

T.C.  
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK EĞİTİMİ ANABİLİM DALI

# $Pb_{1-x}Sn_xTe$ Yarıiletkeninin Manyetik ve Optiksel Özellikleri

YÜKSEKLİSANS TEZİ

Hasan TUNER

98342

T.C. YÜKSEKÖĞRETİM KURULU  
DOKÜMANTASYON MERKEZİ

Balıkesir, 2000

T.C.  
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK EĞİTİMİ ANABİLİM DALI

# **Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te Yarıiletkeninin Manyetik ve Optiksel Özellikleri**

**YÜKSEKLİSANS TEZİ**

Hasan TUNER

**Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN**

Sınav Tarihi : 16 Haziran 2000

Jüri Üyeleri :

Prof. Dr. Ömer ERGİN

Yard. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN (Danışman)

Yard. Doç. Dr. Ali TEKE

Balıkesir, 2000



## **ABSTRACT**

### **MAGNETIC AND OPTICAL PROPERTIES OF $Pb_{1-x}Sn_xTe$ SEMICONDUCTOR**

**Hasan TUNER**

**Balıkesir Üniversitesi, Institute of Science, Department of Physics Education**

**(MsC Thesis/Supervisor: Ass. Prof. Dr. Sibel GÖKDEN)**

**Balıkesir-Turkey, 2000**

In this study, we investigate the magneto-optical properties of  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  theoretically. When external static magnetic fields and an electromagnetic field were applied to the different crystal direction, we studied how the physical properties of the sample varies and how complex refracted index varies whit the magnitude of external static magnetic fields.

We found the effective mass tensors of each fermi surface and then the conductivity tensors for lead-tin-salt ( $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ). Total conductivity tensor was calculated. We found the complex refracted index from the relation between dielectric and conductivity tensor. We obtained information about optical properties of sample by interpreting variation curves of the complex refractive index of the sample as a function of applied external static magnetic field.

In this study, the external static magnetic field  $\vec{B}$  was applied along  $\langle 110 \rangle$  and  $\langle 001 \rangle$  crystal directions and the electromagnetic field vector was applied along  $\langle 001 \rangle$  crystal direction.

**Key Words:** Brillouin Zone, Effective Mass, Tensor, Dielectric Anomaly, Cyclotron Resonance, Fermi Surface, Complex Refractive Index Energy Gap.

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
ÖZ, ANAHTAR SÖZCÜKLER	ii
ABSTRACT, KEY WORDS	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SEMBOLLER LİSTESİ	vi
ŞEKİL LİSTESİ	vii
ÇİZELGE LİSTESİ	xi
ÖNSÖZ	x
1. GİRİŞ	1
2. TEORİ	2
2.1 Bazı Önemli Kavramlar	2
2.1.1 Brillouin Bölgesi	2
2.1.2 Etkin Kütle	5
2.1.3 Tensör	8
2.1.4 Bir manyetik Alan İçerisinde Hareket Eden Parçacığın Siklotron Rezonansı	9
2.1.5 İletkenlik ve Dielektrik Tensörleri	11
2.1.6 Dielektrik Bozulma (Anomali)	14
2.2 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 'nin Yapısı ve Oluşumu	17
2.2.1 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 'nin Kristal Yapısı	17
2.2.2 $PbTe$ ve $SnTe$ Yarıiletkenlerinin Band Yapıları	19
2.2.3 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ Yarıiletkenlerinin Enerji Band Yapısı	23
3. BULGULAR	25
3.1 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 'nin Fermi Yüzeylerindeki Etkin Kütlelerin Hesaplanması	25
3.2 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 'nin İletkenlik ve Dielektrik Tensörlerinin Bulunması	33
3.2.1 Elektron Ceplerinin İletkenlik ve Dielektrik Tensörünün Bulunması	33
3.2.1.1 $\bar{B} // \langle 110 \rangle // x$ için İletkenlik ve Dielektrik Tensörünün Bulunması	33
3.2.1.2 $\bar{B} // \langle 001 \rangle // y$ için İletkenlik ve Dielektrik Tensörünün Bulunması	51
3.3 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 'nin Enerji Band Yapısının Değişiminin İncelenmesi	63
4. SONUÇ VE TARTIŞMA	69

## EKLER

EK 1	Grup Hızı ve Etkin Kütle İfadesinin Elde Edilmesi	71
EK 2	İletkenlik Tensörü İfadesinin Elde Edilmesi	72
EK 3	Manyetik Alan Tensörünün Bulunması	74
EK 4	$\bar{B} // \langle 110 \rangle // x$ Alındığı Zaman Her Bir Elektron Cebin İletkenlik Tensörünün Bulunması	77
EK 5	$\bar{B} // \langle 001 \rangle // y$ Alındığı Zaman Her Bir Elektron Cebin İletkenlik Tensörünün Bulunması	85
KAYNAKÇA		92



## SEMBOLLER LİSTESİ

<u>Simge Adı</u>	<u>Tanımı/Değeri</u>	<u>Birimi</u>
$\vec{h}$	Manyetik Alan Tensörü	
$\vec{\sigma}$	İletkenlik Tensörü	
$\vec{M}$	Etkin Kütle Tensörü	
$m_L$	Her Bir Elektron Cebinin Boyuna Etkin Kütlesi	
$m_T$	Her Bir Elektron Cebinin Enine Etkin Kütlesi	
$\eta$	Sanal Kırma İndisi	
$\epsilon$	Dielektrik Sabiti	
$\chi$	Elektriksel Alınganlık	
$\vec{I}$	Birim Matris	
$\vec{E}$	Elektrik Alan Vektörü	
$\vec{B}$	Manyetik Alan Vektörü	

## ŞEKİL LİSTESİ

Şekil Numarası	Adı	Sayfa
Şekil 2.1	Yüzey merkezli kübik (fcc) yapı için I. Brillouin bölgesi	2
Şekil 2.2	İki boyutlu örgü için ilk üç Brillouin bölgesinin çizimi	4
Şekil 2.3	a) Enerjinin, b) grup hızının ve c) etkin kütlelerin $\vec{k}$ dalga vektörüne göre değişimi	7
Şekil 2.4	Elektronun hem elektrik alan hem de manyetik alan etkisinde iken yapmış olduğu spiral hareketi	10
Şekil 2.5	Dielektrik fonksiyonunun $\omega$ 'ya göre değişiminin kabaca çizimi	14
Şekil 2.6	(a), Dielektrik sabitinin reel kısmının uygulanan manyetik alana göre değişimi; (b), Yansıtma katsayısı ile manyetik alan arasındaki değişimi; (c), Yansıtma katsayısının manyetik alana göre türevinin, uygulanan manyetik alana göre değişimi	16
Şekil 2.7	Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Te 'yi oluşturan elementlerin periyodik cetveldeki yerleri	17
Şekil 2.8	Gerçek uzay koordinat eksenlerini ve Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Te 'nin elektron ceplerini k-uzayında karakterize eden geometri	18
Şekil 2.9	EPM (Empirical Pseudopotential Metod) yöntemiyle PbTe'nin band yapısı	20
Şekil 2.10	EPM (Empirical Pseudopotential Metod) yöntemiyle SnTe 'nin band yapısı	21
Şekil 2.11	APW (Augmented-plane-wave) yöntemiyle SnTe 'nin band yapısı	21
Şekil 2.12	Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Te 'nin band enerjisine karşılık alaşım oranı grafiği yatay eksen alaşım oranı ve düşey eksen enerji band aralığı (T= sabit). Burada grafiklerin kesiştiği noktalar enerji band aralığının sıfır olduğu yerdir.	24
Şekil 3.1	Elektron ceplerinin (elipsoidal fermi yüzeyleri) asal eksenleri	26
Şekil 3.2	Dielektrik sabitinin $x = 0.15$ için olağan durum ile uygulanan manyetik alanın değişimi	49
Şekil 3.3	Dielektrik sabitinin $x = 0.3$ için olağan durum ile uygulanan manyetik alanın değişimi	49
Şekil 3.4	Dielektrik sabitinin $x = 0.15$ için olağandışı durum ile uygulanan manyetik alanın değişimi	50
Şekil 3.5	Dielektrik sabitinin $x = 0.3$ için olağandışı durum ile uygulanan manyetik alanın değişimi	50
Şekil 3.6	Deneysel olarak bulunan dielektrik sabiti-manyetik alan değişimi grafiği. Grafikte, kesikli grafik olağan durumu, düz çizgi ise olağandışı durumu göstermektedir. Burada alaşım oranı $x = 0.3$ ve elektromanyetik dalganın frekansı $29.7 \text{ cm}^{-1}$ olarak alınmıştır.	51



Şekil 3.7	Manyetik alan $B//\langle 001 \rangle$ doğrultusu boyunca uygulandığında, $x = 0.15$ için dielektrik sabiti ile uygulanan manyetik alanın değişimi	61
Şekil 3.8	Manyetik alan $B//\langle 001 \rangle$ doğrultusu boyunca uygulandığında $x = 0.3$ için dielektrik sabiti ile uygulanan manyetik alanın değişimi	61
Şekil 3.9	Deneysel olarak bulunan dielektrik sabiti-manyetik alan değişimi grafiği. Burada, $x = 0.3$ ve elektromanyetik dalganın frekansı $29.7 \text{ cm}^{-1}$ olarak alınmıştır	62
Şekil 3.10	$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ yarıiletkeninin, sabit $T = 0 \text{ K}$ sıcaklığında enerji aralığının alaşım oranına bağlı değişimi	65
Şekil 3.11	$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ yarıiletkeninin, sabit $T = 4.2 \text{ K}$ sıcaklığında enerji aralığının alaşım oranına bağlı değişimi	66
Şekil 3.12	$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ yarıiletkeninin, sabit $T = 44 \text{ K}$ sıcaklığında enerji aralığının alaşım oranına bağlı değişimi	66
Şekil 3.13	$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ yarıiletkeninin, sabit $T = 77 \text{ K}$ sıcaklığında enerji aralığının alaşım oranına bağlı değişimi	67
Şekil 3.14	$\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ yarıiletkeninin, sabit $T = 100 \text{ K}$ sıcaklığında enerji aralığının alaşım oranına bağlı değişimi	67

## ÇİZELGE LİSTESİ

<b>Çizelge Numarası</b>	<b>Adı</b>	<b>Sayfa</b>
Çizelge 3.1	Pb <sub>1-x</sub> Sn <sub>x</sub> Te yarıiletkeninin bazı parametrelerinin değerleri	47



## ÖNSÖZ

Bu çalışma süresince benden desteğini ve rehberliğini esirgemeyen değerli hocam, danışmanım Yrd. Doç. Dr. Sibel GÖKDEN 'e, BAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Eğitimi Anabilim Dalı Başkanı sayın Prof. Dr. Ömer ERGİN 'e, grafiklerin çiziminde kullandığım bilgisayar programını kullanmamda yardımcı olan sayın Yrd. Doç. Dr. Ali TEKE 'ye, Yüksek Lisans derslerimi aldığım tüm hocalarıma, Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü Başkanı sayın Prof. Ali SÖNMEZ 'e ve benden desteğini esirgemeyen aileme çok teşekkür ederim.



## 1. GİRİŞ

$Pb_{1-x}Sn_xTe$  bir IV-VI yarıiletkeni olup, dar enerji aralığına (narrow-gap) sahiptir. Bu yarıiletken, PbTe ve SnTe, IV-VI yarıiletkenlerinin karıştırılıp alaşım haline getirilmesiyle oluşur [1,2].  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeni Brillouin bölgesinin L noktalarında direkt enerji aralığına sahiptir. Brillouin bölgesindeki elipsoidal fermi yüzeyleri,  $\langle 111 \rangle$  doğrultusu boyunca yönelmiş olup dört tanedir [1,3,4,5]. Aynı zamanda bu fermi yüzeylerine elektron cepleri de denir [6].

$Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeni kristalleşirken onu oluşturan PbTe ve SnTe gibi fcc (yüzey merkezli kübik yapı) NaCl yapısında kristalleşir (Şekil 2.9). Daha sonra dışarıdan yapılan sıcaklık, basınç, alaşım oranının (x) değiştirilmesi gibi uyarmalarla kristal yapısı rombohedral arsenik yapıya bozular [1,7,8,9]. Bu fiziksel etkiler, yapısal faz geçişi yanında ferroelektrik faz geçişine de sebep olurlar. Bölüm 3.3 'de bu faz geçişleri hakkında bilgiler verilmiştir.  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeninin enerji band aralığı bulunduğu ortamın sıcaklığına ve alaşım oranına bağlı olarak değişir. Bazı kritik alaşım oranı veya sıcaklık değerinde enerji band aralığı sıfır olur.  $x = 0.35$  değeri için bu sıcaklık; sıvı helyum sıcaklığı olup  $T = 4.2$  K dir [1,10,11].

İkinci bölümde  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  'nin enerji band yapısı , PbTe ile SnTe 'nin enerji band yapıları hakkında teorik hesaplamalar ve sonuçları verilmiştir. Ayrıca ilerleyen bölümlerde geçen; Brillouin bölgesi, tensör, etkin kütle gibi bazı fiziksel kavramlar hakkında bilgi verilmiştir. Üçüncü bölümde  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  için etkin kütle, iletkenlik ve dielektrik tensörleri hesaplanmıştır. Dielektrik tensörü kullanılarak sanal kırma indisi bulunmuş ve bunun kırmızıötesi bölgede ( $\omega = 14.7$   $cm^{-1}$  yani  $\omega = 4.41 \times 10^{11}$  Hz) manyetik alan değeriyle ilişkisi, sanal kırma indisi-manyetik alan grafiklerinden yararlanarak bulunmuştur. Son olarak  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  alaşım yarıiletkeninin enerji aralığının kritik noktaları bulunup ferroelektrik ve yapısal faz geçişlerinin nelere bağlı olduğu teorik olarak incelemiştir.

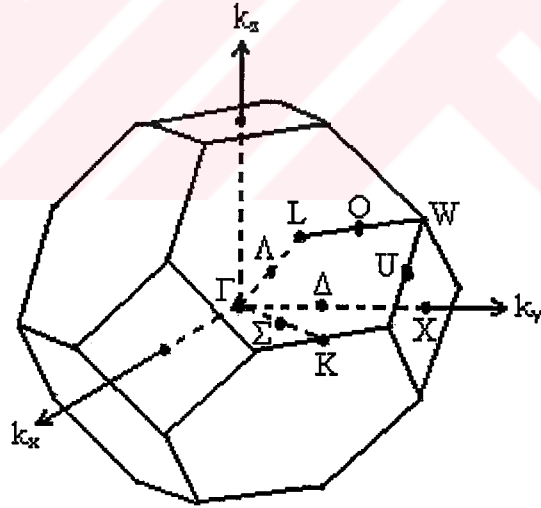
## 2. TEORİ

### 2.1 Bazı Önemli Kavramlar

#### 2.1.1 Brillouin Bölgesi

Tek boyutlu bir hücrenin band yapısı  $\vec{k}$  dalga vektörüne göre tanımlanır. Brillouin bölgesi enerji bandıyla ilgili  $k$  değerlerini kapsayan  $k$ -uzayındaki hacimdir. Yani Brillouin bölgesi 3 boyutta bir hacim oluşturur.

fcc yapı için I. Brillouin Bölgesi (I.B.B.) Şekil 2.1 'de gösterilmiştir. Şekildeki işaretler, yüksek simetri noktaları olup grup teorisi sembolleridir. Grup teorisi sembollerinin en yaygın olanları  $\Gamma$ , X ve L 'dir [12].



Şekil 2.1: Yüzey merkezli kübik yapı (fcc) için I. Brillouin Bölgesi

Burada,

$\Gamma$ : Birinci Brillouin Bölgesinin merkezidir.

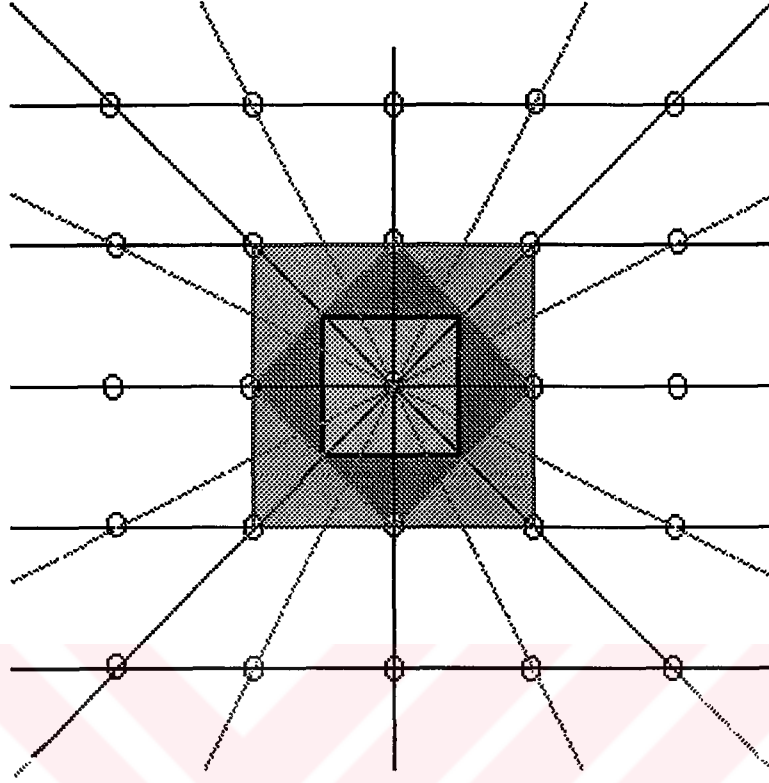
X:  $\langle 100 \rangle$  doğrultusu boyunca I. Brillouin Bölgesinin sınırı

L:  $\langle 111 \rangle$  doğrultusu boyunca I. Brillouin Bölgesinin sınırı

Şekil 2.1:'den  $\bar{k}$  'nın maksimum büyüklüğünün doğrultuya bağlı olarak değiştiği görülmektedir. Mesela I. B. B. 'nin merkezinden  $\langle 111 \rangle$  doğrultusu boyunca olan bandın sınırına olan uzaklık, yani  $\Gamma$  ile L arası uzaklık  $\Gamma$  ile X arası uzaklığın yaklaşık 0.87 katıdır. Bu durum enerji aralığının,  $\bar{k} // \langle 100 \rangle$  ve  $\bar{k} // \langle 111 \rangle$  doğrultularında farklı genişlikte olmasını açıklar [12].

Brillouin bölgelerinin çizilmesi ise şöyle olur. Şekil 2.2 'de görüldüğü gibi orjin olarak herhangi bir ters örgü noktası seçilir (ortadaki karenin içindeki nokta). Diğer tüm örgü noktalarıyla bu noktayı birleştiren vektörler çizilir. Sonra bu vektörleri dik olarak ikiye bölen bir düzlemler sistemi oluşturulur. Orjini içeren en küçük hacimli şekil I. Brillouin Bölgesidir. Basit kübik yapı için I. Brillouin Bölgesi yine bir küptür.

Şekil 2.1 'de de görüldüğü gibi yüzey merkezli kübik yapıda Brillouin bölgesinin merkezi  $\Gamma$  ile gösterilmiştir.  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$  ve  $\langle 110 \rangle$  eksenleri sırasıyla  $\Delta$ ,  $\Lambda$  ve  $\Sigma$  ile gösterilmiştir. Bizim daha çok üzerinde duracağımız L noktalarıdır [13]. Çünkü enerji band aralığının en küçük olduğu noktalardır.



Şekil 2.2: İki boyutlu örgü için ilk üç Brillouin Bölgesinin çizimi.

### 2.1.2 Etkin Kütle

Elektron ve deşikler (boşluk) için önemli olan fiziksel büyüklüklerden biri de bu parçacıkların kütleleridir. Kristallerde veya yarıiletkenlerde kütle basit bir büyüklük olmayıp hemen ifade edilemez. Bir kristal içinde bir elektronun görünen veya etkin olan kütlesi, incelenen yarıiletkene bağlıdır. Yani yarıiletkenin yapısına bağlı olup elektron bu yarıiletkenin kristal potansiyelinden farklı şekilde etkilenecek ve dolayısıyla elektronun kütlesi boşluktaki kütesinden farklı olacaktır [6].

Kristal içindeki bir elektronun hareketi, boşluktaki bir elektronun hareketinden farklı olacaktır. Uygulanan dış kuvvete ek olarak, pozitif yüklü iyonlar veya protonlar ve negatif yüklü elektronlardan dolayı kristal içinde iç kuvvetler (örgü kuvvetleri) vardır. Bu kuvvetler de kristal içindeki elektronların hareketine etki edecektir. Buna göre kuvvet ifadesi,

$$\vec{F}_{\text{toplam}} = \vec{F}_{\text{dış}} + \vec{F}_{\text{iç}} = m\vec{a} \quad (2.1)$$

şeklini alacaktır. Burada  $\vec{F}_{\text{dış}}$ , dışarıdan uygulanan kuvvet;  $\vec{F}_{\text{iç}}$ , iç kuvvetler ve  $\vec{F}_{\text{toplam}}$  ise toplam kuvvettir.  $\vec{a}$ , ivme ve  $m$ , parçacığın durgun kütesidir.

İç kuvvetlerin tümünü hesaba katmak oldukça güç olduğundan, yukarıdaki eşitlik yerine,

$$\vec{F}_{\text{dış}} = m^*\vec{a} \quad (2.2)$$

ifadesi yazılabilir. Burada  $\vec{a}$  ivmesi, artık direkt olarak dış kuvvetle ilgilidir. Etkin kütle olarak isimlendirilen  $m^*$ , parçacık kütesini ve iç kuvvetlerin etkisini içeren bir büyüklüktür. Bu nedenle boşlukta hareket eden bir elektron ile kristal içinde hareket eden bir elektron arasında önemli farklılıklar vardır. Genel olarak yük taşıyıcının



kütlesinin  $k$  uzayında  $\vec{k}$  vektörüne veya enerjiye bağlıdır. Aksi takdirde elektronun hareketini ortalama bir hızla açıklamak mümkün olmamaktadır. Çünkü kristal içerisinde hareket eden elektronun hızı sabit değildir. Bu nedenle kristal içinde elektronların ortalama hızından bahsedir. Bu da bizi etkin kütle kavramına götürür. Şekil 2.3 'de görüldüğü gibi, bir boyutlu  $k$ -uzayında  $E = E(k)$  değişim eğrisinden faydalanarak, kristal içindeki bir elektronun etkin kütlesinin  $k$  dalga vektörüne göre değişimi verilmiştir. Burada  $-\frac{\pi}{a}$  ve  $\frac{\pi}{a}$  aralığı I. Brillouin bölgesinin sınırlarını ifade etmektedir.

Kristal içinde bir elektron düşünelim; dışarıdan  $\vec{E}$  elektrik alan uygulandığında elektronlar grup halinde hareket edeceklerdir. Newton 'un II. hareket yasası kullanılarak,

$$m^* \frac{d\vec{v}_g}{dt} = -e\vec{E} \quad (2.3)$$

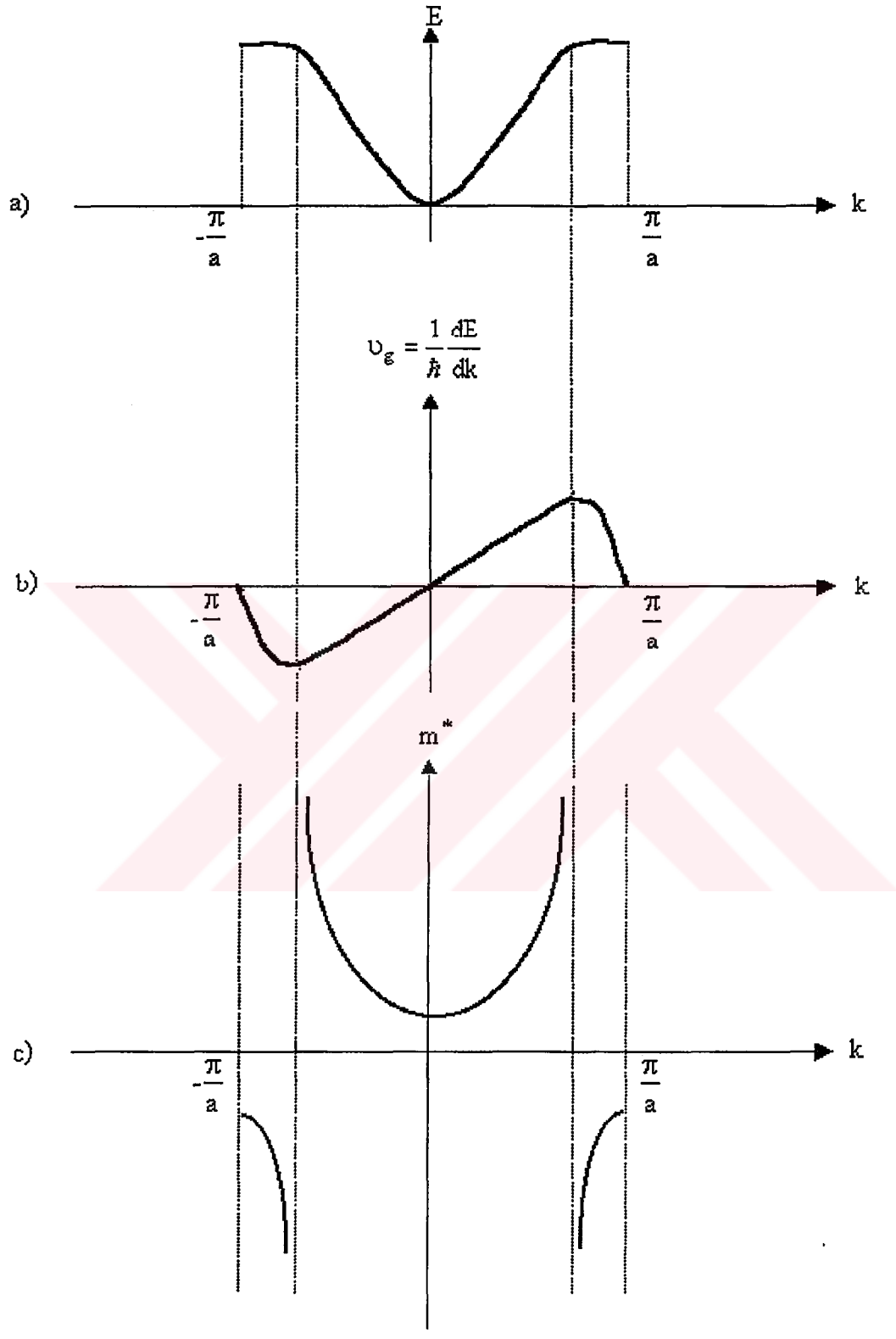
yazılır. Burada  $\vec{v}_g$ , grup hızı olup

$$\vec{v}_g = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} \quad (2.4)$$

Burada  $E$  enerjidir. Bu ifade (2.3) nolu ifadede yerine yazılıp, gerekli düzenlemeler yapılırsa etkin kütle için,

$$m^* = \hbar^2 \left/ \left( \frac{d^2E}{dk^2} \right) \right. \quad (2.5)$$

ifadesi elde edilir. (2.4) ve (2.5) nolu ifadeleri elde ederken yapılan ara işlemler Ek 1 'de verilmiştir.



