



**KİNETİK TAŞINMA TEORİSİNİ
KULLANARAK YARI İLETKENLERİN
BAZI ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

ADEM AKKUŞ

DOKTORA TEZİ

FİZİK BÖLÜMÜ

Prof. Dr. İskender ASKEROĞLU

Ekim - 2021

Her hakkı saklıdır

T.C.
TOKAT GAZİOSMANPAŞA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ
FİZİK BÖLÜMÜ

DOKTORA TEZİ

**KİNETİK TAŞINMA TEORİSİNİ KULLANARAK YARI İLETKENLERİN
BAZI ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

ADEM AKKUŞ

TOKAT
Ekim - 2021

Her hakkı saklıdır

ADEM AKKUŞ tarafından hazırlanan “**Kinetik Taşınma Teorisini Kullanarak Yarı İletkenlerin Bazı Özelliklerinin İncelenmesi**” adlı tez çalışmasının savunma sınavı **1 Ekim 2021** tarihinde yapılmış olup aşağıda verilen Jüri tarafından Oy Birliği / Oy Çokluğu ile Tokat Gaziosmanpaşa Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü FİZİK BÖLÜMÜ Anabilim dalında da **Doktora Tezi** olarak kabul edilmiştir.

Jüri Üyeleri

İmza

Danışman

Prof. Dr. İskender ASKEROĞLU

.....

Üye

Prof. Dr. Oktay MUHTAROĞLU

Gaziosmanpaşa Üniversitesi

.....

Üye

Prof. Dr. İbrahim YİĞİTOĞLU

Gaziosmanpaşa Üniversitesi

.....

Üye

Prof. Dr. Behzad BARIŞ

Giresun Üniversitesi

.....

Üye

Prof. Dr. Serdar KARADENİZ

Giresun Üniversitesi

.....

ONAY

.....

Prof. Dr. Mehmet GÜNEŞ
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

---/---/2021

TEZ BEYANI

Tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu tezin yazılmasında bilimsel ahlak kurallarına uyulduğunu, başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunulduğunu, tezin içerdiği yenilik ve sonuçların başka bir yerden alınmadığını, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadığını, tezin herhangi bir kısmının bu üniversite veya başka bir üniversitedeki başka bir tez çalışması olarak sunulmadığını beyan ederim.

ADEM AKKUŞ
1 Ekim 2021

ÖZET

DOKTORA TEZİ

KİNETİK TAŞINMA TEORİSİNİ KULLANARAK YARI İLETKENLERİN BAZI ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

ADEM AKKUŞ

TOKAT GAZİOSMANPAŞA ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FİZİK BÖLÜMÜ

(TEZ DANIŞMANI: PROF. DR. İSKENDER ASKEROĞLU)

Bu çalışmada, genel teorik yaklaşımlardan biri olan kinetik etki teorisini kullanarak yarı iletkenlerin birçok fiziksel özellikleri incelenmiştir. Bir ve iki parametrelili Fermi fonksiyonlarının analitik hesaplanması için yeni çalışmalar, yarı iletkenlerde kinetik etkilerinin ve elektron taşınım olaylarının incelenmesinde büyük rol oynamaktadır. Bir ve iki parametrelili Fermi fonksiyonları üzerine literatürde yapılan yeni gelişmeler zayıf manyetik alan durumunda yarı iletkenlerin standart bölgesi enine Nernst-Ettingshausen etkisinin, Hall katsayısının ve diğer önemli özelliklerinin değerlendirilmesine imkan vermiştir. Yapılan uygulamalarda Guseinov ve Mamedov tarafından yakın zamanda bir ve iki parametrelili Fermi fonksiyonları için geliştirilmiş analitik formüller kullanılmıştır. Bu çalışmanın avantajı, kinetik etki teorisinin gerçek sistemlere uygulanabilmesi için yarı iletkenlerin birçok özelliklerinin hesaplanmasına olanak sağlamasıdır. Kinetik etki teorisini kullanarak zayıf manyetik alanda silisyum (Si) yarı iletkeninin standart bölgesi enine Nernst-Ettingshausen etkisi, elektrik direnci, Seebeck katsayısı ve galyum nitrit (GaN) yarı iletkeninin elektron konsantrasyonu ve germanyum (Ge) yarı iletkeninin Hall etkisi parametrelerin farklı değerlerinde hesaplanmıştır. Uygulanan yaklaşımın, yarı iletkenlerin birçok fiziksel özelliklerinin teorik olarak araştırılmasında çok faydalı olacağı gösterilmiştir. Ayrıca Debye yaklaşımı kullanarak yarı iletkenlerin ısı miktarının sıcaklığa göre değişiminin hesaplanması için literatürde önerilen yeni analitik yaklaşımın uygulaması yapılmıştır. Teknolojik açıdan önemli indiyim arsenit (InAs) ve galyum arsenit (GaAs) yarı iletkenlerine uygulaması yapılmıştır. Bu çalışmadaki formüllerin etkinliğini göstermek için elde ettiğimiz sonuçlar sayısal verilerle karşılaştırılarak uyum sağladığı gösterilmiş ve güvenilirliği tespit edilmiştir.

2021, 60 SAYFA

ANAHTAR KELİMELE: Nernst-Ettingshausen etkisi, Seebeck katsayısı, Hall etkisi, Fermi fonksiyonu.

ABSTRACT

DOCTORATE THESIS

INVESTIGATION OF SOME PROPERTIES OF SEMICONDUCTORS USING KINETIC TRANSPORT THEORY ADEM AKKUŞ

**TOKAT GAZIOSMANPASA UNIVERSITY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES**

DEPARTMENT OF PHYSICS

(SUPERVISOR:)PROF. DR. İSKENDER ASKEROĞLU

In this study, many physical properties of semiconductors were investigated by using the kinetic effect theory, which is one of the general theoretical approaches. New studies for analytical calculation of one and two parameter Fermi functions play a major role in the study of kinetic effects and electron transport phenomena in semiconductors. Recent developments in the literature, such as one- and two-parameter Fermi functions, have allowed the evaluation of the standard region transverse Nernst-Ettingshausen effect, Hall coefficient and other important properties of semiconductors in the case of weak magnetic field. In the applications, analytical formulas developed by Guseinov and Mamedov for one and two parameter Fermi functions have been used recently. The advantage of this work is that new developments in the application of kinetic effect theory allow the calculation of many properties of semiconductors. By using the kinetic effect theory, the standard zone transverse Nernst-Ettingshausen effect of silicon (Si) and germanium (Ge) semiconductors in weak magnetic field, electrical resistance, Hall effect and Seebeck coefficient and gallium nitride (GaN) semiconductor electron concentration were calculated at different values of parameters. It has been shown that the applied method will be very useful in the theoretical investigation of many physical properties of semiconductors. In addition, using the Debye approach, the application of the new analytical approach proposed in the literature has been made to calculate the change of the heat amount of the semiconductors according to the temperature. The approach proposed in the literature has been applied to indium arsenide (InAs) and gallium arsenide (GaAs) semiconductors. Our results were checked with numerical data to show the effectiveness of the formulas in this study.

2021, 60 PAGE

KEYWORDS: Nernst-Ettingshausen effect, Seebeck coefficient, Hall effect, Fermi function.

ÖNSÖZ

Doktora eğitimim ve çalışmamın her aşamasında yol gösteren, yapıcı tavrı ve düşünce tarzıyla bana destek olan, yardımlarını esirgemeyen hocam, tez danışmanım Prof. Dr. İskender ASKEROĞLU'na vermiş olduğu emek için sonsuz teşekkürlerimi ve saygılarımı sunarım.

Prof. Dr. İbrahim YİĞİTOĞLU'na, Prof. Dr. Oktay MUHTAROĞLU'na, Prof. Dr. Serdar KARADENİZ ve Prof. Dr. Behzad BARIŞ'a çalışmamı inceleyip değerli katkıları, eleştiri ve önerileriyle tezimi geliştirmemde yardımcı oldukları için teşekkür ediyorum. Bu çalışma için gönüllü olarak görüşmeyi kabul eden ve sabırla sorularımı dinleyip samimiyetle, içtenlikle cevaplayan, katkılarını sunan katılımcıların her birine ayrı ayrı şükranlarımı sunuyorum. Doktora tezime başladığım günden bu yana doktora eğitimimin her aşamasında destek olan, ufkumu açan, görüşlerine müracaat ettiğim, üzerimde emekleri olan kıymetli hocalarım Prof. Dr. Bahtiyar MEHMETOĞLU, Doç. Dr. Ebru ÇOPUROĞLU ve Dr. Öğr. Üyesi Elif SOMUNCU' ya en içten teşekkürlerimi sunarım.

Yine bu süreçte kendilerine çekinmeden başvurduğum, desteğini hiçbir zaman esirgemeyen, bilgisini, deneyimini ve değerli zamanını benimle paylaşan ve üzerimde emeği geçen tüm bölüm hocalarıma da teşekkürü bir borç bilirim. Bugünlere gelmemde büyük pay sahibi olan, beni yetiştiren, benden maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen canım anneme, babama ve aileme çok müteşekkirim.

Adem AKKUŞ

1 Ekim 2021

İÇİNDEKİLER

Sayfa

ÖZET.....	i
ABSTRACT.....	ii
ÖNSÖZ	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGE VE KISALTMALAR	vi
ŞEKİL LİSTESİ.....	ix
ÇİZELGE LİSTESİ.....	x
1. GİRİŞ	1
2. GENEL BİLGİLER	6
2.1.Yarı İletkenlerin Genel Özellikleri.....	6
2.2. Yarı İletkenlerde Teorik Yaklaşımlar	7
2.2.1. Elektron ve boşluk dağılımı	8
2.2.2. Elektron ve boşluk konsantrasyonları	8
2.2.3. Yarı iletkenlerde enerji seviyesi.....	10
2.2.4. Katkılı yarı iletkenler	12
2.2.5. Katkılı yarı iletkenlerde elektron ve boşlukların dağılımı.....	15
2.2.6. P-tipi yarı iletken madde	18
2.2.7. N-tipi yarı iletken madde	19
2.3. Yarı İletkenlerin Kinetik Etkisi.....	20
2.3.1. Nernst-Ettingshausen etkisi	20
2.3.2. Yarı iletkenlerin Hall etkisi.....	21
2.3.3. Manyetik alanda yarı iletkenler	22
2.3.4. Seebeck katsayısı.....	23
3. MATERYAL VE YÖNTEM.....	25
3.1. Enine Nernst-Ettingshausen Etkisinin Tanımı ve İfadesi	25
3.2. Yarı İletkenlerde Hall Etkisinin Analitik Hesaplanması	26
3.3. Manyetik Alanın Etkisinde Olan Yarı İletkenlerin Direnç	

Değişiminin Hesaplanması.....	28
3.4. Fermi-Dirac Fonksiyonlarını Kullanarak Seebeck Katsayısının Teorik İncelenmesi	28
3.5. İki Parametrelili Fermi-Dirac İntegralinin Hesaplanması	30
3.6. Seebeck Katsayısının Gauss Dağılımına Göre Hesaplanması	34
3.7. Kimyasal Potansiyel.....	36
3.8. Debye Yaklaşımı.....	38
4. BULGULAR	40
4.1. Silisyum (Si) Yarı İletkeninin Standart Bölgesi Enine Nernst-Ettingshausen Etkisinin, Elektrik Özdirencinin, Hall Katsayısı, Seebeck Katsayısının Hesaplanması ve Kimyasal Potansiyele Göre Karşılaştırılması.....	40
4.2. Galyum Nitrit (GaN) Yarı İletkeninin Elektron Konsantrasyonunun Hesaplanması.....	43
4.3. Germanyum (Ge) Yarı İletkeninin Hall Etkisinin Hesaplanması ve Kimyasal Potansiyele Göre Karşılaştırılması.....	46
4.4. İndiyum Arsenit (InAs) ve Galyum Arsenit (GaAs) Yarı İletkenlerinin Isı Kapasitesinin Sıcaklığa Bağlı Olarak Değişmesinin Debye Yaklaşımına Göre İncelenmesi.....	47
5. TARTIŞMA VE SONUÇ	51
6. KAYNAKLAR	54
8. ÖZGEÇMİŞ.....	59

SİMGELER VE KISALTMALAR

Simgeler	Açıklama
W	Watt
Ω	Ohm
K	Kelvin
m	Metre
$f_F(E)$	Fermi-Dirac olasılık fonksiyonu
$g_c(E)$	Kuantum durum yoğunluğu
E_F	Fermi enerjisi
E_{F_i}	Asal Fermi enerjisi
E_v	Valans band enerjisi
E_c	İletim band enerjisi
E	Toplam enerji
$F_a(\eta)$	Fermi fonksiyonu
Q	Enine Nernst-Ettingshausen etkisi
T	Sıcaklık
k	Boltzmann sabiti
n_0	Elektronların termal denge konsantrasyonu
p_0	Boşlukların termal denge konsantrasyonu
m_p^*	Boşluğun etkin kütlesi
m_n^*	Elektronun etkin kütlesi

n_i	Asal taşıyıcı konsantrasyonu
n	Taşıyıcı konsantrasyonu
e	Elektron yükü
C	Işık hızı
A_1	Hall katsayısı
$\rho(H, \eta)$	Yarı iletken direnci
η	Kimyasal potansiyel
H	Manyetik alan
u	Manyetik duygunluk
S	Seebeck katsayısı
$N(E)$	Durum yoğunluğu
τ	Saçılma süresi
L	Çarpışma süresi
β	Parabolik olmayan band
ε_g	Enerji boşluğu
M_0	Sıfırıncı Moment
M_1^{eff}	Etkin birinci moment
C_v	Sabit hacimde öz ısı miktarı
$D\left(\frac{\theta_D}{T}\right)$	Debye fonksiyonu
θ_D	Debye sıcaklığı
N	Avagadro sayısı
G	Gibbs serbest enerjisi

Kısaltmalar	Açıklama
Si	Silisyum
Ge	Germanyum
As	Arsenik
P	Fosfor
B	Bor
Al	Alüminyum
Ga	Galyum
GaN	Galyum Nitrit
Bi	Bizmut
Sb	Antimon
GaAs	Galyum Arsenit
InAs	İndiyum Arsenit
EH	Edvin Hall

ŞEKİL LİSTESİ

<u>Şekil</u>	<u>Sayfa</u>
Şekil 2.1. (a) Germanyum(Ge) yarı iletkeni ve (b) Silisyum (Si) yarı iletkeni.....	6
Şekil 2.2. Hall etkisi.....	21
Şekil 2.3. Seebeck etkisi.....	24
Şekil 4.1. $Q(k, \delta, T, E_f, E_0)$ fonksiyonunun T sıcaklığın değişmesine bağımlılığı $E_f = 2.5eV, E_0 = 3.2eV, k = 8.617 \times 10^{-5} eV.K^{-1}, \delta = 1.2eV$	42
Şekil 4.2. Galyum nitrit (GaN) konsantrasyonunun sıcaklığa göre değişimi.....	44

ÇİZELGE LİSTESİ

<u>Çizelge</u>	<u>Sayfa</u>
Çizelge 4.1. Silisyum (Si) yarı iletkeni için $L_0(\eta)$ fonksiyonunun η kimyasal potansiyele göre hesaplama sonuçlarının nümerik veriler ve literatür ile karşılaştırılması.....	40
Çizelge 4.2. Zayıf manyetik alanın etkisiyle silisyum (Si) yarı iletkenin Hall katsayısının $r = 0$ durumu için η kimyasal potansiyele göre değişmesinin karşılaştırmalı sonuçları.....	41
Çizelge 4.3. Silisyum (Si) yarı iletkenin ρ öz direncinin sıcaklığa göre değişmesinin karşılaştırmalı sonuçları.....	43
Çizelge 4.4. Galyum nitrit (GaN) yarı iletkenin elektron konsantrasyonunun sıcaklığa göre hesaplama sonuçları.....	44
Çizelge 4.5. Germanyum (Ge) yarı iletkenin Hall etkisinin $r = 0$ durumu için η kimyasal potansiyele göre değişmesinin karşılaştırmalı sonuçları (m^3/C).....	47
Çizelge 4.6. Indiyum arsenit (InAs) yarı iletkenin ısı kapasitesinin sıcaklığa göre değişmesi ($\theta_D = 330 \text{ K}$), ($\text{J}/(\text{kg.K})$)	48
Çizelge 4.7. Galyum arsenit (GaAs) yarı iletkenin ısı kapasitesinin sıcaklığa göre değişmesi ($\theta_D = 360 \text{ K}$), ($\text{J}/(\text{kg.K})$)	49

1.GİRİŞ

Maddelerin iletkenlik özelliklerinin belirlenebilmesi bilimsel ve teknolojik çalışmalarda önemli rol oynamaktadır ve günümüze kadar bu özelliklerin incelenebilmesi için birçok bilimsel çalışmalar yapılmıştır (Oncley, 1941; Delhaes, 1979; Sherman, 1987; Gisberg ve ark., 1990; Corondo ve Mascaros, 2005; Paulusen ve ark., 2005). Maddeler iletkenlik özelliklerine göre iletken, yarı iletken ve dielektrik (yalıtkan) olarak üç gruba ayrılırlar.

İletken maddelerin atomlarının son yörüngelerinde (valans yörünge) serbestçe hareket edebilen elektronlar bulunur (Kittel, 2005). Bu elektronlar atom çekirdeğine zayıf olarak bağlıdır ve elektron sayıları dörtten küçüktür. İletken maddelerin atomlarının son yörüngelerindeki bu elektronlar, çekirdeğe bağı çok zayıftır ve serbestçe hareket edebilir. Böylece bir iletken maddeye gerilim uygulandığında, bu elektronlar hareket eden elektronların bir devrede hareket ederek akmasını sağlayan elektrik akımını meydana getirirler. Elektronların çok olduğu eksi kutuptan, elektronların az olduğu artı kutba doğru meydana gelen elektron akışı sonucu, elektrik akımı oluşur. Elektriği iyi ileten maddelere örnek olarak altın, bakır, demir, aküdeki elektrolit gibi maddeler verilebilir.

Bazı maddeler elektrik akımını iletmezler ve bu özelliği gösteren maddelere yalıtkan denir (Kittel, 2005). Yalıtkan maddelerde atomların son yörüngelerindeki elektron sayısı dörtten büyüktür. Elektronların atom çekirdeği ile bağları güçlüdür ve sabit olarak bağlıdır. Son yörüngeleri dolu olan yalıtkan maddeler elektron alış verişi yapamazlar, elektron alış verişi yapma istekleri yoktur (Hippel, 1954; Kittel, 2005). Yalıtkan malzemelere gerilim uygulansa bile, elektronları hareket etmeyeceği için, elektrik akışı ve akımı meydana gelmez. İyi yalıtkan malzemeler: Cam, plastik, PVC, kauçuk, porselen, hava, kuru tahta ve seramiktir. Bazı yalıtkan maddeler günlük hayatta yalıtım malzemesi olarak kullanılmaktadır. Buna otomotivde iletken kabloların dış yüzeyleri yalıtım malzemesi olarak plastik, kauçuk malzeme kaplanması örnek olarak verilebilir.

