşük sıcaklıklarda (T<200 K) deney ile uyum sergilerken yüksek sıcaklıklarda deneyden sapma göstermektedir.

5.4. $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninde Hall mobilite analizi

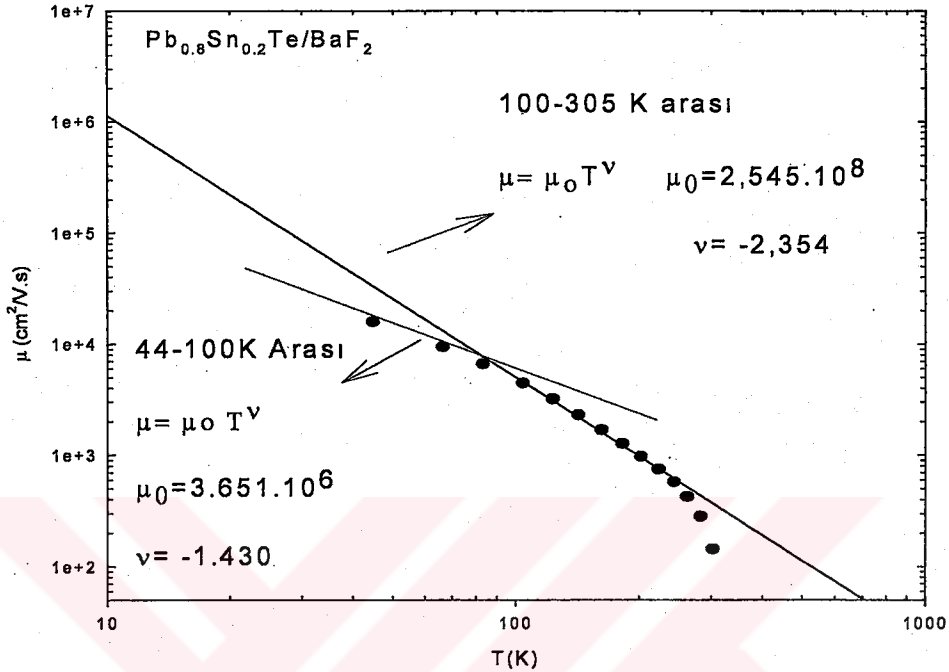
$\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ numesinde Hall etkisi ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak yapıldı. Ölçüm sonuçları içi dolu sembollerle Şekil 5.3 de verildi. Sıcaklık bağımlı deneysel Hall mobilitesinde hangi saçılma mekanizmalarının baskın olduğunu tespit etmek için Mobilite analizinde; iki ayrı sıcaklık bölgesinde 44-100 K ve 100-302 K sıcaklık aralığı bölgelerinde sıcaklığa bağlı deneysel Hall mobilitesi verileri $\mu=\mu_0.T^v$ ifadesine fit edildi. Düşük sıcaklık bölgesinde fit sonucu hesaplanan Hall mobilitesi Şekil 5.3 de verildi. Fit sonucunda kalıntı mobilite $\mu_0=3.651 \times 10^6 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ ve sıcaklık indeksi (bağımlılığı) $v=-1.430$ olarak bulundu.

R.S. Allgair ve W.Scanlon' nın kurşun bileşenli yarıiletkenler üzerine yaptıkları çalışmada düşük sıcaklık bölgesinde sıcaklık indeksini $v=-1.5$ olduğunu, düşük sıcaklık bölgesinde kurşun bileşenli yarıiletken malzemelerinde safsızlık saçılma mekanizmalarının baskın olduğunu ve akustik fonon saçılmasının da etkisinin olduğunu gösterdiler, (29). Buna ilaveten kurşunlu bileşik yarıiletkenlerde 4 Kelvin civarındaki sıcaklıklarda safsızlıklar ve örgü kusurları tarafından saçılmalar baskındır (4). Bu çalışmada bulunan $v=-1.430$ değeri $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninde de aynı saçılma mekanizmalarının; safsızlık saçılma ve akustik fonon saçılma mekanizmalarının, geçerli olduğunu gösterir.