Şekil 2.3: a) Enerjinin, b) grup hızının ve c) etkin kütleinin  $\vec{k}$  dalga vektörüne göre değişimi.

### 2.1.3 Tensör

Bir fiziksel büyüklük, doğrultu ve yöne bağlı olarak farkı özellikler gösteriyorsa bu fiziksel büyüklük bir tensör ile ifade edilir. Genellikle tensör özelliği homojen olmayan yapılarda, yani kristallerde gözlenir. Vektör, verilen bir eksen sisteminde üç bileşene sahip olan bir niceliktir. Vektörler de bir tensördür. Ancak üç bileşeni olan tensörlere özel olarak vektör denir.

Tensör kavramını daha iyi kavramak için fiziksel olarak şöyle bir örnek verilebilir: Eğer amorf iletken bir katıya bir elektrik alan uygulanırsa, katı içinde her noktadaki ve doğrultudaki elektriksel iletkenlik aynı olacaktır (2.6). Ancak iletken bir kristale tek bileşeni olan bir elektrik alan uygulanırsa, her bir doğrultu için farklı bir iletkenlik ortaya çıkacaktır. Fakat bu iletkenlikler üç bileşen cinsinden ifade edilebileceğinden bu durumda iletkenlik bir vektör şeklinde verilir (2.7). Buna karşılık iki veya üç bileşeni olan veya kristalin her hangi bir doğrultusu ile belirli bir açı yapacak şekilde bir elektrik alan uygulanırsa, bu durumda elektrik alanın her bileşeni için birbirinden farklı üç iletkenlik ortaya çıkacaktır. Elektrik alanın maksimum üç bileşeni olabileceğine göre o zaman birbirinden farklı dokuz tane iletkenlik olacaktır. İşte bu iletkenliği artık bildiğimiz notasyonlarla ifade etmemiz mümkün değildir. Bunun yerine 3x3 bir tensörle ifade etmemiz gerekir (2.8). Aşağıdaki bütün ifadeler aslında bir tensördür ancak ilk ikisine özel olarak sırasıyla skaler ve vektör adı verilmiştir. Bilindiği gibi vektör  $\vec{A}$  şeklinde gösterilir. Biz tensörü  $\overline{\overline{A}}$  şeklinde göstereceğiz.

$$\sigma = cE \quad (2.6)$$

$$\vec{\sigma} = (a\hat{i} + b\hat{j} + c\hat{k})E \quad (2.7)$$

$$\overline{\overline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} E \quad (2.8)$$

#### 2.1.4 Bir Manyetik Alan İçerisinde Hareket Eden Parçacığın Siklotron Rezonansı

Elektron ve deşikler yarıiletken içerisindeki serbest yük taşıyıcılarıdır. Eğer yarıiletkene dışarıdan bir manyetik alan ve buna dik olarak bir elektromanyetik dalga etki ederse; elektromanyetik dalganın frekansı  $\omega$ , yüklü parçacıkların frekansı  $\omega_0$ 'a eşit olduğunda, yani  $\omega = \omega_0 = \frac{qB_0}{mc}$  olduğu zaman, uyguladığımız manyetik alan etkisindeki yüklü parçacıkların genliği sonsuz olmaktadır [6]. Bu da parçacığın çok büyük genlikte titreşmesi anlamına gelir. Bu duruma rezonans durumu denir ve ifade manyetik alana bağlı olduğu için de “*Siklotron Rezonansı*” adını alır.

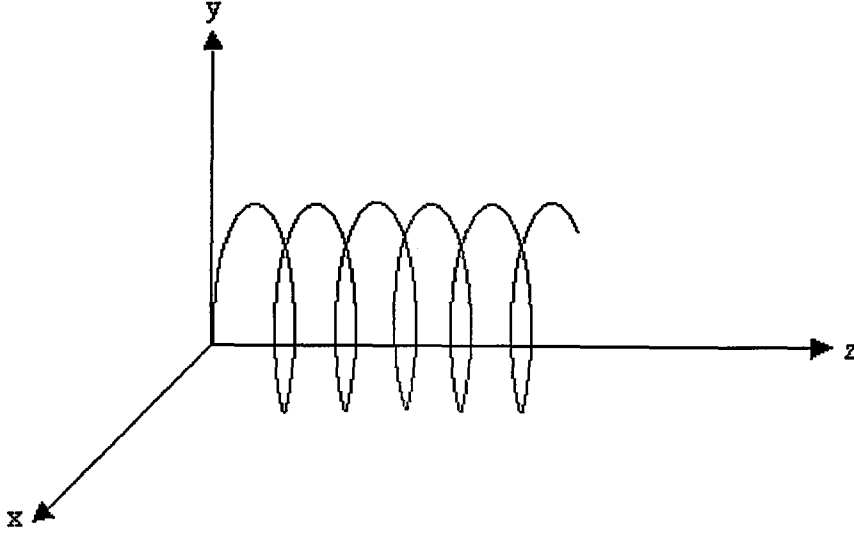
Bu durumda yüklü parçacıkların hareketi,

$$x_{(t)} = x_0 e^{i\omega t} = \frac{-qE_0/m}{(\omega^2 - \omega_0^2)} e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

$$y_{(t)} = y_0 e^{i\omega t} = -e^{i\pi/2} \frac{\omega_0 q E_0 / m}{\omega(\omega^2 - \omega_0^2)} \quad (2.10)$$

$$z_{(t)} = v_{0z} t \quad (2.11)$$

şeklindedir [13].  $e^{i\pi/2}$  terimi  $x_0$  ile  $y_0$  arasında  $\pi/2$  kadarlık faz farkı olduğunu gösterir.  $x_{(t)}$ ,  $y_{(t)}$  ve  $z_{(t)}$ 'nin değişimine göre, normalde elektronun bir daire üzerinde hareket etmesi gerekiyor ama z doğrultusunda sabit hız etkisinde hareket ettiği için bir yaya benzeyen spiral hareketi yapar (Şekil 2.4).



Şekil 2.4: Elektronun hem elektrik alan hem de manyetik alan etkisinde iken yapmış olduğu spiral hareketi

Titreşim hareketi yapan bir sistemin enerjisi genliğin karesiyle doğru orantılıdır. O halde bu elektron sistemi  $\omega = \omega_0$  frekansı etkisinde kaldığı elektromanyetik alandan en büyük enerjiyi alabilmektedir. Yani elektron elektrik alanla en iyi şekilde etkileşmektedir. Bu etkileşme yukarıda bahsettiğimiz siklotron rezonansı olayının kendisidir.

### 2.1.5 İletkenlik ve Dielektrik Tensörleri

Newton'un II. hareket yasası  $\vec{F} = m\vec{a}$  ifadesi yarıiletkenler için  $\vec{F} = \overline{\overline{m}}\vec{a}$  şeklinde yazılmalıdır. Burada  $\overline{\overline{m}}$ , numunenin etkin kütle tensörüdür.

Klasik magneto-plazma teorisinin bölgesel yaklaşımına göre bir kristal içerisinde hareket eden ve dış manyetik alan etkisinde kalan bir elektron için hareket denklemleri aşağıdaki gibidir.

$$m_0 \overline{\overline{m}} \left( \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau} \right) = e\vec{E} + \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (2.12)$$

Burada  $\overline{\overline{m}}$ , boyutsuz etkin kütle tensörü;  $\tau$ , elektronun iki çarpışma arasında geçen ortalama serbest zamanı;  $e$ , elektronun yükü;  $c$ , ışığın boşluktaki hızı;  $\vec{v}$ , elektronun sürüklenme hızı;  $\vec{E}$  kristal üzerine düşen ışığın elektrik alan vektörü olup, ışık elektromanyetik dalga olduğu için  $\vec{E}$  ve  $\vec{B}$  vektörlerine sahiptir [6]. Burada ışık için  $|\vec{E}|_{\text{ışık}} \gg |\vec{B}|_{\text{ışık}}$  olduğundan, ışığın manyetik etkisi ihmal edilebilir. (2.12) ifadesinde  $\vec{B}$ , dışarıdan uygulanan manyetik alan,  $\vec{J}$ , akım yoğunluğu olup,

$$\vec{J} = \overline{\overline{\sigma}} \vec{E} = ne\vec{v} \quad (2.13)$$

ifadesiyle verilir. Burada  $n$ , serbest elektrik yükü taşıyan elektronların veya hollerin yoğunluğudur. (2.12) ifadesinden iletkenlik tensörü,

$$\overline{\overline{\sigma}} = \frac{ne^2}{m_0} \frac{1}{\left( i\omega + \frac{1}{\tau} \right) \left( \overline{\overline{m}} + b \right)} \quad (2.14)$$

ifadesi elde edilir [14]. Burada  $\bar{m}$ , k-uzayında serbest elektronların etkin kütlelerinden oluşur. Uygulanan dış manyetik alanın doğrultusuna göre her bir elektron cebine ait etkin kütle farklı olabilir.  $\bar{b}$  manyetik alan tensörü olup,

$$\bar{b} = \frac{e}{m_0 c} \frac{1}{\left(i\omega + \frac{1}{\tau}\right)} \bar{h} \quad (2.15)$$

şeklinde verilir [14].

Sistemde birden fazla elektron cebi varsa, toplam iletkenlik tensörü, her bir elektron cebinin iletkenlik tensörlerinin toplanmasıyla elde edilir. (2.14) ifadesini elde etmek için yapılan ara işlemler Ek 2 'de verilmiştir.

Elektronların bir katı içerisindeki hareketini açıklayan Drude modeline göre dielektrik tensörü,

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_\ell(\omega) \bar{I} + \frac{4\pi}{i\omega} \bar{\sigma} \quad (2.16)$$

şeklinde verilir [1]. Burada  $\epsilon_\ell$ , ortamın örgü dielektrik sabiti,  $\bar{I}$  birim tensör olup  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  için değeri Tablo 3.1 'deki değerler kullanılarak,

$$\epsilon_\ell(\omega) = \epsilon_\infty \frac{\omega_{LO}^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega} \quad (2.17)$$

ifadesiyle bulunur. Burada,  $\epsilon_\infty$  yüksek statik dielektrik sabiti,  $\omega_{LO}$  boyuna optiksel frekans,  $\omega_{TO}$  enine optiksel frekanstır. Maxwell denklemlerinden hareketle,

$$\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{E} = \frac{\omega^2}{c^2} \bar{\epsilon} \cdot \bar{E} \quad (2.18)$$

ifadesi yazılabilir [15]. Burada  $\vec{\epsilon}$ , her doğrultuda değiştiği için tensör halinde yazılır. Elektromanyetik dalganın elektrik alan vektörü,

$$\vec{E} = (E_x \hat{x} + E_y \hat{y} + E_z \hat{z}) e^{i\vec{q}\vec{r}}$$

olduğundan (2.18) ifadesi aşağıdaki formu alır.

$$\vec{\epsilon}\vec{E} - \frac{q^2 c^2}{\omega^2} \vec{E} = 0 \quad (2.19)$$

Burada  $\omega$ , numune üzerine düşen elektromanyetik dalganın frekansı ve  $q$  dalga vektörüdür. Burada,

$$\eta^2 = \frac{q^2 c^2}{\omega^2} \quad (2.20)$$

olarak ifade edilir.  $\eta$ , numunenin sanal kırma indisidir [6].

İlerleyen bölümlerde  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  için, farklı doğrultularda uygulanan dış statik manyetik alana göre iletkenlik tensörü elde edilmiş ve maddenin dielektrik tensörü ile sanal kırma indisi arasındaki bağıntıdan yararlanarak, sanal kırma indisinin manyetik alana göre değişim eğrisi çizilmiştir.



### 2.1.6 Dielektrik Bozulma (Anomali)

(2.16) ifadesinden dielektrik sabitinin  $\epsilon$ ,  $\omega$  'nın bir fonksiyonu olduğu görülür. Dielektrik anomaliyi  $\omega$  ve  $\epsilon$  'a bağlı olarak açıklamak için, kabaca çizilmiş olan aşağıdaki grafiği inceleyelim.



Şekil 2.5: Dielektrik fonksiyonunun  $\omega$  'ya göre değişimini kabaca çizimi [6].

Kırılma indisi  $n = \sqrt{\epsilon}$  ve  $\omega < \omega_0$  ise  $\epsilon$  tamamen negatif ve  $n$  ise sanaldır. Burada  $\mu_0 = 1$  alınmıştır. Bu durumda sistem tamamen yansıtıcıdır. Eğer  $\epsilon > 0$  ise  $n$  tamamen gerçel olup, madde gelen ışık için geçirgendir.

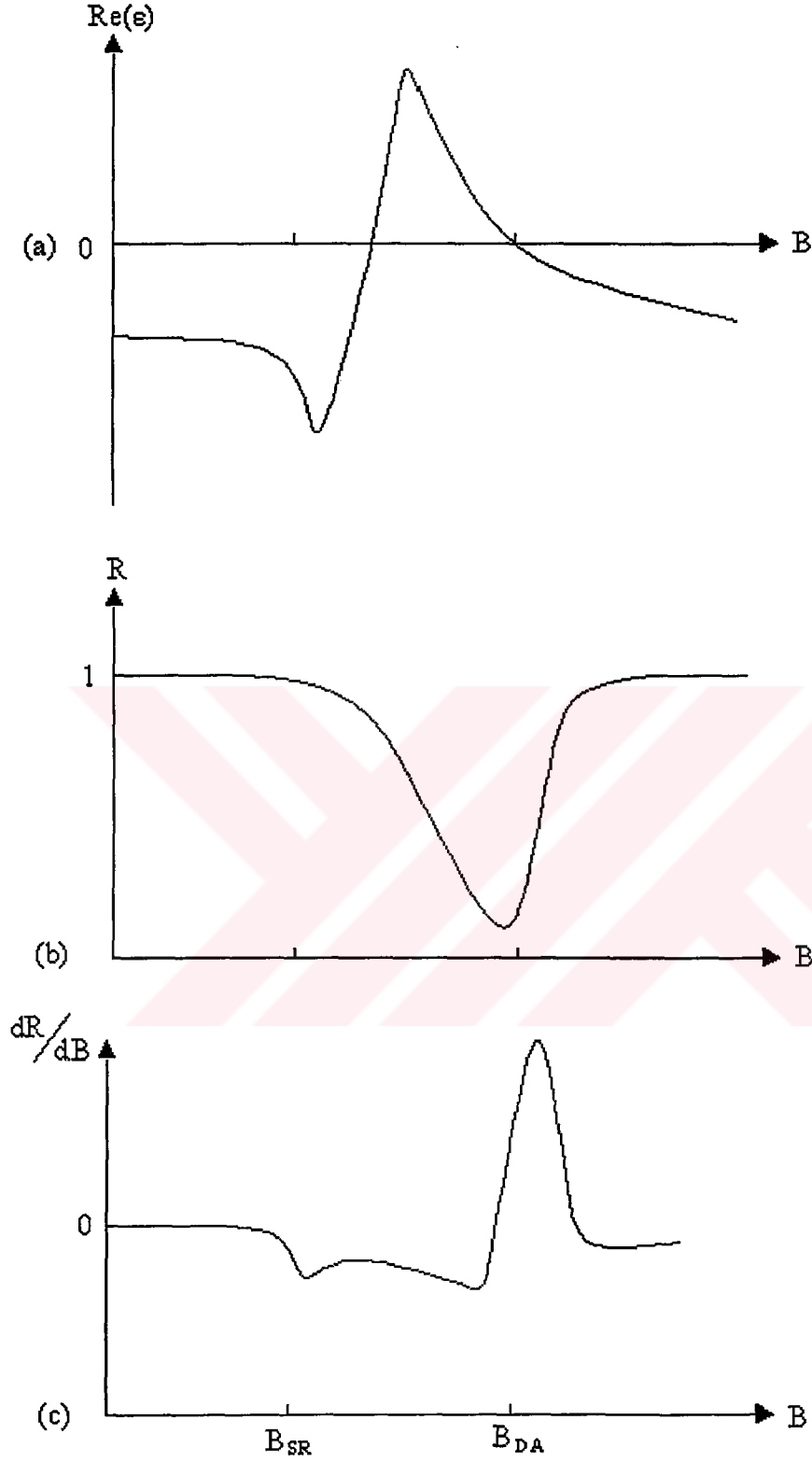
Dielektrik fonksiyonunun  $\epsilon > 0$  değerinden  $\epsilon < 0$  değerine geçtiği nokta fiziksel olarak tamamen geçirme olayından, gelen elektromanyetik dalgayı yansıtma olayına dönüştüğü nokta olup, “*Dielektrik Anomali*” olarak bilinir [6].

Benzer şekilde dielektrik sabitinin  $\epsilon$  'nın, uygulanan manyetik alan  $\vec{H}$  'ye göre değişim grafiğinden dielektrik anomali açıklanabilir (Şekil 2.6). Burada dielektrik sabitinin pozitif olduğu değerden negatif olduğu değere geçtiği manyetik alan değerinde bir dielektrik anomali gözlenir. Bu manyetik alan değerine de  $H_{DA}$  denir.

Şekil 2.6 'de görüldüğü gibi dielektrik sabitinin, yansıma katsayısının ve  $\frac{dR}{dB}$  'nin uygulanan manyetik alana göre kabaca çizimi verilmiştir. Dielektrik sabitine fononların ve serbest taşıyıcıların katkısı negatif olduğu için, manyetik alan  $B = 0$  iken dielektrik sabiti negatiftir [6]. Bu durum, yansıma katsayısının,  $B$  'da siklotron rezonans değeri  $B=B_{SR}$  değerine kadar yaklaşık 1 değerini aldığını gösterir.  $B=B_{SR}$  (SR: siklotron rezonansı) olduğunda, dielektrik sabiti önce hızla yüksek negatif bir değere değişerek rezonansa doğru gider ve sonra da pozitif değerden sıfıra doğru azalır. Dielektrik sabiti pozitif iken yayınlanan dalgalar numune tarafından soğrularak iletmeye başlar. Yavaş yavaş dielektrik sabiti azalmaya başladığından

yansıma katsayısı da  $\left( R = \left| \frac{\sqrt{\epsilon} - 1}{\sqrt{\epsilon} + 1} \right|^2 \right)$  ifadesiyle azalmaya başlar [15]. Yansıma

katsayısı minimum değerine ulaştığı zaman dielektrik sabitinin sıfır olduğu ve bundan sonra tekrar negatif bir değere gittiği gözlenir. Bu noktada, yansımadaki 1 'e yakın bu ani artış “*Dielektrik Bozulma (anomali)*” olarak bilinir. Yansımada DA (dielektrik anomali), SR 'ye (siklotron rezonansı) göre daha büyük bir değişim gösterir.



Şekil 2.6: (a), Dielektrik sabitinin reel kısmının uygulanan manyetik alana göre değişimi; (b), Yansımaya katsayısı ile manyetik alan arasındaki değişimi; (c), Yansımaya katsayısının manyetik alana göre türevinin uygulanan manyetik alana göre değişimi [15].

## 2.2 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 'nin Yapısı ve Oluşumu

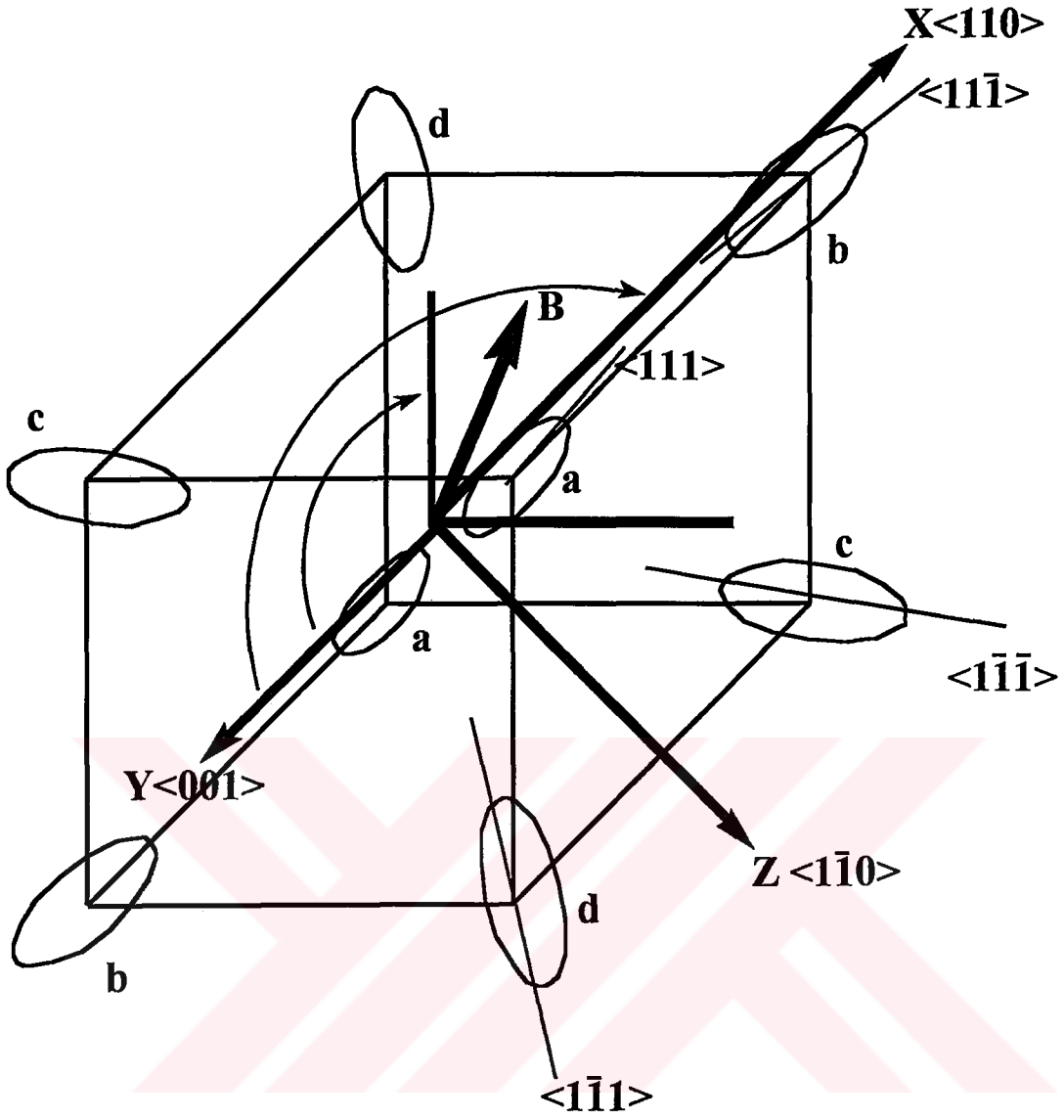
### 2.2.1 $Pb_{1-x}Sn_xTe$ 'nin Kristal Yapısı

$Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeni, IV-VI yarıiletkeni olan PbTe ve SnTe 'nin belirli oranlarda karıştırılarak alaşım haline getirilmesi sonucu elde edilir. Burada  $x$ , alaşım oranı veya SnTe 'nin alaşımdaki konsantrasyonudur. Bu yarıiletkenlere IV-VI yarıiletkeni denilmesinin sebebi; yarıiletkeni oluşturan elementlerin periyodik cetvelde IV-A ve VI-A gruplarında yer almalarıdır (Şekil 2.7).

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
			Sn		Te		
			Pb				

Şekil 2.7:  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  'yi oluşturan elementlerin periyodik cetveldeki yerleri

$Pb_{1-x}Sn_xTe$  alaşım yarıiletkeni, yüksek sıcaklıklarda NaCl fcc yapıda kristalleşir. Bu kristal yapı bazı fiziksel etkilerle Arsenik rombohedral yapıya bozular. Bu yapısal bozulma aynı zamanda ferroelektrik bir faz geçişine karşılık gelir [1,16]. Faz geçişi birçok etkene bağlıdır. Bu etkenlerden bazıları ilerleyen bölümlerde ele alınacaktır. Ancak en önemli etkenler sıcaklık (T), taşıyıcı konsantrasyonu (n) ve (x) alaşım oranıdır. Bu etkenler birer kritik nokta olarak ele alındığında, kritik noktaların,  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeni hakkında yapılacak çalışmalarda bilinmesi, yapılan çalışmanın daha sağlıklı bir sonuç vermesini sağlayacaktır.



Şekil 2.8: Gerçek uzay koordinat eksenlerini ve  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  'nin elektron ceplerini k-uzayında karakterize eden geometri [1].