Yarı iletkenler, dışarıdan bazı elektriksel veya fiziksel etkiyle, iletken veya yalıtkan hale geçebilen maddelere denir (Dikici, 1993; Kittel, 2005). Bu maddeler iletken ve yalıtkan maddelerin arasında bir konumda bulunur. Yarı iletken maddeler elektrik akımına karşı ne iyi bir iletken ne de iyi bir yalıtkan malzeme özelliği gösterirler. Yarı

iletkenler bazı özel şartlar altında iletken durumuna geçen maddeler olarak tanımlanabilir. Silisyum (Si) ve germanyum (Ge) en yaygın bilinen yarı iletkenlerdendir. Silisyum (Si) ve Ge elektronik devrelerde en çok tercih edilen yarı iletken malzemelerdir.

Günümüz bilim ve teknolojisinde yarı iletken malzemeler önemli bir yere sahiptir. Yarı iletken teknolojisindeki gelişmeler bu malzemelere olan talebi her geçen gün arttırmaktadır. Yarı iletken teknolojisinde gelişmelerden dolayı yarı iletken malzemeler elektronik ve bilişim sektöründe en çok tercih edilen ticari bir araç haline gelmiştir. Yarı iletkenlerin teknolojide pek çok kullanım alanı vardır. Yarı iletkenler sensör, mikroçiplerde temel malzeme olarak ve katkı maddesi ilavesi ile elektronik devre elemanı (diyot, transistör, tristör, triyak...) imalatında kullanılırlar. Yangınlarda, gaz analizinde, sağlık alanında hızlı ve doğru sıcaklık ölçümlerinde, vücut sıvısı analizlerinde, uzay teknolojisinde, detektörler, cep telefonları, trafik lambaları, termal kameralar, hedef belirleme ve gece görüşü sistemleri gibi hassas cihazların yapımında da kullanılırlar.

Yarı iletkenlerin fiziksel ve kimyasal özelliklerinin belirlenebilmesi bilimsel ve teknolojik araştırmalarda önemli bir yere sahiptir (Sherman, 1987; Duke, 1993; Alivisatos, 1996; Kim ve Kwon, 2019). Bilindiği gibi yarı iletkenlerin fiziksel ve kimyasal özelliklerinin incelenmesi için pek çok teorik ve deneysel çalışmalar yapılmıştır (Sherman, 1987; Gisberg ve ark., 1990; Fedorych ve ark., 2002; Wu ve ark., 2019).

Yarı iletkenlerin fiziksel özelliklerini incelemek için yapılan teorik çalışmalardan biri de kinetik etki teorisidir. Kinetik teorisi, basıncın moleküller arası statik itmeden kaynaklanmadığını, bunun yerine belli hızlarda hareket eden moleküller arası çarpışmalardan kaynaklandığını dikkate alır. Bu teoriye göre akım taşıyıcılarının bir dış kuvvetin (örneğin sıcaklık gradyanı: Sıcaklığın üç boyutlu uzaydaki değişimidir), elektrik ve manyetik alanlar vs.) etkisi altında kristalde parçacıkların hareketlerini inceleyen, elektriksel iletkenlik, termal iletkenlik, termoelektrik ve termomanyetik etkiler olarak tanımlanan özellikleri taşıma olayları veya kinetik etkiler olarak adlandırılır (Askerov, 1970). Ayrıca bu teori, yarı iletkenlerdeki elektrik iletkenliğini, mevcut taşıyıcı konsantrasyonunu veya elektron sıcaklığı değişimini, ısı iletimini, yük taşıyıcılarının enerji spektrumunu, kristal yapıdaki elektronların hareketini ve enerji bant yapısı gibi özelliklerini incelemektedir (Askerov, 1970; Malevich ve Epshtein, 1976; Askerov, 1994). Elektrik akımını ileten yüklerin birim hacmindeki sayısına yük taşıyıcı konsantrasyonu denir. Elektrik akımını ileten yüklere ise yük taşıyıcıları denir. Yarı

iletkenlerin kinetik etkilerine örnek olarak Nernst-Ettingshausen etkisi, Ettingshausen etkisi, Hall etkisi, Seebeck katsayısı ve Lorenz katsayısı gösterilebilir.

Fizik ve Kimya’da, Nernst-Ettingshausen etkisi elektriksel ilettime izin veren bir malzeme sıcaklık gradyanına ve bu gradyana dik olan dış bir manyetik alana maruz kaldığında gözlemlenen bir termoelektrik veya termomanyetik olaydır (Huebener ve Seher, 1969; Yatsyhyn ve ark, 2015). Bu etki termomanyetik etkilerden biri olarak sınıflandırılır ve saçılma mekaniğinin yoğun bir göstergesidir; 1886 yılında Walter Hermann Nernst ve Albert Von Ettingshausen tarafından keşfedilmiştir. Nernst-Ettingshausen etkisi, mevcut taşıyıcılar örgüdeki düğüm noktalarıyla etkileşime girdiğinde gevşeme süresi ile mevcut taşıyıcıların enerjisi veya hızı arasındaki ilişkiye bağlıdır. Bu nedenle, Nernst-Ettingshausen etkisi mevcut taşıyıcıların saçılma mekanizmasına karşı hassastır. Nernst-Ettingshausen etkisinin incelenmesi mevcut taşıyıcıların hareketliliği ve gevşeme süresi hakkında bilgi vermektedir.

Ettingshausen etkisi, bir ortamda manyetik alan bulunduğunda iletkendeki elektrik akımını etkileyen termoelektrik veya termomanyetik bir olaydır (Ettingshausen ve Nernst, 1886). Ettingshausen etkisinde, malzemeye tersine bir akım ve dikey bir manyetik alan uygulanırken, diğer eksen boyunca bir sıcaklık gradyanı gözlemlenmiştir. Hall etkisi nedeni ile elektronlar uygulanan akıma dik hareket etmeye zorlanır. Elektronların malzemenin bir tarafında birikmesi nedeniyle, çarpışmaların sayısı artar ve malzeme ısınır. Bu olay Ettingshausen etkisi ile incelenir. (Nalva, 2001).

Hall etkisi, 1879’da Edwin Hall tarafından keşfedilen elektrik ve manyetik alanlar ile hareketli yüklere uygulanan kuvvetlerin bir sonucudur. Hall etkisi, bir yarı iletkenin n tipi mi, p tipi mi olduğunu ayırt etmek ve çoğunluk taşıyıcı konsantrasyonunu ve çoğunluk taşıyıcı hareketliliğini (mobilité) ölçmek için kullanılmaktadır. (Neamen, 2003). Ayrıca bu etki birçok mühendislik uygulamalarında da yaygın olarak kullanılmaktadır.

Seebeck katsayısı (termoelektrik güç), bir sıcaklık farkına karşılık olarak uyarılmış bir termoelektrik voltajın değerini belirlemek için önemli bir karakteristik niceliktir. (Blundell ve Blundell, 2009). Seebeck katsayılarına göre belirlenen termoelektrik etkiler,

termoelektrik malzeme boyunca ortaya çıkan sıcaklık farklılığının veya eğiminin elektrik potansiyel farkı, termal ve elektrik enerjilerinin doğrudan dönüşümü sağlayan olayları ifade eder (Callen, 1948; McMahan ve Ross, 1977; Biswas ve ark., 2012; Vaskivskyi ve ark., 2015).

Yük taşıyıcılarının birbirleriyle, fononlarla ve manyetik yarı iletkenlerde lokal manyetik momentleriyle etkileşimleri, Seebeck katsayısını önemli ölçüde etkiler. Böylelikle, aralarındaki yük taşıyıcıları, akabinde bırakabilecekleri durumlara kısıtlamalar getirerek, Seebeck katsayılarını azaltmaktadır. Bu yaklaşım, Seebeck katsayısının (termoelektrik güç) teorik araştırılmasında çok yararlı olduğunu göstermiştir. Teknolojik çalışmalarda, yüksek Seebeck katsayılı malzemelerin kullanımı, termoelektrik jeneratörlerin ve termoelektrik soğutucuların verimli davranışı açısından önemli olduğu görülmüştür.

Lorenz katsayısı, Wiedemann-Franz kanununa göre hesaplanabilen elektronik bileşenlerin termal iletkenliğinin belirlenmesinde kullanılan bir sabittir (Kim ve ark., 2015). Lorenz katsayısı, geleneksel yarı iletken sistemlerde, dejenere olmayan yarı iletkenler için $\sim 1.49 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega\text{K}^{-2}$ ve dejenere yarı iletkenler (*dejenere yarı iletken, malzemenin daha çok bir yarı iletken gibi değil, bir metal gibi davranmaya başlayacağı kadar yüksek katkılanma (yani doping) düzeyine sahip yarı iletkendir*) veya metaller için $\sim 2.45 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega\text{K}^{-2}$ değerleri arasında değiştiği varsayılmaktadır (Thesberg ve ark., 2017). Lorenz katsayısı, termoelektrik malzemelerin tasarımında ve örgünün termal iletkenliğinin deneysel olarak belirlenmesi gibi birçok durumda önemli rol oynamaktadır.

Yarı iletkenlerin kinetik etkileri olan Nernst-Ettingshausen etkisi ve Hall etkisinin teorik ve deneysel olarak incelenebilmesi için literatürde pek çok bilimsel çalışmalar yapılmıştır (Nemov ve ark., 2015; Figarova ve ark., 2018; Kowalewski ve ark., 2019; Zheng ve ark., 2019). Literatürden de bilindiği gibi değişik yöntemler kullanılarak Nernst-Ettingshausen etkisi ve Hall etkisinin teorik olarak doğru ve hassas hesaplanabilmesi günümüzün önemli fiziksel problemlerinden biri olarak kalmaktadır.

Bu tez çalışmasında bir ve iki parametrelili Fermi fonksiyonlarının hassas hesaplanması için literatürde verilen yeni teorik gelişmeler ilk defa yarı iletkenlerin kinetik etki yaklaşımına göre ortaya çıkan bazı özelliklerinin analitik hesaplanması için de uygulanarak galyum nitrit (GaN), silisyum (Si) ve germanyum (Ge) yarı iletkenlerinin bazı özellikleri incelenmiştir. Silisyum (Si) yarı iletkeninin enine Nernst-Ettingshausen

etkisi, yarı iletkenin direnci, Seebeck katsayısı, galyum nitrit (GaN) yarı iletkenin elektron konsantrasyonu ve germanyum (Ge) yarı iletkenin Hall etkisi parametrelerin farklı değerlerinde incelenmiştir. Ayrıca yarı iletkenlerin önemli özelliklerinden olan öz ısı miktarının sıcaklığa göre değişimi kuantum mekaniksel yaklaşım olan Debye modeline göre incelenmiştir. Bu modelde, öz ısı miktarı Debye fonksiyonları ile ifade edilmiştir. Debye modelinde önemli problemlerden biri Debye fonksiyonu geniş sıcaklık aralığında hassas hesaplanmasıdır. Bu tezde yakın zamanda (Guseinov, Mamedov, 2014) çalışmasında Debye fonksiyonları için alınan formüllerin ilk defa indiyum arsenit (InAs) ve galyum arsenit (GaAs) yarı iletkenlerine uygulaması yapılmıştır.



2. GENEL BİLGİLER

2.1. Yarı İletkenlerin Genel Özellikleri

Katıların en önemli sınıfını oluşturan yarı iletkenler, metallere kadar uzanan bölgeyi kapsayan geniş uygulama alanına sahiptirler. Yarı iletkenler son yörüngelerinde dört elektron bulundurlar ve öz dirençleri 10^{-3} – $10^{-5} \Omega \text{ m}$ arasında sıcaklık artışına göre azalarak değişen ve dışarıdan uyarılmalarla iletken duruma geçen elementlerdir (Dikici, 1993; Kittel, 2005). Bir yarı iletkenin iletkenlik seviyesi yarı iletkeni meydana getiren bağıl elektron kat sayısı ile doğru orantılı olarak değişmektedir. Germanium (Ge) ve silisyum (Si) periyodik tabloda yer alan yarı iletken iki elementtir. Bu iki elementin görüntüsü Şekil 2.1’de verilmiştir.



Şekil 2.1. (a) Germanium (Ge) yarı iletkeni ve (b) Silisyum (Si) yarı iletkeni

Yarı iletkenlerin özellikleri aşağıdaki gibi sıralanabilir.

- İletkenlik bakımından iletkenler ile yalıtkanlar arasında yer alırlar.
- Normal halde yalıtkandırlar.
- Isı, ışık ve magnetik etki altında bırakıldığında veya gerilim uygulandığında bir miktar valans elektronu serbest hale geçer, yani iletkenlik özelliği kazanırlar.

- İletkenlik özelliği kazanması geçici olup, dış etki kalkınca elektronlar tekrar atomlarına dönerler.
- Doğada basit element olarak bulunduğu gibi laboratuvarında bileşik element olarak elde edilebilirler.
- Kristal yapıya sahiptirler.

2.2. Yarı İletkenlerde Teorik Yaklaşımlar

Yarı iletkenlerin fiziksel özelliklerinin incelenebilmesi için pek çok teorik yaklaşım önerilmiştir. Bu yaklaşımlara örnek olarak elektronik band teorisi, kinetik teori, Fermi-Dirac yaklaşımı, öz uyumlu alan teorisi, Debye yaklaşımı ve yoğunluk fonksiyonel teorisi gibi verilebilir.

Enerji band teorisi Felix Bloch tarafından katıların elektronik band yapısını hesaplamak için önerilmiştir. Bu teorinin gelişmesinde deneysel ve teorik araştırma yöntemleri önemli rol oynamıştır (Fu, 1994). Bu teori yarı iletken araştırmalarını geliştirmesine rağmen, yeterli gelmemiştir. Bu nedenle en iyi yaklaşımlardan olan yoğunluk fonksiyonel teorisi tercih edilmiştir.

Yoğunluk fonksiyonel teorisi bir elektronlu band teori yaklaşımını teorik olarak açıklamaktadır. Bu teori aynı zamanda ab-initio hesaplaması olarak da bilinmektedir. Öz uyumlu hesaplamaları temsil eden yarı deneysel hesaplamalardan geliştirilen elektronik band yapı hesaplamalarını verir (Fu, 1994). Ancak bu yöntem elektron korelasyonunun ve elektronların değiş-tokuş etkileşimlerinin pratik olarak hesaplanmalarına izin vermeyen formal bir teoridir. Ab-initio hesaplamalarının başarılarına rağmen elektronik band yapı hesaplamalarında yoğunluk fonksiyonel yaklaşımının yetersiz olduğu noktalar vardır (Fu, 1994).

Deneysel verilerin kullanılmadığı, teorik ilkeler üzerine kurulu kuantum kimyasal hesaplamalara ab initio denir. Ab initio yönteminde genellikle karmaşık bir fonksiyonun daha basit fonksiyonlara indirgenmesi gibi matematiksel yaklaşımlar kullanılır

(https://tr.wikipedia.org/wiki/Ab_initio_kuantum_kimyasal_y%C3%B6ntemler).

2.2.1. Elektronların ve boşlukların dağılımı

İletim bandındaki elektronların enerjiye göre dağılımı, bir elektron tarafından işgal edilme olasılığı ile izinli kuantum durum yoğunluğunun çarpılmasını ifade edilir.

Bu ifade;

$$n(E) = g_c(E) f_F(E) \quad (2.1)$$

şeklinde yazılır ve $f_F(E)$, Fermi-Dirac olasılık fonksiyonu ve $g_c(E)$, iletken bandındaki kuantum durum yoğunluğudur (Neamen, 2003). İletim bandındaki birim hacim başına toplam elektron sayısı (konsantrasyonu) tüm iletken bant enerjisi üzerinden Eşitlik 2.1'in integrali alınarak elde edilir. Benzer şekilde, değerlik bandındaki boşlukların enerjiye göre dağılımı, değerlik bandında izinli kuantum durumlarının yoğunluğu, bir elektron tarafından işgal edilmeyen bir durumun olasılığı ile çarpılır. Bu ifade aşağıdaki formül ifade edilir (Neamen, 2003).

$$p(E) = g_c(E) [1 - f_F(E)] \quad (2.2)$$

Birim hacim başına toplam boşluk konsantrasyonu, Eşitlik 2.2'nin tüm değerlik bant enerjisi üzere integrali alınarak bulunur.

Elektron ve boşluk konsantrasyonunu bulmak için Fermi enerjisinin E_F pozisyonunun belirlenmesi gerekir. E_F 'nin pozisyonu valans band enerjisinin E_v üstü ve iletim band enerjisinin E_c temeli ile ilgilidir.

2.2.2. Elektron ve boşluk konsantrasyonları

Elektronların termal denge konsantrasyonlarını belirlemek için Eşitlik 2.1'in iletim band enerjisi üzere integrali alınarak;

$$n_0 = \int g_c(E) f_F(E) dE \quad (2.3)$$

eşitlik 2.3’ki gibi ifade edilir. Eşitlik 2.3’de integralin alt sınırı E_c ve üst sınırı izinli iletim band enerjisinin üstüdür. Ancak Fermi olasılık fonksiyonu enerji artışı nedeni ile hızlıca sıfıra yaklaşır. Bu nedenle integralin üst sınırı sonsuz olarak alınabilir. Fermi enerjisinin, yasak enerji bant aralığının içinde olduğu varsayılarak iletim bandındaki elektronlar için $E > E_c$ ‘dir. $(E_c - E_F)/kT$ olur ise $(E - E_F)/kT$ ‘dir. Bu nedenle Fermi olasılık fonksiyonu Boltzmann yaklaşımına indirgenir ve

$$f_F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)} \approx \exp\left[\frac{-(E - E_F)}{kT}\right] \quad (2.4)$$

olarak ifade edilir. Boltzmann yaklaşımını Eşitlik 2.3’ e uygulanarak

$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E - E_c} \exp\left[\frac{-(E - E_F)}{kT}\right] dE \quad (2.5)$$

elde edilir. Eşitlik 2.5’in integrali alınarak

$$n_0 = N_c \exp\left[\frac{-(E_c - E_F)}{kT}\right] \quad (2.6)$$

eşitliği elde edilir (Neamen, 2003). Burada $N_c = 2(2\pi m_n^* kT / h^2)^{3/2}$ ‘dir ve iletim bandında durum fonksiyonunun etkin yoğunluğu olarak adlandırılır. Valans bandında boşlukların termal denge konsantrasyonlarını belirlemek için Eşitlik 2.2’in valans band enerjisi üzere integrali alınarak

$$p_0 = \int g_v(E) [1 - f_F(E)] dE \quad (2.7)$$

ifade edilir. Burada $1 - f_F(E)$ aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$1 - f_F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right)} \quad (2.8)$$

Valans bandındaki durum enerjisi için $E < E_v$ 'dir. $(E_F - E_v)/kT$ (Fermi fonksiyonu boş band içinde) olur ise, Boltzmann fonksiyonunun farklı bir ifadesine sahip olunur. Eşitlik 2.8 aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$1 - f_F(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right)} \approx \exp\left(\frac{E_F - E}{kT}\right) \quad (2.9)$$

Eşitlik 2.9'u Eşitlik 2.7'de yerine yazarsak, valans bandında boşluğun termal denge konsantrasyonu

$$p_0 = \int_{-\infty}^{E_v} \frac{4\pi(2m_p^*)^{3/2}}{h^3} \sqrt{E_v - E} \exp\left[\frac{-(E_F - E)}{kT}\right] dE \quad (2.10)$$

elde edilir. Eşitlik 2.10'da integralin alt sınırı değerlik bandının tabanı yerine eksi sonsuz olarak alınır. Eşitlik 2.10 integralinin çözümü

$$p_0 = N_v \exp\left[\frac{-(E_F - E_v)}{kT}\right] \quad (2.11)$$

olarak ifade edilir (Neamen, 2003). Burada $N_v = 2(2\pi m_p^* kT/h^2)^{3/2}$ 'dir ve valans bandında durum fonksiyonunun etkin yoğunluğu olarak adlandırılır. İletim bandındaki elektronların ve değer bandındaki boşlukların termal denge konsantrasyonları, durum sabitlerinin etkin yoğunluğu ve Fermi enerji seviyesi ile doğrudan ilgilidir.