Genelde kurşunlu yarıiletken bileşiklerde μ_0 mobilite değeri oldukça yüksektir. H.Prier; kurşunlu yarıiletkenler üzerine yaptığı çalışmada μ_0 değerinin 4.7×10^6 ve 2.8×10^6 değerleri arasında bulunduğunu gösterdiler(30). $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninde Deneysel Hall mobilitesi verilerine yapılan fitte bulunan $\mu_0=3.651 \times 10^6$ değeri literatürde yapılan çalışmalarla uyumludur.

Sıcaklığa bağlı deneysel Hall Mobilite analizinde 100-302 K sıcaklık aralığı bölgesinde sıcaklığa bağlı deneysel Hall mobilitesi verileri yine $\mu=\mu_0.T^v$ ifadesine fit edildi. Fit sonucu hesaplanan Hall mobilitesi Şekil 5.3' de düz çizgi ile verildi. Fit sonucunda $\mu_0=2,545 \times 10^8 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, $v=-2.354$ sonuçları bulundu. Ancak yüksek

sıcaklık bölgesinde bulunan μ_0 değerinin bir fiziksel anlamı yoktur. Düşük sıcaklık bölgesindeki kalıntı mobilité doğrudan 0 K deki mobilitéyi verir.



Şekil 5.3 $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninde mobilité nin sıcaklıkla değişimi. Kapalı olan semboller ölçülen mobilité, çizgiler fit eğrilerini temsil etmektedir.

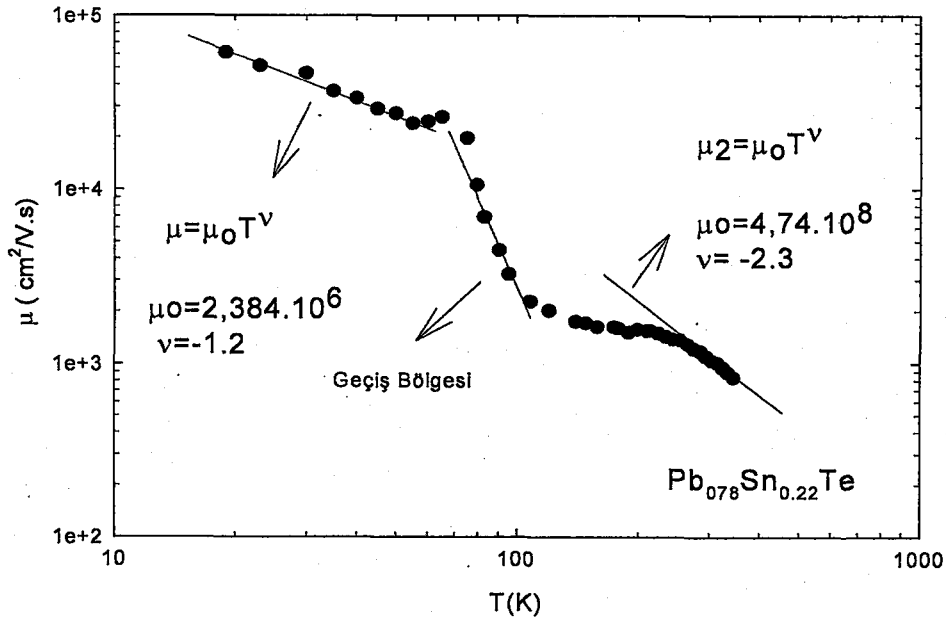
G.Springholz , G. Bauer, kalay oranı $0 < x < 0.35$ olan $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletken malzemeleri üzerine yaptıkları çalışmada yüksek sıcaklıklarda Hall mobilitésinin sıcaklığa bağımlılığını $\mu \propto T^{-5/2}$ olduğunu gösterdiler ve Hall mobilitésini analizinde yüksek sıcaklıklarda bu sıcaklık bağımlılığının akustik fononlar tarafından kaynaklandığını tespit ettiler, (31). S.J Silverman ve H. Levinstein yaptıkları araştırmalarda akustik fonon saçılması için v değerinin 2 ile 3 arasında olması ve $v=2.5$ değerinin en uygun bir değer olduğu tespit ettiler (32). Bu çalışmada göz önüne alınan $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletken malzemesinde deneysel Hall Mobilité analizinde elde edilen $T^{-2.354}$ sıcaklık bağımlılığı bu yarıiletkende yüksek sıcaklık bölgesinde baskın saçılma mekanizmasının akustik fonon saçılmaları mekanizması olduğunu gösterir. Sonuç olarak düşük sıcaklık bölgesinde sıcaklığa bağlı Hall mobilitésinin sıcaklık bağımlılığı $T^{-1.430}$ bulundu ve bu sonuç $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$