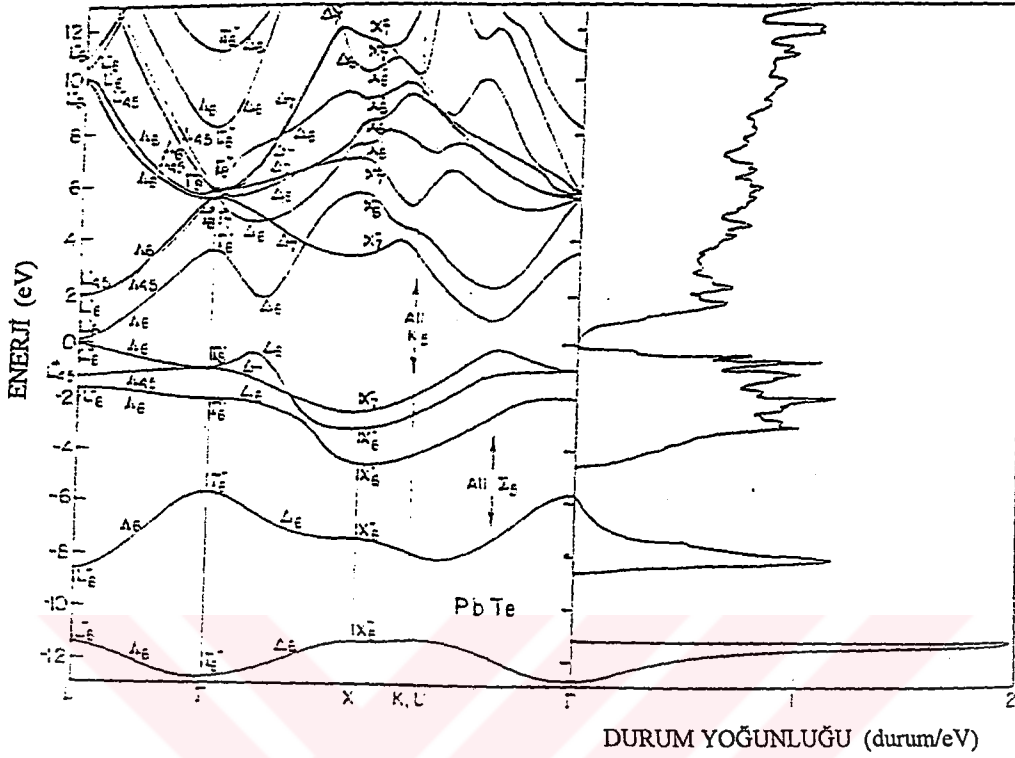
Şekil 2.8 'da görüldüğü gibi elipsoidal fermi yüzeyleri (elektron cepleri)  $\langle 111 \rangle$  doğrultusu boyunca yönelmiştir. Burada a, b, c,d elektron cepleri olup, x, y ve z gerçek uzay koordinatlarıdır.

### 2.2.2 PbTe ve SnTe Yarıiletkenlerinin Enerji Band Yapıları

PbTe ve SnTe 'nin her ikisi de fcc yapıda kristalleşirler. Kristal yapıları  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  alaşım yarıiletkenin kristal yapısıyla hemen hemen aynıdır. Her iki yarıiletken dar enerji gapına sahiptir.

PbTe, IV-VI yarıiletkeni olup, direkt enerji aralığına sahiptir. Bu direkt enerji aralığı Brillouin bölgesinin L noktalarında yer almaktadır [1,3,4,5,11,17,18]. Şekil 2.9 'de EPM (Empirical Pseudopotential Metod) yöntemiyle bulunan enerji yapıları görülmektedir [19]. PbTe yarıiletkeninin direkt enerji aralığının iletkenlik bandının minimumu (İB)  $L_6^-$  noktasında ve valans bandı maksimumu (VB)  $L_6^+$  noktasında yer almaktadır [3,18,19,20].

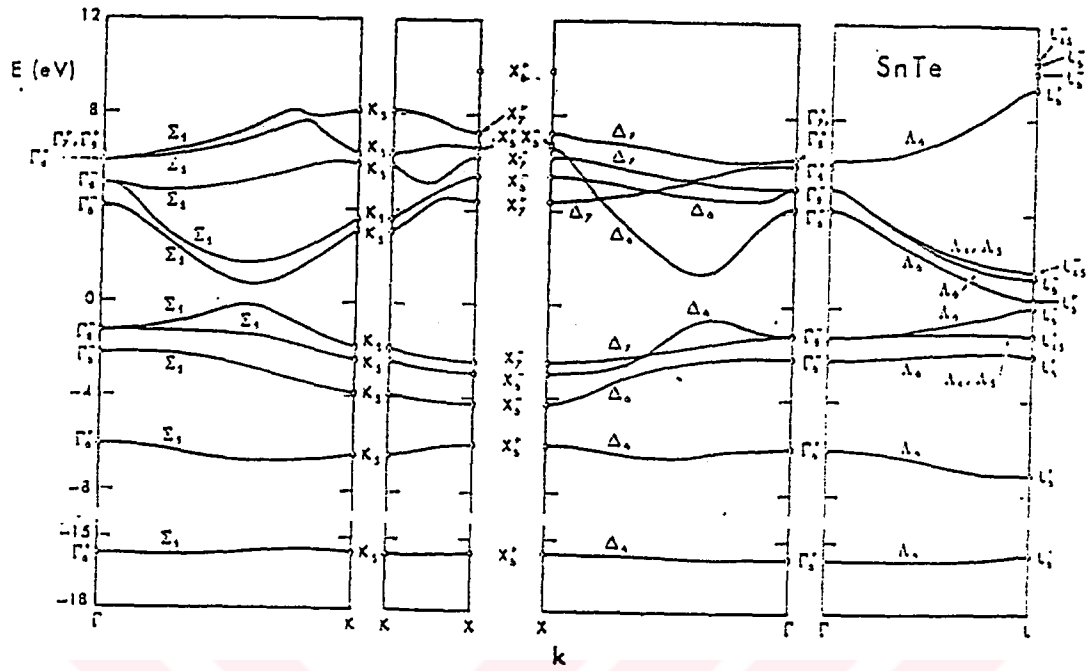
PbTe 'nin enerji aralığı düşük sıcaklıklarda ( $T < 4.2$  K) 187 meV civarındadır [1,3,6,15,]. Sıcaklık arttıkça PbTe 'nin enerji bant aralığı artmaya başlar [18].



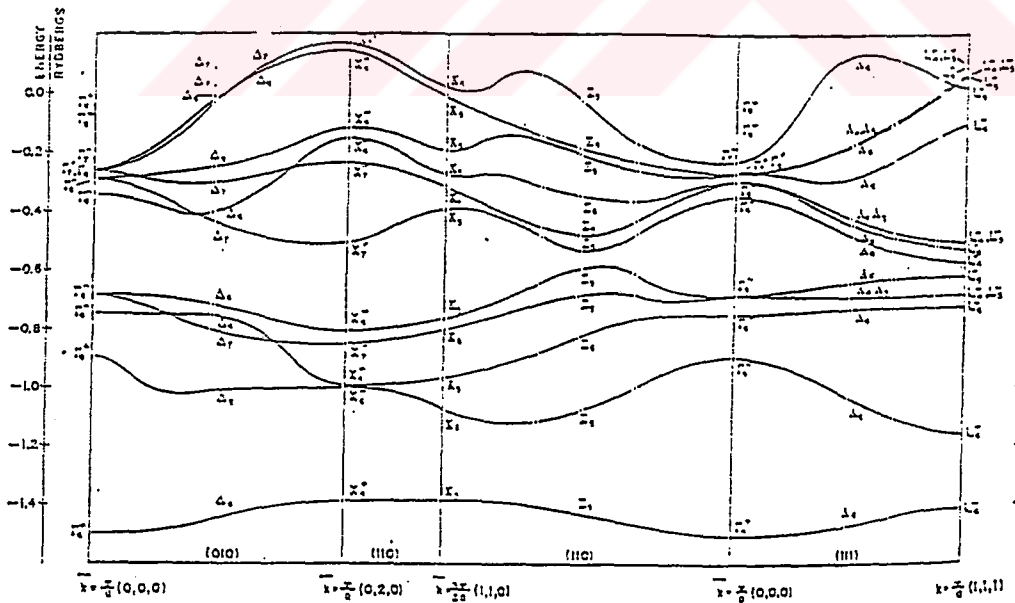
Şekil 2.9: EPM (Empirical Pseudopotential Metod) yöntemiyle PbTe 'nin band yapısı [19]

SnTe yarıiletkeni de, PbTe gibi IV-VI yarıiletkeni olup direkt enerji band aralığına sahiptir. Bu direkt enerji band aralığı aynı şekilde Brillouin bölgesinin L noktalarında yer almaktadır. Şekil 2.10 ve Şekil 2.11 'de sırasıyla EPM (Empirical Pseudopotential Metod) [20] ve APW (Augmented-plane-wave Method) yöntemleriyle bulunan enerji band yapıları görülmektedir [21]. SnTe yarıiletkeninin direkt enerji aralığının iletkenlik bandının minimumu (İB) PbTe 'nin tersine  $L_6^+$  noktasında ve valans bandı maksimumu (VB)  $L_6^-$  noktasında yer almaktadır [1,20,21,22,23]. SnTe 'nin valans bandı maksimumu PbTe 'nin iletkenlik bandı minimumundan daha yüksektir (Şekil 2.12) [10].

SnTe 'nin enerji bant aralığı düşük sıcaklıklarda ( $T < 4.2$  K) yaklaşık olarak 300 meV civarındadır [3,22,23]. Enerji aralığı sıcaklık arttıkça PbTe 'nin tersine azalmaya başlar [3,8,23].



Şekil 2.10: EPM (Empirical Pseudopotential Metod) yöntemiyle SnTe 'nin band yapısı [20]



Şekil 2.11: APW (Augmented-plane-wave) yöntemiyle SnTe 'nin band yapısı [21]

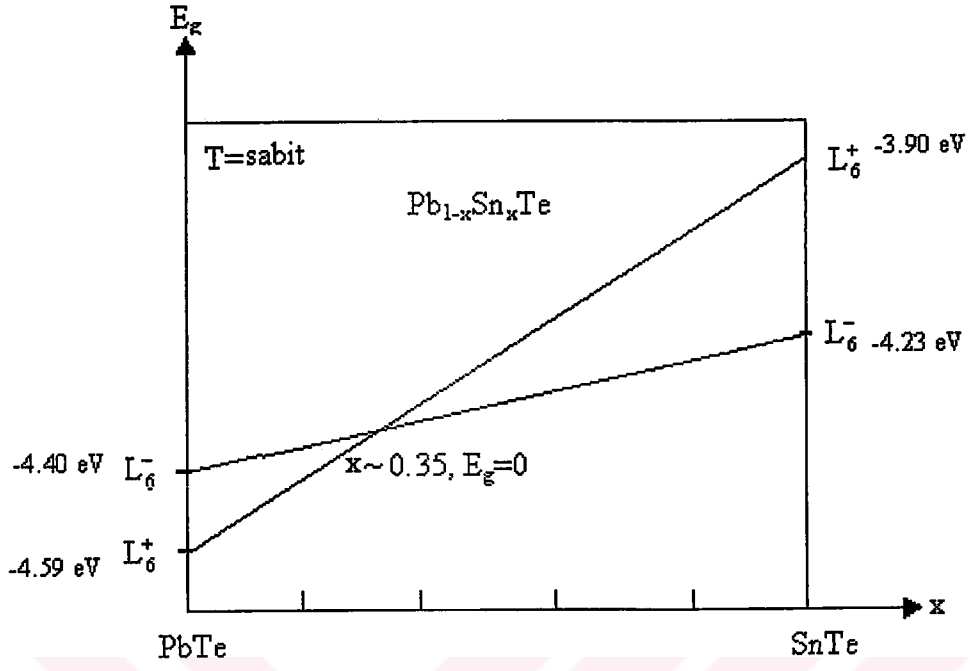


Her iki yarıiletkenin band yapılarındaki farklılık ve sıcaklığa bağlı değişimlerin önemli ve birbirinin tam simetriği olması bu iki yarıiletkenin alaşım halinde oluşturacakları yeni yarıiletkenin özelliklerinin alışılmıőın dışında bazı özellikler göstermesine sebep olacaktır.



### 2.2.3 Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te Yarıiletkeninin Enerji Band Yapısı

Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te alaşım yarıiletkeninin enerji band aralığı sıcaklık ve alaşım oranına bağlıdır. Numunenin bulunduğu ortamın sıcaklığı değiştirildiğinde Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te 'nin enerji band aralığı (E<sub>g</sub>) değişir ve bir noktada sıfır olur.  $x = 0.35$  değeri için bu sıcaklık; sıvı He sıcaklığı olup  $T = 4.2$  K dir. Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te 'nin valans bandı maksimumu L<sub>6</sub><sup>+</sup> noktasında iken iletkenlik bandı minimumu L<sub>6</sub><sup>-</sup> noktasındadır [24]. Düşük sıcaklıklarda alaşım oranının artmasıyla Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te 'nin enerji aralığı yaklaşık olarak PbTe 'nin enerji aralığı olan E<sub>g</sub> = 187 meV değerinden E<sub>g</sub> = 0 eV 'e düşer. Daha sonra L<sub>6</sub><sup>+</sup> ve L<sub>6</sub><sup>-</sup> noktalarının yer değiştirmesi sonucunda enerji aralığı SnTe 'nin enerji aralığı olan E<sub>g</sub> = 330 meV değerine doğru artmaya başlar [3] (Şekil 2.12). Bu duruma band bozulması (band inversiyonu) denir [8]. Alaşım oranı artarken Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te 'nin enerji band yapısı PbTe 'nin enerji band yapısına benzer. Sadece enerji band aralığı yavaş-yavaş düşmeye başlar ve bir noktada sıfır olur. Sonra Brillouin bölgesindeki direkt enerji band aralığı noktaları yer değiştirerek SnTe 'nin band yapısına benzer şekilde olur. Bu yüzden Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te için sabit bir enerji band diyagramı çizmek mümkün değildir. Bunun yerine sabit bir sıcaklık için Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te 'nin alaşım oranına bağlı olarak enerji band diyagramını çizmek daha uygundur (Şekil 2.12).



Şekil 2.12:  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  'nin enerji bandına karşılık alaşım oranı grafiği. Yatay eksen alaşım oranı ve düşey eksen enerji aralığı ( $T = \text{sabit}$ ). Burada grafiklerin kesiştiği noktalar enerji aralığının sıfır olduğu yerdir.

### 3. BULGULAR

#### 3.1 $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 'nin Fermi Yüzeylerindeki Etkin Kütlelerin Hesaplanması

Daha önce de bahsedildiği gibi eliptik fermi yüzeyleri k-uzayında  $\langle 111 \rangle$  doğrultusu boyunca yönelmişlerdir (Şekil 2.9). Şekilde  $x \parallel \langle 110 \rangle$ ,  $y \parallel \langle 001 \rangle$  ve  $z \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$  boyunca seçilmiştir.

Bir cepteki elektronun etkin kütle tensörünü seçilen bir koordinat sistemine göre ifade etmek için önce elipsoidin asal eksenlerine göre seçilen etkin kütle tensörü elde edilir ve döndürme ile bu tensör seçilen koordinat eksenlerine taşınır. Bu döndürme işlemi, R döndürme matrisi olmak üzere aşağıdaki gibi yapılır.

$$\overline{\overline{M}}_D = \overline{\overline{R}}^{-1} \cdot \overline{\overline{M}} \cdot \overline{\overline{R}} \quad (3.1)$$

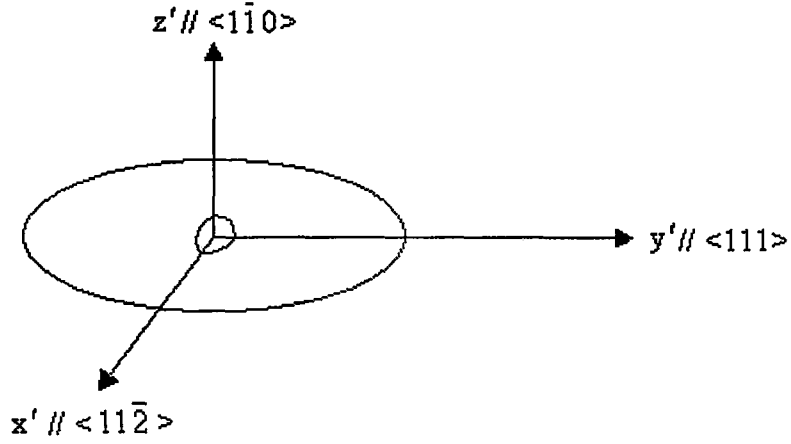
Burada  $\overline{\overline{M}}$ , asal eksenlere göre yazılan, yani elipsoide yerleştirilmiş  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  koordinat sistemindeki etkin kütle tensörü ve  $\overline{\overline{M}}_D$  'de seçilen sabit koordinat eksen sistemindeki yani  $x$ ,  $y$ ,  $z$  koordinat sistemindeki etkin kütle tensörüdür.

Şekil 3.1 'da görüldüğü gibi  $y$  eksenini elektron cebinin uzun eksenine boyunca seçilirse, etkin kütle tensörü,

$$\overline{\overline{M}} = \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & m_L & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

şeklinde olur. Burada  $m_T$ , elektron cebindeki enine etkin kütle olup yük taşıyıcısının elipsoidin uzun eksenine dik bir elips üzerinde ve elipsoidin yüzeyinde

hareket ettiği zaman etkili olan kütlelerdir.  $m_L$ , elektron cebindeki boyuna etkin kütle olup yük taşıyıcısının elipsoidin uzun eksenini doğrultusunda bir elips üzerinde ve elipsoidin yüzeyinde hareket ettiği zaman etkili olan kütlelerdir [6].



Şekil 3.1: Elektron ceplerinin (elipsoidal fermi yüzeyi) asal eksenleri

Aşağıda her bir elektron cebinin etkin kütle tensörleri bulunmuştur. Elektron ceplerinin asal eksenleri üslü sistemde, kristal eksenleri üssüz sistemde gösterilmiştir.

#### a-cebi için Etkin Kütle Tensörünün Bulunması

a-cebinin uzun eksenini  $\langle 111 \rangle$  boyunca yönelmiştir.

$x // \langle 110 \rangle$	$x' // \langle 11\bar{2} \rangle$
$y // \langle 001 \rangle$	$y' // \langle 111 \rangle$
$z // \langle 1\bar{1}0 \rangle$	$z' // \langle 1\bar{1}0 \rangle$

Yukarıdan da anlaşılacağı gibi  $z'$  ile  $z$  eksenleri paralel olduğundan a-cebinin  $z'$  eksenini ile kristal eksenini  $z$  çakışık demektir. Diğer iki eksen ise çakışık değildir.  $z' \perp y'$ ,  $z' \perp x'$  ve  $z' \perp y$ ,  $z' \perp x$  dir.

$x$  ile  $x'$  arasındaki açı,

$$x \cdot x' = |x||x'| \cos \phi$$

$$(1\hat{h} + 1\hat{k}) \cdot (1\hat{h} + 1\hat{k} - 2\hat{i}) = \sqrt{2}\sqrt{6} \cos \phi$$

$$2 = \sqrt{12} \cos \phi \Rightarrow \cos \phi = \frac{1}{\sqrt{3}}$$

$y$  ile  $y'$  arasındaki açı,

$$y \cdot y' = |y||y'| \cos \alpha$$

$$1 = 1\sqrt{3} \cos \alpha \Rightarrow \cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{3}} \Rightarrow \phi = \alpha = \theta$$

olduğundan,  $a$  ile belirlenmiş elektron cebi  $z'$  eksenini etrafında saatin tersi yönünde  $\theta$  kadar dönerse,  $x'$  ile  $x$  eksenini ve  $y'$  ile  $y$  eksenini çakıştır. Bu döndürme işlemi aşağıdaki döndürme (rotasyon) matrisi  $\overline{\overline{R}}$  ile yapılır. Aşağıda dönüşüm matrisi yazılarak  $a$ -cebi için etkin kütle tensörü bulunmuştur.

$$\overline{\overline{R}} = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \overline{\overline{R}^{-1}} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \overline{\overline{M}} = \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & m_L & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

(3.1) eşitliğinde  $\overline{\overline{M}_D}$  yerine  $\overline{\overline{M}_a}$  yazılıp (3.3) 'teki değerler yerine yazılırsa,

$$\overline{\overline{M}_a} = \overline{\overline{R}^{-1}} \cdot \overline{\overline{M}} \cdot \overline{\overline{R}} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & m_L & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

ilk terimler ile işlem yapıldıktan sonra,  $a$ -cebi için etkin kütle tensörü,

$$\begin{aligned}
\overline{\overline{M}}_a &= \begin{bmatrix} m_T \cos \theta & -m_L \sin \theta & 0 \\ m_T \sin \theta & m_L \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \\
\overline{\overline{M}}_a &= \begin{bmatrix} m_T \cos^2 \theta + m_L \sin^2 \theta & m_T \sin \theta \cos \theta - m_L \sin \theta \cos \theta & 0 \\ m_T \sin \theta \cos \theta - m_L \sin \theta \cos \theta & m_T \sin^2 \theta + m_L \cos^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \\
\overline{\overline{M}}_a &= \begin{bmatrix} m_T \frac{1}{3} + m_L \frac{2}{3} & (m_T - m_L) \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{3}} & 0 \\ (m_T - m_L) \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \frac{1}{\sqrt{3}} & m_T \frac{2}{3} + m_L \frac{1}{3} & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \\
\overline{\overline{M}}_a &= \begin{bmatrix} \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) & \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & 0 \\ \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & \frac{1}{3}(2m_T + m_L) & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \quad (3.4)
\end{aligned}$$

olarak bulunur.

### **b-cebi için Etkin Kütle Tensörünün Bulunması**

b-cebinin uzun eksenini  $\langle 11\bar{1} \rangle$  boyunca yönelmiştir.

$$\begin{aligned}
x // \langle 110 \rangle & \quad x' // \langle \bar{1}\bar{1}\bar{2} \rangle \\
y // \langle 001 \rangle & \quad y' // \langle 11\bar{1} \rangle \\
z // \langle 1\bar{1}0 \rangle & \quad z' // \langle 1\bar{1}0 \rangle
\end{aligned}$$

Burada da a-cebinde olduğu gibi  $z'$  ile  $z$  eksenleri paralel olduğundan b-cebinin  $z'$  eksenini ile kristal eksenini  $z$  çakışık demektir. Diğer iki eksenini de çakıştırmak için aşağıda bulunan açı kadarlık bir dönme gerekmektedir. Aynı şekilde burada da  $z' \perp y'$ ,  $z' \perp x'$  ve  $z' \perp y$ ,  $z' \perp x$  dir.

x ile x' arasındaki açı,

$$\mathbf{x} \cdot \mathbf{x}' = |\mathbf{x}| |\mathbf{x}'| \cos \phi$$

$$-2 = \sqrt{12} \cos \phi \Rightarrow \cos \phi = -\frac{1}{\sqrt{3}}$$

y ile y' arasındaki açı,

$$\mathbf{y} \cdot \mathbf{y}' = |\mathbf{y}| |\mathbf{y}'| \cos \alpha$$

$$-1 = 1\sqrt{3} \cos \alpha \Rightarrow \cos \alpha = -\frac{1}{\sqrt{3}} \Rightarrow \phi = \alpha = \theta$$

a-cebinde olduğu gibi z' eksenini etrafında saatin tersi yönünde  $\theta$  kadar döndürelim,

(3.1) eşitliğinde  $\overline{\overline{M}}_D$  yerine  $\overline{\overline{M}}_b$  yazılıp (3.3) 'teki değerler yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} \overline{\overline{M}}_b &= \overline{\overline{R}}^{-1} \cdot \overline{\overline{M}} \cdot \overline{\overline{R}} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & m_L & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \\ \overline{\overline{M}}_b &= \begin{bmatrix} m_T \cos \theta & -m_L \sin \theta & 0 \\ m_T \sin \theta & m_L \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \\ \overline{\overline{M}}_b &= \begin{bmatrix} m_T \cos^2 \theta + m_L \sin^2 \theta & m_T \sin \theta \cos \theta - m_L \sin \theta \cos \theta & 0 \\ m_T \sin \theta \cos \theta - m_L \sin \theta \cos \theta & m_T \sin^2 \theta + m_L \cos^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \\ \overline{\overline{M}}_b &= \begin{bmatrix} \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) & -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & 0 \\ -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & \frac{1}{3}(2m_T + m_L) & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.5)$$

b-cebi için etkin kütle tensörü elde edilmiş olur.



## c-cebi için Etkin Kütle Tensörünün Bulunması

c-cebinin uzun eksenini  $\langle 1\bar{1}\bar{1} \rangle$  boyunca yönelmiştir.

$$\begin{aligned}x // \langle 110 \rangle & & x' // \langle 110 \rangle \\y // \langle 001 \rangle & & y' // \langle 1\bar{1}2 \rangle \\z // \langle 1\bar{1}0 \rangle & & z' // \langle 1\bar{1}\bar{1} \rangle\end{aligned}$$

Bu elektron cebinde  $x'$  ile  $x$  eksenleri paralel olduğundan c-cebinin  $x'$  eksenini ile kristal eksenini  $x$  çakışık demektir.  $x' \perp y'$ ,  $x' \perp z'$  ve  $x' \perp y$ ,  $x' \perp z$  dir.

$y$  ile  $y'$  arasındaki açı,

$$y \cdot y' = |y||y'| \cos \phi$$

$$2 = \sqrt{6} \cos \phi \Rightarrow \cos \phi = \sqrt{\frac{2}{3}}$$

$z$  ile  $z'$  arasındaki açı,

$$z \cdot z' = |z||z'| \cos \alpha$$

$$2 = \sqrt{2}\sqrt{3} \cos \alpha \Rightarrow \cos \alpha = \sqrt{\frac{2}{3}} \Rightarrow \phi = \alpha = \theta$$

c-cebini  $x'$  eksenini etrafında saatin tersi yönünde  $\theta$  kadar döndürdüğümüzde, tüm eksenler çakışacaktır. Aynı şekilde işlemler c-cebi için tekrarlanırsa,

$$\bar{\bar{R}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \bar{\bar{R}}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}, \bar{\bar{M}} = \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & m_T & 0 \\ 0 & 0 & m_L \end{bmatrix} \quad (3.6)$$

(3.1) eşitliğinde  $\bar{\bar{M}}_D$  yerine  $\bar{\bar{M}}_c$  yazılıp (3.6)'teki değerler yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned}
\overline{\overline{M}}_c &= \overline{\overline{R}}^{-1} \cdot \overline{\overline{M}} \cdot \overline{\overline{R}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & -\sin\theta \\ 0 & \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & m_T & 0 \\ 0 & 0 & m_L \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & \sin\theta \\ 0 & -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \\
\overline{\overline{M}}_c &= \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & m_T \cos\theta & -m_L \sin\theta \\ 0 & m_T \sin\theta & m_L \cos\theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta & \sin\theta \\ 0 & -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \\
\overline{\overline{M}}_c &= \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & m_T \cos^2\theta + m_L \sin^2\theta & m_T \sin\theta \cos\theta - m_L \sin\theta \cos\theta \\ 0 & m_T \sin\theta \cos\theta - m_L \sin\theta \cos\theta & m_T \sin^2\theta + m_L \cos^2\theta \end{bmatrix} \\
\overline{\overline{M}}_c &= \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3}(2m_T + m_L) & \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) \\ 0 & \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) \end{bmatrix} \quad (3.7)
\end{aligned}$$

bulunur.