2.2.3. Yarı iletkenlerde enerji seviyesi

Niteliksel olarak, Fermi enerji seviyesinin, iç yarı iletken için yasak bant aralığının merkezine yakın bir yerde bulunduğu savunulmaktadır. Özel Fermi seviyesindeki pozisyonu spesifik olarak hesaplanabilir. Elektron ve boşluk konsantrasyonları birbirine eşit alınarak

$$N_c \exp \left[\frac{-(E_c - E_F)}{kT} \right] = N_v \exp \left[\frac{-(E_{Fi} - E_v)}{kT} \right] \quad (2.12)$$

ifade edilir. Burada Eşitlik 2.12'den E_{Fi}

$$E_{Fi} = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{1}{2} kT \ln \left(\frac{N_v}{N_c} \right) \quad (2.13)$$

olarak elde edilir. Ayrıca Eşitlik 2.13 etkin kütleyle bağlı olarak da aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$E_{Fi} = \frac{1}{2}(E_c + E_v) + \frac{1}{2} kT \ln \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right) \quad (2.14)$$

Eşitlik 2.13-2.14'deki ilk terim E_c ve E_v 'nin tam ortasındaki enerjiyi temsil eder veya bant ortası enerjisi olarak da tanımlanır. Bu enerji

$$\frac{1}{2}(E_c + E_v) = E_{midgap} \quad (2.15)$$

$$E_{Fi} - E_{midgap} = \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right) \quad (2.16)$$

olarak ifade edilir (Neamen, 2003). Eğer elektron ve boşluğun etkin kütleleri birbirine eşit, yani $m_p^* = m_n^*$ olur ise asal Fermi seviyesi yasak enerji aralığının tam merkezindedir.

$m_p^* > m_n^*$ olur ise asal Fermi seviyesi azıcık merkezin üzerindedir ve $m_p^* < m_n^*$ olur ise azıcık aşağısında olacaktır. Durum fonksiyonlarının yoğunluğu doğrudan taşıyıcı etkin kütle ile bağlantılıdır ve dolayısıyla büyük etkin kütle büyük durum fonksiyonu yoğunluğu anlamına gelir. Asal Fermi seviyesi, elektron ve boşluk sayısını eşit tutmak için daha büyük durum yoğunluğuna sahip olan banttan uzağa kaymalıdır.

2.2.4. Katkılı yarı iletkenler

Asal yarı iletken ilginç bir malzeme olabilir, ancak yarı iletkenlerin gerçek gücü küçük, kontrollü miktarlarda spesifik katkı maddesi veya atomlar ekleyerek gerçekleştirilir. Katkılama işleminden sonra oluşturulan yeni yarı iletkenin elektriksel karakteristiğinin önemli ölçüde değiştiği gözlemlenmiştir.

Şimdi, katkı malzemesi olarak fosfor gibi bir V. grup elementi eklemeyi düşünelim. V. grubu elementinde beş değerlik elektronu vardır. Bunlardan dördü, silikon atomları ile kovalent bağlanmaya katkıda bulunacak ve böylece beşinci elektron fosfor atomuna daha zayıf bir şekilde bağlı olduğundan kolaylıkla ayrılarak serbest olur. Burada birinci değerlik elektronuna donör elektronu denir.

Eğer donör elektronuna termal enerji gibi küçük bir miktar enerji eklenirse, iletken bant içine yükseltilebilir ve pozitif yüklü bir fosfor iyonu geride bırakılır. İletim bandındaki elektron kristal oluşturan bir akım üretirken kristalde hareket edebilir, pozitif yüklü iyon kristalde sabitlenir. Bu tür kirlilik atomu, iletken bandına bir elektron verir ve donör kirlilik atomu denir. Değerlik bandında boşluklar oluşturmada donör kirlilik atomları, iletken bandına elektron ekler. Elde edilen malzeme negatif yüklü elektronu olan n-tipi yarı iletken olarak adlandırılır.

Şimdi, Bor (B) gibi bir III. grup elementini, IV-A grubu silisyum (Si) katkı (doping) olarak eklemeyi düşünelim. III. grup elementlerinde, tümünün kovalent bağ yapabilecek üç değerlik elektronu vardır. Bor (B) elementinin değerlik bandındaki üç elektronu silisyumun değerlik bandındaki üç elektronu ile kovalent bağ yapar, silisyumun dördüncü elektronu boşta kalır. Böylece p-tipi katkılı yarı iletken oluşur.

Boşluk, bir akım oluşturan kristalde hareket edebilir ve negatif yüklü bor (B) atomu kristalde sabitlenir. III. grup atomu, değerlik bandından bir elektronu alır ve bu nedenle akseptör kirlilik atom olarak adlandırılır. Akseptör atom, iletim bandında elektron oluşturmada değerlik bandında boşluklar oluşturabilir. Bu tip yarı iletken malzeme, p-tipi bir malzeme olarak adlandırılır. Saf tek kristalli yarı iletken malzemeye asal malzeme denir. Donör veya akseptör olarak kontrollü miktarlarda katkı atomu eklenmesi, katkılı yarı iletken adı verilen bir malzeme oluşturur. Katkılı yarı iletken, elektronların

çoğunlukta olduğu malzemeye n-tipi ve boşlukların çoğunlukta olduğu malzemeye p-tipi adı verilir.

İyonlaşma enerjisi bir atomun son enerji seviyesindeki bir elektronu koparmak için verilmesi gereken en az enerji miktarıdır. Bu hesaplamalar için Bohr atom modeli kullanılmaktadır. Bu modeli kullanmanın gerekçesi, kuantum mekaniğinde belirlenen, bir elektronun bir hidrojen atomundaki çekirdekten en olası mesafesinin Bohr yarıçapı ile aynı olmasıdır.

Hidrojen (H) atomunda kullanılan serbest alanın geçirgenliğinden ziyade hesaplamalarda yarı iletken malzemenin geçirgenliğinin kullanılması gerekmektedir. Aynı zamanda elektronun etkin kütlesi de hesaplamalarda dikkate alınmaktadır. Elektron ve iyon arasındaki Coulomb çekim kuvvetini yörünge elektronunun merkezil kuvvetine eşitlenerek yapılabilir. Bu durum kararlı bir yörüngede oluşturulmaktadır. Bunlar dikkate alınarak

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon r_n^2} = \frac{m^* v^2}{r_n} \quad (2.17)$$

ifade edilir. m^* yarı iletken elektronun iletkenlik etkin kütlesi (etkin kütle elektronun kristal içerisindeki kütlesi olup boş uzaydaki kütesinden farklıdır. Örneğin silisyum (Si) için $m^* = 1.08 m_0$), r_n elektronun hareket ettiği yörüngenin yarıçapı ve v hızın büyüklüğüdür. Açısal momentumun kuantumlu olduğu göz önünde bulundurularak

$$m^* r_n v = n\hbar \quad (2.18)$$

bağıntısı elde edilir. Eşitlik 2.18'de n (kuantum) pozitif bir tam sayıdır. Eşitlik 2.18'den v 'yi çekip Eşitlik 2.17'de dikkate alınarak yarıçap

$$r_n = \frac{n^2 \hbar^2 4\pi\epsilon}{m^* e^2} \quad (2.19)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlik 2.19'da yarıçapın kuantumlu olduğu görülmektedir. Bu durumda Bohr yarıçapı

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon \hbar^2}{m_0 e^2} = 0.53 \text{Å} \quad (2.20)$$

şeklinde yazılmaktadır. Donör yörüngesinin yarıçapı Bohr yarıçapına göre normalleştirilir ise

$$\frac{r_n}{a_0} = n^2 \varepsilon_r \left(\frac{m_0}{m^*} \right) \quad (2.21)$$

olur burada ε_r yarı iletken malzemenin bağıl dielektrik sabiti, m_0 elektronun durgun kütlesidir. $n=1$ düşük enerji durumu dikkate alındığında, silisyum (Si)'da $\varepsilon_r=11.7$ ve iletkenlik etkin kütlesi $m^*/m_0=0.26$ dır . Bu değerlere göre $r_1/a_0=45$ olur. Bu yarıçap, silisyumun (Si) yaklaşık dört kafes sabitine karşılık gelmektedir. Silikondaki bir birim hücrenin sekiz atom içerdiği bilinmektedir, bu nedenle yörüngedeki donör elektronunun yarıçapı birçok silikon atomunu kapsar. Donör elektronu donör atomuna sıkı bir şekilde bağlı değildir. Elektron yörüngesinin toplam enerjisi

$$E = T + V \quad (2.22)$$

olarak ifade edilir. Eşitlik 2.22'de T elektronunu kinetik enerjisi, V ise elektronun potansiyel enerjisidir. Kinetik enerji

$$T = \frac{1}{2} m^* v^2 \quad (2.23)$$

şeklinde yazılır. Eşitlik 2.18'deki hız ve Eşitlik 2.19'daki yarıçap Eşitlik 2.23'de dikkate alınarak kinetik enerji

$$T = \frac{m^* e^4}{2(n\hbar)^2 (4\pi\varepsilon)^2} \quad (2.24)$$

şeklinde ifade edilir. Potansiyel enerji

$$V = \frac{-e^2}{4\pi\varepsilon r_n} = \frac{-m^* e^4}{(n\hbar)^2 (4\pi\varepsilon)^2} \quad (2.25)$$

olarak ifade edilir. Toplam enerji

$$E = T + V = \frac{-m^* e^4}{2(n\hbar)^2 (4\pi\epsilon)^2} \quad (2.26)$$

şeklinde yazılır. Hidrojen atomu için $m^* = m_0$ ve $\epsilon = \epsilon_0$ Hidrojen atomunun en düşük seviyedeki iyonizasyon enerjisi $E = -13.6 \text{ eV}$ 'dir. Silikonun en düşük seviyedeki iyonizasyon enerjisi $E = -25.8 \text{ meV}$ 'dir. Bu enerji donör atomunun yaklaşık iyonizasyon enerjisi veya donör elektronunu iletim bandına yükseltmek için gereken enerjidir.

Galyum arsenit (GaAs) gibi III-V. grup bileşik yarı iletkenlerin durumu, daha karmaşıktır. Berilyum (Be), çinko (Zn) ve kadmiyum (Cd) gibi II. grup elementleri, kafes yer değiştirme saf olmayan örgüye girerler ve III. grup galyum (Ga) elementi ile yer değiştirerek akseptör kirlilik oluşturlar. Bu kirlilikler için karşılık gelen iyonizasyon enerjileri, silikondaki kirlilikler için olanlardan daha küçüktür. galyum arsenit (GaAs) içindeki donörler için iyonizasyon enerjileri de, elektronun boşluğa göre daha küçük etkili kütlesi nedeniyle akseptörlerin iyonizasyon enerjilerinden daha küçüktür. Silisyum (Si) ve germanyum (Ge) gibi IV. grup elementleri de galyum arsenit (GaAs) içindeki kirlilik atomları olabilir. Bir silisyum atomu galyum atomunun yerini alırsa, Si kirliliği bir donör olarak işlev görür, ancak silisyum (Si) atomu bir arsenik (As) atomunun yerini alırsa, silikon kirliliği bir akseptör olarak görev yapar. Aynısı bir yabancı madde atomu olarak germanyum (Ge) için de geçerlidir. Bu tür kirliliklere amfoterik denir. Deneysel olarak galyum arsenit (GaAs)'te, germanyum (Ge) ağırlıklı olarak bir alıcı olduğu ve silisyum (Si)'un ağırlıklı olarak bir donör olduğu bulunmuştur.

2.2.5. Katkılı yarı iletkenlerde elektron ve boşlukların dağılımı

Bir yarı iletkene donör veya akseptör kirlilik atomları eklemek, malzemedeki elektron ve boşlukların dağılımını değiştirecektir. Fermi enerjisi dağılım fonksiyonu ile ilgili olduğundan, Fermi enerjisi katkı atomları eklendikçe değişecektir. Fermi enerjisi ortadaki boşluk değerine yakın bir değerde değişirse, iletim bandındaki elektronların yoğunluğu ve değerlik bandındaki boşlukların yoğunluğu değişecektir. $E_F > E_{Fi}$ olduğu zaman elektron konsantrasyonu boşluk konsantrasyonundan büyüktür. $E_F < E_{Fi}$ olduğu

zaman boşluk konsantrasyonu elektron konsantrasyonundan büyüktür. Elektronların yoğunluğu boşlukların yoğunluğundan daha büyük olduğunda, yarı iletken n-tipidir; donör kirlilik atomları eklenmiştir. Boşlukların yoğunluğu elektronların yoğunluğundan daha büyük olduğunda, yarı iletken p-tipidir; akseptör kirlilik atomları eklendi. Yarı iletkendeki Fermi enerji seviyesi, elektron ve boşluk konsantrasyonları değiştikçe değişir ve yine, Fermi enerjisi donör veya akseptör kirlilikleri eklendikçe değişir. Önceki bölümde elektron ve boşluğun konsantrasyonları Fermi enerji seviyesi türünden verilmiştir. Eşitlik 2.6 ve Eşitlik 2.11’ de görüldüğü gibi Fermi enerjisi p_0 ve n_0 ‘nin değerleri değiştiği zaman yasak enerji aralığı değişmektedir. $n_0 > p_0$ olduğu için yarı iletken n-tipidir. N-tipi yarı iletkende elektronlar çoğunluk taşıyıcı ve boşluklarda azınlık taşıyıcı olarak isimlendirilir. Benzer şekilde $p_0 > n_0$ boşluklar çoğunluk taşıyıcılar ve elektronlar azınlık taşıyıcılar olarak isimlendirilir. Sıcaklığın her hangi bir değerinde elektronların sayısı boşlukların sayısına eşit ise bu tür yarı iletkenlere asal yarı iletken denir. Bu durumda $n_0 = p_0$ olur. Asal yarı iletkenlerdeki Fermi enerjisi E_{F_i} ile gösterilir. Elektronların ve boşlukların termal denge konsantrasyonları için eşitliklerin başka bir formu türetilir. Eşitlik 2.11’nin exponansiyel bölümüne asal Fermi enerjisi ekler ve çıkarırsak,

$$n_0 = N_c \exp \left[\frac{-(E_c - E_{F_i}) + (E_F - E_{F_i})}{kT} \right] \quad (2.27)$$

$$n_0 = N_c \exp \left[\frac{-(E_c - E_{F_i})}{kT} \right] \exp \left[\frac{(E_F - E_{F_i})}{kT} \right] \quad (2.28)$$

bağıntısını elde ederiz. Asal taşıyıcı konsantrasyonu

$$n_i = N_c \exp \left[\frac{-(E_c - E_{F_i})}{kT} \right]$$

şeklinde ifade edildiğinden termal denge elektron konsantrasyonu

$$n_0 = n_i \exp \left[\frac{(E_F - E_{Fi})}{kT} \right] \quad (2.29)$$

olarak yazılır. Benzer şekilde, termal denge boşluk konsantrasyonu

$$p_0 = n_i \exp \left[\frac{(E_F - E_{Fi})}{kT} \right] \quad (2.30)$$

olarak ifade edilir. Eşitlik 2.29 ve Eşitlik 2.30'dan görüldüğü gibi, Fermi seviyesi asal Fermi seviyesinden farklı olduğu zaman p_0 ve n_0 'nin n_i değerinden farklı değerler almaktadır. $E_F > E_{Fi}$ olduğunda $n_0 > n_i$ ve $p_0 < n_i$ olur. Bu n-tipi yarı iletken karakteristiğidir. $E_F < E_{Fi}$ olduğunda $n_0 < n_i$ ve $p_0 > n_i$ olur ve p-tipi yarı iletken karakteristiğidir. E_F , E_{Fi} 'nin aşağı ve yukarısına doğru hareket ettikçe, iletkenlik ve valans bandındaki yoğunluk durum fonksiyonu ile olasılık fonksiyonunun örtüşmeleri değişmektedir. E_F , E_{Fi} 'nin yukarısına doğru çıktıkça valans bandındaki boşluğun olasılık fonksiyonu $(1 - f_F(E))$ azalırken iletim bandındaki olasılık fonksiyonu artmaktadır.

p_0 ve n_0 'nin birbiri ile çarpım ifadesi

$$n_0 p_0 = N_c N_v \exp \left[\frac{-(E_c - E_F)}{kT} \right] \exp \left[\frac{-(E_F - E_v)}{kT} \right] \quad (2.31)$$

şeklinde alınmaktadır ve

$$n_0 p_0 = N_c N_v \exp \left[\frac{-E_g}{kT} \right] \quad (2.32)$$

olarak ifade edilir. Eşitlik 2.32, Fermi enerjisinin genel değerinden türetildiğinden dolayı p_0 ve n_0 'nin birbirine eşit olması gerekli değildir. Eşitlik 2.32 aşağıdaki eşitlik ile tamamen aynı olduğundan dolayı

$$n_i^2 = N_c N_v \exp \left[\frac{-(E_c - E_v)}{kT} \right] = N_c N_v \exp \left[\frac{-E_g}{kT} \right] \quad (2.33)$$

$n_o p_o$ çarpım ifadesi

$$n_o p_o = n_i^2 \quad (2.34)$$

şeklinde yazılabilir. Verilen bir sıcaklıkta yarı iletken malzeme için n_o ve p_o daima sabit değer almaktadır. Bu eşitlik termal dengedeki yarı iletkenlerin temel ilkesidir. Termal dengede bulunan katkılı bir yarı iletken, termal olarak üretilen bazı taşıyıcılar olmasına rağmen asal taşıyıcı konsantrasyonu içermez. Asal elektron ve boşluk taşıyıcı konsantrasyonları donör veya akseptör kirlilikleri tarafından değiştirilir. Bununla birlikte, Eşitlik 2.34'deki asal taşıyıcı konsantrasyonu n_i 'yi sadece yarı iletken malzemenin bir parametresi olarak düşünülebilir.

2.2.6. P-tipi yarı iletken madde

Bilindiği gibi iletken bandındaki serbest elektronların ve valans bandındaki boşlukların sayısı az olduğundan saf yarı iletken maddeler elektrik akımını iyi iletmezler. Yarı iletkenlerin iletkenliğini artırmak için saf yarı iletken katkılı madde eklenir ve bu olaya katkılama (doping) denir. Değerlik elektron sayısı dört olan saf silisyum (Si) içerisine üç değerlik valans elektronuna sahip atomlar da belli oranda eklenirse yeni bir yarı iletken yapı oluşur. Değerlik valans elektron sayısı üç olan atomlardan alüminyum (Al), bor (B) ve galyum (Ga) elementlerini kullanabiliriz. Örnek olarak saf silisyum içerisine bor katılırsa borun üç valans elektronu silisyumun üç valans elektronu ile kovalent bağ oluşturur amma silisyumun bir valans elektronu valans bağı oluşturmaz. Bu halde 1 elektron yetersizliği ortaya çıkar ki bunun yerini boşluklar tutar ve pozitif yüke sahip olurlar. Bu şekilde elde edilen yarı iletken malzemeye p-tipi yarı iletken denir.

