

**T.C.  
NEVŞEHİR ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**İKİLİ KURŞUNSUZ LEHİM ALAŞIMLARININ  
ISI İLETİMİNİN ÖLÇÜMÜ**

**Tezi Hazırlayan  
Mustafa DEMİR**

**Tezi Yöneten  
Doç. Dr. Sezen AKSÖZ**

**Fizik Anabilim Dalı  
Yüksek Lisans Tezi**

**Temmuz 2013  
NEVŞEHİR**



**T.C.  
NEVŞEHİR ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**İKİLİ KURŞUNSUZ LEHİM ALAŞIMLARININ  
ISI İLETİMİNİN ÖLÇÜMÜ**

**Tezi Hazırlayan  
Mustafa DEMİR**

**Tezi Yöneten  
Doç. Dr. Sezen AKSÖZ**

**Fizik Anabilim Dalı  
Yüksek Lisans Tezi**

**Bu çalışma Nevşehir Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi tarafından  
2010/15 kodlu proje ile desteklenmiştir.**

**Temmuz 2013  
NEVŞEHİR**

Doç. Dr. Sezen AKSÖZ danışmanlığında **Mustafa DEMİR** tarafından hazırlanan “**İkili Kurşunsuz Lehim Alaşımlarının Isı İletiminin Ölçümü**” adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Nevşehir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

29.07.2013

**JÜRİ:**

Başkan : Doç. Dr. Fatma KARİPCİN

Üye :Doç. Dr. Murat ATİŞ

Üye :Doç. Dr. Sezen AKSÖZ

**ONAY:**

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulunun 02.08.2013 tarih ve 2013/22-01 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

12 / 08 / 2013

Doç. Dr. Şahlan ÖZTÜRK  
Enstitü Müdürü



## TEŞEKKÜR

Tez çalıŐmasının seçiminde, yürütülmesinde, sonuçlandırılmasında ve sonuçlarının değerlendirilmesinde maddi ve manevi destek ve yardımlarını esirgemeyen değerli hocam sayın Doç.Dr. Sezen AKSÖZ'e teşekkür ederim.

Deneysel çalıŐmalarım sırasında yardımlarından dolayı Esra ÖZTÜRK'e, aynı laboratuvarı paylaŐtıęımız çalışma arkadaşlarıma ve üzerimde emeği olan bütün hocalarıma teşekkür ederim.

Bu çalıŐmaya maddi destek veren Nevşehir Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi'ne (Proje No: 2010/15) teşekkür ederim.

Ayrıca, eğitim hayatım boyunca her zaman bana destek olan, maddi manevi desteğini hiçbir zaman esirgemeyen kıymetli anne ve babama, çalıŐmalarım süresince beni sürekli destekleyen, sabır ve anlayıŐ gösteren değerli eŐim Saliha DEMİR'e ve gül yüzleri ile neŐe saçıp beni destekleyen oğullarım Ahmed Tarık ve Mehmet Burak'a teşekkür ederim.

# İKİLİ KURŞUNSUZ LEHİM ALAŞIMLARININ ISI İLETİMİNİN ÖLÇÜMÜ

**Mustafa DEMİR**  
**Nevşehir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü**  
**Yüksek Lisans Tezi, Temmuz 2013**  
**Tez Danışmanı: Doç. Dr. Sezen AKSÖZ**

## ÖZET

Sn-%10 ağ. [x] (x= Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) ikili kurşunsuz lehim alaşımlarının ısı iletkenliklerinin sıcaklığa bağlı değişimi lineer ısı akış sistemi kullanılarak ölçüldü. Her bir çubuk numune bir ucundan ısıtıcı sistem kullanılarak 20 K adımlarla malzemenin erime sıcaklığının 10 K altına kadar ısıtıldı ve diğer ucu ise lineer bir sıcaklık gradyenti elde etmek için soğutucu sistemle soğutuldu. Isıl iletkenliğin tespiti için; kesit alanı, çubuk boyunca en az iki noktanın sıcaklığı, bu iki sıcaklığın ölçüldüğü noktalar arası uzaklık ve numune üzerindeki ısı akış miktarı ölçüldü. Bu deneysel çalışmada; sistemde numune varken ve numune yokken verilen güç girişleri, ayrı ayrı ısıtıcı üzerindeki potansiyel düşmesi ve akım ölçülerek bulundu. Her bir kararlı hal durumu için numune üzerindeki ısı akış hızının bu iki güç girişi arasındaki fark olduğu kabul edildi.