#### d-cebi için Etkin Kütle Tensörünün Bulunması

d-cebinin uzun eksenini  $\langle 1\bar{1}1 \rangle$  boyunca yönelmiştir.

$$\begin{aligned}
x // \langle 110 \rangle & \quad x' // \langle 110 \rangle \\
y // \langle 001 \rangle & \quad y' // \langle 1\bar{1}1 \rangle \\
z // \langle 1\bar{1}0 \rangle & \quad z' // \langle 1\bar{1}\bar{2} \rangle
\end{aligned}$$

Bu elektron cebinde de c-cebinde olduğu gibi  $x'$  ile  $x$  eksenleri paralel olduğundan d-cebinin  $x'$  eksenini ile kristal eksenini  $x$  çakıştıktır.  $x' \perp y'$ ,  $x' \perp z'$  ve  $x' \perp y$ ,  $x' \perp z$  dir.

$y$  ile  $y'$  arasındaki açı,

$$y \cdot y' = |y||y'| \cos\phi$$

$$1 = 1\sqrt{3} \cos \phi \Rightarrow \cos \phi = \frac{1}{\sqrt{3}}$$

z ile z' arasındaki açı,

$$z \cdot z' = |z||z'| \cos \alpha$$

$$2 = \sqrt{2}\sqrt{6} \cos \alpha \Rightarrow \cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{3}} \Rightarrow \phi = \alpha = \theta$$

c-cebinde olduğu gibi x' eksenini etrafında saatin tersi yönünde  $\theta$  kadar dönme yapılırsa eksenler çakışacaktır.

(3.1) eşitliğinde  $\overline{\overline{M}}_D$  yerine  $\overline{\overline{M}}_d$  yazılıp (3.6)'teki değerler yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned} \overline{\overline{M}}_d &= \overline{\overline{R}}^{-1} \cdot \overline{\overline{M}} \cdot \overline{\overline{R}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & -\sin \theta \\ 0 & \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & m_L & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \\ \overline{\overline{M}}_d &= \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & m_L \cos \theta & -m_L \sin \theta \\ 0 & m_T \sin \theta & m_T \cos \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \\ \overline{\overline{M}}_d &= \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & m_L \cos^2 \theta + m_T \sin^2 \theta & m_T \sin \theta \cos \theta - m_L \sin \theta \cos \theta \\ 0 & m_T \sin \theta \cos \theta - m_L \sin \theta \cos \theta & m_L \sin^2 \theta + m_T \cos^2 \theta \end{bmatrix} \\ \overline{\overline{M}}_d &= \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3}(2m_T + m_L) & -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) \\ 0 & -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.8)$$

bulunur.

### 3.2 $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ 'nin İletkenlik ve Dielektrik Tensörlerinin Bulunması

İletkenlik ve dielektrik tensörleri hesaplanırken uygulanan elektromanyetik dalganın dalga vektörü sürekli y eksenini boyunca ( $\vec{q} // y // \langle 001 \rangle$ ) alınıp, sadece dışarıdan uygulanan manyetik alanın ( $\vec{B}$ ) doğrultusu değiştirilmiştir.

Bu bölümde iletkenlik tensörü, manyetik alanın iki uygulanma doğrultusu için hesaplanmıştır. Bu doğrultular x ve y eksenleri boyunca alınmıştır.

#### 3.2.1 Elektron Ceplerinin İletkenlik Tensörünün Bulunması

##### 3.2.1.1 $\vec{B} // \langle 110 \rangle // x$ için İletkenlik ve Dielektrik Tensörünün Bulunması

Eğer manyetik alan  $\langle 110 \rangle$  doğrultusu boyunca uygulanırsa bu doğrultu kabul ettiğimiz koordinat sistemimizin x eksenini boyunca olacaktır. İşlemlere geçmeden önce manyetik alan tensörünü elde edelim. Bunun için ise (2.15) ifadesindeki  $\vec{h}$  'nin bilinmesi gerekir. Ek 3 'de  $\vec{h}$  ifadesi açık bir şekilde çıkarılmıştır.

Manyetik alanın uygulanma doğrultusuna göre  $\vec{h}$  değişecektir. Buna göre aşağıda genel olarak üç bileşenli  $\vec{h}$  ifadesi yazılmıştır.

$\vec{B} // \langle 111 \rangle$  için;

$$\vec{h} = \begin{bmatrix} 0 & -B_z & B_y \\ B_z & 0 & -B_x \\ -B_y & B_x & 0 \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

(2.14) ifadesinde,

$$\sigma_0 = \frac{ne^2}{m_0} \frac{1}{\left(i\omega + \frac{1}{\tau}\right)} \quad (3.10)$$

alınırsa, (2.14) ifadesi;

$$\bar{\sigma} = \sigma_0 (\bar{m} + \bar{b})^{-1} \quad (3.11)$$

şeklini alır. Bundan sonra her bir cebin iletkenlik tensörü ayrı-ayrı bulunup, daha sonra toplam iletkenlik tensörü bulunabilir. Aşağıda elektron ceplerinin iletkenlik tensörleri çıkarılmıştır. EK 4 'de her bir cep için iletkenlik tensörü bulunurken yapılan ara işlemler yer almaktadır.

#### **a-cebi için iletkenlik tensörü:**

a elektron cebine ait etkin kütle tensörü daha önce (3.4) eşitliğinde bulunmuştu.  $\bar{b}$  ise (3.9) ifadesinden yararlanarak,

$$\bar{b} = a \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -B_x \\ 0 & B_x & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -b_0 \\ 0 & b_0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

bulunur. Burada a, bir sabittir.

$$\bar{\sigma}_a = \frac{\sigma_0}{\Delta_G} \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & -Bm_T & -Bb_0 \\ -Bm_T & Am_T & Ab_0 \\ Bb_0 & -Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

Burada,

$$A = \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) \quad B = \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) \quad C = \frac{1}{3}(2m_T + m_L) \quad (3.14)$$

ve

$$\Delta_G = ACm_T - B^2m_T + Ab_0^2$$

olur.

#### **b-cebi için iletkenlik tensörü:**

b elektron cebine ait etkin kütle tensörü daha önce (3.5) eşitliğinde bulunmuştu. Bulunan bu değer (3.11) ifadesinde yerine koyulursa, b elektron cebine ait iletkenlik tensörü ifadesi,

$$\bar{\sigma}_b = \frac{\sigma_0}{\Delta_G} \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & Bm_T & Bb_0 \\ Bm_T & Am_T & Ab_0 \\ -Bb_0 & -Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

elde edilir.

#### **c-cebi için iletkenlik tensörü:**

İlk iki elektron cebine ait iletkenlik tensörleri bulunurken yapılan işlemler c elektron cebi için de tekrarlanırsa, iletkenlik tensörü,

$$\bar{\sigma}_c = \frac{\sigma_0}{\Delta_J} \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & -m_T(B - b_0) \\ 0 & -m_T(B + b_0) & Cm_T \end{bmatrix} \quad (3.16)$$

olur.

### d-cebi için iletkenlik tensörü:

Aynı şekilde d elektron cebi de,

$$\bar{\sigma}_d = \frac{\sigma_0}{\Delta_J} \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & m_T(B + b_0) \\ 0 & m_T(B - b_0) & Cm_T \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

bulunur.

Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te alaşım yarı iletkeninin toplam iletkenlik tensörünü bulmak için, yukarıda bulduğumuz her bir cebe ait iletkenlik tensörünü toplamalıyız. Böylece elde edeceğimiz yeni tensör bize Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te 'nin toplam iletkenlik tensörünü verecektir.

$$\bar{\sigma}_{(110)} = \bar{\sigma}_a + \bar{\sigma}_b + \bar{\sigma}_c + \bar{\sigma}_d \quad (3.18)$$

Yukarıdaki ifade de her bir elektron cebi için bulunan iletkenlik tensörü yerine yazılırsa,

**Toplam İletkenlik Tensörü:**

$$\begin{aligned}
 \bar{\sigma}_{(110)} &= \frac{\sigma_0}{\Delta_G} \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & -Bm_T & -Bb_0 \\ -Bm_T & Am_T & Ab_0 \\ Bb_0 & -Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} + \frac{\sigma_0}{\Delta_G} \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & Bm_T & Bb_0 \\ Bm_T & Am_T & Ab_0 \\ -Bb_0 & -Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} + \frac{\sigma_0}{\Delta_J} \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & -m_T(B - b_0) \\ 0 & -m_T(B + b_0) & Cm_T \end{bmatrix} + \\
 & \frac{\sigma_0}{\Delta_J} \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & m_T(B + b_0) \\ 0 & m_T(B - b_0) & Cm_T \end{bmatrix}
 \end{aligned}$$

Gerekli işlemlere yapıla,

$$\bar{\sigma}_{(110)} = \frac{\sigma_0}{\Delta_G} \begin{bmatrix} 2(Cm_T + b_0^2) & 0 & 0 \\ 0 & 2Am_T & 2Ab_0 \\ 0 & -2Ab_0 & 2(AC - B^2) \end{bmatrix} + \frac{\sigma_0}{\Delta_J} \begin{bmatrix} 2(AC - B^2 + b_0^2) & 0 & 0 \\ 0 & 2Am_T & 2b_0m_T \\ 0 & -2b_0m_T & 2Cm_T \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

olur. Burada,

$$\Delta_G = ACm_T - B^2m_T + Ab_0^2$$



$$= \frac{1}{9}(2m_T^2 + 2m_L^2 + 5m_T m_L)m_T - \frac{2}{9}(m_T^2 + m_L^2 - 2m_T m_L) + \frac{1}{3}(m_T + 2m_L)b_0^2$$

$$\Delta_G = m_T^2 m_L + \frac{b_0^2}{3}(m_T + 2m_L)$$

$$\Delta_J = ACm_T - B^2 m_T + b_0^2 m_T$$

$$= m_T^2 m_L + b_0^2 m_T$$

$$\Delta_J = m_T(m_T m_L + b_0^2)$$

$$Cm_T + b_0^2 = \frac{1}{3}(2m_T^2 + m_T m_L) + b_0^2$$

$$Am_T = \frac{1}{3}(m_T^2 + 2m_T m_L)$$

$$Ab_0 = \frac{1}{3}b_0(m_T + 2m_L)$$

$$AC - B^2 = \frac{1}{9}(2m_T^2 + 2m_L^2 + 5m_T m_L) - \frac{1}{9}(2m_T^2 + 2m_L^2 - 4m_T m_L)$$

$$AC - B^2 = m_T m_L$$

$$AC - B^2 + b_0^2 = m_T m_L + b_0^2$$

$$Cm_T = \frac{1}{3}m_T(2m_T + m_L)$$

şeklindedir. Bunlar yerine yazıldığında toplam iletkenlik tensörü ifadesi,

$$\bar{\sigma}_{(110)} = \frac{2\sigma_0}{\Delta_G} \begin{bmatrix} \frac{1}{3}m_T(2m_T + m_L) + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3}m_T(m_T + 2m_L) & \frac{1}{3}b_0(m_T + 2m_L) \\ 0 & -\frac{1}{3}b_0(m_T + 2m_L) & m_T m_L \end{bmatrix} + \frac{2\sigma_0}{\Delta_J} \begin{bmatrix} m_T m_L + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3}m_T(m_T + 2m_L) & b_0 m_T \\ 0 & -b_0 m_T & \frac{1}{3}m_T(2m_T + m_L) \end{bmatrix} \quad (3.20)$$

(3.20) ifadesi,

$$\bar{\sigma}_{(110)} = 2\sigma_0 \begin{bmatrix} \frac{1}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3}m_T(2m_T + m_L) + b_0^2 \right) & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3}m_T(m_T + 2m_L) \right) & \frac{1}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3}b_0(m_T + 2m_L) \right) \\ 0 & -\frac{1}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3}b_0(m_T + 2m_L) \right) & \frac{1}{\Delta_G} (m_T m_L) \end{bmatrix} +$$

$$2\sigma_0 \begin{bmatrix} \frac{1}{\Delta_J}(m_T m_L + b_0^2) & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\Delta_J} \left( \frac{1}{3} m_T (m_T + 2m_L) \right) & \frac{1}{\Delta_J} (b_0 m_T) \\ 0 & -\frac{1}{\Delta_J} (b_0 m_T) & \frac{1}{\Delta_J} \left( \frac{1}{3} m_T (2m_T + m_L) \right) \end{bmatrix} \quad (3.21)$$

şeklinde bulunur. Burada,

$$\underline{\underline{\sigma}}_{\langle 110 \rangle} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix}$$

şeklinindedir. Buna göre iletkenlik tensöründe bulunan her bir terim,

$$\sigma_{11} = \frac{2\sigma_0}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3} m_T (2m_T + m_L) + b_0^2 \right) + \frac{1}{\Delta_J} (m_T m_L + b_0^2)$$

$$\sigma_{22} = \frac{2\sigma_0}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3} m_T (m_T + 2m_L) \right) + \frac{1}{\Delta_J} \left( \frac{1}{3} m_T (m_T + 2m_L) \right)$$

$$\sigma_{23} = \frac{2\sigma_0}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3} b_0 (m_T + 2m_L) \right) + \frac{1}{\Delta_J} b_0 m_T$$

$$\sigma_{32} = - \left( \frac{2\sigma_0}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3} b_0 (m_T + 2m_L) \right) + \frac{1}{\Delta_J} b_0 m_T \right)$$

$$\sigma_{33} = 2\sigma_0 \left[ \frac{1}{\Delta_G} m_T m_L + \frac{1}{\Delta_J} \left( \frac{1}{3} m_T (2m_T + m_L) \right) \right]$$

şeklinde yazılır.

## Dielektrik Tensörü:

Sanal kırma indisinin manyetik alanla değişimini görebilmek için, dielektrik fonksiyonunun iletkenlik tensörü ile ilişkisi (2.16) ifadesine göre incelenmelidir.

(2.16) ifadesinde,

$$\bar{\mathbf{I}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

yerine koyulursa (2.16) ifadesi,

$$\bar{\boldsymbol{\epsilon}} = \bar{\boldsymbol{\epsilon}}_0 - \frac{i4\pi}{\omega} \bar{\boldsymbol{\sigma}} \quad (3.22)$$

haline gelir. Burada,

$$\bar{\boldsymbol{\epsilon}}_0 = \begin{bmatrix} \epsilon_1(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_1(\omega) \end{bmatrix}$$

şeklindedir ve,

$$\bar{\boldsymbol{\epsilon}}_{(110)} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ 0 & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

olmalıdır. Buna göre (3.22) ifadesi düzenlenecek olursa,

$$\bar{\boldsymbol{\epsilon}}_{(110)} = \begin{bmatrix} \epsilon_1(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_1(\omega) \end{bmatrix} - \frac{i4\pi}{\omega} \begin{bmatrix} \sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ 0 & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix}$$

$$\underline{\underline{\epsilon}}_{(110)} = \begin{bmatrix} \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{22} & -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{23} \\ 0 & -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{32} & \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{33} \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

şeklinde olur. (3.23) ve (3.24) ifadeleri birbirine eşit olduğuna göre her bir terim de eşit olmalıdır. Buna göre,

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ 0 & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{22} & -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{23} \\ 0 & -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{32} & \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{33} \end{bmatrix}$$

eşitliğinden,

$$\epsilon_{11} = \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{11}$$

$$\epsilon_{22} = \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{22}$$

$$\epsilon_{23} = -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{23}$$

$$\epsilon_{32} = -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{32}$$

$$\epsilon_{33} = \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{33}$$

yazılabilir. Buradan dielektrik sabitleri,

$$\epsilon_{11} = \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}2\sigma_0 \left[ \frac{1}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3}m_T(2m_T + m_L) + b_0^2 \right) + \frac{1}{\Delta_J} (m_T m_L + b_0^2) \right] \quad (3.25)$$

$$\epsilon_{22} = \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}2\sigma_0 \left[ \frac{1}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3}m_T(m_T + 2m_L) \right) + \frac{1}{\Delta_J} \left( \frac{1}{3}m_T(m_T + 2m_L) \right) \right] \quad (3.26)$$

$$\epsilon_{23} = -\frac{i4\pi}{\omega} 2\sigma_0 \left[ \frac{1}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3} b_0 (m_T + 2m_L) \right) + \frac{1}{\Delta_J} b_0 m_T \right] \quad (3.27)$$

$$\epsilon_{32} = -\frac{i4\pi}{\omega} 2\sigma_0 \left[ -\left( \frac{1}{\Delta_G} \left( \frac{1}{3} b_0 (m_T + 2m_L) \right) + \frac{1}{\Delta_J} b_0 m_T \right) \right] \quad (3.28)$$

$$\epsilon_{33} = \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega} 2\sigma_0 \left[ \frac{1}{\Delta_G} m_T m_L + \frac{1}{\Delta_J} \left( \frac{1}{3} m_T (2m_T + m_L) \right) \right] \quad (3.29)$$

şeklini alır. Burada,

$$\sigma_0 = \frac{ne^2}{m_0} \frac{1}{i\omega + \frac{1}{\tau}}$$

$$b_0 = \frac{e}{m_0 c} \frac{B_x}{i\omega + \frac{1}{\tau}}$$

şeklinindedir.

Daha önce de bahsedildiği gibi dielektrik sabitinden yararlanarak sanal kırma indisini bulacağız. Dışarıdan uyguladığımız manyetik alan  $\vec{B} // \langle 110 \rangle // x$  ve elektromanyetik dalga  $\vec{q} // \langle 001 \rangle // y$  doğrultusu boyunca alınır (2.18) ifadesindeki hareket denkleminde yararlanılarak sanal kırma indisi bulunabilir.

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.30)$$

burada  $\vec{E}$  örneğe düşen ışığın elektrik alan vektörüdür. (3.30) ifadesinden  $\vec{\epsilon}$  dielektrik tensörü,

$$\vec{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ 0 & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix}$$

Elektrik alan vektörü  $y$  doğrultusunda uygulandığı için  $\vec{E}$  elektrik alan,

$$\vec{E} = E_x e^{iqy} \hat{x} + E_y e^{iqy} \hat{y} + E_z e^{iqy} \hat{z} \quad (3.31)$$

şeklinde yazılabilir.

(2.18) ifadesine göre çözüm yapılırken, vektörel eşitliklerden faydalanılarak (3.32) eşitliği yazılır. Skaler işlemler daha fazla kolaylık sağladığı için vektörel işlemler yerine, (3.32) ifadesinin sağ tarafındaki kısım kullanılacaktır.

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad (3.32)$$

Burada  $\vec{\nabla}$  bir operatör olup,

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z}$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

şeklindedir.

$\nabla^2$  operatörü  $\vec{E}$  'ye uygulanacak olursa,

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} &= \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) (E_x e^{iqy} \hat{x} + E_y e^{iqy} \hat{y} + E_z e^{iqy} \hat{z}) \\ &= (E_x \hat{x} + E_y \hat{y} + E_z \hat{z}) \frac{\partial^2}{\partial y^2} (e^{iqy}) \\ &= -q^2 e^{iqy} (E_x \hat{x} + E_y \hat{y} + E_z \hat{z}) \end{aligned}$$

$$\nabla^2 \vec{E} = -q^2 \vec{E} \quad (3.33)$$

olur. Diğer terime de operatör uygulandığı zaman,

$$\begin{aligned}
\bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{\mathbf{E}}) &= \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \right) \left[ \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \right) \cdot (\mathbf{E}_x e^{iqy} \hat{x} + \mathbf{E}_y e^{iqy} \hat{y} + \mathbf{E}_z e^{iqy} \hat{z}) \right] \\
&= \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \right) [\mathbf{E}_y i q e^{iqy}] \\
&= \mathbf{E}_y i q (i q e^{iqy}) \hat{y} \\
\bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{\mathbf{E}}) &= -q^2 \mathbf{E}_y e^{iqy} \hat{y} \tag{3.34}
\end{aligned}$$

bulunur. (3.33) ve (3.34) ifadeleri (3.32) ifadesinde yerine koyulursa,

$$\begin{aligned}
\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{\mathbf{E}} &= \bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \bar{\mathbf{E}}) - \nabla^2 \bar{\mathbf{E}} \\
&= -q^2 \mathbf{E}_y e^{iqy} \hat{y} - (-q^2 \bar{\mathbf{E}}) \\
&= -q^2 \mathbf{E}_y e^{iqy} \hat{y} + q^2 \mathbf{E}_x e^{iqy} \hat{x} + q^2 \mathbf{E}_y e^{iqy} \hat{y} + q^2 \mathbf{E}_z e^{iqy} \hat{z} \\
\bar{\nabla} \times \bar{\nabla} \times \bar{\mathbf{E}} &= q^2 \mathbf{E}_x e^{iqy} \hat{x} + q^2 \mathbf{E}_z e^{iqy} \hat{z} \tag{3.35}
\end{aligned}$$

bulunur. (3.35) ifadesi tensör formunda düzenlenerek (3.30) ifadesinde yerine yazılırsa,

$$\begin{aligned}
\begin{bmatrix} q^2 \mathbf{E}_x \\ 0 \\ q^2 \mathbf{E}_z \end{bmatrix} - \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ 0 & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_z \end{bmatrix} &= 0 \\
\begin{bmatrix} q^2 \mathbf{E}_x \\ 0 \\ q^2 \mathbf{E}_z \end{bmatrix} - \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} \epsilon_{11} \mathbf{E}_x \\ \epsilon_{22} \mathbf{E}_y + \epsilon_{23} \mathbf{E}_z \\ \epsilon_{32} \mathbf{E}_y + \epsilon_{33} \mathbf{E}_z \end{bmatrix} &= 0 \\
q^2 \begin{bmatrix} \mathbf{E}_x \\ 0 \\ \mathbf{E}_z \end{bmatrix} &= \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} \epsilon_{11} \mathbf{E}_x \\ \epsilon_{22} \mathbf{E}_y + \epsilon_{23} \mathbf{E}_z \\ \epsilon_{32} \mathbf{E}_y + \epsilon_{33} \mathbf{E}_z \end{bmatrix} \\
\frac{q^2 c^2}{\omega^2} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_x \\ 0 \\ \mathbf{E}_z \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \epsilon_{11} \mathbf{E}_x \\ \epsilon_{22} \mathbf{E}_y + \epsilon_{23} \mathbf{E}_z \\ \epsilon_{32} \mathbf{E}_y + \epsilon_{33} \mathbf{E}_z \end{bmatrix}
\end{aligned}$$

elde edilir. Burada,  $\frac{q^2 c^2}{\omega^2} = \eta^2$  olup, sanal kırma indisidir.



$$\begin{bmatrix} \epsilon_{11}E_x \\ \epsilon_{22}E_y + \epsilon_{23}E_z \\ \epsilon_{32}E_y + \epsilon_{33}E_z \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \eta^2 E_x \\ 0 \\ \eta^2 E_z \end{bmatrix} = 0$$

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{11}E_x - \eta^2 E_x \\ \epsilon_{22}E_y + \epsilon_{23}E_z \\ \epsilon_{32}E_y + \epsilon_{33}E_z - \eta^2 E_z \end{bmatrix} = 0$$

Eşitliğin sağlanabilmesi için her bir terimin ayrı-ayrı sıfıra eşit olması gerekir. Buna göre  $\epsilon$  'nun bir fonksiyonu olan  $\eta$  denklemi çözülürse, çözüm iki durum (kip) içerir. Bu durumlardan ilk olan “olağan durum”, uygulanan dış statik manyetik alana paraleldir ( $\vec{E} // \vec{B}$ ) ve bu durumun elektrik alanı yayılma doğrultusuna diktir. İkincisi ise “olağandışı durum” olarak bilinir. Bu durum statik manyetik alana diktir ( $\vec{E} \perp \vec{B}$ ) ve bu durumun elektrik alan vektörünün polarizasyonu,  $\vec{B}$  'ye dik olan düzlemedir. Sonuç olarak bu durum, elektrik alanın hem enine hem de boyuna bileşenine sahiptir.

$$\begin{aligned} \epsilon_{11}E_x - \eta^2 E_x = 0 & \Rightarrow \epsilon_{11}E_x = \eta^2 E_x \\ \eta_0^2 = \epsilon_{11} & \end{aligned} \quad (3.36)$$

bulunur. Burada  $\eta_0$  olağan durum için sanal kırma indisidir. Diğer iki terim de aynı şekilde çözülürse,

$$\begin{aligned} -\epsilon_{32}[\epsilon_{22}E_y + \epsilon_{23}E_z] &= 0 \\ \epsilon_{22}[\epsilon_{32}E_y + (\epsilon_{33} - \eta^2)E_z] &= 0 \end{aligned}$$

$$-\epsilon_{32}\epsilon_{22}E_y - \epsilon_{32}\epsilon_{23}E_z = 0$$

$$\epsilon_{22}\epsilon_{32}E_y + (\epsilon_{22}\epsilon_{33} - \epsilon_{22}\eta^2)E_z = 0$$

$$\epsilon_{22}\epsilon_{33} - \epsilon_{22}\eta^2 - \epsilon_{32}\epsilon_{23} = 0$$

$$\eta^2 = \frac{\epsilon_{22}\epsilon_{33} - \epsilon_{32}\epsilon_{23}}{\epsilon_{22}} \Rightarrow \epsilon_{23} = -\epsilon_{32}$$

$$\eta_e^2 = \epsilon_{33} + \frac{\epsilon_{23}^2}{\epsilon_{22}} \quad (3.37)$$

bulunur. Burada  $\eta_e^2$  olağandışı durum için sanal kırma indisidir.