Silisyum (Si) ve germanyum (Ge) yarı iletken maddelerinden elektronikte kullanılan devre elemanlarını üretebilmek için önce p-tipi ve n-tipi yarı iletken maddelerin elde edilmesi gerekir. P-tipi ve n-tipi maddelerin çeşitli şekillerde bir araya getirilmesiyle çeşitli elektronik devre elemanları yapılır. Silisyum (Si) ve germanyum (Ge) kristallerinin atomları normal şartlarda son yörüngedeki elektronların ortak kullanımına dayanan kovalent bağ yaparlar. Bu sebeple ortamda serbest elektron yoktur ve bu tür maddeler saf kristal yapıdadır.

P-tipi yarı iletkenler, saf yarı iletken malzeme katkı (doping) yapılarak oluşturulur. Eklenen katkı miktarı, yarı iletken miktarına kıyasla çok azdır. Yarı iletkenin tam karakteri, eklenen katkı miktarını değiştirerek değiştirilebilir. P-tipi malzameye bir gerilim kaynağı bağlandığında; kaynağın negatif kutbundaki elektronlar p-tipi malzamedeki oyukları doldurarak kaynağın pozitif kutbuna doğru ilerler. Elektronlar pozitif kutba doğru ilerlerken oyuklarda elektronların ters yönünde hareket etmiş olurlar. Bu kaynağın pozitif kutbundan negatif kutbuna doğru bir boşluk hareketi sağlar (Stewart, 2001; Neamen, 2003; Kittel, 2005).

2.2.7. N- tipi yarı iletken madde

Saf silisyumun (Si) dört değerlik elektron sayısı (4-A grubu) olduğundan beş değerlik valans elektronları olan arsenik (As), bizmut (Bi) ve ya fosfor (P) katkı maddelerinden biri belli oranda eklendiğinde atomların dört valans elektronu silisyumun dört valans elektronu ile kovalent bağ oluşturur. Eklenen madde atomunun geriye kalan bir valans elektronun bağlanma enerjisi zayıf olduğundan ayrılarak serbest kalır. Bu serbest elektron küçük bir termal enerji ile iletkenlik bandına geçer. Bu serbest kalan elektron iletkenliği artırır. Bu özelliğe sahip yarı iletkenlere n-tipi yarı iletkenler denir. N-tipi maddelerde elektron fazlalığı vardır bu nedenle elektronlar çoğunluk taşıyıcılarıdır. N-tipi malzame bir gerilim kaynağına bağlandığında üzerindeki serbest elektronlar kaynağın negatif kutbundan itilip pozitif kutbundan çekilirler ve gerilim kaynağının negatif kutbundan pozitif kutbuna doğru bir elektron akışı başlar (Neamen, 2003; Kittel, 2005).

Yarı iletken malzemeler, akımı iyi iletmezler. Aslında ne iyi bir iletken, ne de iyi bir yalıtkandırlar. Çünkü valans bandındaki boşlukların ve iletim bandındaki serbest elektronların sayısı sınırlıdır. Saf silisyum (Si) veya germanyum (Ge)'un mutlaka serbest elektron veya boşluk sayısı artırılarak iletkenliği ayarlanmalıdır. İletkenliği ayarlanabilen silisyum (Si) veya germanyum (Ge), elektronik devre elemanlarının yapımında kullanılır. Germanyum (Ge) veya silisyum (Si) iletkenliği ise ancak saf malzemeye katkı maddesi eklenmesi (doping) ile sağlanır.

2.3. Yarı iletkenlerin kinetik etkisi

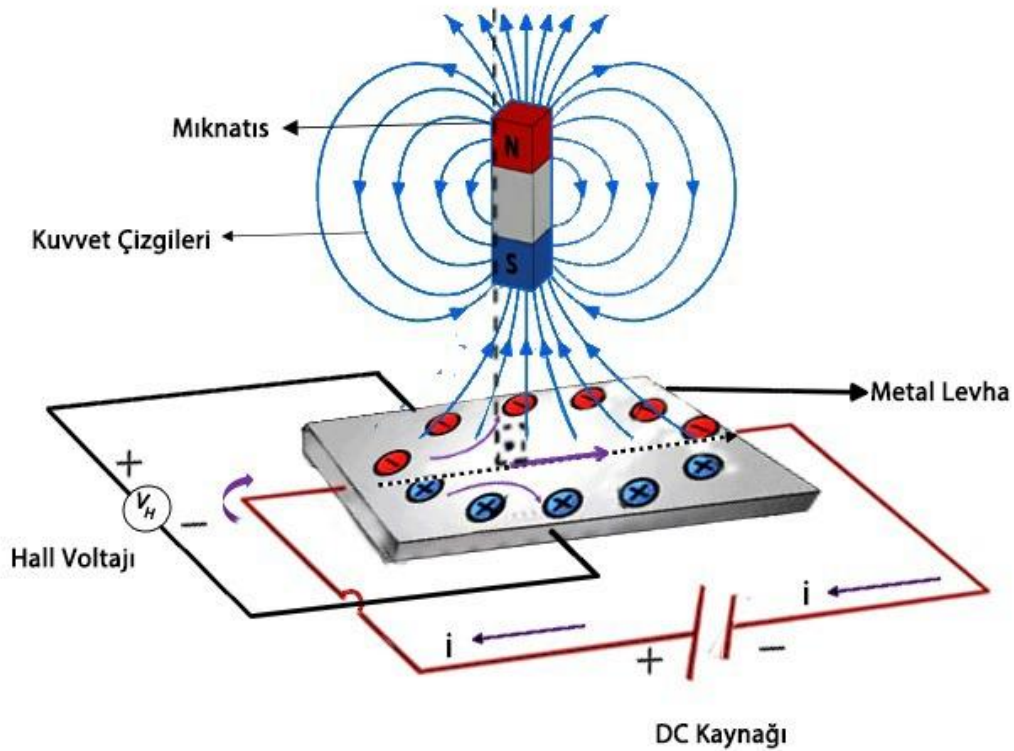
Yarı iletkenlerin fiziksel özelliklerini belirlenebilmesi için kullanılan yöntemlerden biri de kinetik etki yöntemidir. Sıcaklık gradyanı, elektrik ve manyetik alanlardaki kristal hareketleri ve elektriksel iletkenlik gibi birçok özellikler kinetik etkiler başlığı altında incelenmektedir. Yarı iletkenlerin önemli kinetik etkilerinden bazılarını Nernst-Ettingshausen etkisi, Hall etkisi, Seebeck katsayısı ve diğer etkilerini söyleyebiliriz.

2.3.1. Nernst-Ettingshausen etkisi

Yarı iletkenlerin özelliklerini incelemek için etkili ve genel yöntemlerden birinin kinetik katsayıların değerlendirilmesi olduğu iyi bilinmektedir (Askerov, 1970; Gradsteyn ve Ryzhik, 1980; Askerov, 1985; Guseinov ve Mamedov, 2010). Bu yöntem, yük taşıyıcılarının enerji spektrumunun ve kristal kafesle etkileşimlerinin nasıl olduğunu araştırmamıza izin verir (Askorov, 1970; Pippard, 1989; Guseinov ve Mamedov, 2004). Gerçekten, galvano manyetik ve termomagnetik olayları inceleyerek, iletkenliğin doğası hakkında değerli bilgiler alınabilir ve verilen yarı iletken kristalin karakteristik parametreleri belirlenebilir. Örneğin, termomanyetik Nernst-Ettingshausen etkisi, saçılma mekanizmasının son derece hassas bir göstergesidir. Deneysel bir kinetik etki çalışmasının, bu olayların teorisi ile işbirliği yapması halinde önemli sonuçlar verdiği unutulmamalıdır (Ziman, 1960; Gryazanov, 1971; Saffert ve ark., 1974; Askerov, 1985; Jones ve Norman, 1985; Shchennikov ve Ovsyannikov, 2003; Liu ve Xie, 2010). İdeal gazların kinetik teorisinin bir uygulaması olarak, Drude, Weidemann-Franz'ın deneysel veriler ile iyi uyum sağlayan termal ve elektriksel olarak iletken arasındaki ilişkiden türemiştir (Drude, 1900). Termomanyetik olaylar teorisi Sommerfeld ve Franck (Hall, 1879; Guseinov ve Mamedov, 2010) tarafından önerilmiştir, burada yük taşıyıcıların ortalama serbest yolunun enerjisine bağlı olmadığı varsayılır ve sadece Nernst-Ettingshausen etkisine olumlu bir katkı sağlamaktadır.

2.3.2. Yarı iletkenlerin Hall etkisi

Yarı iletkenler belirgin elektriksel özellikleri olan kristal veya amorf katılardır. Yarı iletkenlerin direnci iletkenlerin direncinden yüksek, yalıtkanların direncinden düşüktür. Yani iletkenlik bakımından iletken ve yalıtkanlar arasında yer alırlar. Yarı iletken aygıtlar günlük hayatta sık olarak kullandığımız bilgisayar, telefon vs. gibi cihazların elektronik bileşenlerini oluşturur. Güç tüketen cihazlarda oldukça yaygın kullanılırlar. İletkenler, voltaj uygulandığında elektrik akımına karşı çok az direnç gösteren maddelerdir. Yalıtkanlar ise, voltaj uygulandığında elektrik akımına çok yüksek direnç gösterir. Organik yarı iletken malzemelerin elektrik ve manyetik alanda nasıl davranış gösterdiği gibi birçok fiziksel özelliğinin belirlenmesi son yıllarda çalışma konularında önem kazanmıştır (Ziman, 1960; Askerov, 1970; Askerov, 1985; Jones ve Norman, 1985).



Şekil 2.2. Hall Etkisi

Hall etkisi, yarı iletken malzemelerin elektrik açısından karakterize ettiği parametrelerin belirlenmesinde en önemli etkilere biridir. Bu etki yük taşıyıcıların konsantrasyonunun (n veya p) ve ilgili yarı iletkende yük taşıyıcıların Hall hareketliliğinin belirlenmesinde önemlidir. Hall etkisi, ilk defa Edwin Hall (EH) tarafından 1880 yılında gözlemlenen bir galvano manyetik etkidir (Gryazanov, 1971). Bu etki, yük taşıyıcı yörüngelerinin, manyetik alan etkisiyle, dışarıdan sapması nedeniyle Hall etkisi alanı olarak adlandırılan bir elektrik alanının ortaya çıkmasını içerir. Yarı iletkenlerin zayıf ve kuvvetli manyetik alan altında Hall etkisinin incelenmesi oldukça önemlidir. Bu çalışmada zayıf manyetik alan altında, kinetik etki teorisi dikkate alınarak ve bir parametrelili Fermi-Dirac fonksiyonu kullanılarak yarı iletkenlerin Hall etkisi analitik olarak incelenmiştir.

2.3.3. Manyetik alanda yarı iletkenler

Organik yarı iletkenler, elektrik ve elektronik teknolojisinin birçok alanında yaygın olarak önemli nitelikli malzemeler olarak kullanılmaktadır (Askerov, 1970; Askerov, 1985; Pippard, 1989). Bu materyaller, kimyasal sentezi ortak özelliklere göre uyarlanabilen benzersiz elektronik özelliklere ve işlevlere sahiptirler. Buna ek olarak, mevcut inorganik tabanlı teknolojiden daha düşük maliyetli, daha hafif ve daha mekanik olarak esnek elektronik uygulama sağlamaları beklenmektedir. Ancak, manyetik alandaki, sıcaklıktaki, film kalınlığındaki ve diğer birçok faktördeki değişikliklere bağlı olarak farklı şekilde davranabilen bu malzemelerin özellikleri hakkında öğrenilecek çok şey vardır Ziman, 1960; Askerov, 1970; Gryazanov, 1971; Askerov, 1985; Jones ve Norman, 1985). Dış faktörlerden biri de manyetik alanların altında malzemelerin elektriksel direncinin değişmesidir. Bu olaya manyetik direnç denir. Manyetik direnç, bilgisayar sabit disk depolama ve yonga üstü sensörler gibi ticari uygulamalarda, özellikle 2007 Nobel Ödülü'nün metalik sistemlerde manyetik direncin keşfinden sonra yaygın olarak kullanılmaktadır. Kinetik teori uygulanarak dış manyetik alanda bulunan yarı iletkenlerin direncinin değişmesi için alınan analitik formül bir ve iki parametrelili Fermi fonksiyonları ile ifade edilmiştir.

Bu çalışmada, dış manyetik alanda bulunan yarı iletkenlerin direncinin değişmesi bir ve iki parametrelili Fermi fonksiyonları için literatürde önerilen analitik yaklaşım

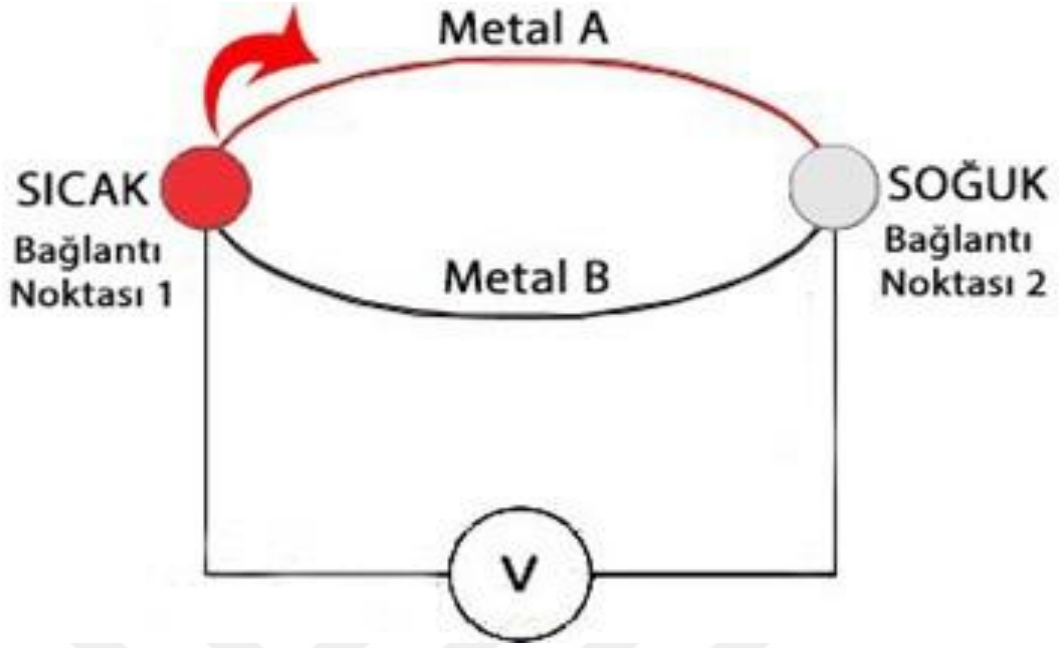
kullanılarak hesaplanmıştır. Teorik yaklaşımın önemi yapılacak deneysel çalışmaların doğru yönde ilerlemesine katkıda bulunabilir.

2.3.4. Seebeck katsayısı

Seebeck katsayısı, yarı iletkenin termoelektrik geriliminin sıcaklık farkına oranı olup aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$S = -\frac{\Delta V}{\Delta T} \quad (2.35)$$

Burada ΔV yarı iletkenin iki ucu arasında termoelektrik gerilim farkı ve ΔT ise yarı iletkenin iki ucu arasında sıcaklık farkıdır. Seebeck katsayılarına göre belirlenen termoelektrik etkiler, termoelektrik malzeme boyunca ortaya çıkan sıcaklık farklılığın termal ve elektrik enerjilerinin doğrudan dönüşümünü sağlayan olayları ifade eder (Askerov, 1970; Askerov, 1985; Pippard, 1989; Guseinov ve Mamedov, 2004; Guseinov ve Mamedov, 2010). Yük taşıyıcılarının birbirleriyle, fononlarla ve manyetik yarı iletkenlerin yerel manyetik momentleriyle etkileşimleri, Seebeck katsayısını önemli ölçüde etkiler. Fonon, katılarda veya sıvılarda düğüm noktalarında atom veya moleküllerin tek bir frekansta düzgün bir şekilde titreşim hareketinin kuantum mekaniksel tanımıdır. Böylelikle, aralarındaki yük taşıyıcıları, akabinde bırakabilecekleri durumlara kısıtlamalar getirerek, Seebeck katsayılarını azaltmaktadır. Bu katsayısının hesaplanabilmesi için pek çok yöntem önerilmiştir. Fermi-Dirac yaklaşımı kullanılarak malzemelerin Seebeck katsayıları hesaplanabilir.