Her bir kurşunsuz lehim alaşımı için erime sıcaklığındaki ısı iletkenlik, ısı iletkenliğin sıcaklığa bağlı grafiğinden elde edildi. Alaşımların elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi de ölçülen ısı iletkenlik değerleri kullanılarak Wiedemann–Franz (W–F) bağıntısından bulundu. Isıl ve elektriksel iletkenlik sıcaklık katsayıları da ilgili iletkenlik-sıcaklık grafiklerinden sırasıyla elde edildi.

**Anahtar Kelimeler:** Isıl iletkenlik; elektriksel iletkenlik; Wiedemann-Franz kanunu; ikili kurşunsuz lehim alaşımları.

# THE MEASUREMENT OF THERMAL CONDUCTIVITIES OF BINARY LEAD-FREE SOLDER ALLOYS

**Mustafa DEMİR**

**Nevşehir University, Graduate School of Natural and Applied Sciences**

**M. Sc. Thesis, July 2013**

**Thesis Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Sezen AKSÖZ**

## ABSTRACT

The variations of thermal conductivity with temperature for binary lead-free solder alloys, Sn-10 wt.% [x] (x= Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) were measured by using a linear heat flow apparatus. Each rod specimen was heated from one side by using a hot stage in steps of 20 K up to 10 K below the melting temperature of the material and the other side was kept cool by using a cold stage to get a linear temperature gradient. To determine the thermal conductivity; the cross-sectional area, the temperatures of at least two points along the rod, the distance between points of temperature measurements and the rate of heat flow into the rod were measured. In this experimental work, the input powers given to the system with and without the specimen were separately determined by measuring the voltage drop and current passing through heater. Heat flow rate into the rod specimen for each steady state condition was assumed to be the difference between these input powers.

The thermal conductivity of each lead-free solder alloy at its melting temperature was obtained from graphs of thermal conductivity variations with temperature. Variation of the electrical conductivity with temperature for the alloys was also determined from the Wiedemann-Franz (W-F) equation by using the measured values of thermal conductivity. The thermal and electrical temperature coefficients were also determined from the corresponding conductivity versus temperature graphs respectively.

**Keywords:** Thermal conductivity; electrical conductivity; Wiedemann-Franz law; binary lead free solder alloys.

## İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY.....	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
ÖZET .....	iv
ABSTRACT.....	v
KISALTMALAR VE SİMGELER.....	x
TABLolar LİSTESİ.....	xii
ŞEKİLLER LİSTESİ .....	xiii
1. BÖLÜM	
ISIL VE ELEKTRİKSEL İLETKENLİK.....	1
1.1. Giriş.....	1
1.2. Isıl İletkenlik ile İlgili Tanımlar.....	1
1.2.1. Sıcaklık .....	1
1.2.2. Isı ve İç Enerji.....	2
1.2.3. Isı Sığıması.....	3
1.2.3.1. Fonon Isı Sığıması.....	3
1.2.3.1.1. Klasik Model.....	3
1.2.3.1.2. Einstein Modeli.....	6
1.2.3.1.3. Debye Modeli.....	10
1.2.3.2. Elektronik Isı Sığıması.....	13
1.2.4. Isı İletkenliği .....	16
1.2.5. Malzemelerde Isıl İletkenlik .....	19
1.2.6. Termoelektrik Özellikler.....	20
1.2.6.1. Seebeck Etkisi.....	21
1.2.6.2. Peltier Etkisi.....	22
1.3. Elektriksel İletkenlik ile İlgili Tanımlar .....	23
1.3.1. Elektriksel İletkenlik.....	23
1.3.2. Metallerin Elektriksel Özdirenci.....	25
1.3.3. Metallerde Elektriksel İletkenlik.....	26
1.3.4. Metallerde Elektriksel Direnci Etkiyen Etkiler.....	27
1.3.4.1. Sıcaklık .....	27
1.3.4.2. Yabancı Atomlar .....	28
1.3.4.3. Kristal Yapı Kusurları.....	29