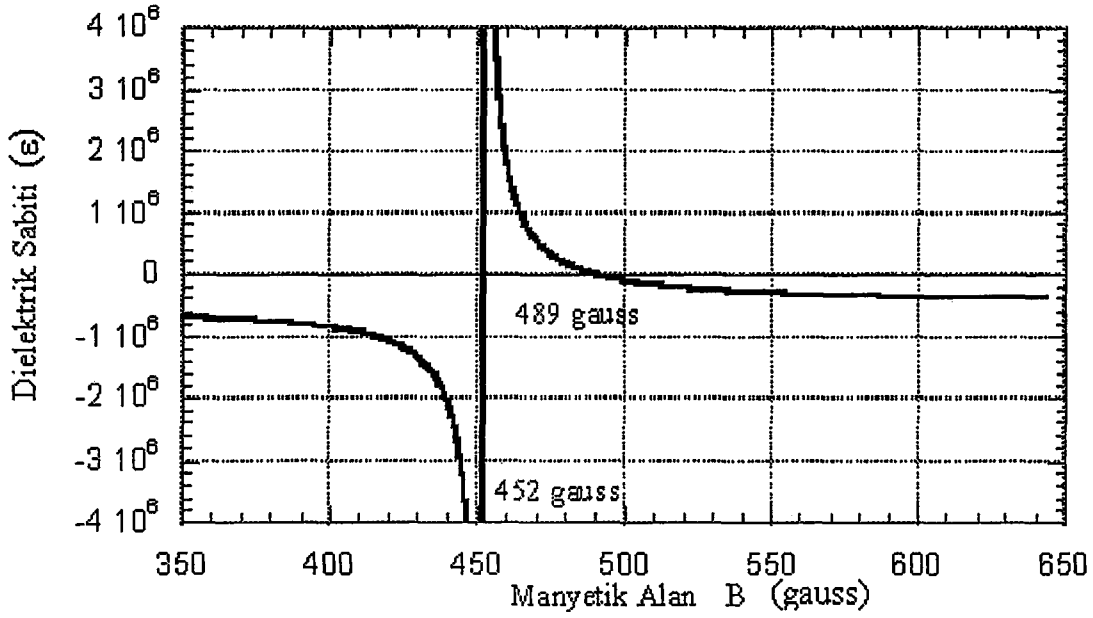
	Pb <sub>0.7</sub> Sn <sub>0.3</sub> Te	Pb <sub>0.85</sub> Sn <sub>0.15</sub> Te
$\omega_{TO}$ (cm <sup>-1</sup> )	6.2	16
$\omega_{LO}$ (cm <sup>-1</sup> )	116	119
$\omega$ (cm <sup>-1</sup> )	14.7	14.7
$\epsilon_{\infty}$	39	42
$\epsilon_s$	13700	2300
Taşıyıcı konsantrasyonu (cm <sup>-3</sup> )	$p = 1.3 \times 10^{17}$	$n = 1.4 \times 10^{17}$
$m_T/m_0$	0.0115	0.15
$K$ ( $m_L/m_T$ )	10	12

Çizelge 3.1: Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te yarı iletkeninin bazı parametrelerin değerleri [1].

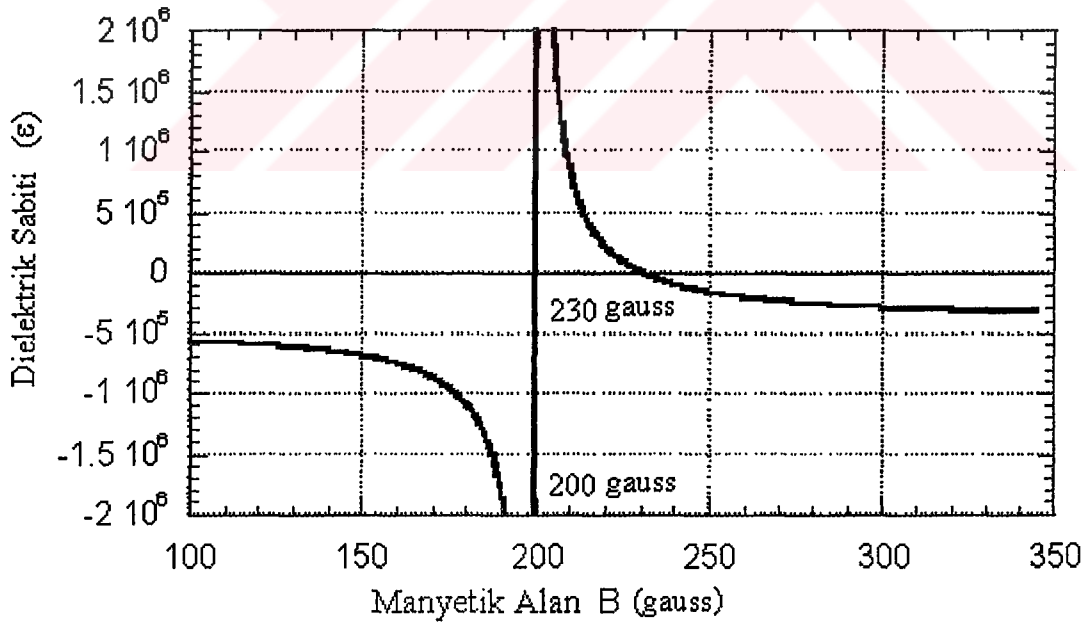
Grafikler çizilirken yapılan hesaplamalarda Tablo 3.1 'deki değerler kullanılmıştır. Şekil 3.2 'de  $x = 0.15$  değerinde dielektrik sabitinin olağan durum ile uygulanan manyetik alan arasındaki değişim görülmektedir. Burada görüldüğü gibi 452 gauss değerine kadar dielektrik sabiti negatif değer almaktadır. Ancak bu değerden sonra aniden pozitif bir değer alamaya başlamaktadır. Bölüm 2.1.5 'de böyle bir durumun bize o noktada bir siklotron rezonansının olduğunu gösterdiği açıklanmıştı. Yani numune bu bölgede tamamen yansıtıcı haldedir. Dielektrik sabiti pozitif değer alınca numune gelen elektromanyetik dalgayı iletmekte ve geçirgen olmaktadır. Bu durum manyetik alanın 489 gauss değerine kadar sürmektedir. 489 gauss değerinden sonra ise dielektrik sabiti yine negatif değer almakta ve numune tekrar yansıtıcı olmaktadır. İşte numune bu manyetik alan değerinde geçirgen halden yansıtıcı hale geçer. Bu durum dielektrik bozulma (anomali) olarak bilinir. Şekil 3.3 'de  $x = 0.30$  değerinde dielektrik sabitinin olağan durumu ile uygulanan manyetik

alan arasındaki değişim görölmektedir. Burada, Şekil 3.2 'de ki gibi iki özel durum vardır. 200 gauss değerindeki siklotron rezonansı ve 230 gauss değerindeki dielektrik anomalidir.

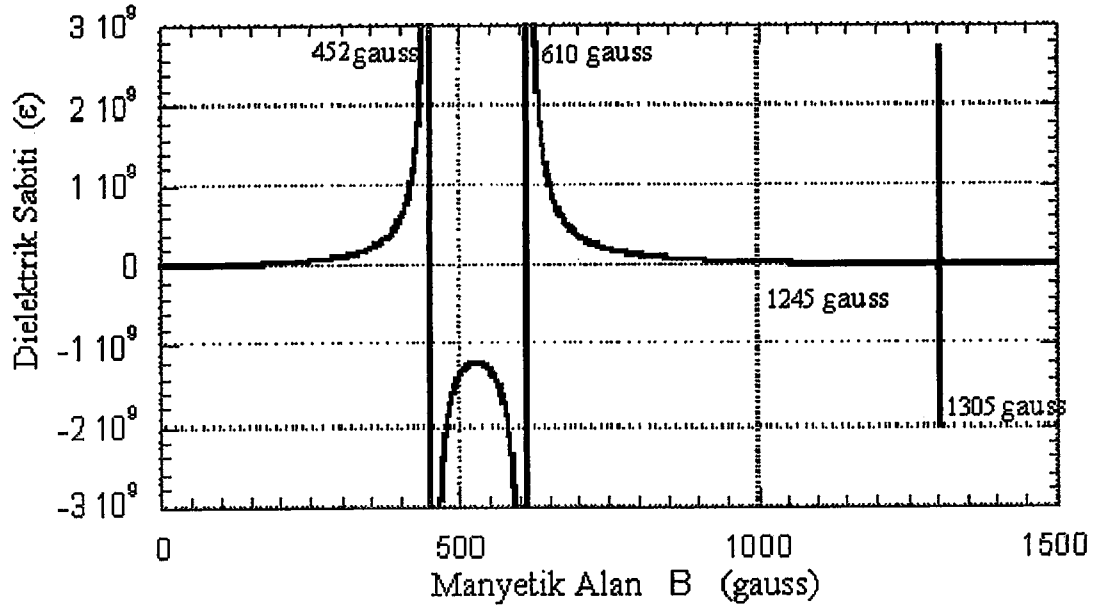
Şekil 3.4 'de,  $x = 0.15$  değerinde dielektrik sabitinin olağandışı durum ile uygulanan manyetik alan arasındaki değişim görölmektedir. Şekilde göröldüğü gibi manyetik alanın 452 gauss değerine kadar dielektrik sabiti pozitif değer almaktadır, bu değerden sonra aniden negatif bir değer alamaya başlamaktadır. Bu durum bize o noktada bir dielektrik anomalinin olduğunu gösterir. Yani numune bu noktaya kadar gelen elektromanyetik dalgayı iletmekte ve bu noktadan sonra da numune yansıtıcı olmaktadır. Manyetik alanın 610 gauss değerinde de dielektrik sabiti tekrar pozitif değer almaktadır. Bu noktada bir siklotron rezonansı vardır. Bu noktaya kadar numune yansıtıcı bu noktadan sonra ise iletken olmaya başlamaktadır. Dielektrik sabiti 1245 gauss değerinde tekrar negatif bir değer almaktadır. Burada yeni bir dielektrik anomali noktası vardır. Yani numune bu bölgede yansıtıcı hale gelmektedir. Dielektrik sabitinin tekrar pozitif bir değer almaya başladığı değerde de yeni bir siklotron rezonansı olmaktadır. Şekil 3.5 'de  $x = 0.30$  değerinde dielektrik sabitinin olağandışı durumu ile uygulanan manyetik alan arasındaki değişim görölmektedir. Şekilde göröldüğü gibi manyetik alanın 456 gauss değerine kadar dielektrik sabiti negatif değer almaktadır. Bu değerden sonra aniden pozitif bir değer alamaya başlamaktadır. Bu durum bize o noktada bir siklotron rezonansının olduğunu gösterir. Yani numune bu noktaya kadar gelen elektromanyetik dalgayı yansıtmakta ve bu noktadan sonra numune geçirgen olmaktadır. Manyetik alanın 590 gauss değerinde de dielektrik sabiti tekrar negatif değer almaktadır. Bu noktada bir dielektrik anomali vardır. Bu noktaya kadar numune geçirgen, bu noktadan sonra ise yansıtıcı olmaya başlamaktadır. Dielektrik sabiti 913 gauss değerinde tekrar pozitif bir değer almaktadır. Burada yeni bir siklotron rezonansı noktası vardır. Yani numune bu bölgede geçirgen hale gelmektedir. Dielektrik sabitinin yine negatif bir değer almaya başladığı 1172 gauss değerinde de yeni bir dielektrik anomali gözlenmektedir.



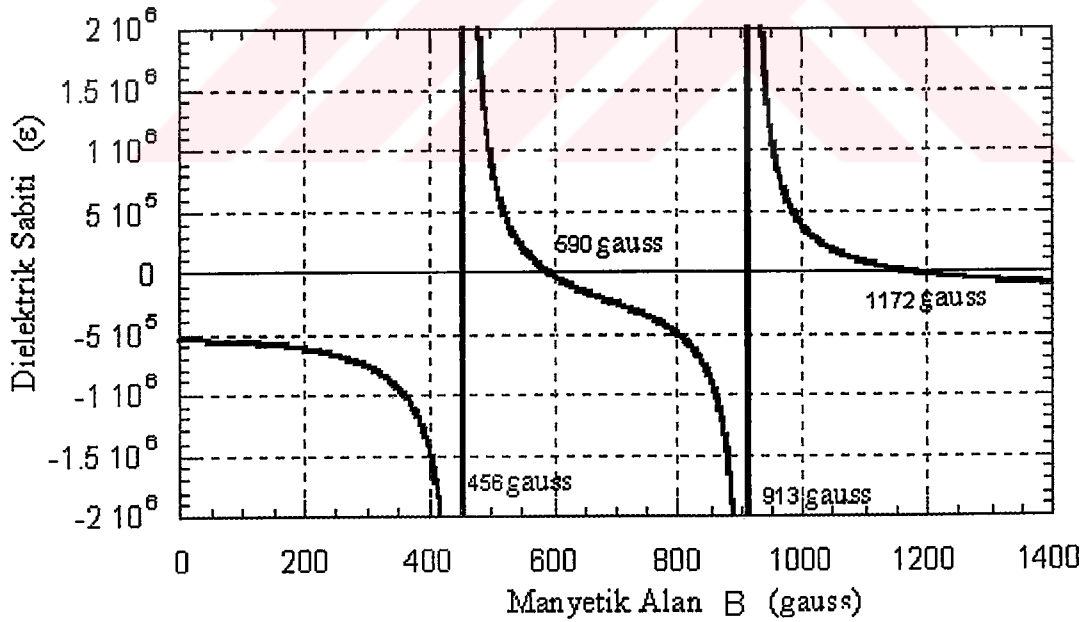
Şekil 3.2: Dielektrik sabitinin  $x = 0.15$  için olağan durum ile uygulanan manyetik alanın değişim grafiği.



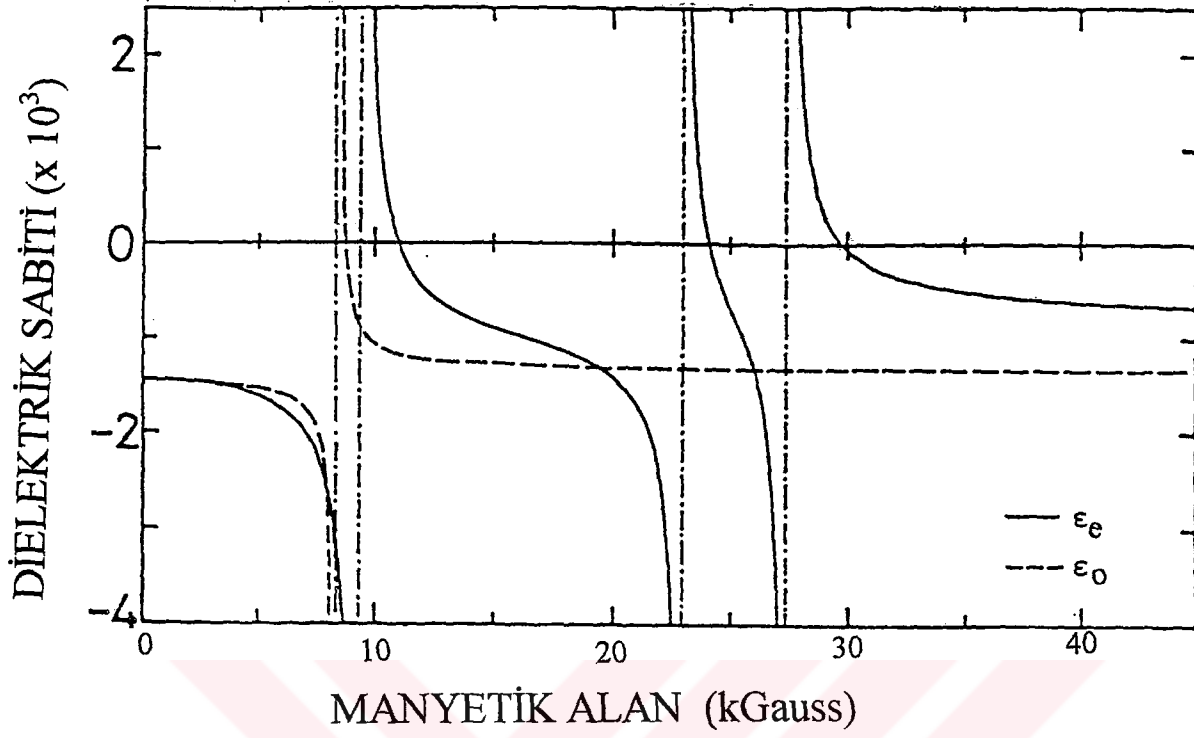
Şekil 3.3: Dielektrik sabitinin  $x = 0.3$  için olağan durum ile uygulanan manyetik alanın değişim grafiği.



Şekil 3.4: Dielektrik sabitinin  $x = 0.15$  için olağandışı durum ile uygulanan manyetik alanın değişim grafiği.



Şekil 3.5: Dielektrik sabitinin  $x = 0.3$  için olağandışı durum ile uygulanan manyetik alanın değişim grafiği.



Şekil 3.6: Deneysel olarak bulunan dielektrik sabiti-manyetik alan değişimi grafiği. Grafikte, kesikli grafik olağan durumu, düz çizgi ise olağandışı durumu göstermektedir. Burada alaşım oranı  $x = 0.3$  ve elektromanyetik dalganın frekansı  $29.7 \text{ cm}^{-1}$  olarak alınmıştır [1].

### 3.2.1.2 $\bar{B} // \langle 001 \rangle // y$ için İletkenlik ve Dielektrik Tensörünün Bulunması

Dışarıdan uygulanan manyetik alan  $\langle 001 \rangle$  doğrultusu boyunca uygulanırsa, bu doğrultu kabul ettiğimiz koordinat sisteminin y eksenine boyuna olacaktır.

(3.11) ifadesine göre her bir cebin iletkenlik tensörü ayrı-ayrı bulunup, daha sonra toplam iletkenlik tensörü bulunabilir. Aşağıda elektron ceplerinin iletkenlik tensörleri çıkarılmıştır. EK 5 'de her bir cep için iletkenlik tensörü bulunurken yapılan ara işlemler yer almaktadır.

**a-cebi için iletkenlik tensörü:**

a elektron cebine ait etkin kütle tensörü daha önce (3.4) eşitliğinde verilmiştir. Böylece a-elektron cebi için iletkenlik tensörü,

$$\bar{\sigma}_a = \frac{\sigma_0}{\Delta_T} \begin{bmatrix} Cm_T & -Bm_T & -Cb_0 \\ -Bm_T & Am_T + b_0^2 & Bb_0 \\ Cb_0 & -Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \quad (3.38)$$

şeklinde verilir. Buradaki A, B, C,  $\sigma_0$  daha önce (3.10) ve (3.14) 'de verilmişti.

Burada,

$$T = \bar{M}_b + \bar{b} = \begin{bmatrix} A & -B & b_0 \\ -B & C & 0 \\ -b_0 & 0 & m_T \end{bmatrix}$$
$$\Delta_T = ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T \quad (3.39)$$

olup,  $\Delta_T$ , T matrisinin determinantıdır.

**b-cebi için iletkenlik tensörü:**

b elektron cebi için iletkenlik tensörü,

$$\bar{\sigma}_b = \frac{\sigma_0}{\Delta_T} \begin{bmatrix} Cm_T & Bm_T & -Cb_0 \\ Bm_T & Am_T + b_0^2 & -Bb_0 \\ Cb_0 & Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \quad (3.40)$$

şeklinde bulunur.

**c-cebi için iletkenlik tensörü:**

c elektron cebi için,

$$\bar{\sigma}_c = \frac{\sigma_0}{\Delta_T} \begin{bmatrix} AC - B^2 & Bb_0 & -Cb_0 \\ -Bb_0 & Am_T + b_0^2 & -Bm_T \\ Cb_0 & -Bm_T & Cm_T \end{bmatrix} \quad (3.41)$$

bulunur.

**d-cebi için iletkenlik tensörü:**

d elektron cebi için,

$$\bar{\sigma}_d = \frac{\sigma_0}{\Delta_T} \begin{bmatrix} AC - B^2 & -Bb_0 & -Cb_0 \\ Bb_0 & Am_T + b_0^2 & Bm_T \\ Cb_0 & Bm_T & Cm_T \end{bmatrix} \quad (3.42)$$

bulunur.

Bundan sonra toplam iletkenlik tensörünü bulmak için her bir cebin iletkenlik tensörlerinin toplanması gerekir.



### Toplam İletkenlik Tensörü:

$$\bar{\sigma}_{(001)} = \bar{\sigma}_a + \bar{\sigma}_b + \bar{\sigma}_c + \bar{\sigma}_d \quad (3.43)$$

Yukarıdaki ifade de her bir elektron cebi için bulunan iletkenlik tensörü yerine yazılır ve gerekli işlemler yapılırsa,

$$\bar{\sigma}_{(001)} = \frac{\sigma_0}{\Delta_T} \begin{bmatrix} C_{m_T} & -B_{m_T} & -Cb_0 \\ -B_{m_T} & A_{m_T} + b_0^2 & Bb_0 \\ Cb_0 & -Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} + \frac{\sigma_0}{\Delta_T} \begin{bmatrix} C_{m_T} & B_{m_T} & -Cb_0 \\ B_{m_T} & A_{m_T} + b_0^2 & -Bb_0 \\ Cb_0 & Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} AC - B^2 & Bb_0 & -Cb_0 \\ -Bb_0 & A_{m_T} + b_0^2 & -B_{m_T} \\ Cb_0 & -B_{m_T} & C_{m_T} \end{bmatrix}$$

$\bar{B} // \langle 001 \rangle$  iken toplam iletkenlik tensörü,

$$\bar{\sigma}_{(001)} = \frac{\sigma_0}{\Delta_T} \begin{bmatrix} 2(AC + C_{m_T} - B^2) & 0 & -4Cb_0 \\ 0 & 4(A_{m_T} + b_0^2) & 0 \\ 4Cb_0 & 0 & 2(AC + C_{m_T} - B^2) \end{bmatrix} \quad (3.44)$$

olur.

(3.44) ifadesi düzenlenecek olursa, toplam iletkenlik tensörü,

$$\bar{\sigma}_{\langle 001 \rangle} = \frac{2\sigma_0}{ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T} \begin{bmatrix} AC + Cm_T - B^2 & 0 & -2Cb_0 \\ 0 & 2(Am_T + b_0^2) & 0 \\ 2Cb_0 & 0 & AC + Cm_T - B^2 \end{bmatrix} \quad (3.45)$$

olarak bulunur. Burada iletkenlik tensöründeki her bir terim,

$$\sigma_{11} = \frac{2\sigma_0}{ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T} (AC + Cm_T - B^2)$$

$$\sigma_{13} = \frac{2\sigma_0}{ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T} (-2Cb_0)$$

$$\sigma_{22} = \frac{2\sigma_0}{ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T} 2(Am_T + b_0^2)$$

$$\sigma_{33} = \frac{2\sigma_0}{ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T} 2Cb_0$$

$$\sigma_{33} = \frac{2\sigma_0}{ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T} (AC + Cm_T - B^2)$$

olarak yazılır.

**$\bar{B} // q // \langle 001 \rangle // y$  için dielektrik sabiti;**

Sanal kırma indisinin manyetik alanla değişimini görebilmek için dielektrik fonksiyonunun iletkenlik tensörü ile ilişkisi,  $\bar{B} // \langle 110 \rangle$  için yukarıda yapılmıştı. Benzer şekilde  $\bar{B} // \langle 001 \rangle$  için bulunacaktır.

(3.22) ifadesine göre,

$$\overset{=}{\varepsilon_{(001)}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & \varepsilon_{13} \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ \varepsilon_{31} & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (3.46)$$

olmalıdır. Buna göre (3.22) ifadesi düzenlenecek olursa,

$$\begin{aligned} \overset{=}{\varepsilon_{(001)}} &= \begin{bmatrix} \varepsilon_1(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_1(\omega) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_1(\omega) \end{bmatrix} - \frac{i4\pi}{\omega} \begin{bmatrix} \sigma_{11} & 0 & \sigma_{13} \\ 0 & \sigma_{22} & 0 \\ \sigma_{31} & 0 & \sigma_{33} \end{bmatrix} \\ \overset{=}{\varepsilon_{(001)}} &= \begin{bmatrix} \varepsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{11} & 0 & -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{13} \\ 0 & \varepsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{22} & 0 \\ -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{31} & 0 & \varepsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{33} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.47)$$

şeklinde olur. (3.46) ve (3.47) ifadeleri birbirine eşit olduğuna göre her bir terim de eşit olmalıdır. Buna göre,

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & \varepsilon_{13} \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ \varepsilon_{31} & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{11} & 0 & -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{13} \\ 0 & \varepsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{22} & 0 \\ -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{31} & 0 & \varepsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{33} \end{bmatrix}$$

eşitliğinden,

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{11}$$

$$\varepsilon_{13} = -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{13}$$

$$\varepsilon_{22} = \varepsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{22}$$

$$\varepsilon_{31} = -\frac{i4\pi}{\omega}\sigma_{31}$$

$$\epsilon_{33} = \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega} \sigma_{33}$$

yazılabilir. İletkenlik tensörleri yerine konulursa dielektrik sabitleri,

$$\epsilon_{11} = \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega} 2\sigma_0 \left[ \frac{AC + Cm_T - B^2}{ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T} \right] \quad (3.48)$$

$$\epsilon_{13} = -\frac{i4\pi}{\omega} 2\sigma_0 \left[ \frac{-2Cb_0}{ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T} \right] \quad (3.49)$$

$$\epsilon_{22} = \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega} 2\sigma_0 \left[ \frac{2(Am_T + b_0^2)}{ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T} \right] \quad (3.50)$$

$$\epsilon_{31} = -\frac{i4\pi}{\omega} 2\sigma_0 \left[ \frac{2Cb_0}{ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T} \right] \quad (3.51)$$

$$\epsilon_{33} = \epsilon_1(\omega) - \frac{i4\pi}{\omega} 2\sigma_0 \left[ \frac{AC + Cm_T - B^2}{ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T} \right] \quad (3.52)$$

şeklinde olur.