Şekil 2.3. Seebeck Etkisi

Bir malzemenin Seebeck katsayısı ("termogüç", "termoelektrik güç" veya "termoelektrik hassasiyet" olarak da bilinir), bu malzeme üzerindeki Seebeck etkisi tarafından indüklenen bir sıcaklık farkına yanıt olarak indüklenmiş bir termoelektrik voltajın büyüklüğünün ölçüsüdür. Bu nedenle, Seebeck etkisi, Peltier etkisi ve Thomson etkisi gibi bir termoelektrik etki türüdür. Seebeck katsayısının SI birimi, daha çok kelvin başına mikrovolt ($\mu\text{V/K}$) olarak verilsede, kelvin (V/K) başına voltur. Seebeck etkisi, sıcaklık farklılıklarını ölçmek veya bir sistemi açabilen/kapatabilen elektronik anahtarlarını çalıştırmak için genellikle termokupllarda kullanılır. Seebeck etkisi, bir ısı motoru gibi çalışan termoelektrik jeneratörde de kullanılır.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

3.1. Enine Nernst-Ettingshausen Etkisinin Tanımı ve İfadesi

Zayıf manyetik alanda bir yarı iletkende ısı gradyentinin x yönünde olduğunu düşünürsek, sıcaklığı yüksek olan ucundan hareket eden elektronların ısısal hızı normal hızlarından büyük olacağından farklı serbest hareket mesafelerine sahip olacaklardır. Bu nedenle manyetik alanın etkisiyle yarı iletkende yanlara doğru kayma farklı olacaktır. İletkenin kenarları arasındaki potansiyeller farkına (termoelektrik elektromotor kuvvetine) Nernst-Ettingshausen etkisi denir. Zayıf manyetik alan durumunda, yarı iletkenlerin standart bölge enine Nernst-Ettingshausen etkisi (B. Askerov, 1970; B. Askerov, 1985)

$$Q = \frac{k_0 u}{ec} L_0(\eta) \quad (3.1)$$

olarak yazılır ve k_0 Boltzmann sabiti, e taşıyıcı yükü, u mobilite, Q termoelektrik elektromotor kuvveti ve $L_0(\eta)$ ise Fermi fonksiyonları ile ifade edilen büyüklüktür:

$$L_0(\eta) = \frac{F_{3/2}}{(F_{r+1})^3} (F_{r+1} F_{r+3/2} - F_{r+2} F_{2r+1/2}) \quad (3.2)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlik 3.2’de $F_\alpha(\eta)$ Fermi fonksiyonudur ve aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$F_\alpha(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^\alpha}{1 + e^{x-\eta}} dx \quad (3.3)$$

Eşitlik 3.3’te η , $-\infty < \eta < \infty$ aralıklarında değişir ve α tam ve tam sayı olmayan keyfi değerler alır. Yük taşıyıcısının akustik fononlara ve iyonizasyon kirliliğe saçılması durumunda sırası ile $r = 0$ ve $r = 2$ değerlerini alır. (Guseinov ve Mamedov, 2010) çalışmasında Fermi fonksiyonu için aşağıdaki analitik ifadeleri almıştır:

$$F_{\alpha}(\eta) = e^{-\eta} \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N \frac{f_i(-2)}{(1+i)^{m+1}} [e^{-i\eta} (-1)^{m+1} \gamma(m+1, -(1+i)\eta) + e^{\eta(2+i)} \Gamma(m+1, (1+i)\eta)] \quad \text{için} \quad \eta > 0 \quad (3.4)$$

$$F_{\alpha}(\eta) = e^{-\eta} \lim_{N' \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^{N'} f_i(-2) \frac{e^{\eta(2+i)} \Gamma(m+1)}{(1+i)^{m+1}} \quad \text{için} \quad \eta < 0 \quad (3.5)$$

şeklinde ifade edilir. Burada N ve N' toplamın üst sınırıdır. $\Gamma(\alpha)$, $\Gamma(\alpha, x)$ ve $\gamma(\alpha, x)$ sırası ile tam ve tam olmayan Gamma fonksiyonlarıdır (Gradshteyn ve Ryzhik, 1980) ve

$$\Gamma(\alpha) = \int_0^{\infty} t^{\alpha-1} e^{-t} dt \quad (3.6)$$

$$\gamma(\alpha, x) = \int_0^x t^{\alpha-1} e^{-t} dt \quad (3.7)$$

$$\Gamma(\alpha, x) = \int_x^{\infty} t^{\alpha-1} e^{-t} dt \quad (3.8)$$

olarak verilir. Kaynak (Guseinov ve Mamedov, 2004)'da tamamlanmış ve tamamlanmamış Gamma fonksiyonları için, analitik ilişkiler türetilmiştir.

3.2. Yarı İletkenlerde Hall Etkisinin Analitik Hesaplanması

Akım geçen iletken manyetik alana yerleştirildiğinde, manyetik alan hareketli yük taşıyıcılarına etki ederek onları iletkenin kenarlarına itme eğiliminde olan enine bir kuvvet uygular. Bu Hall olayı olarak adlandırılır ve ince bir düz iletkende belirgindir. İletkenlerin yanlarındaki bir yük birikmesi, bu manyetik etkiyi dengeleyerek iletkenin iki tarafı arasında ölçülebilir bir potansiyel farkı oluşturacaktır.

Yarı iletkenlerin zayıf ve kuvvetli manyetik alan altında Hall etkisinin incelenmesi oldukça önemlidir. Bu çalışmada zayıf manyetik alan altında, kinetik etki teorisi dikkate alınarak ve bir parametrelili Fermi-Dirac fonksiyonu kullanılarak yarı iletkenlerin Hall etkisi analitik olarak incelenmiştir. Zayıf manyetik alanda Hall katsayısı genel şekliyle aşağıdaki gibi ifade edilir (Askerov, 1970):

$$R = -\frac{A_1}{nec} \quad (3.9)$$

Burada n taşıyıcı konsantrasyonu, e elektron yükü, c ise ışık hızını göstermektedir. Kinetik teori kullanılarak zayıf manyetik alanda yarı iletkenler için Hall katsayısı aşağıdaki gibi alınır (Askeorv, 1970):

$$A_1 = \frac{F_{3/2}(\eta)F_{2r+1/2}(\eta)}{(F_{r+1}(\eta))^2} \quad (3.10)$$

Eşitlik 3.10'da, $F_\alpha(\eta)$ Fermi fonksiyonu olup Eşitlik (3.3) şeklinde tanımlanır. Akustik fononlar üzerinden saçılan yük taşıyıcıları ve iyonlar üzerinden saçılma ile ilgili yük taşıyıcıları söz konusu olduğunda, r sabiti sırasıyla, $r = 0$, $r = 2$, değerlerini alır. Literatürde tek parametrelili Fermi fonksiyonun hassas hesaplanması için aşağıdaki analitik formüller verilmiştir (Guseinov ve Mamedov, 2010).

$$F_\alpha(\eta) = \frac{\eta^{\alpha+1}}{\alpha+1} + \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^N f_i(-1)K_i(\alpha, \eta) + \lim_{N' \rightarrow \infty} \sum_{j=0}^{N'} f_j(-1)e^{\eta(1+j)} \frac{\Gamma(\alpha+1, \eta(j+1))}{(j+1)^{\alpha+1}} \quad 0 < \eta < \infty \quad (3.12)$$

ve

$$F_\alpha(\eta) = \lim_{L \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^L f_i(-1)e^{-|\eta|(i+1)} \frac{\Gamma(\alpha+1)}{(i+1)^{\alpha+1}} \quad -\infty < \eta \leq 0. \quad (3.13)$$

Eşitlik 3.12' de $K_i(\alpha, \eta)$ fonksiyonu aşağıdaki formüle göre hesaplanır:

$$K_i(\alpha, \eta) = \begin{cases} \sum_{j=0}^{\alpha} (-1)^j f_j(\alpha) \eta^{\alpha-j} \frac{\gamma(j+1, i\eta)}{i^{j+1}} & \alpha > 0 \text{ tam sayılı değerleri için} \\ \lim_{M \rightarrow \infty} \sum_{j=0}^M (-1)^j f_j(\alpha) \eta^{\alpha-j} \frac{\gamma(j+1, i\eta)}{i^{j+1}} & \alpha \text{ kesir sayılı değerleri için} \end{cases} \quad (3.14)$$

Eşitlik (3.12), Eşitlik (3.13) ve Eşitlik (3.14)' de N, L, M ve N' indisleri toplamaların üst sınırlarıdır. $\Gamma(\alpha)$, $\Gamma(\alpha, x)$ ve $\gamma(\alpha, x)$ özel fonksiyonları ise Eşitlik (3.6), Eşitlik (3.7) ve Eşitlik (3.8)'de verilmiştir. Eşitlik (3.9)'te Eşitlik (3.10)'de dikkate alınarak zayıf manyetik alandaki Hall etkisi için hesaplamalar yapılmıştır.

3.3. Manyetik Alanın Etkisinde Olan Yarı İletkenlerin Direnç Değişiminin Hesaplanması

Kinetik etki teori kullanılarak, zayıf manyetik alanın etkisiyle yarı iletkenlerin direncinin değişmesi için alınan analitik formülü aşağıdaki gibi yazabiliriz. (Ziman, 190; Askerov, 1970; Askerov, 1985; Jones ve Norman, 1985):

$$\rho(H, \eta) = \rho(0) \left[1 + \left(\frac{uH}{c} \right)^2 A_2(\eta) \right] \quad (3.15)$$

Burada η - kimyasal potansiyel, H - manyetik alan, U - manyetik duygunluk ve $\rho(0)$ - ise manyetik alan sıfır olduğundaki dirençtir. $A_2(\eta)$ fonksiyonu ise aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$A_2(\eta) = \frac{(F_{3/2}(\eta))^2}{(F_{r+1}(\eta))^4} \left[F_{r+1}(\eta) F_{3r+1}(\eta) - (F_{2r+1/2}(\eta))^2 \right] \quad (3.16)$$

Burada ortaya çıkan $F_\alpha(\eta)$ bir parametrelili Fermi fonksiyonunun hassas hesaplanması için (3.12) ve (3.13) eşitlikleri kullanılmıştır.

3.4. Fermi - Dirac Fonksiyonlarını Kullanarak Seebeck Katsayısının Teorik İncelenmesi

Seebeck katsayısını hesaplamak için kaynak (Mott ve Davis, 1968; Cutler ve Mott, 1969; Paasch ve Scheinert, 2010; Wang ve ark., 2017) aşağıdaki gibi analitik formül önerilmiştir:

$$S = -\frac{eL^2}{\tau T} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{E - E_f}{kT} f(E, T)(1 - f(E, T))N(E)dE \quad (3.20)$$

Burada τ saçılma süresidir, L çarpışma mesafesi, $N(E)$ durumların yoğunluğunu Gauss fonksiyonu ile gösterilebilir ve f Fermi - Dirac fonksiyonu olup sırasıyla aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$N(E) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\delta} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_0}{\delta}\right)^2} \quad (3.21)$$

$$f = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}} \quad (3.22)$$

Burada V hacim ve m fermiyonların kütlesidir. Eşitlik 3.21 ve Eşitlik 3.22 bağıntılarını Eşitlik 3.20'de yerine yazarsak aşağıdaki ifadeleri alırız:

$$S = -\frac{eL^2}{\tau kT^2} \frac{N}{\sqrt{2\pi}\delta} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}} \left(1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}}\right) (E - E_f) e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_0}{\delta}\right)^2} dE \quad (3.23)$$

Eşitlik 3.20'yi aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$S = -\frac{eL^2}{\tau kT^2} \frac{N}{\sqrt{2\pi}\delta} Q(k, \delta, T, E_f, E_0) \quad (3.24)$$

(3.24) formülünde $Q(k, \delta, T, E_f, E_0)$ aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$Q(k, \delta, T, E_f, E_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}} \left(1 - \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_f}{kT}}}\right) (E - E_f) e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_0}{\delta}\right)^2} dE \quad (3.25)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlik 3.25'den görüldüğü gibi Seebeck katsayısının belirlenmesi Eşitlik 3.25 integralinin hassas hesaplanmasına bağlıdır. Yaptığımız çalışmalarda Eşitlik (3.25) Mathematica 10.0 programında nümerik yöntem kullanılarak hesaplandı.

3.5. İki Parametrelili Fermi - Dirac İntegralinin Hesaplanması

Bu çalışmada incelenen iki parametrelili Fermi fonksiyonu aşağıdaki gibi

$$I_{n,k}^m(\eta, \beta) = \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f_0(x, \eta)}{\partial x} \right) \frac{x^m (x + \beta x^2)^n}{(1 + 2\beta x)^k} dx \quad (3.26)$$

tanımlanır (Askerov, 1970; Askerov, 1985). Burada $\beta = kT/\varepsilon_g$ parabolik olamayan band, ε_g enerji boşluğu, $\eta = \zeta/k_0T$ indirgenmiş kimyasal potansiyel ve $f_0(x, \eta)$ Fermi dağılım fonksiyonudur ve bu fonksiyon

$$f_0(x, \eta) = \frac{1}{1 + e^{x-\eta}} \quad (3.27)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlik 1'de standart bölgede $\beta = 0$ Fermi fonksiyon parametresi aşağıdaki gibi verilebilir.

$$I_{n,k}^m(\eta, \beta) = F_{n+m}(\eta) \quad (3.28)$$

İki parametrelili Fermi fonksiyonlarının hesaplanması yarı iletken biliminde önemli bir yere sahiptir. İki parametrelili Fermi fonksiyonlarının değerlendirilmesinde güvenilir formüllerin seçimi, yarı iletkenlerde kinetik etkilerin ve elektron taşınım olaylarının özelliklerinin doğru hesaplanmasında büyük öneme sahiptir. Bu amaçla, iki parametrelili Fermi - Dirac fonksiyonun hesaplanması için binomial açılım teoremi kullanılmıştır. İyi bilinen binomial genleşme teoremlerini aşağıdaki gibi gösterilmektedir. (Gradshtey ve Ryzhik, 1980).

$$(x \pm y)^n = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} (\pm 1)^m f_m(n) x^{n-m} y^m & \text{n'nin kesir sayılı değerleri için} \\ \sum_{m=0}^n (\pm 1)^m f_m(n) x^{n-m} y^m & \text{n'nin tam sayılı değerleri için} \end{cases} \quad (3.29)$$

Eşitlik 3.29'de $f_m(n)$, binomial katsayılarıdır ve

$$f_m(n) = \begin{cases} \frac{n(n-1)\dots(n-m+1)}{m!} & \text{n'nin tam sayılı değerleri için} \\ \frac{(-1)^m \Gamma(m-n)}{m! \Gamma(-n)} & \text{n'nin kesir sayılı değerleri için} \end{cases} \quad (3.30)$$

şeklinde ifade edilir. Eşitlik (3.29) Eşitlik (3.26)'da dikkate alındığında, iki parametrelili Fermi fonksiyonları için seri genişleme formüllerini binomial katsayıları cinsinden elde ederiz:

$n \neq 0, k \neq 0, m \neq 0$ için

$$I_{nk}^m(\eta, \beta) = e^{-\eta} \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N f_i(-k) \left\{ \begin{aligned} & \sum_{j=0}^n f_j(n) \left[\beta^{i+j} 2^i P_{m+n+i+j} \left(\eta, \frac{1}{2\beta} \right) \right. \\ & \quad \left. + \beta^{j-k-i} 2^{-k-i} Q_{m+n-k-i+j} \left(\eta, \frac{1}{2\beta} \right) \right] \text{ n'nin tam sayılı} \\ & \quad \text{değerleri iin} \\ & \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{j=0}^N f_j(n) \left[\beta^{i+j} 2^i P_{m+n+i+j} \left(\eta, \frac{1}{2\beta} \right) \right. \\ & \quad \left. + \beta^{n-j-k-i} 2^{-k-i} Q_{m+2n-k-i+j} \left(\eta, \frac{1}{2\beta} \right) \right] \text{ n'nin kesir} \\ & \quad \text{sayılı değerleri iin} \end{aligned} \right\} \quad (3.31)$$

$n = 0, k = 0$ and $m \neq 0$ iin

$$I_{00}^m(\eta, \beta) = e^{-\eta} \left\{ \begin{aligned} & \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N \frac{f_i(-2)}{(1+i)^{m+1}} [e^{i\eta} (-1)^{m+1} \gamma(m+1, -(1+i)\eta) \\ & \quad + e^{\eta(2+i)} \Gamma(m+1, (1+i)\eta)] \quad \eta > 0 \text{ iin} \\ & \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N f_i(-2) \frac{e^{\eta(2+i)} \Gamma(m+1)}{(1+i)^{m+1}} \quad \eta < 0 \text{ iin} \end{aligned} \right\} \quad (3.32)$$

$n \neq 0, k = 0, m = 0$ and $\eta > 0$ iin

$$I_{n0}^0(\eta, \beta) = e^{-\eta} \begin{cases} \sum_{i=0}^n f_i(n) \beta^i L_{n+i}(\eta) & \text{n'nin tam sayılı değerleri iin} \\ \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N f_i(n) (\beta^i P_{n+i}(\eta, 1/\beta) + \beta^{n-i} Q_{2n-i}(\eta, 1/\beta)) & \text{n'nin kesir sayılı değerleri iin} \end{cases} \quad (3.33)$$

$n \neq 0, k = 0, m = 0$ and $\eta < 0$ iin

$$I_{n0}^0(\eta, \beta) = e^{-\eta} \begin{cases} \sum_{i=0}^n f_i(n) \beta^i \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{j=0}^N f_j(-2) \frac{e^{(2+j)\eta} \Gamma(n+i+1)}{(1+j)^{n+i+1}} & \text{n'nin tam sayılı değerleri iin} \\ \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N f_i(n) \sum_{j=0}^N f_j(-2) e^{(2+j)\eta} \left[\frac{\beta^i \gamma(n+i+1, (1+j)/\beta)}{(1+j)^{n+i+1}} + \frac{\beta^{n-i} \Gamma(2n-i+1, (1+j)/\beta)}{(1+j)^{2n-i+1}} \right] & \text{n'nin kesir sayılı değerleri iin} \end{cases} \quad (3.34)$$

$n = 0, k < 0, m = 0$ iin

$$I_{0k}^0(\eta, \beta) = e^{-\eta} \begin{cases} \sum_{i=0}^k f_i(k) (2\beta)^i \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{j=0}^N f_j(-2) \left(\frac{e^{-i\eta} (-1)^{i+1} \gamma(i+1, -(1+j)\eta)}{(1+j)^{i+1}} + \frac{e^{(2+j)\eta} \Gamma(i+1, (1+j)\eta)}{(1+j)^{i+1}} \right) & \eta > 0 \text{ iin} \\ \sum_{i=0}^k f_i(k) (2\beta)^i \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{j=0}^N f_j(-2) \frac{e^{(2+i)\eta} \Gamma(i+1)}{(1+j)^{i+1}} & \eta < 0 \text{ iin} \end{cases} \quad (3.35)$$

$n \neq 0, k < 0, m = 0$ iin

$$I_{nk}^0(\eta, \beta) = e^{-\eta} \begin{cases} \sum_{i=0}^n f_i(n) \beta^i \sum_{j=0}^k f_j(k) (2\beta)^j \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{l=0}^N f_l(-2) \left(\frac{e^{-l\eta} (-1)^{n+i+j+1}}{(1+l)^{n+i+j+1}} + \frac{e^{(2+l)\eta} \Gamma(n+i+j+1, (1+l)\eta)}{(1+l)^{n+i+j+1}} \right) & \eta > 0 \\ \sum_{i=0}^n f_i(n) \beta^i \sum_{j=0}^k f_j(k) (2\beta)^j \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{l=0}^N f_l(-2) \frac{e^{(2+l)\eta} \Gamma(n+i+j+1)}{(1+l)^{n+i+j+1}} & \eta < 0 \end{cases} \quad (3.36)$$

Yardımcı fonksiyonlar $P_n(p, q)$, $Q_n(p, q)$ and $L_n(p)$ Eşitlik 3.31’de ifade edilen fonksiyonlardır.

Yardımcı fonksiyonlar için

$p > 0$ için

$$P_n(p, q) = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N f_i(-2) \begin{cases} \left(\frac{(-1)^{n+1} e^{-ip} \gamma(n+1, -(1+i)p)}{(1+i)^{n+1}} + e^{(2+i)p} [p^{n+1} E_{-n}((1+i)p) - q^{n+1} E_{-n}((1+i)q)] \right) & p \leq q \\ \frac{(-1)^{n+1} e^{-ip} \gamma(n+1, -(1+i)q)}{(1+i)^{n+1}} & p > q \end{cases} \quad (3.36)$$

$$Q_n(p, q) = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N f_i(-2) \begin{cases} \left(\frac{e^{(2+i)p} \Gamma(n+1, (1+i)p)}{(1+i)^{n+1}} + e^{-ip} [q^{n+1} E_{-n}(-(1+i)q) - p^{n+1} E_{-n}(-(1+i)p)] \right) & p > q \\ \frac{e^{(2+i)p} \Gamma(n+1, -(1+i)q)}{(1+i)^{n+1}} & p \leq q \end{cases} \quad (3.37)$$

$p < 0$ için

$$P_n(p, q) = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N f_i(-2) \frac{e^{(2+i)p} \gamma(n+1, (1+i)q)}{(1+i)^{n+1}} \quad (3.38)$$

$$Q_n(p, q) = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N f_i(-2) \frac{e^{(2+i)p} \Gamma(n+1, (1+i)q)}{(1+i)^{n+1}} \quad (3.39)$$

ve

$$L_n(p) = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N f_i(-2) \left(\frac{(-1)^{n+1} e^{-ip} \gamma(n+1, -(1+i)p)}{(1+i)^{n+1}} + \frac{e^{(2+i)p} \Gamma(n+1, (1+i)p)}{(1+i)^{n+1}} \right) \quad (3.40)$$

$\Gamma(\alpha)$ ve $\Gamma(\alpha, x)$ gamma fonksiyonlarının ifadeleri Eşitlik 3.6 ve Eşitlik 3.7’de verilmiştir.