yariletkeninde düşük sıcaklıklarda Hall mobilitesinin safsızlık saçılma mekanizması ile kontrol edildiğini gösterir. Yüksek sıcaklıklarda ise, Hall mobilitesinin sıcaklığa bağımlılığı $T^{-2.354}$ olarak bulunması, Hall mobilitesinin akustik fonon saçılma mekanizmasıyla kontrol edildiğini gösterir. Optik fononlardan saçılma ise 300 K den yukarı sıcaklıklarda etkindir.

5.5. $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te/BaF_2$ yariletkeninde Hall mobilite analizi

$Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te$ numesinde Hall etkisi ölçümleri van der Pauw tekniği kullanılarak kullanılarak yapıldı. Sıcaklığa bağlı değişimi gözlemek amacıyla Hall ölçümleri 19-344 K arasında 17 sıcaklık noktasında yapıldı. Sıcaklık bağımlı deneysel Hall mobilitesi analizinde $Pb_{0.78}Sn_{0.22}Te/BaF_2$ yariletkeninde mevcut saçılma mekanizmalarının tespit edilmesi için, kesim 5.4 de olduğu gibi, sıcaklığa bağlı deneysel Hall Mobilitesi verileri $\mu = \mu_0.T^v$ ifadesine fit edildi. Fit sonucu hesaplanan Hall mobilitesi Şekil 5.4 verildi. Düşük sıcaklık bölgesindeki (19-70 K) fit sonucunda kalıntı mobilite $\mu_0 = 2.394 \times 10^6 \text{ cm}^2/V.s$, sıcaklık indeksi $v = -1.2$ olarak bulundu. Düşük sıcaklık bölgesinde $Pb_{0.8}Sn_{0.2}Te/BaF_2$ yariletkeninde olduğu gibi kalıntı mobilite değerinin yüksek değer aldığı görüldü. Bu sıcaklık bölgesinde Deneysel Hall mobilitesi analizinde hem kalıntı mobilitenin yüksek olması aynı zamanda $v = -1.2$ nun değeri alması; saçılmaların Kesim 5.4 de tartışıldığı gibi, safsızlık saçılma mekanizmasından gelen mobilite katkısının baskın olmasının yanı sıra, akustik fononlar tarafından saçılma mekanizmasının katkısı olduğu gösterir.

Sıcaklığa bağlı Hall Mobilitesi analizinde yüksek sıcaklık (250-344 K) bölgesinde yapılan hesaplamalarda $\mu_0 = 4.74 \times 10^8 \text{ cm}^2/V.s$, $v = -2.3$ olarak bulundu. Fit sonucu hesaplanan Hall mobilitesi Şekil 5.4 verildi. 70-250 K sıcaklık aralığı geçiş bölgesi olarak kabul edildiğinde, geçiş bölgesinde Hall mobilite analiz hesaplamaları yapılmadı. Bu sıcaklık bölgesi arasında deneysel Hall mobilitesinde ani sıçrama görülmesine rağmen aynı sıcaklık aralığında Deneysel Hall taşıyıcı yoğunluğu ve özdirence etki etmediği gözlemlendi.