(3.30) ifadesindeki dielektrik sabitlerinden yararlanarak sanal kırma indisi bulunacaktır. Elektrik alanın doğrultusu değiştirilmediği için (3.35) ifadesinde bulunan ifade kullanılabilir. Dielektrik tensörü yerine

$$\bar{\epsilon}_{(001)} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & \epsilon_{13} \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ \epsilon_{31} & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix}$$

ifadesi koyulacak olursa, (3.30) ifadesi,

$$\begin{bmatrix} q^2 E_x \\ 0 \\ q^2 E_z \end{bmatrix} - \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & \epsilon_{13} \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ \epsilon_{31} & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0$$

$$\begin{bmatrix} q^2 E_x \\ 0 \\ q^2 E_z \end{bmatrix} - \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} \epsilon_{11} E_x + \epsilon_{13} E_z \\ \epsilon_{22} E_y \\ \epsilon_{31} E_x + \epsilon_{33} E_z \end{bmatrix} = 0$$

$$q^2 \begin{bmatrix} \mathbf{E}_x \\ 0 \\ \mathbf{E}_z \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} \epsilon_{11}\mathbf{E}_x + \epsilon_{13}\mathbf{E}_z \\ \epsilon_{22}\mathbf{E}_y \\ \epsilon_{31}\mathbf{E}_x + \epsilon_{33}\mathbf{E}_z \end{bmatrix}$$

$$\frac{q^2 c^2}{\omega^2} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_x \\ 0 \\ \mathbf{E}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_{11}\mathbf{E}_x + \epsilon_{13}\mathbf{E}_z \\ \epsilon_{22}\mathbf{E}_y \\ \epsilon_{31}\mathbf{E}_x + \epsilon_{33}\mathbf{E}_z \end{bmatrix}$$

şeklinde olacaktır. Burada  $\eta^2 = \frac{q^2 c^2}{\omega^2}$  yazılırsa,

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{11}\mathbf{E}_x + \epsilon_{13}\mathbf{E}_z \\ \epsilon_{22}\mathbf{E}_y \\ \epsilon_{31}\mathbf{E}_x + \epsilon_{33}\mathbf{E}_z \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \eta^2\mathbf{E}_x \\ 0 \\ \eta^2\mathbf{E}_z \end{bmatrix} = 0$$

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{11}\mathbf{E}_x + \epsilon_{13}\mathbf{E}_z - \eta^2\mathbf{E}_x \\ \epsilon_{22}\mathbf{E}_y \\ \epsilon_{31}\mathbf{E}_x + \epsilon_{33}\mathbf{E}_z - \eta^2\mathbf{E}_z \end{bmatrix} = 0$$

şeklinde olacaktır. Buradan,

$$\begin{bmatrix} (\epsilon_{11} - \eta^2)\mathbf{E}_x + \epsilon_{13}\mathbf{E}_z \\ \epsilon_{22}\mathbf{E}_y \\ \epsilon_{31}\mathbf{E}_x + (\epsilon_{33} - \eta^2)\mathbf{E}_z \end{bmatrix} = 0$$

yazılabilir. Buradan sanal kırma indisinin çözülebilmesi için her terimin sıfıra eşitlenmesi gerekir.

$$(\epsilon_{11} - \eta^2)\mathbf{E}_x + \epsilon_{13}\mathbf{E}_z = 0$$

$$\epsilon_{31}\mathbf{E}_x + (\epsilon_{33} - \eta^2)\mathbf{E}_z = 0$$

Dielektrik sabitleri daha önce de bulunduğu gibi,

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{33}$$

$$\epsilon_{13} = -\epsilon_{31}$$

olarak yukarıda bulunmuştur. İfade yeniden düzenlenerek, sanal kırma indisi çözülecek olursa,

$$\begin{aligned} & (\epsilon_{11} - \eta^2)(\epsilon_{11} - \eta^2)E_x + \epsilon_{13}E_z = 0 \\ & -\epsilon_{13}[-\epsilon_{13}E_x + (\epsilon_{11} - \eta^2)E_z = 0] \\ \hline & (\epsilon_{11} - \eta^2)^2 E_x + \epsilon_{13}(\epsilon_{11} - \eta^2)E_z = 0 \\ & \epsilon_{13}^2 E_x - \epsilon_{13}(\epsilon_{11} - \eta^2)E_z = 0 \end{aligned}$$

$$(\epsilon_{11} - \eta^2)^2 E_x + \epsilon_{13}^2 E_x = 0$$

$$\epsilon_{11} - \eta^2 = \sqrt{-\epsilon_{13}^2}$$

$$\epsilon_{11} - \eta^2 = i \cdot \epsilon_{13}$$

sanal kırma indisi

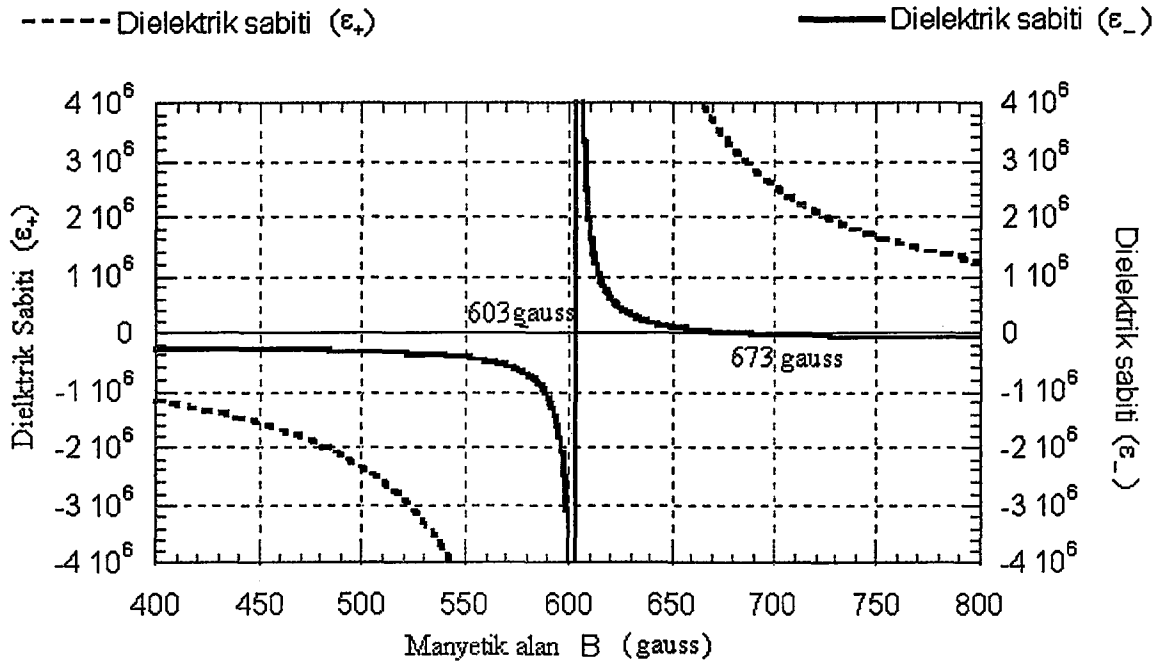
$$\epsilon_{\pm} = \eta_{\pm}^2 = \epsilon_{11} \pm i\epsilon_{13} \quad (3.53)$$

olarak bulunur. Grafiklerimizde sanal kırma indisinin  $\epsilon_+$  ve  $\epsilon_-$  şeklinde ayrı ayrı çizilmiştir. Burada  $\epsilon_+$  ve  $\epsilon_-$  sırasıyla, xz düzleminde sağ ve sol dairesel polarize olmuş durumları göstermektedir.

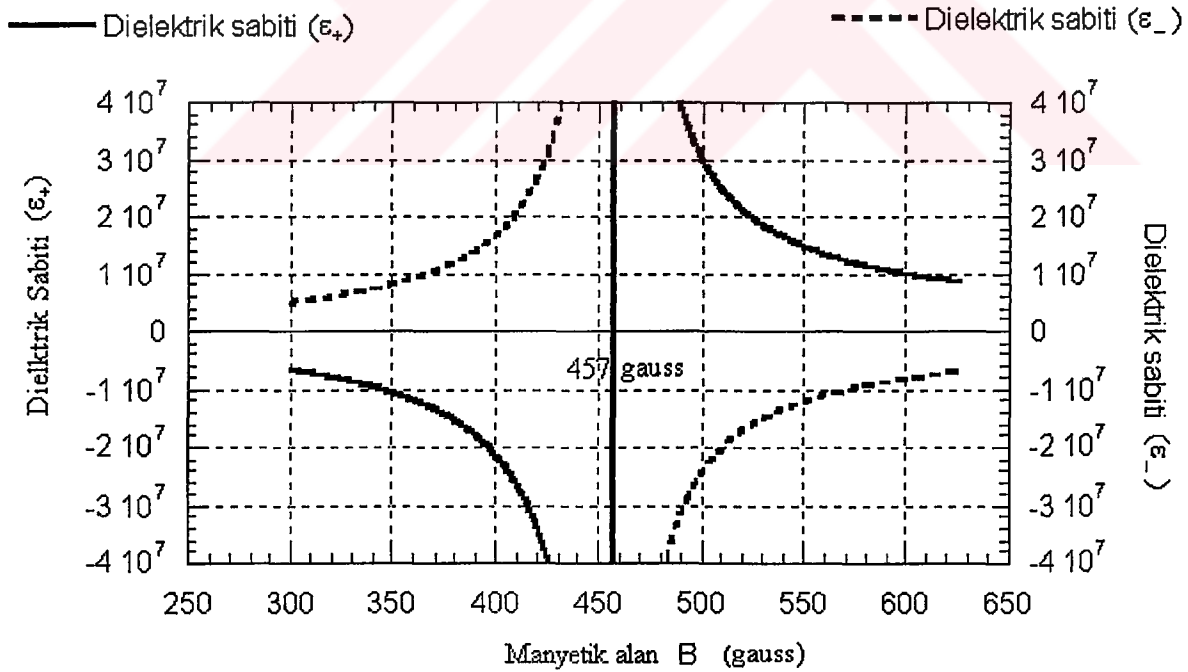
Grafikler çizilirken yapılan hesaplamalarda Çizelge 3.1 'deki değerler kullanılmıştır. Şekil 3.7 'da  $x = 0.15$  değerinde dielektrik sabiti  $\epsilon_-$  ve  $\epsilon_+$  'nin, uygulanan manyetik alanla değişimi görülmektedir. Burada görüldüğü her iki durum için de 603 gauss değerine kadar dielektrik sabiti negatif değer almaktadır. Ancak bu değerden sonra aniden pozitif bir değer almaya başlamaktadır. Bir önceki bölümde de bahsedildiği gibi, o noktada bir siklotron rezonansının olduğu görülmektedir. Yani numune bu bölgede tamamen yansıtıcı haldedir. Dielektrik sabiti pozitif değer alınca numune gelen elektromanyetik dalgayı iletmekte ve geçirgen olmaktadır. Bu durum  $\epsilon_-$  için manyetik alanın 678 gauss değerine kadar sürmektedir. Bu değerden sonra ise dielektrik sabiti yine negatif değer almakta ve numune tekrar yansıtıcı

olmaktadır. Bu noktada dielektrik bozulma (anomali) vardır. Buna karşılık  $\epsilon_+$ 'nin bir dielektrik anomali noktası gözlenmemiştir. Şekil 3.8 'da  $x = 0.30$  değeri için sanal kırma indisinin manyetik alana göre değişimi her iki durum için görülmektedir. Grafikte görüldüğü gibi her iki durum için de yer alan 457 gauss değerinde  $\epsilon_+$  için bir siklotron rezonansı ve aynı değerde  $\epsilon_-$  için bu değer bir dielektrik anomali özelliği gösteren bir değer olmaktadır. Şekil 3.9 'da ise T. Ichiguchi tarafından yapılan deneysel çalışma sonucunda elde ettiği değişim grafiği görülmektedir.



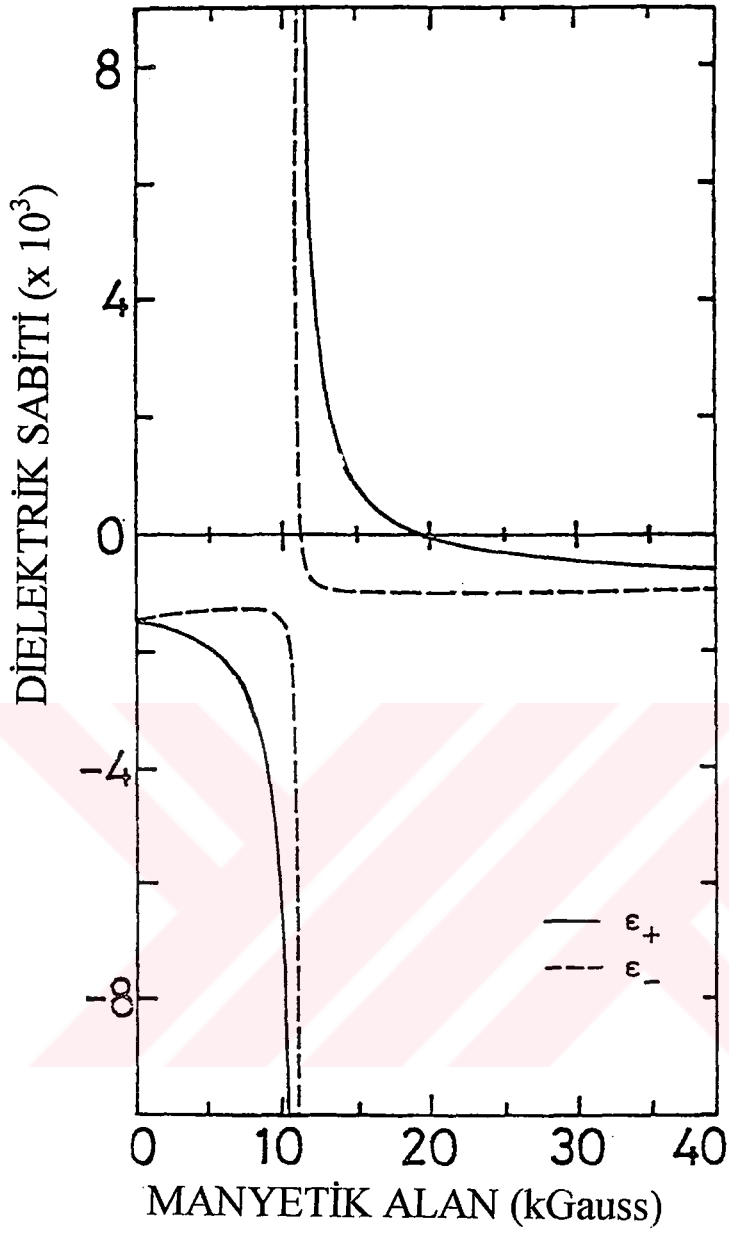


Şekil 3.7: Manyetik alan  $B//\langle 001 \rangle$  doğrultusu boyunca uygulandığında  $x = 0.15$  için dielektrik sabiti ile uygulanan manyetik alanın değişimi



Şekil 3.8: Manyetik alan  $B//\langle 001 \rangle$  doğrultusu boyunca uygulandığında  $x = 0.3$  için dielektrik sabiti ile uygulanan manyetik alanın değişimi





Şekil 3.9: Deneysel olarak bulunan dielektrik sabiti-manyetik alan değişimi grafiği. Burada,  $x = 0.3$  ve elektromanyetik dalganın frekansı  $29.7 \text{ cm}^{-1}$  olarak alınmıştır [1].

### 3.3 Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te 'nin Enerji Band Yapısının Değişiminin İncelenmesi

Bölüm 2.2.2 'de Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te bir IV-VI yarıiletkenini oluşturan PbTe ve SnTe IV-VI yarıiletkenlerinin enerji band yapılarının nasıl olduğu ve hangi fiziksel etkilerle değiştiği hakkında bilgi verilmektedir. Bölüm 2.2.3 'de ise Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te yarıiletkeninin band yapısının nasıl değiştiği hakkında kısa bilgi verilmiştir. Bu bölümde de Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te alaşım yarıiletkeninin enerji band yapısının nasıl değiştiğini ve hangi parametrelerin değişmesi sonucu enerji band aralığının değiştiği incelenecektir. Ayrıca bu bölümde Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te yarıiletkeninin yapısal ve ferroelektrik faz geçişlerinin nelere bağlı olduğu hakkında bilgi verilecektir.

Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te yarıiletkeninin enerji band aralığının, alaşım oranına (x) ve ortamın sıcaklığına (T) bağlı olduğu bir çok araştırmacı tarafından deneysel olarak ortaya konulmuştur [1,3,25]. Bu yarıiletkenin enerji aralığının değişimini aşağıda verilen ifadelerde ki gibi olduğunu bulmuşlardır.

$$E_g = 171.5 - 539x + \sqrt{(12.8)^2 + 0.19(T + 20)^2} \quad (3.54) [3]$$

$$E_g = 171.5 - 535x + \sqrt{(12.8)^2 + 0.19(T + 20)^2} \quad (3.55)[25]$$

$$E_g = 187 + 0.0485T - 543x + 20x^2 \quad (3.56)[25]$$

$$E_g = 190 - 543x + \frac{0.045T^2}{T + 50} \quad (3.57)[25]$$

$$E_g = 187 - 543x + 2x^2 \quad (3.58) [1]$$

Bu ifadeler incelendiğinde, aralarında çok büyük farklılıkların olmadığı görülür. Ancak bazı deneysel sonuçlarla en iyi uyuşan ifade (3.54) ifadesidir. Biz bu ifadeyi kullanarak, alaşım oranı ve sıcaklığa bağlı olarak enerji aralığının değişimini inceledik. (3.58) ifadesi T = 4.2 K sıcaklığı için çıkarılmış enerji band aralığı ifadesidir.

$T = 4.2$  K sıcaklığında enerji band aralığının sıfır olduğu alaşım oranı değeri  $x = 0.35$  dir. T. Ichiguchi yaptığı çalışmalarda enerji band aralığının sıfır olduğu bu değerde bir yapısal faz geçişi olduğunu ve aynı zamanda bir ferroelektrik faz geçişinin gözlemlendiğini belirlemiştir [1].

$Pb_{1-x}Sn_xTe$  'nin valans bandı maksimumu,  $L_6^+$  noktasında iken iletkenlik bandı minimumu  $L_6^-$  noktasındadır . Düşük sıcaklıklarda alaşım oranının artması sonunda  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  'nin enerji aralığı yaklaşık olarak PbTe 'nin enerji aralığı olan  $E_g = 187$  meV değerinden  $E_g = 0$  eV 'e düşer. Daha sonra  $L_6^+$  ve  $L_6^-$  noktalarının yer değiştirmesi sonucunda (band inversiyonu) enerji aralığı SnTe 'nin enerji aralığı olan  $E_g = 330$  meV değerine doğru artmaya başlar [3].  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkenini oluşturan yarıiletkenlerin enerji band aralıklarının sıcaklıkla değişimi daha önceki bölümlerde bahsedilmişti. Yani PbTe 'nin enerji band aralığı sıcaklıkla doğru orantılı olarak artarken, SnTe 'de ise enerji band aralığı sıcaklıkla ters orantılıdır, yani sıcaklık arttıkça enerji band aralığı küçülür. SnTe 'nin kritik sıcaklığı P. B. Littlewood tarafından yaklaşık olarak  $T = 70$  K olduğu ifade edilmiştir [26].

Sabit alaşım oranı değerinde numunenin bulunduğu ortamın sıcaklığı belirli bir kritik değerin altına düşürülürse, bu yarıiletkeninin kristal yapısı rombohedral arsenik (As) yapıya doğru bozular. Sabit sıcaklık için alaşım oranı arttırıldığında ise numunenin kristal yapısı yine değişir ve kritik bir alaşım oranı değerinde ( $T = 77$  K için bu değer  $x = 0.4$  'tür. [26]) yapı rombohedral yapıya bozular. Bunun yanı sıra eğer yumuşak enine fononların frekansı ( $\omega_{TO} \approx 0$ ) sıfır olursa bu yapı değişikliği yanında ferroelektrik faz geçişi de olur [1].

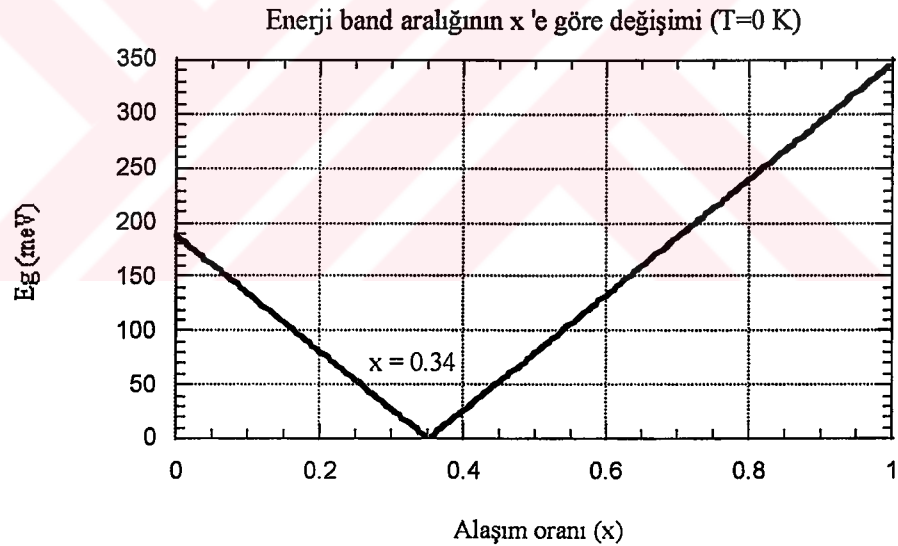
$Pb_{1-x}Sn_xTe$  için enerji band aralığı sıcaklığa ve alaşım oranına bağlıdır. Enerji band aralığının sıfır olduğu kritik durumlar teorik olarak incelenmiştir.

Bu eşitliklerden, sabit sıcaklıklarda hesaplanan enerji aralığı ( $E_g$ ) değerleri belirli bir noktadan sonra eksi değere almaya başlar. Çünkü bu ifadeler, alaşım oranı ( $x$ ) 'in küçük değerleri için  $E_g = E(L_6^-) - E(L_6^+)$  ifadesinden yola çıkılarak türetilmiştir. Daha önce de ifade edildiği gibi kritik noktadan sonra yapı SnTe

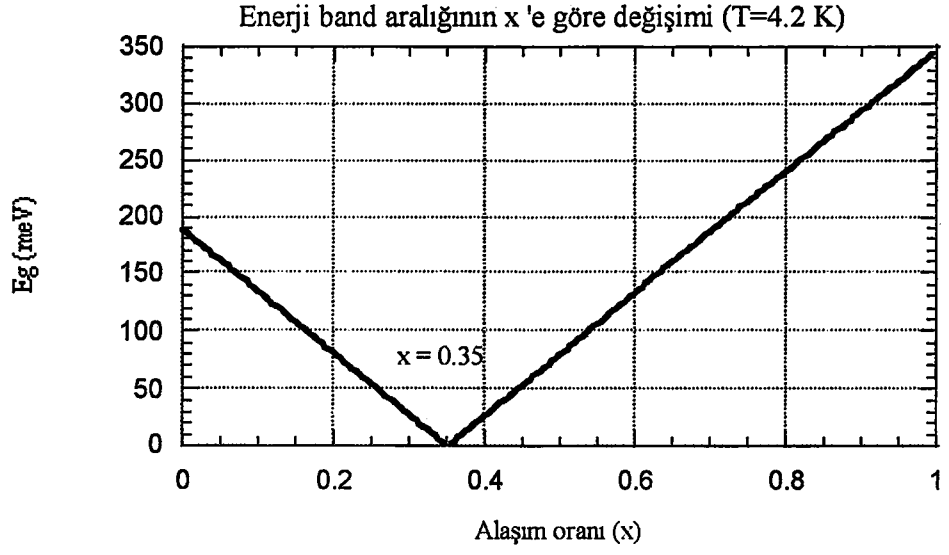
yapısına benzemeye başlar. Bu yüzden artık enerji aralığı ifadesi  $E_g = E(L_6^+) - E(L_6^-)$  şeklinde olur. Çünkü iletkenlik ile valans bandının buldukları noktalar yer değiştirmiştir.

Şekilde görüldüğü gibi PbTe ve SnTe karıştırılıp alaşım yapılıncaya belirli bir değerde alaşımın enerji band aralığı sıfır olmaktadır. Eğer bir benzetme yapacak olursak, sıcaklık arttıkça PbTe 'nin enerji band aralığı artacak buna karşılık SnTe 'nin ki düşecektir. Bu sefer grafiğin kesişme noktası SnTe 'ye daha yakın olacaktır. Yani sıcaklık arttıkça kritik alaşım oranı ( $x_c$ ) da artacaktır.

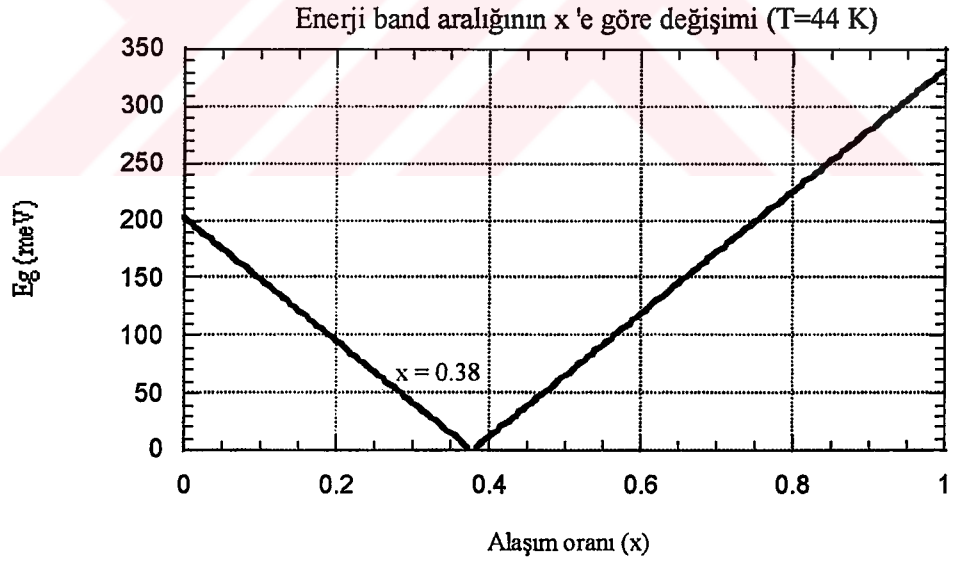
Aşağıdaki grafiklerde enerji band aralığına ( $E_g$ ) bağlı olarak kritik sıcaklık ( $T_c$ ) ve kritik alaşım oranı ( $x_c$ ); sabit sıcaklık ve sabit alaşım oranlarına göre incelenmiştir.