1.3.4.4. Umklapp Saçılması .....	29
1.3.5. Isıl ve Elektriksel İletkenliğin Birbirine Oranı ve Wiedemann-Franz Kanunu .....	31
1.4. Lehimler.....	32
2. BÖLÜM	
ISIL VE ELEKTRİKSEL İLETKENLİĞİN BELİRLENMESİ İÇİN YAPILAN	
ÇALIŞMALAR.....	
2.1. Giriş.....	35
2.2. Isıl İletkenliğin Belirlenmesi için Yapılan Çalışmalar.....	36
2.2.1. Kararlı Hal Metotları.....	38
2.2.1.1. Lineer Isı Akış Metotları.....	39
2.2.1.1.1. Mutlak Metotlar .....	40
2.2.1.1.1.1. Çubuk (Rod) Metodu .....	40
2.2.1.1.1.2. Levha (Disk) Metodu.....	41
2.2.1.1.2. Karşılaştırmalı Metotlar .....	42
2.2.1.1.2.1. Bölünmüş Çubuk Metodu .....	42
2.2.1.1.2.2. Levha (Disk) Metodu.....	43
2.2.1.1.2.3. Bileşik Metot.....	43
2.2.1.2. Forbes'in Çubuk Metodu .....	43
2.2.1.3. Radyal Isı Akış Metodu .....	44
2.2.1.3.1. Mutlak Radyal Isı Akış Metotları .....	44
2.2.1.3.1.1. Silindirik Radyal Isı Akış Metodu .....	44
2.2.1.3.1.2. Küresel ve Elipsoidal Radyal Isı Akış Metodu.....	45
2.2.1.3.1.3. Eş Merkezli Küresel ve Eş Merkezli Silindirik Radyal Isı Akış Metotları.....	46
2.2.1.3.1.4. de Sénarmont' un Levha Metodu.....	47
2.2.1.3.2. Karşılaştırmalı Metotlar .....	47
2.2.1.3.2.1. Eş Merkezli Silindir Metodu .....	47
2.2.1.3.2.2. Disk Metodu.....	48
2.2.1.4. Doğrudan Elektriksel Isıtma Metodu.....	48
2.2.1.4.1. Silindirik Çubuk Metotları.....	49
2.2.1.4.1.1. Lineer Isı Akış Metodu .....	49
2.2.1.4.1.2. Radyal Isı Akış Metodu .....	49
2.2.1.4.1.3. İnce Çubuk Yaklaşım Metodu.....	50
2.2.1.4.2. Dikdörtgen Çubuk Metodu.....	51

2.2.1.5. Termoelektriksel Metot.....	51
2.2.1.6. Isıl Karşılaştırma Metodu.....	52
2.2.2. Kararsız Hal Metotları.....	53
2.2.2.1. Periyodik Isı Akış Metotları.....	53
2.2.2.1.1. Çizgisel (Boyuna) Isı Akış Metodu.....	54
2.2.2.1.2. Radyal Isı Akış Metodu.....	54
2.2.2.2. Geçici Isı Akış Metotları.....	55
2.2.2.2.1. Doğrusal (Boyuna) Isı Akış Metodu.....	55
2.2.2.2.2. Flaş Metodu.....	55
2.2.2.2.3. Radyal Isı Akış Metodu.....	56
2.2.2.2.4. Çizgisel Isı Kaynağı ve Sonda Metotları.....	56
2.2.2.2.5. Hareketli Isı Kaynağı Metodu.....	57
2.2.2.2.6. Karşılaştırmalı Metot.....	57
2.3. Elektriksel İletkenliğin Belirlenmesi için Yapılan Çalışmalar.....	58
2.4. Sonuç ve Tartışma.....	61
3. BÖLÜM	
DENEYSEL SİSTEMLER ve BİR DENEYİN YAPILIŞI.....	69
3.1. Giriş.....	69
3.2. Deneysel Sistemler.....	69
3.2.1. Vakumlu Eritme Fırını.....	69
3.2.2. Döküm Fırını.....	71
3.2.3. Lineer Isı Akış Sistemi.....	73
3.2.3.1. Isıtıcı Sistem.....	73
3.2.3.2. Soğutucu Sistem.....	75
3.2.3.3. Numune Tutucu.....	77
3.3. Isı İletkenliğinin Ölçümü için Bir Deneyin Yapılışı.....	78
3.3.1. Numune Kalıbının Hazırlanması.....	78
3.3.2. Numune Kalıbının Döküm Fırınına Yerleştirilmesi ve Dökümün Yapılması.....	80
3.3.3. Numunenin Lineer Isı Akış Sistemine Yerleştirilmesi.....	82
3.3.4. Lineer Isı Akış Sisteminde Bir Deneyin Yapılışı.....	85
4. BÖLÜM	
DENEYSEL SONUÇLAR.....	86
4.1. Giriş.....	86