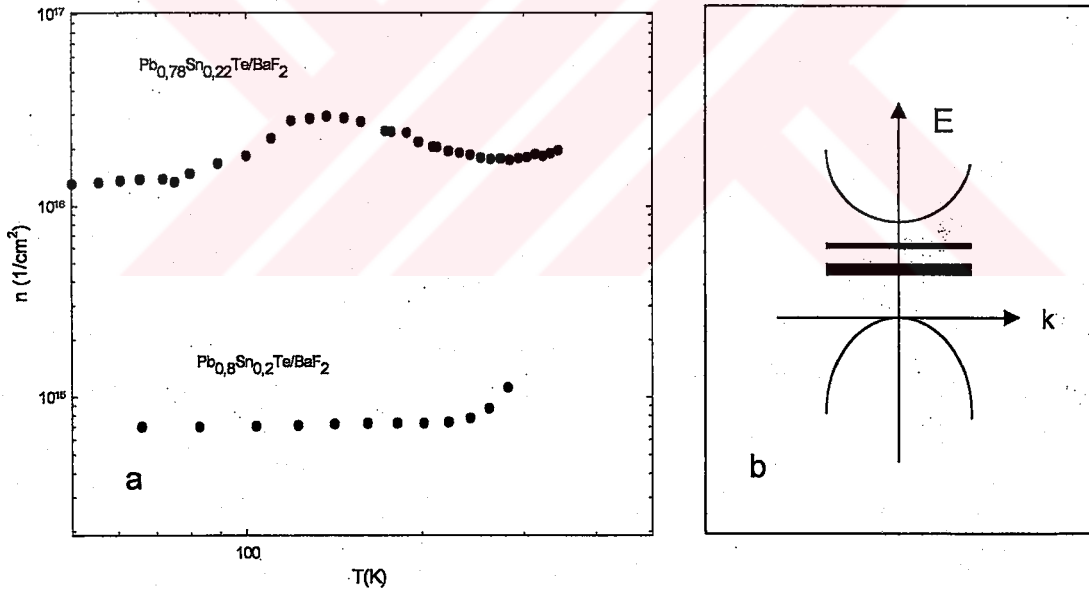
Şekil 5.4. $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninde mobilitenin sıcaklıkla değişimi. Kapalı olan semboller ölçülen mobiliteler. Çizgiler fit eğrilerini temsil etmektedir.

Sonuç olarak yüksek sıcaklık bölgesinde $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ ve $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkenlerinde, kesim 5.4 de tartışıldığı gibi ν değerleri sırasıyla -2.354 ve 2.3 olarak bulundu. Bulunan ν değerleri her iki yarıiletken malzeme için yüksek sıcaklık bölgesinde aynı saçılma mekanizmalarının baskın olduğunu ve bu saçılma mekanizmasının akustik fonon saçılma mekanizması olduğunu gösterir.

5.6. $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ ve $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}/\text{BaF}_2$ Hall Taşıyıcı yoğunluğu analizi.

$\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}$ ve $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}$ yarıiletkenlerinde ölçülen Hall taşıyıcı yoğunluğu Şekil 5.5'a da verildi. Ölçülen Hall taşıyıcı yoğunluğuna numune kalınlığı tam belirlenemediğinden katılmadı; verilen taşıyıcı yoğunluğu yüzey taşıyıcı yoğunluğudur. Numune kalınlığı Eşitlik 4.3 e göre Hall sabitine bir çarpan olarak gelir dolayısıyla ölçülen taşıyıcı yoğunluğu kalınlığa bölünmesi gerekir.

$\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninde bütün sıcaklıklarda Hall katsayısı pozitif işaret sergiledi. Bu davranış baskın olan taşıyıcıların boşluklar (deşik) olduğunu gösterir. $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninde bütün sıcaklıklarda Hall katsayısı negatif işaret sergiledi ve dolayısıyla bu davranış serbest taşıyıcılar, elektronlardır. Numunenin; n tipi olduğunu gösterir. Taşıyıcı yoğunluğunun negatif olması $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkenin $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkenine göre çok fazla safsızlıklar ve kristal bozuklukları içerdiğini anlatır. IV-VI gurubu yarıiletkenlerinin taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağımlılığında genel olarak 4.2- 295 K Sıcaklık bölgesi arasında Hall katsayısı çok yavaş bir şekilde sıcaklığa bağımlı olarak artar. Bu artma miktarı 4.2-295 Kelvin sıcaklık arasında %10 veya %20 değerindedir ve 295K den sonra hakikiki iletken durumuna geçeceğinden taşıyıcı yoğunluğu artan sıcaklıkla hızlı artış sergiler (29).