3.6. Seebeck Katsayısının Gauss Dağılımına Göre Hesaplanması

Seebeck katsayısını hesaplamak için literatürde yeterli sayıda çalışma yoktur. Yakın zamanlarda Selvaggi tarafından 2019'da Seebeck katsayısını analitik hesaplamak için analitik formül vermiştir. Bölüm 2.3.4'te yarı iletkenlerin Seebeck katsayısını hesaplamak için bu çalışmada alınan formüller kullanılmıştır. Seebeck katsayısının integral formülasyonu

$$S = \frac{qD_0}{T\sigma_M} \left(E_F \frac{\partial}{\partial E_F} \frac{N_0}{\sqrt{2\pi}|\delta|} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_0}{|\delta|}\right)^2}}}{1+e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}} dE - E_0 \frac{\partial}{\partial E_F} \frac{N_0}{\sqrt{2\pi}|\delta|} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E-E_0}{|\delta|}\right)^2}}}{1+e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}} dE \right) \quad (3.41)$$

şeklinde verilmiştir (Selvaggi, 2019). Eşitlik 3.41'de Fermi - Dirac fonksiyonu, sıfırıncı moment M_0 ve etkin birinci moment M_1^{eff} ifadeleri dikkate alınarak

$$S = \frac{qD_0}{T\sigma_M} \left(E_F \frac{\partial M_0}{\partial E_F} - E_0 \frac{\partial M_1^{eff}}{\partial E_F} \right) \quad (3.42)$$

ifade elde edilmiştir (Selvaggi, 2019). Eşitlik 3.42'de σ_M , M_0 ve M_1^{eff}

$$\sigma_M = \frac{q^2 D_0 \partial M_0}{\partial E_F} = \frac{q^2 N_0 D_0}{\sqrt{2\pi}|\delta|} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E_F-E_0}{|\delta|}\right)^2} \left(1 + \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{p=1}^N (-1)^p \left(2 - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{|\delta| p}{k_B T} \right. \right. \quad (3.43)$$

$$\left. \left. \left(e^{\frac{1}{2}\left(\frac{|\delta| p}{k_B T} + \frac{E_F-E_0}{|\delta|}\right)^2} \operatorname{Erfc}\left(\frac{|\delta| p}{\sqrt{2} k_B T} + \frac{E_F-E_0}{\sqrt{2} |\delta|}\right) + e^{\frac{1}{2}\left(\frac{|\delta| p}{k_B T} - \frac{E_F-E_0}{|\delta|}\right)^2} \operatorname{Erfc}\left(\frac{|\delta| p}{\sqrt{2} k_B T} - \frac{E_F-E_0}{\sqrt{2} |\delta|}\right) \right) \right) \right)$$

$$M_0 = \frac{N_0}{2} \operatorname{Erfc}\left(\frac{E_0-E_F}{\sqrt{2}|\delta|}\right) + \frac{N_0}{2} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{E_F-E_0}{|\delta|}\right)^2} \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{p=1}^N (-1)^p \left(e^{\frac{1}{2}\left(\frac{|\delta| p}{k_B T} - \frac{E_F-E_0}{|\delta|}\right)^2} \right. \quad (3.44)$$

$$\left. \times \operatorname{Erfc}\left(\frac{|\delta| p}{\sqrt{2} k_B T} - \frac{E_F-E_0}{\sqrt{2} |\delta|}\right) - e^{\frac{1}{2}\left(\frac{|\delta| p}{k_B T} + \frac{E_F-E_0}{|\delta|}\right)^2} \operatorname{Erfc}\left(\frac{|\delta| p}{\sqrt{2} k_B T} + \frac{E_F-E_0}{\sqrt{2} |\delta|}\right) \right)$$

$$\begin{aligned}
M_1^{eff} = & \frac{N_0 E_0}{\sqrt{2\pi} |\delta|} \left(-e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{E_F - E_0}{|\delta|} \right)^2} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{E_0}{|\delta|} \operatorname{Erfc} \left(\frac{E_0 - E_F}{\sqrt{2} |\delta|} \right) \right) \\
& + \frac{N_0 |\delta|}{\sqrt{2\pi} E_0} \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{p=1}^N (-1)^p \left(-2 e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{E_F - E_0}{|\delta|} \right)^2} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\left(\frac{E_0}{|\delta|} + \frac{|\delta| p}{\sqrt{2} k_B T} \right) \right. \right. \\
& \times e^{\left(\frac{\delta^2 p}{2 k_B^2 T^2} - \frac{E_F - E_0}{|\delta|} \right)^2} \operatorname{Erfc} \left(\frac{|\delta| p}{\sqrt{2} k_B T} + \frac{E_F - E_0}{\sqrt{2} |\delta|} \right) - \left(\frac{E_0}{|\delta|} - \frac{|\delta| p}{\sqrt{2} k_B T} \right) e^{\left(\frac{\delta^2 p}{2 k_B^2 T^2} + \frac{E_F - E_0}{|\delta|} \right)^2} \\
& \left. \left. \times \operatorname{Erfc} \left(\frac{|\delta| p}{\sqrt{2} k_B T} + \frac{E_F - E_0}{\sqrt{2} |\delta|} \right) \right) \right) \quad (3.45)
\end{aligned}$$

Eşitlik 3.43, Eşitlik 3.44 ve Eşitlik 3.45 ifadeleri 3.42’de yerine yazılarak Seebeck katsayısı için bir analitik ifade türetilmiştir. Seebeck katsayısı için elde edilen analitik ifade

$$S = \frac{k_B}{q} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\delta}{k_B T} \right)^2 \frac{F_p}{G_p} \quad (3.46)$$

olarak yazılır (Selvaggl, 2019). Eşitlik 3.46’daki F_p ve G_p

$$F_p = \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{p=1}^N (-1)^p p \left[f_1^- f_2^- + f_1^+ f_2^+ \right] \quad (3.47)$$

$$G_p = 1 + \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{p=1}^N (-1)^p \left(2 - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{p |\delta|}{k_B T} (f_2^- + f_2^+) \right) \quad (3.48)$$

şeklinde ifade edilir. Burada

$$f_1^- = \frac{p |\delta|}{k_B T} - \frac{E_F - E_0}{|\delta|} \quad (3.49)$$

$$f_2^- = e^{\frac{1}{2} \left(\frac{|\delta| p}{k_B T} - \frac{E_F - E_0}{|\delta|} \right)^2} \operatorname{Erfc} \left(\frac{p |\delta|}{\sqrt{2} k_B T} - \frac{E_F - E_0}{\sqrt{2} |\delta|} \right) \quad (3.50)$$

$$f_1^+ = \frac{p|\delta|}{k_B T} + \frac{E_F - E_0}{|\delta|} \quad (3.51)$$

$$f_2^+ = e^{\frac{1}{2} \left(\frac{|\delta| p}{k_B T} + \frac{E_F - E_0}{|\delta|} \right)} \operatorname{Erfc} \left(\frac{p|\delta|}{\sqrt{2} k_B T} + \frac{E_F - E_0}{\sqrt{2} |\delta|} \right) \quad (3.52)$$

olarak verilir. Eşitlik 3.46'dan görüldüğü gibi Seebeck katsayısının birimi $k_B/q(\text{Volt.K})$ oranına bağlıdır. Bilindiği gibi önerilen formüllerin bir programlama dilinde uygun bir algoritmasının oluşturması doğru sonuçların alınması için çok önemlidir. Bu çalışmada ilk defa Mathematica 10.0 programlama dilinde algoritması yapılarak uygulaması yapılmıştır.

3.7. Kimyasal Potansiyel

Kimyasal potansiyel, yalnızca malzeme biliminde değil, aynı zamanda fizik, kimya, kimya mühendisliği ve biyolojide de önemli bir termodinamik kavramdır. Çünkü bir malzemenin belirli bir sıcaklık ve basınçtaki tüm termodinamik özellikleri, kimyasal potansiyeline göre belirlenir. Kimyasal potansiyel (η) molekül başına düşen serbest enerji olup, fiziksel sistemleri tanımlamak ve incelemek için en kullanışlı termodinamik miktardır. Birimi, elektronvolt (eV)'tur.

$$\eta = \left(\frac{\partial G}{\partial n} \right)_{p,T,n} \quad (3.53)$$

şeklinde ifade edilir. Burada G, Gibbs serbest enerjisidir.

Kimyasal potansiyeller, erime, kaynama, buharlaşma, çözünürlük, bölme katsayısı dahil olmak üzere denge kimyasının birçok alanında önemlidir. Her durumda, dengedeki türlerin kimyasal potansiyellerinin bir fonksiyonu olan karakteristik bir sabit vardır. Kimyasal potansiyelin yukarıda verilen soyut tanımında, fazladan madde mol başına serbest enerjideki toplam değişim daha spesifik olarak toplam kimyasal potansiyel olarak adlandırılır. Bir tür için iki konum farklı toplam kimyasal potansiyele sahipse, bunun bir

kısmı "dış" kuvvet alanları (elektrik potansiyel enerji farklılıkları, yerçekimi potansiyel enerji farklılıkları, vb.) ile ilişkili potansiyellerden kaynaklanıyor olabilir. dinlenme "iç" faktörlere (yoğunluk, sıcaklık, vb.) bağlı olacaktır. Bu nedenle, toplam kimyasal potansiyel, iç kimyasal potansiyel ve dış kimyasal potansiyel olarak ayrılabilir.

"Kimyasal potansiyel" ifadesi bazen "toplam kimyasal potansiyel" anlamına gelir, ancak bu evrensel değildir. Bazı alanlarda, özellikle elektrokimya, yarı iletken fiziği ve katıhal fiziği, "kimyasal potansiyel" terimi iç kimyasal potansiyel anlamına gelirken, elektrokimyasal potansiyel terimi toplam kimyasal potansiyel anlamına gelir.

Katılardaki elektronlar, kimyasal bir türün kimyasal potansiyeliyle aynı şekilde tanımlanan bir kimyasal potansiyele sahiptir: Elektronlar sisteme eklendiğinde veya sistemden çıkarıldığında serbest enerjideki değişim. Elektronlar söz konusu olduğunda, kimyasal potansiyel genellikle mol başına enerjiden ziyade parçacık başına enerji olarak ifade edilir ve parçacık başına enerji geleneksel olarak elektronvolt (eV) birimlerinde verilir. Kimyasal potansiyel, katıhal fiziğinde özellikle önemli bir rol oynar ve iş fonksiyonu, Fermi enerjisi ve Fermi seviyesi kavramlarıyla yakından ilişkilidir. Örneğin, n-tipi silikon, p-tipi silikondan daha yüksek bir elektron iç kimyasal potansiyeline sahiptir.

Termodinamikte, bir türün kimyasal potansiyeli, verilen türlerin parçacık sayısındaki bir değişiklik (kimyasal reaksiyon veya faz geçişi gibi) nedenlerle emilebilen veya salınabilen enerjidir.

Elektronlar söz konusu olduğunda, davranışı sıcaklığa ve bağlama bağlıdır. Pozitron bulunmadığı düşük sıcaklıklarda elektronlar oluşturulamaz veya yok edilemez. Bu nedenle, uzayda değişebilen ve difüzyona neden olabilen bir elektron kimyasal potansiyeli vardır. Bununla birlikte, çok yüksek sıcaklıklarda elektronlar ve pozitronlar vakumdan kendiliğinden ortaya çıkabilir (çift üretimi), bu nedenle elektronların kimyasal potansiyeli kendi başlarına (elektronlar eksi pozitronlar) gibi korunan miktarların kimyasal potansiyelinden daha az yararlı bir miktar haline gelir. Bozonların ve fermiyonların kimyasal potansiyelleri, sırasıyla Bose - Einstein istatistikleri ve Fermi-Dirac istatistikleri ile parçacıkların sayısı ve sıcaklıkla ilgilidir (https://en.wikipedia.org/wiki/Chemical_potential).

3.8. Debye Yaklaşımı

1912'de Peter Debye tarafından öne sürülen katıların öz ısı kapasitesi katının kafesindeki atomların titreşimlerinin bir sonucu olduğu varsayılmıştır. Her atomun aynı titreşim frekansına sahip olduğunu varsayan Einstein'ın öz ısı teorisinin aksine Debye, belirli bir katının atomlarının sürekli bir frekans aralığında değiştiğini öne sürdü. Bu teori, katıların öz ısı kapasitesinin, T^3 ile orantılı olduğu sonucuna götürür bu sonuç, düşük sıcaklıklarda yapılan deneylerde çok iyi bir uyum göstermektedir.

Debye yaklaşımına göre kristalin düğüm noktalarında frekanslarda bir süreklilik olduğunu dikkate alırsak toplam enerjiyi aşağıdaki gibi yazabiliriz (Debye, 1912):

$$E = 3k_0 TND\left(\frac{\theta_D}{T}\right) \quad (3.54)$$

Burada $\theta_D = \hbar\omega_{\max} / k_0$ olup Debye sıcaklığı diye adlandırılır. Formül (3.54)'deki

$D\left(\frac{\theta_D}{T}\right)$ fonksiyonu Debye fonksiyonu olup aşağıdaki gibi tanımlanır:

$$D\left(\frac{\theta_D}{T}\right) = 3\left(\frac{T}{\theta_D}\right)^3 \int_0^{\theta_D/T} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \quad (3.55)$$

Enerjinin (3.54) ifadesini $C_v = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_v$ formülünde dikkate alırsak katıların ısı miktarı

için aşağıdaki formülü alırız:

$$C_v = 3k_0 N \left[4D\left(\frac{\theta_D}{T}\right) - 3\left(\frac{\theta_D}{T}\right) \frac{1}{e^{\theta_D/T} - 1} \right] \quad (3.56)$$

Isı kapasitesini hesaplamak için Debye fonksiyonun hassas hesaplanması gerekir. Bu çalışmada parametrelerin tüm aralıklarında hassas sonuçlar veren (Guseinov ve Mamedov, 2007)'un makalesindeki aşağıdaki formül kullanılmıştır:

$$D_n(\beta, x) = \frac{n}{x^n} \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{i=0}^N (-1)^i F_i(-\beta) \frac{\gamma(n+1, (i+\beta)x)}{(i+\beta)^{n+1}} \quad (3.57)$$

Burada $F_i(-\beta)$ binomial katsayılarıdır ve

$$F_m(n) = \begin{cases} n!/[m!(n-m)!] & n' \text{ nin tam sayılı değerleri için} \\ \frac{(-1)^m \Gamma(m-n)}{m! \Gamma(-n)} & n' \text{ nin kesir sayılı değerleri için} \end{cases} \quad (3.58)$$

formülüne göre hesaplanır.



4. BULGULAR

4.1. Silisyum (Si) Yarı İletkeninin Standart Bölge Enine Nernst-Ettingshausen Etkisinin, Elektrik Özdirencinin, Hall Katsayısı, Seebeck Katsayısının Hesaplanması ve Kimyasal Potansiyele Göre Karşılaştırılması

Bu kesimde kinetik etkilerden olan standart bölgede silisyum (Si) ve germanyum (Ge) yarı iletkenlerinin Enine Nernst-Ettingshausen etkisi zayıf manyetik alanda incelenmiş ve uygulaması yapılmıştır. Yarı iletkenin Enine Nernst-Ettingshausen etkisi için uygulamanın yapılması (3.1) formülünden görüldüğü gibi $L_0(\eta)$ fonksiyonun hassas hesaplanmasına bağlıdır. $L_0(\eta)$ fonksiyonun hesaplanması için (Mamedov, Copuroglu, 2018) çalışmasında önerilen yöntemin Mathematica programlama dilinde programı yapılarak ilk defa silisyum (Si) yarı iletkenine uygulanmış ve alınan sonuçların kimyasal potansiyele göre değişmesi Çizelge 4.1’de verilmiştir. Elde ettiğimiz hesaplama sonuçları bilinen nümerik verilerle karşılaştırılmıştır ve oldukça iyi uyumlu olduğu görülmüştür. Bölüm 3.1’de önerilen genel analitik yaklaşımın, enine Nernst - Ettingshausen etkisini hesaplamak için basit ve kesin bir sonuç sunduğu gösterilmiştir.

Çizelge 4.1. Silisyum (Si) yarı iletkeni için $L_0(\eta)$ fonksiyonunun η kimyasal potansiyele göre hesaplama sonuçlarının nümerik veriler ve literatür ile karşılaştırılması

η (eV)	Eşitlik 3.2. (Nernst-Ettingshausen Etkisi)	Mathematica 10.0 Nümerik Sonuçları	(Askerov, 1985)
-0.3	-3.0473E-01	-3.0473E-01	-3.0472E-01
-0.8	-2.0879E-01	-2.0879E-01	-2.0881E-01
-1.8	-8.8442E-02	-8.8442E-02	-8.8437E-02
-5.1	-3.5777E-03	-3.5777E-03	-3.5775E-03
-11.3	-7.2882E-06	-7.2882E-06	-7.2888E-06
-15.1	-1.6304E-07	-1.6304E-07	-1.6306E-07
-17.6	-1.3383E-08	-1.3383E-08	-1.3380E-08

-21.7	-2.2179E-10	-2.2179E-10	-2.2183E-10
-32.1	-6.7499E-15	-6.7499E-15	-6.7496E-15
5	-1.4566	-1.4575	-1.4566
8.5	-1.5961	-1.5990	-1.5984
12.8	-1.6283	-1.6293	-1.6287
21.2	-1.6312	-1.6398	-1.6355
25	-1.6400	-1.6413	-1.6408

Çizelge 4.1.'in devamıdır.

Zayıf manyetik alanda bulunan yarı iletkenlerin direnç değişimi parametrelerin değişik değerlerinde Eşitlik (3.15) kullanılarak hesaplanmıştır. Mathematica 10.0 programlama dili kullanılarak Eşitlik (3.15)'in programı oluşturulmuştur. Hesaplamalar Si yarı iletkeni için hole mobilitesi $u = 45.10^{-3} m^2 / V.s$, öz direnç $\rho(0) = 25 \Omega.m$ ve manyetik alan $H = 0.05 Tl$ alınarak yapılmıştır. Uygulaması yapılması amaçlanan teoriye göre bizim hesaplama sonuçlarımız ve nümerik yöntemlerden alınan sonuçlar kimyasal potansiyelin farklı değerleri için Çizelge 4.2'de verilmiştir. Mathematica 10.0 programı ile elde edilen nümerik sonular ile tezde uygulanan yöntemin hesaplama sonuçlarının uyum içinde olduğu Çizelge 4.2'den görülmektedir. Alınan sonuçlardan görüldüğü gibi oluşturulan analitik formül genel olup parametrelerin keyfi değerlerinde geçerlidir.