4.2. Katı Fazın Isıl İletkenliğinin Ölçümü .....	86
4.3. Katı Fazın Isısal İletkenliğinin Ölçümündeki Hata Analizi.....	92
4.3.1. Isı Akış Hızındaki Kısmi Belirsizlik.....	93
4.3.2. Isıl Çiftler Arasındaki Sıcaklık Farkı $\Delta T=T_1-T_2$ Ölçümündeki Belirsizlik .....	94
4.3.3. Kesit Alanı (A) ve Isıl Çift Konumlarının ( $X_1, X_2$ ) Ölçümündeki Belirsizlik .....	94
4.4. Isıl Sıcaklık Katsayısının Hesaplanması.....	94
4.5. Wiedemann–Franz Kanunu Yardımı ile Elektriksel İletkenliğin Tespiti .....	95
4.6. Elektriksel Sıcaklık Katsayısının Hesaplanması.....	96
5. BÖLÜM	
SONUÇ-TARTIŞMA ve ÖNERİLER.....	98
5.1. Kurşunsuz Lehim Alaşımlarının Isıl İletkenliğinin Sıcaklık ve Bileşime Bağlılığı. ....	98
5.2. Kurşunsuz Lehim Alaşımlarının Elektriksel İletkenliğin Sıcaklık ve Bileşime Bağlılığı ..	99
5.3. Öneriler .....	100
EKLER.....	102
KAYNAKLAR.....	103
ÖZGEÇMİŞ.....	119

## KISALTMALAR VE SİMGELER

<b><u>Sembol</u></b>	<b><u>Anlamı</u></b>	<b><u>Birimi</u></b>
K	Isısal iletkenlik	W/Km
$\sigma$	Elektriksel iletkenlik	$\Omega^{-1}m^{-1}$
ağ.	Ağırlık olarak	--
at.	Atomik olarak	--
T	Sıcaklık	K
$T_E$	Denge erime sıcaklığı	K
$T_c$	Kritik sıcaklık	K
$C_v$	Isı sığası	J/molK
$C_{el}$	Elektronik Isı sığası	J/molK
$C_f$	Fonon Isı sığası	J/molK
U	İç enerji	J
$\omega$	Frekans	Hz
S	Termoelektrik güç katsayısı	V/K
P	Peltier katsayısı	V
$\langle E \rangle$	Ortalama enerji	J
$K_k$	Katının ısı iletkenlik katsayısı	W/m K
n	Atom sayısı	--
$N_a$	Avagadro sabiti	$6.02 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$
$K_B$	Boltzmann sabiti	$1.38 \times 10^{-23} \text{ J / K}$
h	Planck sabiti	$6.62 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
$\theta_D$	Debye Sıcaklığı	K
$T_F$	Fermi Sıcaklığı	K
$J_u$	Isı enerji akışı	s
$K_e$	Elektronların ısısal iletkenliği	W/Km
$K_F$	Fononların ısısal iletkenliği	W/Km
Q	Güç	Watt
v	Hız	m/s
$\ell$	Ortalama serbest yol	m
F	Kuvvet	N
t	Zaman	s

$\mu$	Mobilite	$m^2/V.s$
$\rho$	Öz direnç	$\Omega m$
L	Lorentz sabiti	$W\Omega K^{-2}$
V	Hacim	$m^3$
I	Akım	A
V	Potansiyel	V
$\alpha_T$	Isıl Sıcaklık Katsayısı	$K^{-1}$
$\alpha_E$	Elektriksel Sıcaklık Katsayısı	$K^{-1}$

**TABLULAR LİSTESİ**

Tablo 1.1. Bazı malzemelerin Debye Sıcaklıkları [6].....	13
Tablo 1.2. Bazı ısı çiftlerinin özellikleri [7]. .....	22
Tablo 1.3. Lehim sistemlerinin ötektik sıcaklık ve bileşim özellikleri [8]. .....	33
Tablo 2.1.a. Metalik alaşımların ısı iletkenlik değerleri. ....	62
Tablo 2.1.b. Organiklerin ısı iletkenlik değerleri.....	64
Tablo 2.1.c. Metalik alaşımların elektriksel özellikleri. ....	66
Tablo 4.1. Farklı sıcaklıklarda alüminyum çubuk numune üzerindeki güç akışını tespit etmek için tipik deneysel veriler.....	89
Tablo 4.2. Kurşunsuz lehim alaşımları için ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişiminin ölçümünde elde edilen deneysel veriler.....	90
Tablo 5.1. Kurşunsuz lehim alaşımlarının ötektik ve peritektik sıcaklıklarında ısı iletkenlikleri ve ısı sıcaklık katsayıları.....	99
Tablo 5.2. Kurşunsuz lehim alaşımlarının ötektik ve peritektik sıcaklıklarında elektriksel iletkenlikleri ve elektriksel sıcaklık katsayıları.....	100

## ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1.	Isı sığasının sıcaklıkla değişimi .....	9
Şekil 1.2.	$C/T$ ' nin $T^2$ ' ye bağlı değişim grafiğinin şematik gösterimi [1] .....	16
Şekil 1.3.	(a) Termoelektrik etki ve (b) ısıl çift [7] .....	21
Şekil 1.4.	Peltier etkisi [7] .....	23
Şekil 1.5.	Metallerde elektron hareketleri [7] .....	27
Şekil 1.6.	Öz direncin sıcaklıkla değişimi [7].....	28
Şekil 1.7.	Cu-Ni alaşımlarında özgül direncin bileşimle değişimi [7].....	29
Şekil 1.8.	Bitişik Brillouin bölgesindeki iki Fermi Küresi; Fonon umklapp etkisinin elektrik öz dirence etkisini göstermektedir [6].....	30
Şekil 2.1.	İki nokta elektriksel iletkenlik ölçüm tekniğinin şematik gösterimi .....	58
Şekil 2.2.	Dört nokta dc elektriksel iletkenlik ölçüm tekniğinin şematik gösterimi .....	60
Şekil 2.3.	Dört nokta dc elektriksel iletkenlik ölçüm tekniği çalışma prensibi .....	61
Şekil 3.1.	Vakumlu eritme fırınının a) fotoğrafı b) şematik gösterimi [201]. .....	70
Şekil 3.2.	Döküm fırınının (a) fotoğrafı (b) şematik gösterimi [201].....	72
Şekil 3.3.	Isıtıcı sistemin genel görünümü [202]. .....	73
Şekil 3.4.	(a) Isıtıcı gövdenin ön kapağı, (b) Isıtıcı gövdenin arka kapağı, (c) Isıtıcı gövdenin şematik gösterimi, Gövde tutucusunun şematik gösterimi [202].....	74
Şekil 3.5.	(a) Soğutucu sistemin genel görünümü, (b) Soğutucu bloğun şematik gösterimi [202]. .....	76
Şekil 3.6.	Soğutucu-ısıtıcı sıcaklık gradyenti sisteminin genel görünüşü. ....	77
Şekil 3.7.	Numune tutucusunun şematik gösterimi. ....	78
Şekil 3.8.	Grafitten yapılmış olan pota, huni ve numune kalıbının fotoğrafı. ....	79
Şekil 3.9.	Lineer ısı akış tekniğinde kullanılan numune kalıbının (a) fotoğrafı (b) şematik gösterimi. ....	79
Şekil 3.10.	Numune kalıbı yapımında kullanılan küçük torna tezgahı [203]. ....	80
Şekil 3.11.	Numune dökümünde kullanılan huni.....	80
Şekil 3.12.	(a) Numune potası ve üst desteğin silikon yapıştırıcı ile birleşiminin fotoğrafı, (b) Numune potası ve alt-üst desteklerin şematik gösterimi [203].....	81
Şekil 3.13.	Grafitten yapılmış potanın şematik gösterimi [201]. .....	82
Şekil 3.14.	Numunenin ve ısıl çiftlerin konumlarının şematik çizimi. ....	83
Şekil 3.15.	Lineer ısı akış sisteminin genel görünüşü.....	84

- Şekil 4.1. Kurşunsuz lehim alaşımlarının ve Sn , Ag, In, Bi, Pb, Cu, Sb, ve Zn metallerinin ısı iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimleri.....91
- Şekil 4.2. Kurşunsuz lehim alaşımlarının ve Sn , Ag, In, Bi, Pb, Cu, Sb, ve Zn metallerinin elektriksel iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimleri .....96



## 1. BÖLÜM

### ISIL VE ELEKTRİKSEL İLETKENLİK

#### 1.1. Giriş

Isıl ve elektriksel iletkenlik değerleri; kristal yapı parametreleri, öz direnç, genleşme katsayısı, erime sıcaklığı, kaynama noktası ve özkütle gibi malzemelerin temel fiziksel özellikleri arasında yer almaktadır. Metallerin ve metalik alaşımların ısı ve elektriksel özelliklerinin bilinmesi elektronik ev aletlerinden uzay sanayisine pek çok endüstriyel alanda tasarım ve kullanım açısından önemli faydalar sağlar. Isıl iletkenlik ( $K$ ) ve elektriksel iletkenlik ( $\sigma$ ), istenen özellikleri taşıyan malzemelerin tasarımının ve üretilmesinin yanısıra sağlamlık ve performanslarının kontrolünde de vazgeçilmez rol oynarlar. Isıl ve elektriksel iletkenlikler; saf metallerde sadece sıcaklıkla değişirken alaşımlarda ise sıcaklığın yanında bileşime de bağlı olarak değişir.