Şekil 5.5'(a) Hall Taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağlı değişimi. Semboller Deneysel sonuçları temsil etmektedir. (b). $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ Yarıiletkeni için önerilen bant modelidir.

Şekil 5.5' a da görüldüğü gibi deneysel Hall taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığa bağlı olarak neredeyse sabit gibi davranmaktadır. Bu davranış çok şaşırtıcı değildir ve genel bir davranıştır. Bunun sebebi ise safsızlık bandının genişlemesinden

kaynaklanmaktadır (30). $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeni için taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklıkla çok küçük derecede artış göstermesine rağmen 300 K değerinin üstünde yükselme gösterdiği görüldü.

20-100 K arasında taşıyıcı yoğunluğu sıcaklıktan bağımsızdır. 100-300 K arasında bir tepe meydana getirerek, 300 K den sonra tekrar artış göstermektedir. Taşıyıcı yoğunluğunun 100 K den aşağı sıcaklıklarda ve 300 K den yukarı sıcaklıklardaki davranışı beklenen bir davranıştır. Ancak 100-300 K arasındaki davranışı beklenmeyen bir davranış olup bu davranış yasak enerji aralığındaki iki ayrı safsızlık seviyesinin varlığı ile açıklanabilir. Sıcaklığın 400 K gibi yüksek sıcaklıklardan aşağı inmesiyle iletkenlik bandı dibindeki taşıyıcılar iletkenlik bandının hemen altındaki safsızlık seviyesine inerler ve sıcaklık düştükçe ölçülen taşıyıcı yoğunluğu artar, ve bir sıcaklık noktasında sabitleşmesi beklenir. Taşıyıcı yoğunluğunun bir maksimumdan geçerek tekrar düşmesi ve düşük sıcaklık bölgesinde geniş bir aralıkta sabit kalması ikinci bir safsızlık seviyesinin varlığını gösterir. Şekil 5.5'b. de önerilen bant yapısı verildi.

6. SONUÇ

Bu çalışmada Gaz Faz Epitaksi tekniği ile büyütülmüş p-tipi $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te/BaF}_2$ ve n-tipi $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te/BaF}_2$ yarıiletken malzemelerinin sırasıyla 44-302 ve 19-344K arasında iletkenlik ölçümleri yapıldı. Bu ölçümler sonucunda Hall mobilitesi, Hall taşıyıcı yoğunluğu ve iletkenlik, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak elde edildi..

Özdirenç analizinde $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te/BaF}_2$ yarıiletkeni için için 3 ayrı model kullanıldı. Bunlar lineer model, güç modeli ve Gruneissen modelidir. Yüksek sıcaklık bölgesinde, sıcaklık bağımlı özdirenç verileri Gruneissen modeli ve lineer model kullanılarak analiz edildi; kalıntı özdirenç ile Gruneissen denkleminde elde edilen teorik sonuçların toplanmasıyla teorik özdirenç bulundu. Lineer modelde elde edilen fit parametreleri $\rho(0)=9.31 \times 10^{-5}$ ohm.cm ve $L=5.935 \times 10^{-7}$ ohm-cm/K olarak bulundu. Düşük sıcaklık bölgesinde ise sıcaklık bağımlı özdirenç verileri kuvvet modeline fit edilerek $\rho(0)=3.057 \times 10^{-6}$ ohm.cm ve $L=8.197 \times 10^{-11}$ ohm.cm/K ve $n=2.5$ olarak bulundu. $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te/BaF}_2$ yarıiletkenin özdirenç analizlerinde Gruneissen ve lineer model kullanıldı. Lineer modelde elde edilen fit parametreleri $\rho(0)=9.31 \times 10^{-5}$ ohm.cm ve $L=5.935 \times 10^{-7}$ ohm-cm/K olarak bulundu. Deneysel özdirenç düşük sıcaklıklarda ölçülemediğinden, kuvvet modeli kullanılmadı.