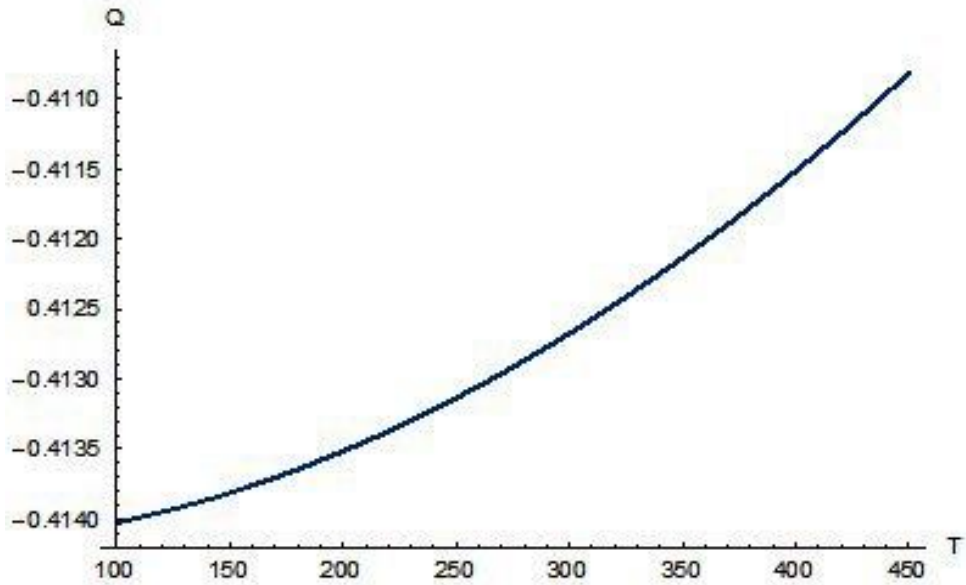
Çizelge 4.2. Zayıf manyetik alanın etkisiyle silisyum (Si) yarı iletkenin Hall katsayısının $r = 0$ durumu için η kimyasal potansiyele göre değişmesinin karşılaştırmalı sonuçları

η (eV)	Bu Çalışma Eşitlik (3.9) Hall Katsayısı	Mathematica 10.0 Programı Nümerik Sonuçları
-5	3.99905770701113E-09	3.99905770701113E-09
0.03	3.999057707013538E-09	3.999057707013555E-09
-0.7	3.999057707012535E-09	3.999057707012535E-09
-1.6	3.999057707011747E-09	3.999057707011747E-09

-4.8	3.999057707011747E-09	3.999057707011747E-09
-8.8	3.999057707011747E-09	3.999057707011747E-09
1	3.999057707016095E-09	3.999057707016061E-09
2.6	3.999057707031013E-09	3.99905770702209E-09
16.8	3.999057707180921E-09	3.99905770710575E-09

Çizelge 4.2.'nin devamıdır.

Bölüm 3.4'de verilen formüllerden görüldüğü gibi Seebeck katsayısının belirlenmek için Eşitlik 3.25 integralinin hesaplamak gerekir. Eşitlik 3.25 integralini genel şekilde analitik formül oluşturarak hesaplamak çok zordur. Bu çalışmada Eşitlik 3.25 integrali Mathematica programı kullanılarak nümerik yöntemlerle incelenmiştir. (3.4) formülünden görüldüğü gibi Seebeck katsayısının hesaplanması $Q(k, \delta, T, E_f, E_0)$ fonksiyonun hassas hesaplanmasına bağlıdır. (Askerov ve ark., 2019) çalışmasında parametrelerin gerçekçi değerleri kullanılarak $Q(k, \delta, T, E_f, E_0)$ fonksiyonun T sıcaklığın değişmesi verilmiştir. Çizelgedeki süreklilik Seebeck katsayısı için alınan sonuçlarının bu fonksiyona hesaplanabileceğini gösterir. Alınan sonuçların sıcaklığa bağlılığı Şekil 4.1'de verilmiştir. Bu yöntemi kullanarak malzemelerin ve yarı iletkenlerin Seebeck katsayısını daha hassas hesaplayabiliriz.



Şekil 4.1. $Q(k, \delta, T, E_f, E_0)$ fonksiyonun T sıcaklığın değişmesine bağlılığı (burada

$E_f = 2.5\text{eV}$, $E_0 = 3.2\text{eV}$, $k = 8.617 \times 10^{-5} \text{eV.K}^{-1}$, $\delta = 1.2\text{eV}$) (Askerov ve ark., 2019)

Çizelge 4.3. Silisyum (Si) yarı iletkenin ρ öz direncinin sıcaklığa göre değişmesinin karşılaştırmalı sonuçları

T (K)	Literatür sonuçları (Jones, Norman,1985)	Bu Çalışma Eşitlik (3.15) (Ωcm)
300	8.72E+09	2.35E+05
400	4.52E+12	4.88E+04
500	2.16E+14	4.35E+02
600	3.07E+15	3.12E+01
700	3.07E+15	0.99E+00
873	3.07E+15	4.88E-02

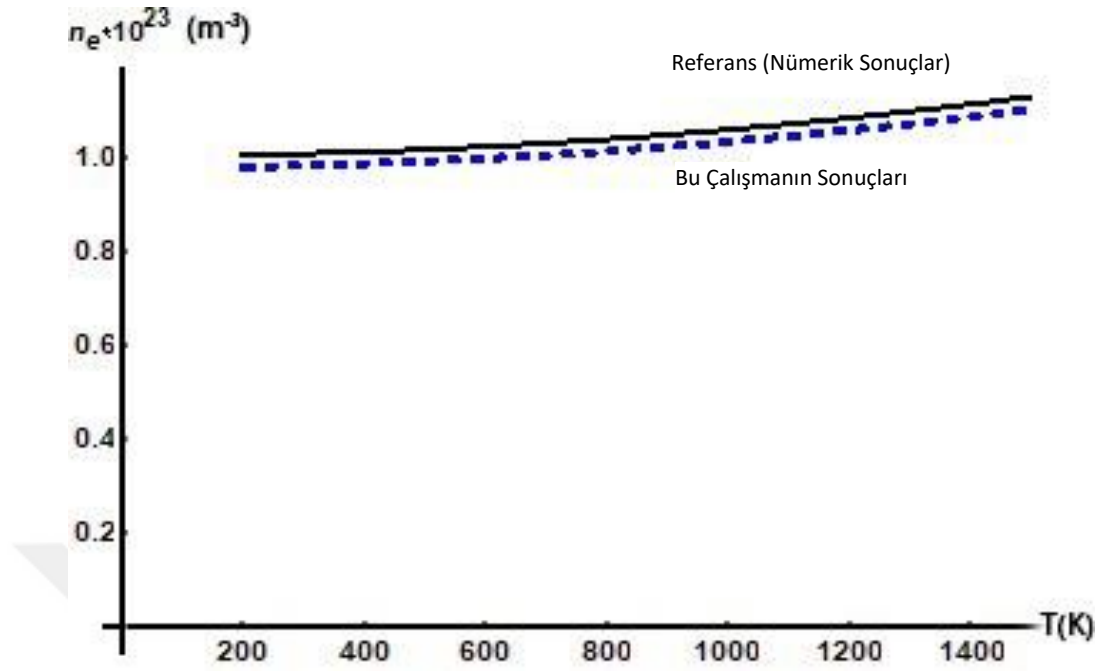
4.2.Galyum Nitrit (GaN) Yarı İletkeninin Elektron Konsantrasyonunun Hesaplanması

Galyum nitrit (GaN) yarı iletkeninin elektron konsantrasyonunu genel şekilde hesaplamak için

$$n = \frac{(2m_n k_B T)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3} I_{3/2,0}^0(\eta, \beta) \quad (4.1)$$

$I_{3/2,0}^0(\eta, \beta)$ = iki parametrelili Fermi-Dirac fonksiyonu olup (3.1.) ifadesi kullanıldı.

Eşitlik 4.1’de $I_{3/2,0}^0(\eta, \beta)$ katsayısı iki parametrelili Fermi fonksiyonları ile ifade edilmiştir. İki parametrelili Fermi integrali için önerilen yöntem (Mamedov ve Çopuroğlu) kullanılarak galyum nitrit (GaN) ($E_g=3.28$ eV) yarı iletkenin konsantrasyonu sıcaklığın geniş aralığındaki değerlerine göre alınan hesaplama sonuçları Şekil 4.2 ve Çizelge (4.3)’de verilmiştir. Siyah sürekli çizgi ile gösterilen değerler nümerik sonuçlardır. Mavi kesikli değerler ise bu çalışmadan elde edilen sonuçlardır.



Şekil 4.2. Galyum nitrit (GaN) (m^{-3}) konsantrasyonunun sıcaklığa bağlı değişimi

Çizelge 4.4. Galyum nitrit (GaN) yarı iletkenin elektron konsantrasyonunun sıcaklığa göre hesaplama sonuçları

T (K)	Nümerik Sonuçlar (m^{-3})	Bu Çalışma Eşitlik 4.1. (m^{-3})
200	1.03118E+24	1.00566E+24
220	1.03127E+24	1.00575E+24
240	1.00585E+24	1.03137E+24
260	1.00596E+24	1.03148E+24
280	1.00607E+24	1.03172E+24
300	1.00620E+24	1.03172E+24
320	1.00633E+24	1.03186E+24
340	1.00647E+24	1.0320E+24
360	1.00663E+24	1.03215E+24
380	1.00679E+24	1.03232E+24
400	1.00695E+24	1.03249E+24

420	1.00713E+24	1.03267E+24
440	1.00731E+24	1.03285E+24
460	1.00751E+24	1.03305E+24
480	1.00771E+24	1.03326E+24
500	1.00792E+24	1.03347E+24
520	1.00814E+24	1.03369E+24
540	1.00837E+24	1.03392E+24
560	1.00861E+24	1.03416E+24
580	1.00885E+24	1.03441E+24
600	1.00911E+24	1.03467E+24
620	1.00937E+24	1.03497E+24
640	1.00964E+24	1.03521E+24
660	1.00992E+24	1.03550E+24
680	1.01021E+24	1.03579E+24
700	1.01051E+24	1.03609E+24
720	1.01081E+24	1.0364E+24
740	1.01113E+24	1.03672E+24
760	1.01145E+24	1.03705E+24
780	1.01178E+24	1.03738E+24
800	1.01212E+24	1.03773E+24
820	1.01247E+24	1.03808E+24
840	1.01283E+24	1.03845E+24
860	1.01319E+24	1.03882E+24
880	1.01357E+24	1.0392E+24
900	1.01395E+24	1.03959E+24
920	1.01434E+24	1.03998E+24
940	1.01474E+24	1.04039E+24
960	1.01508E+24	1.04081E+24
980	1.01557E+24	1.04123E+24
1000	1.016E+24	1.04166E+24
1020	1.01643E+24	1.0421E+24

1040	1.01688E+24	1.04255E+24
1060	1.01733E+24	1.044301E+24
1080	1.01779E+24	1.04348E+24
1100	1.01826E+24	1.04396E+24
1120	1.01874E+24	1.04444E+24
1140	1.01922E+24	1.04494E+24
1160	1.02072E+24	1.04544E+24
1180	1.02022E+24	1.04595E+24
1200	1.02074E+24	1.04647E+24
1220	1.02126E+24	1.0447E+24
1240	1.02179E+24	1.04754E+24
1260	1.02233E+24	1.04808E+24
1280	1.02287E+24	1.04864E+24
1300	1.02343E+24	1.0492E+24

Çizelge 4.4'ün devamıdır.

4.3. Germanyum (Ge) Yarı İletkeninin Hall Etkisinin Hesaplanması ve Kimyasal Potansiyele Göre Karşılaştırılması

Zayıf manyetik alanda bulunan yarı iletkenlerin Hall etkisi parametrelerin değişik değerlerinde Eşitlik (3.9) kullanılarak hesaplanmıştır. Mathematica programlama dili kullanılarak Eşitlik (3.9)'un programı oluşturulmuştur. Hesaplamalar germanyum (Ge) yarı iletkeni için taşıyıcı konsantrasyonu $n = 2.10^{13} \text{ cm}^{-3}$, ışık hızı $c = 3.10^8 \text{ m/s}$ ve elektron yükü $e = -1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$ ve manyetik alan $H = 0.05 \text{ Tl}$ alınarak yapılmıştır. Bizim hesaplama sonuçlarımız ve nümerik yöntemlerden alınan sonuçlar Çizelge (4.4)'de verilmiştir. Elde edilen sonuçların nümerik ve literatür sonuçlarla iyi uyum içerisinde olduğu görülmektedir. Böylelikle analitik formül genel olup parametrelerin keyfi değerlerinde geçerlidir.

Çizelge 4.5. Germanyum (Ge) Yarı iletkenin Hall etkisinin $r = 0$ durumu için η kimyasal potansiyele göre değişmesinin karşılaştırmalı sonuçları (m^3/C)

η (eV)	Eşitlik 3.9 Hall Katsayısı	Mathematica 10.0 Nümerik Sonuçları	(Askerov, 1985)
-5	1.2269349049E-09	1.2269349024E-09	1.2269349044E-09
-5.5	1.2270329107E-09	1.227032908E-09	1.227032911E-09
-0.7	1.2129830724E-09	1.2129830724E-09	1.2129830723E-09
-1.6	1.2205076457E-09	1.2205076435E-09	1.2205076432E-09
-4.8	1.2268799013E-09	1.2268798988E-09	1.226879815E-09
-8.8	1.2271790204E-09	1.2271901793E-09	1.2271901708E-09
-2.6	1.2245434676E-09	1.2245434652E-09	1.2245434681E-09
-16.8	1.2271846284E-09	1.2271846258E-09	1.2271846278E-09

4.4. İndiyum Arsenit (InAs) ve Galyum Arsenit (GaAs) Yarı İletkenlerinin Isı Kapasitesinin Sıcaklığa Bağlı Olarak Değişmesinin Debye Yaklaşımına Göre İncelenmesi.

İndiyum arsenit (InAs) ve galyum arsenit (GaAs) yarı iletken bileşiklerden olup, büyük Hall katsayısına sahip olması nedeniyle manyetik alan sensörü ve kızılötesi LED'ler olarak önemli uygulamaları yaygın olarak kullanılmaktadır. İndiyum arsenit (InAs) ve galyum arsenit (GaAs) öz ısı kapasitelerini değerlendirmek için Debye yaklaşımı olarak bilinen temel bir yaklaşım geliştirilmiştir. Isı kapasitesinin analitik hesaplanmasında ortaya çıkan Debye fonksiyonu binom ayrılışı dikkate alınarak hesaplanmıştır (Guseinov, Mamedov 2007). Debye fonksiyonu için yazarların verdiği formül ısı miktarının geniş sıcaklık aralığında hesaplamaya imkan verir. Bu çalışmada, geniş sıcaklık aralığında indiyum arsenit (InAs) yarı iletkeninin ısı kapasitesini belirlemek için doğru bir yöntem öneriyoruz. Önerilen yaklaşım genel olup diğer gerçek sistemlerin termodinamik özelliklerinin değerlendirilmesine uygulanabilir. Debye yaklaşımından elde edilen sonuçlarla literatürden elde edilen veriler karşılaştırıldığında, sonuçların uygun yarı iletkenler için iyi bir ölçüt olduğu belirlenmiştir.

Bir önceki bölümde verilen (3.54)-(3.57) formüllerinin Matematica 10.0 programlama dilinde algoritması oluşturularak InAs yarı iletkenin ısı kapasitesinin sıcaklığa göre değişmesi hesaplanmıştır. Hesaplama sonuçları Çizelge 4.6’de literatürle karşılaştırmalı olarak verilmiştir (Glazov and Pashinkin, 2000). Alınan sonuçlardan görüldüğü gibi bizim ve kaynak sonuçları uyum içerisindedir. Alınan sonuçların hassaslığı gösterir ki önerilen yöntem kullanılarak diğer yarı iletkenlerin termal özellikleri sıcaklığın geniş aralığında incelenebilir.

Çizelge 4.6. İndiyum arsenit (InAs) yarı iletkenin ısı kapasitesinin sıcaklığa göre değişmesi ($\theta_D = 330\text{ K}$), (J/(kg.K))

T(K)	Bu Çalışma Eşitlik (3.56)	(Glazov ve Pashinkin.,2000)
310	5.60	5.71
320	5.65	5.72
330	5.67	5.74
340	5.69	5.75
350	5.72	5.75
360	5.76	5.77
370	5.79	5.78
380	5.81	5.79
390	5.82	5.81
400	5.84	5.82
700	6.19	6.16
720	6.17	6.19
740	6.18	6.21
760	6.20	6.23
780	6.30	6.26
800	6.31	6.28
820	6.25	6.30
840	6.27	6.33

Çizelge 4.7. Galyum arsenit (GaAs) yarı iletkenin ısı kapasitesinin sıcaklığa göre değişmesi ($Q_D=360K$), (J/(kg.K))

T(K)	Bu Çalışma Denklem (3.56)	(Boussaid ve ark., 2019)
300	45.586	46.71
320	46.527	
340	47.356	
360	48.111	47.86
500	51.956	51.77
520	52.427	
540	52.847	
560	53.260	
580	53.663	
600	54.066	55.14
620	54.463	
640	54.849	
660	55.229	
680	55.625	
700	56.011	57.18
720	56.395	
740	56.786	
760	57.164	
780	57.565	
800	57.957	
820	58.358	
840	58.773	
860	59.188	
880	59.619	
900	60.045	

920	60.479	
940	60.937	
960	61.399	
980	61.878	
1000	62.362	
1020	62.867	
1040	63.386	
1060	63.921	
1080	64.472	
1100	65.044	
1120	65.643	
1140	66.275	
1160	66.927	
1180	67.612	
1200	68.324	

Çizelge 4.7.'nin devamıdır.

5. TARTIŞMA VE SONUÇ

Zayıf manyetik alan durumunda, yarı iletkenlerin standart bölgesi enine Nernst-Ettingshausen etkisinin, elektrik direncinin, elektron konsantrasyonun, Hall etkisinin ve Seebeck katsayısının hesaplanması için literatürde yeni bir analitik yaklaşım önerilmiştir. Nernst-Ettingshausen etkisinin, elektrik direncinin, elektron konsantrasyonun, Hall etkisinin ve Seebeck katsayısının hesaplanması için önerilen formüller iki parametrelili Fermi fonksiyonu ile ifade edilir. Yakın zamanda (Mamedov, Çopuroğlu, 2018) çalışmasında iki parametrelili Fermi fonksiyonlarının doğru değerlendirilmesi için etkili formüller önermiştir. Önerilen yöntem, parametrelerin keyfi değerleri için tatmin edici sonuçlar verir ve enine Nernst-Ettingshausen etkilerini, elektrik direncini, elektron konsantrasyonunu, Hall etkisini ve Seebeck katsayısını doğru bir şekilde değerlendirmemizi sağlar. Adı geçen fiziksel büyüklüklerin silisyum (Si), germanyum (Ge) ve galyum nitrit (GaN) yarı iletkenleri için hesaplama sonuçları, önerilen algoritmanın, diğer kinetik etkilerinin teorik değerlendirmeleri için yüksek verimlilik ve hassasiyete sahip olduğunu göstermektedir (Mamedov, Çopuroğlu, 2018) makalesine katkı yapıldı.