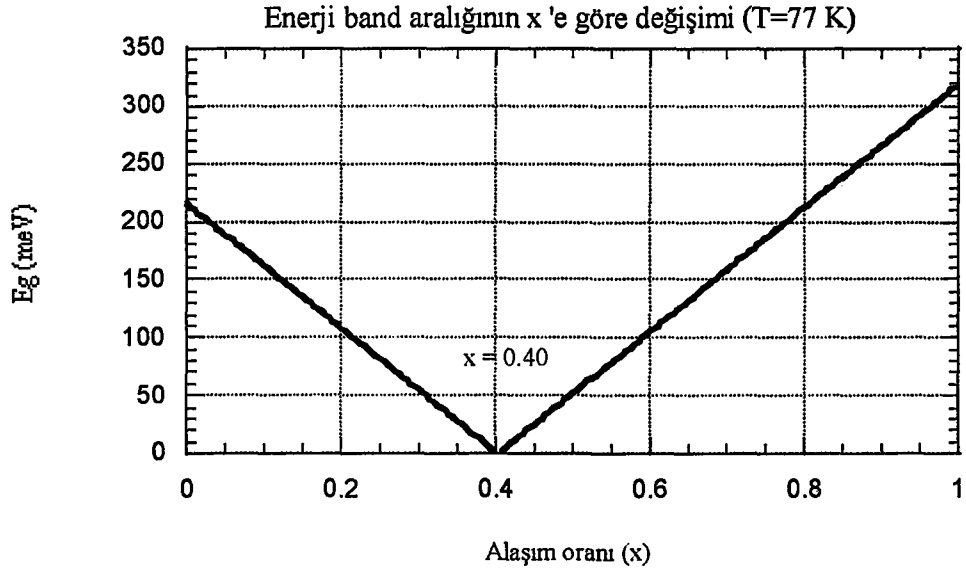
Şekil 3.10:  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeninin sabit  $T= 0$  K sıcaklığında enerji aralığının alaşım oranına bağlı değişimi



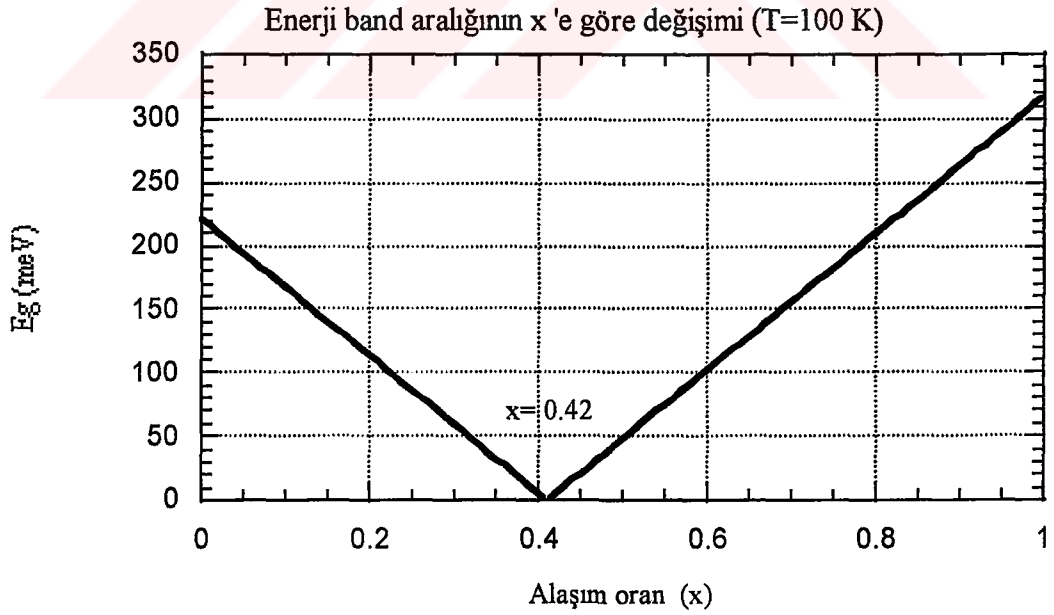
Şekil 3.11:  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeninin sabit  $T= 4.2$  K sıcaklığında enerji aralığının alaşım oranına bağlı değişimi



Şekil 3.12:  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeninin sabit  $T= 44$  K sıcaklığında enerji aralığının alaşım oranına bağlı değişimi



Şekil 3.13:  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeninin sabit  $T= 77$  K sıcaklığında enerji aralığının alaşım oranına bağlı değişimi



Şekil 3.14:  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeninin sabit  $T= 100$  K sıcaklığında enerji aralığının alaşım oranına bağlı değişimi

IV-VI yarıiletkeni olan  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeni yüksek sıcaklıklarda kristal yapı fcc yapıda iken, sıcaklık düşürülünce rombohedral yapıya dönüşmektedir. Elimizde  $x = 0.6$  ve  $x = 0.35$  alaşım oranlarına sahip iki numunemiz olsun. Biz bu numuneleri 70 K sıcaklığında incelemeye çalışırsak, her iki numuneden  $Pb_{0.65}Sn_{0.35}Te$  fcc ve  $Pb_{0.4}Sn_{0.6}Te$ , rombohedral yapıda olacaktır. Çünkü  $Pb_{0.4}Sn_{0.6}Te$ ,  $T = 200$  K 'in altındaki sıcaklıklarda yapısı bozulup rombohedral yapıya dönüşmüştür. Aynı şekilde  $T = 150$  K ve  $T = 77$  K 'lik iki ortamımız olsun. Bu sıcaklıklarda hangi yapının bozulduğunu inceleyelim;  $T = 77$  K sıcaklığına sahip numune  $x = 0.4$  değerinden sonra yapısı rombohedral yapıya bozulmakta, buna karşın  $T = 150$  K sıcaklığındaki aynı numune halen fcc yapıya sahiptir.

Bu yapı ve faz geçişi sıcaklığının; basınca ve taşıyıcı konsantrasyonuna bağlı olduğu A. Natori [20] tarafında teorik olarak ve T. Suski ve arkadaşları [19] tarafından da deneysel olarak çalışılmıştır. Burada taşıyıcı konsantrasyonuyla faz geçiş sıcaklığının arasında ters orantılı bir ilişki olduğu görülmüştür. Taşıyıcı konsantrasyonunun sıfır olduğu değerlerdeki kritik faz geçişi sıcaklığı ve enerji band band aralığının sıfır olduğu kritik band inversiyonu ile sıcaklık arasındaki değişim Raman saçılması deneyleriyle Shimada ve arkadaşları tarafından incelenmiştir [21]. Bu çalışmalarında her iki kritik sıcaklığının, belirli bir alaşım oranı değerine kadar hemen-hemen aynı olduğu, ancak bir noktadan sonra taşıyıcı konsantrasyonunun sıfır olduğu değerdeki faz geçiş sıcaklığının yaklaşık sabit kaldığı, buna karşılık band aralığının sıfır olduğu kritik sıcaklığın alaşım oranıyla doğru orantılı olarak arttığı görülmüştür [21].

#### 4. SONUÇ VE TARTIŞMA

$Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeni kırmızıötesi bölgede etkin olarak kullanılan bir yarıiletkendir. Bu çalışmada  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  üzerine kırmızıötesi bölgede bir elektromanyetik dalga gönderildiğinde, numunenin bu elektromanyetik dalgaya gösterdiği tepki, uygulanan dış statik manyetik alanın bir fonksiyonu olarak incelenmiştir. Manyetik alan keyfi doğrultuda alındığı zaman sonuçlar oldukça karmaşık olmaktadır. Bu yüzden teorik hesaplamalar manyetik alanın sadece  $\langle 110 \rangle$  ve  $\langle 001 \rangle$  kristal doğrultuları ve elektromanyetik dalga vektörünün ise sürekli  $q // \langle 001 \rangle$  boyunca uygulandığında yapılmıştır. Gerçek uzaydaki koordinat eksenleri de keyfi doğrultuda alınmıştır. Hesaplamalarımızı yaparken saçılma faktörleri dikkate alınmamıştır.

Manyetik alanın uygulanma doğrultularının her biri için sanal kırma indisinin manyetik alanla değişimi incelenmiştir.  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  'nin dielektrik sabitinin manyetik alana bağlı olarak değişim eğrileri incelendiğinde karşımıza iki fiziksel özellik ortaya çıkmıştır. Bunlar siklotron rezonansı ve dielektrik anomalidir.  $\vec{B} // \langle 110 \rangle$  doğrultusu boyunca uygulandığında sanal kırma indisinin olağan ve olağandışı olmak üzere iki durumu ortaya çıkmıştır. Şekil 3.2 ve Şekil 3.3 ile Şekil 3.4 ve Şekil 3.5 'de  $x = 0.15$  ve  $x = 0.3$  değerleri için sırasıyla olağan ve olağandışı durumlar için dielektrik sabiti manyetik alan değişim grafikleri görülmektedir. Aynı zamanda bu grafiklerde siklotron rezonansı ve dielektrik anomali noktaları görülmektedir. Burada, olağan durum, sadece yayılma doğrultusu  $x$  boyunca olan ve dış statik manyetik alana paralel enine bir elektrik alana sahiptir. Bunun yanında ise olağandışı durum, dış statik manyetik alana diktir ve bu durumun elektrik alan vektörünün polarizasyonu, manyetik alana dik olan düzlemdir. Şekil 3.6 'da T. Ichiguchi tarafından yapılan deneysel çalışma sonucunda elde ettiği değişim grafiği görülmektedir. Deneysel çalışmasında uygulanan elektromanyetik dalganın frekansını  $29.7 \text{ cm}^{-1}$  olarak aldığından siklotron rezonansı ve dielektrik anomali noktaları farklı manyetik alan değerlerinde gözlenmiştir. Ancak değişim grafiğinin



gidişatı bakımından deneysel sonuçlar ile teorik çalışmanın sonuçlarının uyum içinde olduğunu söyleyebiliriz [1].

Buna karşılık manyetik alan  $\bar{B} // q // <001>$  için ise farklı olarak xz düzleminde sağ ( $\epsilon_+$ ) ve sol ( $\epsilon_-$ ) dairesel polarize olmuş iki durum ortaya çıkmıştır. Şekil 3.7 ve Şekil 3.8 'de  $x = 0.15$  ve  $x = 0.3$  değerlerinde sağ ve sol polarize olmuş durum için grafikleri çizilmiştir. Şekil 3.9 'da ise deneysel olarak bulunmuş sonuçlar vardır. Görüldüğü gibi teori ve deney birbirine uymaktadır.

Elde ettiğimiz grafiklerdeki dielektrik sabitinin manyetik alana bağlı değişimi bize iki önemli olay hakkında bilgi vermektedir. Bu iki olayın gözlemlendiği manyetik alan değerleri, numunenin gelen elektromanyetik dalgayı geçirdiği (iletmediği) ya da yansıttığı değerleri verir. Bu da  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  'nin kırmızıötesi bölgede çalışan bir detektör olarak kullanılmasını mümkün kılmaktadır. Değişim eğrileri de göz önünde tutulacak olursa,  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeni, siklotron rezonansının gözlemlendiği manyetik alan değeri ile dielektrik anomalinin gözlemlendiği manyetik alan değeri arasında çalışabilen bir elektromanyetik alan detektörü yani bir foto detektör olarak kullanılabilir. Ayrıca uygulanan elektromanyetik alanın frekansı uygun aralıkta seçilerek bir manyetik alan detektörü olarak da kullanmak mümkün olacaktır. Detektörün çalışma aralığı ayrıca alaşım oranı x 'e de bağlı olarak değişmektedir. Bu çalışmada alaşım oranının  $x = 0.15$  ve  $x = 0.3$  için, detektörün çalışabileceği manyetik alan değerlerini vermektedir.

$Pb_{1-x}Sn_xTe$  yarıiletkeni hakkında elde ettiğimiz sonuçların dışında, bu yarıiletken hakkında gerekli birkaç bilgi daha vermek amacıyla yapılan bazı çalışmaları dikkate alarak [1,3,25],  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  'nin enerji band yapısının sıcaklığa (T) ve alaşım oranına (x) bağlı değişim grafikleri çizilmiştir.

## EK 1: GRUP HIZI VE ETKİN KÜTLE İFADESİNİN ELDE EDİLMESİ

Enerji ve momentum arasındaki ilişkiden

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = \frac{P^2}{2m^*} \quad (\text{Ek 1.1})$$

$$\frac{dE}{dk} = \frac{\hbar^2 k}{m^*} = \frac{\hbar}{m^*} P \quad (\text{Ek 1.2})$$

ifadesi elde edilir. (Ek 1.2) 'den

$$\frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk} = \frac{P}{m} = v_g \quad (\text{Ek 1.3})$$

sonucuna ulaşılır. Burada  $v_g$ , parçacığın grup hızıdır. (Ek 1.2) ifadesinin  $k$  'ya göre bir daha türevi alınırsa

$$\frac{d^2E}{dk^2} = \frac{\hbar^2}{m^*} \quad (\text{Ek 1.4})$$

elde edilir. Bu ifade

$$\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2E}{dk^2} = \frac{1}{m^*}$$
$$m^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2E}{dk^2}} \quad (\text{Ek 1.5})$$

şeklinde de ifade edilebilir. Burada  $m^*$ , parçacığın etkin kütesidir.

## EK 2: İLETKENLİK TENSÖRÜ İFADESİNİN ELDE EDİLMESİ

Hareket denklemi,

$$m_0 \overline{m} \left( \frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau} \right) = e\vec{E} + \frac{e}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{Ek 2.1})$$

Burada,

$$\vec{v} = \vec{v}_0 \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{Ek 2.2})$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{Ek 2.3})$$

$$\vec{B} \times \vec{v} \cong \vec{h} \cdot \vec{v} \quad (\text{Ek 2.4})$$

(Ek 2.2), (Ek 2.3) ve (Ek 2.4) ifadeleri (Ek 2.1) 'de yerine yazılırsa,

$$m_0 \overline{m} \left( \frac{d}{dt} (\vec{v}_0 e^{i\omega t}) + \frac{\vec{v}_0 e^{i\omega t}}{\tau} \right) = e (\vec{E}_0 e^{i\omega t}) + \frac{e}{c} (\vec{h} \cdot \vec{v}_0 e^{i\omega t})$$

$$m_0 \overline{m} \left( i\omega \vec{v}_0 + \frac{\vec{v}_0}{\tau} \right) = e\vec{E}_0 - \frac{e}{c} \vec{h} \cdot \vec{v}_0 \quad (\text{Ek 2.5})$$

olur. Buradan  $\vec{v}_0$  bulunursa,

$$\vec{v}_0 \left[ m_0 \overline{m} i\omega + \frac{m_0 \overline{m}}{\tau} + \frac{e}{c} \vec{h} \right] = e\vec{E}_0$$

$$\vec{v}_0 = e \frac{\vec{E}_0}{m_0 \overline{m} \left( i\omega + \frac{1}{\tau} \right) + \frac{e}{c} \vec{h}}$$

$$\vec{v}_0 = \frac{e}{m_0} \frac{\vec{E}_0}{m \left( i\omega + \frac{1}{\tau} \right) + \frac{e}{m_0 c} \hbar} \quad (\text{Ek 2.6})$$

$$\vec{J} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E} = ne\vec{v} \quad (\text{Ek 2.7})$$

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{E}_0 e^{i\omega t} = ne\vec{v}_0 e^{i\omega t} \quad (\text{Ek 2.8})$$

(Ek 2.6) ifadesi (Ek 2.8) 'de yerine yazılırsa,

$$\vec{\sigma} \cdot \vec{E}_0 = ne \frac{e}{m_0} \frac{\vec{E}_0}{m \left( i\omega + \frac{1}{\tau} \right) + \frac{e}{m_0 c} \hbar}$$

$$\vec{\sigma} = \frac{ne^2}{m_0} \frac{1}{\left( i\omega + \frac{1}{\tau} \right) \left( m + \frac{e}{m_0 c} \hbar \frac{1}{i\omega + \frac{1}{\tau}} \right)} \quad (\text{Ek 2.9})$$

$$\vec{b} = \frac{e}{m_0 c} \frac{1}{i\omega + \frac{1}{\tau}} \hbar \quad (\text{Ek 2.10})$$

(Ek 2.9) ifadesine (Ek 2.10) ifadesi yerine konulursa iletkenlik tensörü için,

$$\vec{\sigma} = \frac{ne^2}{m_0} \frac{1}{\left( i\omega + \frac{1}{\tau} \right) (\vec{m} + \vec{b})} \quad (\text{Ek 2.11})$$

$$\vec{\sigma} = \sum_j \frac{n_j e^2}{m_0} \frac{1}{i\omega + \frac{1}{\tau}} \frac{1}{(\vec{m} + \vec{b})} \quad (\text{Ek 2.12})$$

ifadesi elde edilir.

### EK 3: MANYETİK ALAN TENSÖRÜNÜN BULUNMASI

Önce manyetik alanın üç bileşeni varken, kullanılması gereken manyetik alan tensörünü bulalım, yani genel tensörü bulalım. Bu durumda manyetik alanın yönü  $\vec{B} // \langle 111 \rangle$  olacaktır.

$$\vec{B} \times \vec{v} \cong \vec{h} \cdot \vec{v} \quad (\text{Ek 3.1})$$

bu ifadedeki eşitlikten yararlanarak  $\vec{h}$  'yi bulalım. Manyetik alan ve hız vektörleri aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\vec{B} = \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} \vec{I}$$

$$\vec{v} = \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} \vec{I}$$

(Ek 3.1) ifadesinde eşitliğin solundaki terim,

$$\vec{B} \times \vec{v} = \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} \vec{I} \times \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} \vec{I}$$

$$\vec{B} \times \vec{v} = \begin{bmatrix} B_y v_z - B_z v_y \\ B_z v_x - B_x v_z \\ B_x v_y - B_y v_x \end{bmatrix} \Rightarrow \vec{B} \times \vec{v} = \begin{bmatrix} 0v_x - B_z v_y + B_y v_z \\ B_z v_x + 0v_y - B_x v_z \\ -B_y v_x + B_x v_y + 0v_z \end{bmatrix} \quad (\text{Ek 3.2})$$

şeklini alır. Eşitliğin sağ tarafındaki terim ise,

$$\begin{aligned}\vec{h} \cdot \vec{v} &= \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{bmatrix} \\ \vec{h} \cdot \vec{v} &= \begin{bmatrix} a_{11}v_x + a_{12}v_y + a_{13}v_z \\ a_{21}v_x + a_{22}v_y + a_{23}v_z \\ a_{31}v_x + a_{32}v_y + a_{33}v_z \end{bmatrix}\end{aligned}\quad (\text{Ek 3.3})$$

şeklindedir. (Ek 3.2) ve (Ek 3.3) ifadeleri (Ek 3.1) 'de yerine yazılırsa,

$$\begin{bmatrix} 0v_x - B_z v_y + B_y v_z \\ B_z v_x + 0v_y - B_x v_z \\ -B_y v_x + B_x v_y + 0v_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11}v_x + a_{12}v_y + a_{13}v_z \\ a_{21}v_x + a_{22}v_y + a_{23}v_z \\ a_{31}v_x + a_{32}v_y + a_{33}v_z \end{bmatrix}$$

olur ve bu eşitlikten faydalanarak  $\vec{h}$  'nin terimleri,

$$\begin{array}{lll} a_{11} = 0 & a_{12} = -B_z & a_{13} = B_y \\ a_{21} = B_z & a_{22} = 0 & a_{23} = -B_x \\ a_{31} = -B_y & a_{32} = B_x & a_{33} = 0 \end{array}$$

şeklinde bulunur.  $\vec{h}$ , manyetik alan tensörü yazılacak olursa,

$$\vec{h} = \begin{bmatrix} 0 & -B_z & B_y \\ B_z & 0 & -B_x \\ -B_y & B_x & 0 \end{bmatrix}\quad (\text{Ek 3.4})$$

şeklinde yazılabilir. (Ek 3.4) ifadesinden yararlanarak;  $\vec{B} // \langle 110 \rangle$  ve  $\vec{B} // \langle 100 \rangle$  için,

$$\vec{h} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & B_y \\ 0 & 0 & -B_x \\ -B_y & B_x & 0 \end{bmatrix}\quad (\text{Ek 3.5})$$

$$\bar{\mathbf{h}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -B_x \\ 0 & B_x & 0 \end{bmatrix}$$

(Ek 3.6)

bulunur.



**EK 4:  $\vec{B} // \langle 110 \rangle // x$  ALINDIĞI ZAMAN HER BİR ELEKTRON CEBİN  
İLETKENLİK TENSÖRÜNÜN BULUNMASI**

**a-cebi:**

Bölüm 3.1 'de a-cebi için etkin kütle tensörü (3.4) ifadesinde,

$$\overline{M}_a = \begin{bmatrix} \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) & \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & 0 \\ \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & \frac{1}{3}(2m_T + m_L) & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix}$$

olarak bulunmuştur. Manyetik alan ise x doğrultusu boyunca olduğu için manyetik alan tensörü olarak (3.9) ifadesine göre sadece x bileşeni alınacaktır. Buna göre,

$$\overline{b} = a \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -B_x \\ 0 & B_x & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -b_0 \\ 0 & b_0 & 0 \end{bmatrix}$$

bulunur. Burada a bir sabittir. (3.4) ifadesinde aşağıdaki kısaltmalar yapılırsa,

$$A = \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) \quad B = \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) \quad C = \frac{1}{3}(2m_T + m_L)$$

ve etkin kütle tensörü ile manyetik alan tensörü toplanacak olursa,

$$G = \overline{M}_a + \overline{b} = \begin{bmatrix} A & B & 0 \\ B & C & -b_0 \\ 0 & b_0 & m_T \end{bmatrix} \quad (\text{Ek 4.1})$$



şeklinde olur. (3.13) ifadesine göre iletkenlik tensörü,

$$\bar{\sigma}_a = \sigma_0 G^{-1} \quad (\text{Ek 4.2})$$

şeklinde olacaktır.

G matrisinin tersini ( $G^{-1}$ ) bulabilmek için, G matrisinin ek 'inin bulunup, sonra transpozunun alınması gereklidir. Buna göre G matrisinin ek 'inin elemanları,

$$g_{11} = (-1)^{1+1} \begin{vmatrix} C & -b_0 \\ b_0 & m_T \end{vmatrix} = Cm_T + b_0^2$$

$$g_{12} = (-1)^{1+2} \begin{vmatrix} B & -b_0 \\ 0 & m_T \end{vmatrix} = -Bm_T$$

$$g_{13} = (-1)^{1+3} \begin{vmatrix} B & C \\ 0 & b_0 \end{vmatrix} = Bb_0$$

$$g_{21} = (-1)^{2+1} \begin{vmatrix} B & 0 \\ b_0 & m_T \end{vmatrix} = -Bm_T$$

$$g_{22} = (-1)^{2+2} \begin{vmatrix} A & 0 \\ 0 & m_T \end{vmatrix} = Am_T$$

$$g_{23} = (-1)^{2+3} \begin{vmatrix} A & B \\ 0 & b_0 \end{vmatrix} = -Ab_0$$

$$g_{31} = (-1)^{3+1} \begin{vmatrix} B & 0 \\ C & -b_0 \end{vmatrix} = -Bb_0$$

$$g_{32} = (-1)^{3+2} \begin{vmatrix} A & 0 \\ B & -b_0 \end{vmatrix} = Ab_0$$

$$g_{33} = (-1)^{3+3} \begin{vmatrix} A & B \\ B & C \end{vmatrix} = AC - B^2$$

olarak bulunur. Yerine yazıldığında,

$$\begin{aligned}
\text{ekG} &= \begin{bmatrix} g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & -Bm_T & Bb_0 \\ -Bm_T & Am_T & -Ab_0 \\ -Bb_0 & Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \\
\text{ekG}^T &= \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & -Bm_T & -Bb_0 \\ -Bm_T & Am_T & Ab_0 \\ Bb_0 & -Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \tag{Ek 4.3}
\end{aligned}$$

şeklinde olacaktır. Bir matrisin tersi,

$$G^{-1} = \frac{\text{ekG}^T}{\det G} \tag{Ek 4.4}$$

ifadesine göre bulunur. G matrisinin determinanı,

$$\det G = \Delta_G = ACm_T - B^2m_T + Ab_0^2 \tag{Ek 4.5}$$

olur. (Ek 4.3) ve (Ek 4.5) ifadeleri (Ek 4.4) ifadesinde yerine yazılırsa,

$$G^{-1} = \frac{1}{\Delta_G} \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & -Bm_T & -Bb_0 \\ -Bm_T & Am_T & Ab_0 \\ Bb_0 & -Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \tag{Ek 4.6}$$

bulunur. Burada,  $\Delta_G$ , G matrisinin determinanıdır. Bulunan (Ek 4.6) ifadesi (Ek 4.2) ifadesinde yerine konulursa, a cebi için iletkenlik tensörü,

$$\bar{\sigma}_a = \frac{\sigma_0}{\Delta_G} \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & -Bm_T & -Bb_0 \\ -Bm_T & Am_T & Ab_0 \\ Bb_0 & -Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \tag{Ek 4.7}$$

olarak bulunur.