$\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te/BaF}_2$ ve $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te/BaF}_2$ yarıiletkenlerinin mobilite analizinde hangi saçılma mekanizmalarının baskın olduğunu tespit etmek için; sıcaklığa bağlı deneysel Hall mobilitesi verileri $\mu=\mu_0.T^v$ ifadesine fit edildi. Yüksek sıcaklıklarda sıcaklık indeksi v değerleri sırasıyla -2.354 ve 2.3 olarak bulundu. Her iki yarıiletken için yüksek sıcaklıklarda akustik fononlar tarafından saçılma mekanizmasının baskın olduğu tespit edildi. Düşük sıcaklıklarda $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te/BaF}_2$ yarıiletkeni için $v=-1.430$ ve $\mu_0=3.651 \times 10^6$ cm²/ V.s olarak, $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te/BaF}_2$ yarıiletkeninde $\mu_0=2.394 \times 10^6$ cm²/V.s ve sıcaklık indeksi $v=-1.2$ olarak bulundu. Tespit edilen sonuçlar, her iki yarıiletken için düşük sıcaklıklarda safsızlık saçılma ve akustik fonon saçılma mekanizmalarının, geçerli olduğunu gösterir.

Deneysel Hall taşıyıcı yoğunluğu analizinde; $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeni 20-300 K sıcaklık bölgesinde deneysel taşıyıcı yoğunluğu sıcaklığa bağımlı olarak çok yavaş bir şekilde artmış ve $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ yarıiletkenlerinin genel karakteristiğini göstermiştir. $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninde taşıyıcı yoğunluğunun sıcaklığa bağımlılığı bütün sıcaklıklarda Hall katsayısı pozitif işaret sergilemiş olması baskın olan taşıyıcıların boşluklar olduğunu gösterir. $\text{Pb}_{0.78}\text{Sn}_{0.22}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninin deneysel Hall taşıyıcı yoğunluğu analizinde yasak enerji aralığında meydana gelen iki safsızlık seviyesinin varlığından dolayı 100-300 K sıcaklık aralığında taşıyıcı yoğunluğunda , $\text{Pb}_{0.8}\text{Sn}_{0.2}\text{Te}/\text{BaF}_2$ yarıiletkeninden farklı olarak sıcaklığa bağlı olarak taşıyıcı yoğunluğunda belirgin bir şekilde artış gözlenmiştir.

Sonuçta bu yarıiletkenlerin göstermiş olduğu öz direnç davranışları, bant aralıklarının çok küçük değerde olması ve bant terslenmesi olayı; analiz edilen yarıiletkenlerin yarı-metalik özellik gösterdiğini ortaya koymuştur.

PbSnTe yarıiletkeni çok küçük bant aralığına sahip olduğundan dolayı üzerinde çok inceleme yapılmış bir yarıiletkendir. Küçük bant aralığının olması gelecekte pek çok yeni yarıiletken cihaz uygulamalarında göz önünde tutulabilir.

KAYNAKLAR

1. Yu. I. Ravich., B.A. Efimova., I., I.A. "Semiconducting Lead Chalcogenides" Edited by L.S. Stil bans., *Plenum* ., New York , xii (1970).
2. Abramof E, Ferreira, S.O., Closs, M., " Electrical properties of PbSnTe layers With $0 < x < 1$ grown by molecular Beam epitaxy" *J.Appl.phys*, 82 2405 (1997).
3. Dixon J.R., Bis.R., " Bant inversion and the electrical properties of PbSnTe" *Physics.Rev* 176:947-949 (1968).
4. Ravich Yu. I., " Lead chalcogenides" Basic Pyhsical Features of Lead chalcogenides' , Edited by L.S. Stil bans ., *Plenum* ., New York (1965).
5. Herman F., Kortum R.L., I.B. Ortenburger., J. Van Dyke., *J.Phys.(Paris)*. 29,C-4-62 (1968).
6. Conklin J.B., Jr., L.E. Johnson ., G. W. Pratt ., *Physics Rev.A*. 137, 1282 (1965).
7. Lin P.J., L. Kleinman., *Phys.Rev.*, 142 478 (1966).
8. Schlüter M, G. Martines ., M.L. Cohen. *Phys.Rev. B*. 11. 3808 (1975).
9. Volkov B.A., Pankratov O.A., V. Sazanov. Zh. *Exsp. Teor. Fiz.* 85.1395 (1983).
10. Senturia . S.D. Adler., M. S. Hewes., A. R. Smith., IV-VI Compounds and alloys. *Philadelphia*. March. 24-25 1972.
11. Tüzemen, S., Gürbulak, B., Yıldırım, Doğan, M., "Anomolous behavior of golva nometric effects in very lightly n-type bulk GaAs . *Phys.Status Solid*. 77:331337 (1983).
12. Herman, C., and Weisbuch, C., " kp perturbation theory in III-V compounds and alloys: a reexamination", *Phys.Rev.*, B15 823-883. (1977).
13. Wolfe, C.M., Stilman, G.E., Spears, D.L., Hill, D.E., "Anamolous high mobility in GaAs" *J.Appl.Phys.*, 44(2): 732-734 (1973).
14. O. Masaki ., Lidong Cheng., "Effecy on Sn content on electrical properties and Thermal conductivity of $Pb_{(1-x)}Sn_xTe$. *Matarial Transac*. Vol 41. P:1196-1201 (2000).
15. Sze,S.M., "Semiconductor Devices", *John Wiley&Sons.*, New York 1-47(1985)