Zayıf manyetik bir alanda, yarı iletkenin yük taşıyıcıları akım ve manyetik alanın dik kuvveti etkisi altında kalır. Yarı iletkenlerdeki elektron ve deşiklerin katkısı nedeniyle, teorik incelenmesinin daha zor olduğu iyi bilinmektedir. Yarı iletkenlerin Hall etkisinin değerlendirilmesi için birçok farklı yaklaşım vardır. Bu çalışmada zayıf manyetik alanda kinetik etki teorisi kullanılarak Hall katsayıları önerilen yaklaşımla ilk kez analitik olarak değerlendirilmiştir. Önerilen formülle, iki parametrelili Fermi fonksiyonları kolayca hesaplanabilir. Bu çalışmanın avantajı, iki parametrelili Fermi fonksiyonlarının analitik olarak hesaplanmasında yeni gelişmelerden de yararlanılmasıdır. Uygulanan yeni yöntemin hassaslığını göstermek için silisyum (Si) yarı iletkeninin Nernst-Ettingshausen etkisini, Seebeck katsayısını, elektrik öz direncini, galyum nitrit (GaN) yarı iletkeninin elektron konsantrasyonunu ve germanyum (Ge) yarı iletkeninin Hall etkisini kimyasal potansiyelin değişmesine göre hesaplayarak elde ettiğimiz sonuçları sayısal verilerle karşılaştırmalı kontrol ettik.

Nernst-Ettingshausen etkisi için önerilen yaklaşım silisyum (Si) yarı iletkenine uygulanmıştır. Kimyasal potansiyelin farklı değerlerinde alınan sonuçlar Çizelge 4.1’de

verilmiştir. Ayrıca önerilen yaklaşım kullanılarak germanyum (Ge) yarı iletkenin Hall etkisinin $r = 0$, $r = 2$ durumu için kimyasal potansiyele göre değişmesinin karşılaştırmalı sonuçları Çizelge 4.5'te verilmiştir. Hall etkisinin germanyum (Ge) yarı iletkenine uygulamasından alınan hesaplama sonuçlarının nümerik veriler ile karşılaştırılmasından görüldüğü gibi önerilen yöntem uyumlu sonuçlar verir.

Manyetik alanın etkisiyle elektriksel dirençteki değişiklikler, bilgisayarda sabit disk depolama ve mikro devre sensörler gibi teknolojik cihazlarda yaygın olarak kullanılmaktadır. Genel teorik yaklaşım kullanılarak manyetik alandaki yarı iletken direncinin değişmesi iki parametrelili Fermi fonksiyonları ile ifade edilebilir. Tüm hesaplamalarda (Guseinov ve Mamedov, 2010), bir parametrelili Fermi fonksiyonları için yazarlardan birinin önerdiği analitik formül kullanılmıştır. Silisyum (Si) yarı iletken öz direncinin analitik olarak hesaplanan sonuçları kimyasal potansiyelin farklı değerlerinde Çizelge 4.3'te sunulmuştur. Önerilen analitik çözüm ile sayısal yaklaşımlardan elde edilen sonuçlar arasında iyi bir uyum olduğu görülmektedir.

Seebeck katsayısı (termoelektrik güç), bir sıcaklık farkına karşılık olarak uyarılmış bir termoelektrik voltajın değerini karakterize etmek için önemli bir karakteristik niceliktir. Yarı iletkenlerde Seebeck katsayısının, Fermi yaklaşımı göz önüne alınarak değerlendirilmesi için teorik bir yaklaşım önerilmiştir. Bu nedenle, Seebeck katsayısı Fermi seviyesinin kendisinin sıcaklık bağımlılığının optimize edilmesi için önemli bir parametredir ve termoelektrik devre boyunca bir değişim oluşturur. Bu yaklaşım, Seebeck katsayısının (termoelektrik güç) teorik araştırılmasında çok yararlı olduğunu göstermiştir. Şekil 4.1'de Seebeck katsayısını (termoelektrik güç) teorik hesaplamak için önemli olan $Q(k, \delta, T, E_f, E_0)$ fonksiyonunun T sıcaklığının tüm değerlerinde sürekli artarak değiştiği görülmüyor. Buradan Seebeck katsayısının (termoelektrik güç) sıcaklığın değişmesine göre sonuçlarını takip etme gibi önemli bir sonuca varmış oluruz.

Önerilen yaklaşım galyum nitrit (GaN) yarı iletkenin elektron konsantrasyonunun sıcaklığa göre değişimini belirleme imkanı vermektedir. Hesaplama sonuçları sıcaklığın keyfi değerlerinde Çizelge 4.4'te nümerik sonuçlarla karşılaştırmalı olarak verilmiştir ve uyumlu olduğu görülmüştür. Şekil 4.3'te ise sıcaklığın geniş aralığında elde edilen hesaplama ve nümerik sonuçların sıcaklığa göre değişimi grafik olarak verilmiştir. Şekil 4.2'den görüldüğü gibi galyum nitrit (GaN) yarı iletkeninin elektron konsantrasyonu sıcaklık arttıkça artmaktadır. Bu sonuçlar doğrultusunda yarı iletkenlerin elektron

konsantrasyonunun sıcaklığa göre değişimi dikkate alınarak fiziksel özelliklerinin değişmesi hesaplanabilir.

Yapılan çalışmalardan anlaşıldığı gibi kinetik etkilerden olan Si yarı iletkenin enine Nernst-Ettingshausen etkisi, özdirenci, Seebeck katsayısı ve ayrıca galyum nitrit (GaN) yarı iletkeninin elektron konsantrasyonu ve germanyum (Ge) yarı iletkeninin Hall etkisi için önerilen yöntemlerle oluşturulan programlar, diğer termal etkileri de geniş parametreler aralığında hassas, hızlı ve analitik olarak hesaplamaya imkan verir.

Elektronik alanında sıkça kullanılan indiyum arsenit (InAs) ve galyum arsenit (GaAs) yarı iletkenlerin sıcaklığa göre ısı miktarının değişmesinin önemi dikkate alınarak bu çalışmada son olarak indiyum arsenit (InAs) ve galyum arsenit (GaAs) yarı iletkenlerinin sıcaklığa göre ısı miktarının değişmesi Debye yaklaşımına göre incelenmiştir.

Debye modeli iki atomlu moleküler yapıya sahip yarı iletkenlerin termal özelliklerinin hassas hesaplanması için önemli bir yaklaşımdır. Debye fonksiyonu için önerilen (Guseinov ve Mamedov, 2007) yeni yaklaşımı kullanılarak indiyum arsenit (InAs) ve galyum arsenit (GaAs) yarı iletkenlerinin ısı kapasitesinin sıcaklığa göre değişiminin hesaplama sonuçları izelge 4.6 ve 4.7’de literatürle karşılaştırılmal olarak verilmiştir (Glazov ve ark.,2000) ve (Boussaid ve ark., 2019). Hesaplama sonuçlarının hassaslığı gösterir ki, önerilen yöntem kullanılarak diğer yarı iletkenlerin termal özellikleri sıcaklığın geniş aralığında incelenebilir.

Standart bölgede yarı iletkende enine Nernst-Ettingshausen etkisi için oluşturulan analitik ifade ve hesaplama sonuçları AIP Conference Proceeding dergisinde yayınlanmıştır (Mamedov, Askerov, Akkuş, 2017).

6. KAYNAKLAR

- Alivisatos, A. P., 1996. Perspectives on the Physical Chemistry of Semiconductor Nanocrystals. *J. Phys. Chem.* 100, 31, 13226-13239.
- Apertet, Y., Ouerdane, H., Goupil, C., Lecoœur, P., 2016. A note on the electrochemical nature of the thermoelectric power. *Eur. Phys. J. Plus.* 131, 76.
- Askerov, I. M., Akkuş, A., Mehmetoğlu, T., 2021. The Oretical Study of Seebeck Coefficient by using The Fermi –Dirac Functions. *International Congress on Vocational & Technical Sciences – V, Kahire/ Mısır.*
- Askerov, I. M., Akkus, A., 2020. Use Debye Approximation In Evalation Of Heat Capacity Temperature Dependence Of InAs Semiconductor, *EJONS International Journal on Mathematics, Engineering, Natural & Medical Sciences – ISSN 2602 - 4136, Morocco/ Fas.*
- Askerov, B. M., 1970. Kinetic effects in semiconductor. Leningrad, Russian.
- Askerov, B. M., 1985. Electron transport in semiconductor. Word Scientific, Singapore.
- Askerov, B. M., 1994. Electron transport phenomena in semiconductor. Word Scientific.
- Blatt , F. J., 1957. Theory of Mobility of Electrons in Solids, *Solid State Physics. Solid State Phy.s,* 4, 199–366.
- Blundell, S. J., Blundell, K. M., 2009. Concepts in Thermal Physics (Second edition) Oxford, USA.
- Biswas, K., He, J., Blum, I. D., Wu, C.-I., Hogan, T.P., Seidman, D. N., Dravid, V. P., Kanatzidis, M.G., 2012. Boussaid, O., Belgacem, C. H., & Fnaiech, M. (2019). Heat Capacity Calculation of Some Semiconductor Compounds Using Lambert W Function. *Silicon*, 11(3), 1673-1676
- Callen, H.B., 1948. The Application of Onsager's Reciprocal Relations to Thermoelectric, Thermomagnetic, and Galvanomagnetic Effects. *Phys. Rev. ,* 73, 1349.
- Coronado, E., and Galán-Mascarós, J. R., 2005. Hybrid molecular conductors. *J. Mater. Chem.*, 15, 66-74.
- Cutler, M., Mott, N.F., 1969. Observation of Anderson Localization in an Electron Gas. *Phys. Rev.* 181 (3), 1336-1340.

- Delhaes, P., Coulon, C., Amiell, J., Flandrois, S., Toreilles, E., Fabre, J. M., Giral, L., 1979. Physical Properties of One Dimensional Conductors. *Mol. Crys. Liquid Crys.*, 50, 43-58.
- Debye, P., 1912. Zur Theorie der spezifischen Wärmen, *Annalen der Physik*, 344, 789-839.
- Dikici, M. 1993. Katihal Fiziğine Giriş, Ondukuz Mayıs Üniveristesi, Samsun.
- Drude, P., 1900. Zur Elektronentheorie der Metalle, *Ann. Phys.*, 306, 566-613.
- Duke, C. B., 1993. Twenty years of semiconductor surface and interface structure determination and prediction: The role of the annual conferences on the physics and chemistry of semiconductor interfaces. *J. Vacuum Sci. & Tech. B.* 11, 1336.
- Ettingshausen, A. V., Nernst, W., 1886. Ueber das Auftreten electromotorischer Kräfte in Metallplatten, welche von einem Wärmestrome durchflossen werden und sich im magnetischen Felde befinden. *Annalen der Physik.* 265, 343.
- Feorych, O. M., ve ark. 2002. Single ion anisotropy of Mn-doped GaAs measured by electron paramagnetic resonance. *Phys. Rev. B*, 66 045201.
- Figarova, S. R., Huseynov, H. I., Figarov, V. R., 2018. Transverse Nernst-Ettinghausen Effects in Superlattices Upon Electron-Phonon Scattering. *Semiconductors*, 52 (7) , 853-858 .
- Fu L. M., 1994. *Modern Semiconductor Quantum Physics*. Word Scientific Publishing. USA
- Gisbergen, S. J. C. H. M., Godlewski, M., Gregorkiewicz, T., Ammerlaan, C. A. J. 1990. Magnetic-resonance studies of interstitial Mn in GaP and GaAs. *Phys. Rev. B*, 44, 3012-3019.
- Gradshteyn, I. S., Ryzhik, I. M., 1980. *Tables of Integrals, Sums, Series and Products*, 4th ed. Academic Press, New York.
- Guseinov, I. I., Mamedov, B. A., 2004. Evaluation of Incomplete Gamma Functions Using Downward Recursion and Analytical Relations. *J. Math. Chem.*, 36, 341-346.
- Guseinov, I. I., Mamedov, B.A., 2010. Unified treatment for accurate and fast evaluation of the Fermi Dirac functions. *Chin. Phys. B*, 19, 050501.
- Guseinov, I.I., Mamedov, B.A., 2007. Calculation of Integer and Noninteger n – Dimensional Debye Functions Using Binomial Coefficients and Incomplete

- Gamma Functions, *Int. J. Thermophys.* 28, 1420.
- Glazov V. M. and Pashinkin, A. S., 2000, Thermal Expansion and Heat Capacity of GaAs and InAs, *Inorganic Materials*, 36, 225-235.
- Gryazanov, O.S., 1971. Tables for the calculation of kinetic coefficients in semiconductor. Nauka, Leningrad.
- Hall, E. H., 1879. On a new action of the magnetoelectric currents. *Amer. J. Maths.* 2 (3), 287-92.
- Hippel, A. R von, 1954. Dielectric materials and applications. Technology press of M.I.T, New York.
- Huebener, R. P., Seher, A., 1969. Nernst Effect and Flux Flow in Superconductors. I. Niobium. *Phys. Rev.*, 181, 701.
- Jones, W., Norman, H. N., 1985. Theoretical Solid State Physics. Dover.
- Kim, H. S., Gibbs, Z. M., Tang, Y., Wang, H., Snyder G. J., 2015. Characterization of Lorenz number with Seebeck coefficient measurement. *Apl Materials* 3, 041506-041511.
- Kim, J. ve Kwon, E. E. 2019. Photoconversion of carbon dioxide into fuels using semiconductors. *J. CO₂ Utilization*, 33, 72-82.
- Kittel, C. 2005. Introduction to Solid State Physics. John Wiley & Sons.
- Kowalewski, A., Jaroslaw, W., et. al., 2019. Semiconductor contact layer characterization in a context of Hall Effect measurements. *Metrology and Measurement Systems*, 26 (1), 190-114.
- Liu, X., Xie, X. C., 2010. Spin Nernst effect in the absence of a magnetic field, *Solid State Commun.* 150, 471–474.
- Madsen, G. K. H., Singh, D.J., 2006. Boltz TraP. A code for calculating band-structure dependent quantities. *Comput. Phys. Commun.* 175, 67.
- Malevich, V. L., Épshtein, É. M., 1976. Photostimulated kinetic effects in semiconductors. *Soviet Phys. J.* 19 (2), 230–237.
- Mamedov, B. A., Askerov, I. M., Akkus, A., 2017. Calculation of the transverse Nernst-Ettingshausen effect of semiconductor with Standard zone by Using one-parameter Fermi functions. *AIP Conference Proceedings*, 1815, 050007.

- Mamedov, B. A., Copuroglu, E., 2016. Unified analytical treatments of the two-parameter Fermi functions Using binomial expansion theorem and incomplete gamma functions. *Solid State Comm.*, 245, 42-49.
- McMahan, A.K., Ross, M., 1977. High-temperature electron-band calculations. *Phys. Rev. B.* 15, 718.
- Mott, N. F., Davis, E. A., 1968. Conduction in non-crystalline systems. *Philos. Mag.* 17 (150), 1269-1284.
- Nalwa, H. S., 2001. Handbook of Thin Films, Five-Volume Set. Academic Press, USA.
- Neamen, D. A., 2003. *Semiconductor Physics and Devices*. Mc Graw Hill, USA
- Nemov, S. A., Blagikh, N. M., Allahkhah, A., Ivanova, L. D., 2015. Anisotropic mixed hole scattering mechanism in $\text{Sb}_2\text{Te}_3\text{-xSe(x)}$ crystal (0 a parts per thousand x a parts per thousand x 0.1) according to the data of the Nernst-Ettingshausen and Seebeck effects. *Semiconductors*, 49 (10), 1302-1306.
- Oncley, J. L., 1941. Evidence from Physical Chemistry Regarding the Size And Shape of Protein Molecules from Ultra-Centrifugation, Diffusion, Viscosity, Dielectric Dispersion, and Double Refraction of Flow. *Annals of the New York Academy of Sciences.* 41, 2.
- Paasch, G., Scheinert, S., 2010. A general analytical method for finding the quantum capacitance of graphene: analytical approximation for the Gauss—Fermi integral. *J. Appl. Phys.* 107, 104501-1—104501-4.
- Peltier, 1834. New experiments on the heat effects of electric currents. *Annales de Chimie et de Physique* (in French), 56, 371–386.
- Peterson, M.R., Shastry, B. S., 2010. Kelvin formula for thermopower. *Phys. Rev. B.* 82, 195105.
- Pippard, A.B., 1989. *Magnetoresistance in Metals*. Cambridge Press, Cambridge.
- Paulussen, S., Rego, R., Goossens, O., Vangeneugden, D., Rose, K., 2005. Physical and chemical properties of hybrid barrier coatings obtained in an atmospheric pressure dielectric barrier discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 38, 4.
- Saffert, R., Schapawalow, J., Landwehr, G., Gmelin, E., 1974. Nernst-Ettingshausen and Seebeck Effect of Pure and Electron-Irradiated Tellurium at Low Temperatures. *Phys. Stat. Sol. B*, 61, 509–519.

- Selvaggi, J. P., 2019. Modeling the Seebeck Coefficient for norganic metarials with the Kubo-Greenwood integral and a Gaussian density of states. *J. Comp. Electronic*, 18, 473-481.
- ,Shchennikov, V. V., Ovsyannikov, S. V., 2003. Thermoelectric power, magneto resistance of lead chalcogenides in the region of phase transitions under pressure. *Solid State Commun.* 126, 373–378.
- Sherman, A., 1987. Chemical vapor deposition for microelectronics: Principles, technology, and applications. Noyes Publications, United States.
- Stewart J. V., 2001. Intermediate Electromagnetic Theory. Word Scientific Publishing USA.
- Vaskivskiy, I., Gospodaric, J., Brazovskii, S., Svetin, D., Sutar, P., Goresnik, E., Mihailovic, I. A., Mertelj, T., Mihailovic, D., 2015. Controlling the metal-to-insulator relaxation of the metastable hidden quantum state in 1T-TaS₂. *Sci. Adv.*, 1, e1500168.
- Wang, Y., Hu Y. J., Shang, S. L., Zhou, B. C., Liu, Z. K., Chen, L. Q., 2017. First-Principles Thermodynamic Theory of Seebeck Coefficients. *arXiv:1708.01591v3*.
- Wu, H. Y. Chen, I. S., Chen, J. K., Chien, C. F., 2019. The R&D efficiency of the Taiwanese semiconductor industry. *Measurement*, 137, 203-213.
- Yatsyshyn, S., Stadnyk, B., Lutsyk, Y., Buniak, L., 2015. Handbook of Thermometry and Nanothermometry. International Frequency Sensor. Association Publishing, Barcelona, Spain.
- Zheng, L., C., Zhihao, H., Zhang, R., Jiangtoo, Q., Degiang, F., Jie, H., Hansheng, C., Fan, Y., Yahau, C., et.al., 2019. Enhancement of Anomalous Hall Effect via Interfacial Scattering in Metal-Organic Semiconductor Fe-x(C-60)(1-)(x) Granular Films Near the Metal-Insulator Transition. *Adv. Func. Materials*, 29 (36), 1808747.
- Ziman, J.M., 1960. Electrons and phonons: The theory of transport phenomena in solids. Clarendon Press, Oxford.

ÖZGEÇMİŞ