**b-cebi:**

a elektron cebi için iletkenlik tensörünün bulunuşuna benzer olarak b cebi için de iletkenlik tensörü bulunur. b cebinin etkin kütle tensörü,

$$\overline{\overline{M}}_b = \begin{bmatrix} \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) & -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & 0 \\ -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & \frac{1}{3}(2m_T + m_L) & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix}$$

olarak daha önce bulunmuştu. Böylece,

$$G = \overline{\overline{M}}_b + \overline{\overline{b}} = \begin{bmatrix} A & -B & 0 \\ -B & C & -b_0 \\ 0 & b_0 & m_T \end{bmatrix}$$

olarak yazılabilir. Şimdide G matrisinin tersini bulamak için ekG matrisinin elemanlarını bulalım,

$$g_{11} = (-1)^{1+1} \begin{vmatrix} C & -b_0 \\ b_0 & m_T \end{vmatrix} = Cm_T + b_0^2$$

$$g_{12} = (-1)^{1+2} \begin{vmatrix} -B & -b_0 \\ 0 & m_T \end{vmatrix} = Bm_T$$

$$g_{13} = (-1)^{1+3} \begin{vmatrix} -B & C \\ 0 & b_0 \end{vmatrix} = -Bb_0$$

$$g_{21} = (-1)^{2+1} \begin{vmatrix} -B & 0 \\ b_0 & m_T \end{vmatrix} = Bm_T$$

$$g_{22} = (-1)^{2+2} \begin{vmatrix} A & 0 \\ 0 & m_T \end{vmatrix} = Am_T$$

$$g_{23} = (-1)^{2+3} \begin{vmatrix} A & B \\ 0 & b_0 \end{vmatrix} = -Ab_0$$

$$g_{31} = (-1)^{3+1} \begin{vmatrix} -B & 0 \\ C & -b_0 \end{vmatrix} = Bb_0$$

$$g_{32} = (-1)^{3+2} \begin{vmatrix} A & 0 \\ -B & -b_0 \end{vmatrix} = Ab_0$$

$$g_{33} = (-1)^{3+3} \begin{vmatrix} A & -B \\ -B & C \end{vmatrix} = AC - B^2$$

olarak bulunur. Yerine yazılacak olursa,

$$ekG = \begin{bmatrix} g_{11} & g_{12} & g_{13} \\ g_{21} & g_{22} & g_{23} \\ g_{31} & g_{32} & g_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & Bm_T & -Bb_0 \\ Bm_T & Am_T & -Ab_0 \\ Bb_0 & Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix}$$

$$ekG^T = \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & Bm_T & Bb_0 \\ Bm_T & Am_T & Ab_0 \\ -Bb_0 & -Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \quad (\text{Ek 4.8})$$

olarak bulunur. Benzer şekilde G matrisinin teri,

$$G^{-1} = \frac{1}{\Delta_G} \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & Bm_T & Bb_0 \\ Bm_T & Am_T & Ab_0 \\ -Bb_0 & -Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \quad (\text{Ek 4.9})$$

olarak bulunur. (Ek 4.2) ifadesine benzer şekilde b cebi için iletkenlik tensörü,

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_b &= \sigma_0 G^{-1} \\ \bar{\sigma}_b &= \frac{\sigma_0}{\Delta_G} \begin{bmatrix} Cm_T + b_0^2 & Bm_T & Bb_0 \\ Bm_T & Am_T & Ab_0 \\ -Bb_0 & -Ab_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{Ek 4.10})$$

olarak bulunur.

Aynı işlemler c ve d cepleri için tekrarlanırsa, c cebi için,

**c-cebi:**

$$\overline{\mathbf{M}}_c = \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3}(2m_T + m_L) & \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) \\ 0 & \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{J} = \overline{\mathbf{M}}_c + \overline{\mathbf{b}} = \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & C & B - b_0 \\ 0 & B + b_0 & A \end{bmatrix} \quad \Delta_J = ACm_T - B^2m_T + b_0^2m_T$$

$$j_{11} = (-1)^{1+1} \begin{vmatrix} C & B - b_0 \\ B + b_0 & A \end{vmatrix} = AC - B^2 + b_0^2$$

$$j_{12} = (-1)^{1+2} \begin{vmatrix} 0 & B - b_0 \\ 0 & A \end{vmatrix} = 0$$

$$j_{13} = (-1)^{1+3} \begin{vmatrix} 0 & C \\ 0 & B + b_0 \end{vmatrix} = 0$$

$$j_{21} = (-1)^{2+1} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ B + b_0 & A \end{vmatrix} = 0$$

$$j_{22} = (-1)^{2+2} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ 0 & A \end{vmatrix} = Am_T$$

$$j_{23} = (-1)^{2+3} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ 0 & B + b_0 \end{vmatrix} = -m_T(B + b_0)$$

$$j_{31} = (-1)^{3+1} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ C & B - b_0 \end{vmatrix} = 0$$

$$j_{32} = (-1)^{3+2} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ 0 & B - b_0 \end{vmatrix} = -m_T(B - b_0)$$

$$j_{33} = (-1)^{3+3} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ 0 & C \end{vmatrix} = Cm_T$$

$$ek\mathbf{J} = \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & -m_T(B + b_0) \\ 0 & -m_T(B - b_0) & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$ekJ^T = \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & -m_T(B - b_0) \\ 0 & -m_T(B + b_0) & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$J^{-1} = \frac{ekJ^T}{\det J}$$

$$J^{-1} = \frac{1}{\Delta_J} \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & -m_T(B - b_0) \\ 0 & -m_T(B + b_0) & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$\bar{\sigma}_c = \frac{\sigma_0}{\Delta_J} \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & -m_T(B - b_0) \\ 0 & -m_T(B + b_0) & Cm_T \end{bmatrix}$$

olarak bulunur.

**d-cebi:**

$$\bar{M}_d = \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3}(2m_T + m_L) & -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) \\ 0 & -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) \end{bmatrix}$$

$$J = \bar{M}_d + \bar{b} = \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & C & -(B + b_0) \\ 0 & b_0 - B & A \end{bmatrix} \quad \Delta_J = ACm_T - B^2m_T + b_0^2m_T$$

$$j_{11} = (-1)^{1+1} \begin{vmatrix} C & -(B + b_0) \\ b_0 - B & A \end{vmatrix} = AC - B^2 + b_0^2$$

$$j_{12} = (-1)^{1+2} \begin{vmatrix} 0 & -(B + b_0) \\ 0 & A \end{vmatrix} = 0$$

$$j_{13} = (-1)^{1+3} \begin{vmatrix} 0 & C \\ 0 & b_0 - B \end{vmatrix} = 0$$

$$j_{21} = (-1)^{2+1} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ b_0 - B & A \end{vmatrix} = 0$$

$$j_{22} = (-1)^{2+2} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ 0 & A \end{vmatrix} = Am_T$$

$$j_{23} = (-1)^{2+3} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ 0 & b_0 - B \end{vmatrix} = m_T(B - b_0)$$

$$j_{31} = (-1)^{3+1} \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ C & -(B + b_0) \end{vmatrix} = 0$$

$$j_{32} = (-1)^{3+2} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ 0 & -(B + b_0) \end{vmatrix} = m_T(B + b_0)$$

$$j_{33} = (-1)^{3+3} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ 0 & C \end{vmatrix} = Cm_T$$

$$ekJ = \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & m_T(B - b_0) \\ 0 & m_T(B + b_0) & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$ekJ^T = \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & m_T(B + b_0) \\ 0 & m_T(B - b_0) & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$J^{-1} = \frac{ekJ^T}{\det J}$$

$$J^{-1} = \frac{1}{\Delta_J} \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & m_T(B + b_0) \\ 0 & m_T(B - b_0) & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$\bar{\sigma}_d = \frac{\sigma_0}{\Delta_J} \begin{bmatrix} AC - B^2 + b_0^2 & 0 & 0 \\ 0 & Am_T & m_T(B + b_0) \\ 0 & m_T(B - b_0) & Cm_T \end{bmatrix}$$

olarak bulunur.

**EK 5:  $\bar{\mathbf{B}} // \langle 001 \rangle // y$  ALINDIĞI ZAMAN HER BİR ELEKTRON  
CEBİN İLETKENLİK TENSÖRÜNÜN BULUNMASI**

Manyetik alan  $y$  doğrultusu boyunca olduğu için manyetik alan tensörü olarak (3.9) ifadesine göre sadece  $y$  bileşeni alınacaktır. Buna göre,

$$\bar{\mathbf{b}} = a \begin{bmatrix} 0 & 0 & B_y \\ 0 & 0 & 0 \\ -B_y & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & b_0 \\ 0 & 0 & 0 \\ -b_0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

olacaktır.

**a-cebi:**

a-cebi için etkin kütle tensörü (3.4) ifadesinde verilmiştir. EK 4 'te olduğu gibi,

$$\bar{\sigma}_a = \sigma_0 T^{-1}$$

alınıp  $T^{-1}$  bulunmalıdır.

$$T = \bar{\mathbf{M}}_a + \bar{\mathbf{b}} = \begin{bmatrix} A & B & b_0 \\ B & C & 0 \\ -b_0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \quad (\text{Ek 5.1})$$

Burada  $T$  matrisinin ek 'ini bulmamız gerekiyor. Bunun için ek $T$  matrisinin elemanlarını bulmamız gerekiyor.



$$t_{11} = (-1)^{1+1} \begin{vmatrix} C & 0 \\ 0 & m_T \end{vmatrix} = Cm_T$$

$$t_{12} = (-1)^{1+2} \begin{vmatrix} B & 0 \\ -b_0 & m_T \end{vmatrix} = -Bm_T$$

$$t_{13} = (-1)^{1+3} \begin{vmatrix} B & C \\ -b_0 & 0 \end{vmatrix} = Cb_0$$

$$t_{21} = (-1)^{2+1} \begin{vmatrix} B & b_0 \\ 0 & m_T \end{vmatrix} = -Bm_T$$

$$t_{22} = (-1)^{2+2} \begin{vmatrix} A & b_0 \\ -b_0 & m_T \end{vmatrix} = Am_T + b_0^2$$

$$t_{23} = (-1)^{2+3} \begin{vmatrix} A & B \\ -b_0 & 0 \end{vmatrix} = -Bb_0$$

$$t_{31} = (-1)^{3+1} \begin{vmatrix} B & b_0 \\ C & 0 \end{vmatrix} = -Cb_0$$

$$t_{32} = (-1)^{3+2} \begin{vmatrix} A & b_0 \\ B & 0 \end{vmatrix} = Bb_0$$

$$t_{33} = (-1)^{3+3} \begin{vmatrix} A & B \\ B & C \end{vmatrix} = AC - B^2$$

Her bir terim yerine yazılırsa,

$$ekT = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} & t_{13} \\ t_{21} & t_{22} & t_{23} \\ t_{31} & t_{32} & t_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Cm_T & -Bm_T & Cb_0 \\ -Bm_T & Am_T + b_0^2 & -Bb_0 \\ -Cb_0 & Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix}$$

bulunur. T matrisinin tersini bulurken, bulduğumuz ekT matrisinin transpozisini bulmamız gerekir.

$$ekT^T = \begin{bmatrix} Cm_T & -Bm_T & -Cb_0 \\ -Bm_T & Am_T + b_0^2 & Bb_0 \\ Cb_0 & -Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \quad (\text{Ek 5.2})$$

$$T^{-1} = \frac{ekT^T}{\det T} \quad \det T = \Delta_T = ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T$$

$$T^{-1} = \frac{1}{\Delta_T} \begin{bmatrix} Cm_T & -Bm_T & -Cb_0 \\ -Bm_T & Am_T + b_0^2 & Bb_0 \\ Cb_0 & -Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix}$$

$$\bar{\sigma}_a = \sigma_0 T^{-1}$$

$$\bar{\sigma}_a = \frac{\sigma_0}{\Delta_T} \begin{bmatrix} Cm_T & -Bm_T & -Cb_0 \\ -Bm_T & Am_T + b_0^2 & Bb_0 \\ Cb_0 & -Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix} \quad (\text{Ek 5.3})$$

bulunur.

### **b-cebi:**

b-cebi için etkin kütle tensörü (3.5) ifadesinde verilmiştir. İletkenlik tensörünü bulurken; a-cebinin iletkenlik tensörünü bulurken yapılan işlemlerin aynı yapılacaktır.

$$\bar{M}_b = \begin{bmatrix} \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) & -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & 0 \\ -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & \frac{1}{3}(2m_T + m_L) & 0 \\ 0 & 0 & m_T \end{bmatrix}$$

$$A = \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) \quad B = \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) \quad C = \frac{1}{3}(2m_T + m_L)$$

$$T = \bar{M}_b + \bar{b} = \begin{bmatrix} A & -B & b_0 \\ -B & C & 0 \\ -b_0 & 0 & m_T \end{bmatrix} \quad (\text{Ek 5.4})$$

$$t_{11} = (-1)^{1+1} \begin{vmatrix} C & 0 \\ 0 & m_T \end{vmatrix} = Cm_T$$

$$t_{12} = (-1)^{1+2} \begin{vmatrix} -B & 0 \\ -b_0 & m_T \end{vmatrix} = Bm_T$$

$$t_{13} = (-1)^{1+3} \begin{vmatrix} -B & C \\ -b_0 & 0 \end{vmatrix} = Cb_0$$

$$t_{21} = (-1)^{2+1} \begin{vmatrix} -B & b_0 \\ 0 & m_T \end{vmatrix} = Bm_T$$

$$t_{22} = (-1)^{2+2} \begin{vmatrix} A & b_0 \\ -b_0 & m_T \end{vmatrix} = Am_T + b_0^2$$

$$t_{23} = (-1)^{2+3} \begin{vmatrix} A & -B \\ -b_0 & 0 \end{vmatrix} = Bb_0$$

$$t_{31} = (-1)^{3+1} \begin{vmatrix} -B & b_0 \\ C & 0 \end{vmatrix} = -Cb_0$$

$$t_{32} = (-1)^{3+2} \begin{vmatrix} A & b_0 \\ -B & 0 \end{vmatrix} = -Bb_0$$

$$t_{33} = (-1)^{3+3} \begin{vmatrix} A & -B \\ -B & C \end{vmatrix} = AC - B^2$$

$$ekT = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} & t_{13} \\ t_{21} & t_{22} & t_{23} \\ t_{31} & t_{32} & t_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Cm_T & Bm_T & Cb_0 \\ Bm_T & Am_T + b_0^2 & Bb_0 \\ -Cb_0 & -Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix}$$

$$ekT^T = \begin{bmatrix} Cm_T & Bm_T & -Cb_0 \\ Bm_T & Am_T + b_0^2 & -Bb_0 \\ Cb_0 & Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix}$$

$$T^{-1} = \frac{ekT^T}{\det T} \quad \det T = \Delta_T = ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T$$

$$T^{-1} = \frac{1}{\Delta_T} \begin{bmatrix} Cm_T & Bm_T & -Cb_0 \\ Bm_T & Am_T + b_0^2 & -Bb_0 \\ Cb_0 & Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix}$$

$$\stackrel{=}{\sigma_b} = \sigma_0 T^{-1}$$

$$\stackrel{=}{\sigma_b} = \frac{\sigma_0}{\Delta_T} \begin{bmatrix} Cm_T & Bm_T & -Cb_0 \\ Bm_T & Am_T + b_0^2 & -Bb_0 \\ Cb_0 & Bb_0 & AC - B^2 \end{bmatrix}$$

(Ek 5.5)

bulunur.

**c-cebi:**

c-cebi için etkin kütle tensörü (3.7) ifadesinde verilmiştir.

$$\bar{\mathbf{M}}_c = \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3}(2m_T + m_L) & \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) \\ 0 & \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) \end{bmatrix}$$

$$A = \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) \quad B = \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) \quad C = \frac{1}{3}(2m_T + m_L)$$

$$\mathbf{T} = \bar{\mathbf{M}}_c + \bar{\mathbf{b}} = \begin{bmatrix} m_T & 0 & b_0 \\ 0 & C & B \\ -b_0 & B & A \end{bmatrix} \quad (\text{Ek 5.6})$$

$$t_{11} = (-1)^{1+1} \begin{vmatrix} C & B \\ B & A \end{vmatrix} = AC - B^2$$

$$t_{12} = (-1)^{1+2} \begin{vmatrix} 0 & B \\ -b_0 & A \end{vmatrix} = -Bb_0$$

$$t_{13} = (-1)^{1+3} \begin{vmatrix} 0 & C \\ -b_0 & B \end{vmatrix} = Cb_0$$

$$t_{21} = (-1)^{2+1} \begin{vmatrix} 0 & b_0 \\ B & A \end{vmatrix} = Bb_0$$

$$t_{22} = (-1)^{2+2} \begin{vmatrix} m_T & b_0 \\ -b_0 & A \end{vmatrix} = Am_T + b_0^2$$

$$t_{23} = (-1)^{2+3} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ -b_0 & B \end{vmatrix} = -Bm_T$$

$$t_{31} = (-1)^{3+1} \begin{vmatrix} 0 & b_0 \\ C & B \end{vmatrix} = -Cb_0$$

$$t_{32} = (-1)^{3+2} \begin{vmatrix} m_T & b_0 \\ 0 & B \end{vmatrix} = -Bm_T$$

$$t_{33} = (-1)^{3+3} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ 0 & C \end{vmatrix} = Cm_T$$

$$e_k T = \begin{bmatrix} AC - B^2 & -Bb_0 & Cb_0 \\ Bb_0 & Am_T + b_0^2 & -Bm_T \\ -Cb_0 & -Bm_T & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$e_k T^T = \begin{bmatrix} AC - B^2 & Bb_0 & -Cb_0 \\ -Bb_0 & Am_T + b_0^2 & -Bm_T \\ Cb_0 & -Bm_T & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$T^{-1} = \frac{e_k T^T}{\det T} \quad \det T = \Delta_T = ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T$$

$$T^{-1} = \frac{1}{\Delta_T} \begin{bmatrix} AC - B^2 & Bb_0 & -Cb_0 \\ -Bb_0 & Am_T + b_0^2 & -Bm_T \\ Cb_0 & -Bm_T & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$\bar{\sigma}_c = \frac{\sigma_0}{\Delta_T} \begin{bmatrix} AC - B^2 & Bb_0 & -Cb_0 \\ -Bb_0 & Am_T + b_0^2 & -Bm_T \\ Cb_0 & -Bm_T & Cm_T \end{bmatrix} \quad (\text{Ek 5.7})$$

bulunur.

### **d-cebi:**

d-cebi için etkin kütle tensörü (3.8) ifadesinde verilmiştir.

$$\bar{M}_d = \begin{bmatrix} m_T & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3}(2m_T + m_L) & -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) \\ 0 & -\frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) & \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) \end{bmatrix}$$

$$A = \frac{1}{3}(m_T + 2m_L) \quad B = \frac{\sqrt{2}}{3}(m_T - m_L) \quad C = \frac{1}{3}(2m_T + m_L)$$

$$T = \bar{M}_d + \bar{b} = \begin{bmatrix} m_T & 0 & b_0 \\ 0 & C & -B \\ -b_0 & -B & A \end{bmatrix} \quad (\text{Ek 5.8})$$

$$t_{11} = (-1)^{1+1} \begin{vmatrix} C & -B \\ -B & A \end{vmatrix} = AC - B^2$$

$$t_{12} = (-1)^{1+2} \begin{vmatrix} 0 & -B \\ -b_0 & A \end{vmatrix} = Bb_0$$

$$t_{13} = (-1)^{1+3} \begin{vmatrix} 0 & C \\ -b_0 & -B \end{vmatrix} = Cb_0$$

$$t_{21} = (-1)^{2+1} \begin{vmatrix} 0 & b_0 \\ -B & A \end{vmatrix} = -Bb_0$$

$$t_{22} = (-1)^{2+2} \begin{vmatrix} m_T & b_0 \\ -b_0 & A \end{vmatrix} = Am_T + b_0^2$$

$$t_{23} = (-1)^{2+3} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ b_0 & -B \end{vmatrix} = Bm_T$$

$$t_{31} = (-1)^{3+1} \begin{vmatrix} 0 & b_0 \\ C & -B \end{vmatrix} = -Cb_0$$

$$t_{32} = (-1)^{3+2} \begin{vmatrix} m_T & b_0 \\ 0 & -B \end{vmatrix} = Bm_T$$

$$t_{33} = (-1)^{3+3} \begin{vmatrix} m_T & 0 \\ 0 & C \end{vmatrix} = Cm_T$$

$$ekT = \begin{bmatrix} AC - B^2 & Bb_0 & Cb_0 \\ -Bb_0 & Am_T + b_0^2 & Bm_T \\ -Cb_0 & Bm_T & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$ekT^T = \begin{bmatrix} AC - B^2 & -Bb_0 & -Cb_0 \\ Bb_0 & Am_T + b_0^2 & Bm_T \\ Cb_0 & Bm_T & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$T^{-1} = \frac{ekT^T}{\det T} \quad \det T = \Delta_T = ACm_T + Cb_0^2 - B^2m_T$$

$$T^{-1} = \frac{1}{\Delta_T} \begin{bmatrix} AC - B^2 & -Bb_0 & -Cb_0 \\ Bb_0 & Am_T + b_0^2 & Bm_T \\ Cb_0 & Bm_T & Cm_T \end{bmatrix}$$

$$\bar{\sigma}_d = \frac{\sigma_0}{\Delta_T} \begin{bmatrix} AC - B^2 & -Bb_0 & -Cb_0 \\ Bb_0 & Am_T + b_0^2 & Bm_T \\ Cb_0 & Bm_T & Cm_T \end{bmatrix}$$

(Ek 5.9)

bulunur.

## KAYNAKÇA

- [1] Ichiguchi, T., “Investigation of lattice properties and band-edge structures in  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  by submillimeter-magneto spectroscopy”, Ph. D tezi, The Osaka University, Japonya, (1981)
- [2] Hashimoto, M., Shiota, I., Ohashi, O., Isoda, Y., Imai, Y., Shinohara, Y., Nishida, I. A., Pro. 17<sup>th</sup> Int. Conf. Thermoelectrics (ICT '98), Nagoya, 1998
- [3] Lazarczyk, P., Radchenko, M. V., Lashkarev, G., V., Story, T., Dybko, K. and Galazka R., P., “Determination of the band structure of  $Pb_{1-x-y}Sn_yMn_xTe$  semimagnetic semiconductors from thermoelectric power studies.”, *Semiconductor Science Technology*, **13**, (1998)
- [4] Pascher, H., Bauer, G. and Clemens, H., “Spin resonant optical four wave mixing in  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  epitaxial layers and in  $Pb_{1-x}Sn_xTe/PbTe$  superlattices”, *Solid State Communications*, **55 (8)**, (1985)
- [5] Khodr, M. F., McCann, P. J. and Mason, B. A., “Effects of band nonparabolicity on the gain and current density in  $EuSe-PbSe_{0.78}Te_{0.22}-EuSe$  IV-VI semiconductor quantum-well lasers”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **32 (2)**, (1996)
- [6] Özalp (Gökden), S. “Kurşun tellür’ün (PbTe) magneto optiksel absorpsiyonunun incelenmesi”, Ph. D. tezi, Uludağ Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Bursa, (1996)
- [7] Suski, T., Baj, M., Zuczkowski, W., Kobayashi, K. L. I. And Komatsubara, K. F., “Pressure induced phase transition in  $PbSnTe$ ”, *Solid State Communications*, **30**, (1979)
- [8] Shimada, T., Kobayashi, K. L. I., Katayama, Y. and Komatsubara, K.F., ”Soft-phonon-induced raman scattering in IV-VI compounds”, *Physical Review Letters*, **39 (3)**, (1977)
- [9] Sugai, S., Muresa, K. Katayama, S., Takaoka, S., Nishi, S. and Kawamura, H., “Carrier density dependence of soft TO-phonon in  $SnTe$  by raman scattering”, *Solid State Communications*, **24**, (1977)

- [10] Ferreira, S. O., Abramof, E., Pappl, P. H. O., Ueta, A. Y., Closs, H., Boschetti, C., Notisuke, P. and Bandeira, I. N., "Reciprocal space maps of PbTe/SnTe superlattices", *Journal of Applied Physics*, **84** (7), (1998)
- [11] Kriechbaum, M., Kocevar, P., Hascher, H. and Bauer, G., "PbTe/Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te ( $x \leq 0.18$ ) multiquantum wells: magneto-optics, four-wave mixing and band structure", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **24**(8), (1988)
- [12] Pierret, R. F., Modular Series on Solid State Devices, ed. Gerold W. Neudeck, vol. 1, Addison-Wesley, s: 73-74, 1988
- [13] Callaway, J., Quantum Theory of the Solid State, ed. Hardcover 2nd edition, Academic Press., 1991
- [14] Numata, H. and Uemara, Y., "Analysis of cyclotron absorption in lead telluride", *Journal of the Physical Society of Japan*, **19**, (1964)
- [15] McKnight, S. W., "Far infrared cyclotron resonance in semiconducting lead telluride", Ph. D. tezi, University of Maryland, College park, Maryland, (1977)
- [16] Lebedev, A. I. and Sluchinskaya, I. A. "Unusual phase transitions in Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te<sub>1-y</sub>Se<sub>y</sub> and Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te<sub>1-y</sub>S<sub>y</sub> crystals induced by Sn off-center ions.", *Ferroelectrics*, **143**, (1993)
- [17] Kriechbaum, M., Ambrosch, K. E., Fanter, E. J., Clemens, H. and Bauer, G., "Electronic structure of PbTe/Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te superlattices", *Physical Review B*, **30**(6), (1984)
- [18] Sitter, H., Lischka, K. and Heinrick, H., "Structure of the second valence band in PbTe", *Physical Review B*, **16**(2), (1977)
- [19] Martinez, G., Schlüter, M. and Cohen, M. L., "Electronic structure of PbSe and PbTe I. Band structures, densities of states and effective masses", *Physical Review B*, **11**(2), (1975)
- [20] Tung, Y. W. and Cohen, M. L., "Relativistic band structure and electronic properties of SnTe, GeTe and PbTe", *Physical Review*, **180**(3), (1969)
- [21] Rabii, S., "Energy-band structure and electronic properties of SnTe", *Physical Review*, **182**(3), (1969)
- [22] Burke, J. R. and Riedi, H. R., "Temperature dependence of the optical absorption edge of p-type SnTe", *Physical Review*, **184**(3), (1969)
- [23] Bernick, R. L. and Kleinman, L., "Energy bands, effective masses and g-factors of the lead salts and SnTe", *Solid State Communications*, **8**, (1970)



- [24] Hong Run-Di, Dow, J. D., Sankey, O. F. and Allgaier, R. S., "Resonant impurity scattering contribution to the mobility of  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ", *Apply Physics Letters*, **68(19)**, (1996)
- [25] Preier, H., "Recent Advances in Lead-Chalcogenide Diode Lasers", *Applied Physics*, **20**, (1979)
- [26] Littlewood, P. B. and Heine, V., "The Infrared effective charge in IV-VI compounds: I. a simple one-dimensional model", *Journal of Physics C: Solid State Physics*, **12**, (1979)