16. Zook. Z.D., "Piezoelectric Scattering in semiconductors" *Phys.Rev.* 869-878 (1964).
17. Barden, J., and Shocley , W., "Deformation potantials and mobilities in nonpolar crystals", *Phys.Rev.*, B50: 2159 (1994); 51: 7866 (1995).
18. Brooks, H., "Advances in electronic and electron Physics" edited by L. Marton *Academic.*, New York, 21-29 (1955).
19. Erginsoy, C., "Neutral impurity scatttering in semiconductors", *Phys.Rev.*, 79 1013-1094 (1950).
20. G. T. Meaden., "Electrical resistans of metals" *Plenum* New York (1965).
21. Hoderic, A.R., and Williams R.H., "Metal-Semiconductor contacts" *Press* . Oxford, 79-88 (1988).
22. Holloway, P. H., McGuire, G. E., "Handbook of Compound Semiconductors" *Park Ridge*, New Jersey, 773-812 (1955).
23. Tüzemen, S., Gürbulak, B., Yıldırım, Doğan, M., " Anomolous behavior of Golvonometric effects in very lightly n-type bulk GaAs: Possible role of reversecontrast centres" *Phys.Stat. Sol.(a)*, 77: 331-337 (1983).
24. Van der Pauw, L.J., "Semiconductor" *Philips Research Reports*, 13: 1-18 (1958).
25. Betko, J., Merinsky K., "Geometrical magnetoresistance effect in semicon with mixed conductivity" , *Phys. Stat. Sol. (a)*. 77:331-337 (1983).
26. Yarıiletken malzemeler T.S.Mamedovdan temin edilmiştir. (2003).
27. Christman, J.R., " Fundementals of State Physics." *John Wiley , Sons* Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, New york. 252-292,(1998).
28. M.Ghosh., A. Barman., A. Das., A.K. Meikap., S.K. De.and S. Chattaerjee, Resistivity and V_3Sb Compounds." *Phys.Stat.Sol.* 201, 153-160 (1997).
29. Scanlon. W.W. , Allgair. R.S. "Mobility of electrons and holes PbS, PbSe, andPbTe., between Room Temperature and 4.2 K" *Physical Review* . 111 1029-1037 (1958).
30. H. Prier., *Apply.Phys.* 20, 189 (1979).
31. G. Springholz., G. Bauer ., G. Ilminger. *J. Crystal Growth.* 127. 362 (1993).

32. S. J. Silverman., H.Levinstein ., *Phys.Rev.*, 94 .871. (1954).



ÖZGEÇMİŞ

Ali İhsan KILIÇ, 27.08.1977' de Safranbolu 'da doğdu. İlk, orta ve lise öğrenimini Safranbolu'da tamamladı. 1996 yılında Erciyes Üniversitesi Yozgat Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde Lisans öğrenimine başladı. 2001 yılında Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde Yüksek Lisans Programına başladı.