#### 1.2. Isıl İletkenlik ile İlgili Tanımlar

##### 1.2.1. Sıcaklık

Sıcaklık, maddenin ne kadar soğuk ya da sıcak olduğunu gösteren temel bir büyüklüktür. Sıcaklığı bir maddeyi oluşturan atomların veya moleküllerin ortalama kinetik enerjilerinin bir ölçüsü şeklinde tanımlamak mümkündür. Atom veya molekülün kinetik enerjisi arttıkça sıcaklıkta orantılı olarak artar. Sıcaklık bir enerji türü değildir, maddeyi oluşturan atom ve moleküllerin hızları ile ilgili bir kavramdır. Bütün moleküllerin kinetik enerjileri eşit değilse her bir molekülün kinetik enerjileri toplanıp, parçacık sayısına bölünerek akışkanın ortalama kinetik enerjisi bulunur. Bulunan enerji yüksek ise madde sıcak olarak nitelenirken, düşük ise madde soğuk olarak nitelenir. Sıcaklık artılırsa moleküller daha büyük kinetik enerjiye sahip olacağından maddenin iç enerjisi de artar.

Sıcaklık termometre adı verilen genleşme prensibiyle çalışan aletler ile ölçülür. Günümüzde farklı yapılarda ve farklı çalışma aralıklarında kullanılan bir çok termometre türü kullanılmaktadır. Sıcaklık ölçmek için genelde suyun kaynama ve donma noktasını esas alan Celsius, Fahrenheit ve Kelvin ölçekleri kullanılmaktadır. Birim olarak günlük hayatta çoğu ülkede °C (santigrat derece), İngiltere’de °F (Fahrenheit derece), bilim ve teknikte ise K (Kelvin) kullanılmaktadır. 20°C sıcaklığa sahip bir odanın sıcaklığı Fahrenheit termometresinde 68 °F olarak Kelvin termometresinde ise 293 K olarak ölçülür.

Bir cismin sıcaklığı mekanik iş (sürtünme), elektriksel iş, ışıma veya daha sıcak bir ortamla doğrudan temas gibi bir kaç şekilde artırılabilir. Sıcaklık madde miktarına bağlı değildir.

### **1.2.2. Isı ve İç Enerji**

19. yüzyılın ortalarında Mayer, Helmholtz ve Joule birbirlerinden bağımsız olarak yaptıkları çalışmalarla ısının bir enerji türü olduğunu keşfedene kadar ısının kalorik adı verilen görünmez bir akışkan olduğu düşüncesi hakimdi [1]. Günümüzde; ısı görünmez bir akışkan olarak değil sıcaklık farkından dolayı sıcak cisimden soğuk olana aktarılan enerji şeklinde tanımlanmaktadır. Isı, bütün enerji türleri gibi başka türlere dönüşebilir. Genellikle Q ile gösterilir. Kalorimetre kabı ile ölçülür ve ısı birimi olarak “joule” veya kalorik kelimesini hatırlatan “kalori” kullanılır.

Isı ile çoğu zaman karıştırılan bir başka enerji türü ise bir maddenin bütün moleküllerinin sahip olduğu kinetik ve potansiyel enerjilerinin toplamı şeklinde tanımlanabilen iç enerjidir ve U ile gösterilir. İç enerji madde miktarına bağlıdır. Mesela; 50 °C sıcaklığa sahip 100 g su ile aynı sıcaklıkta bulunan 200 g suyun iç enerjileri karşılaştırılacak olursa 200 g suyun ki daha büyüktür. Yine 50 °C sıcaklığa sahip 100 g su ile 80 °C sıcaklıkta bulunan 100 g suyun iç enerjileri karşılaştırılacak olursa daha sıcak olan daha çok iç enerjiye olacaktır. Bu iki su karıştırılırsa sıcaklık farkından dolayı sıcak sudan soğuğa ısı aktarımı olacaktır.

### 1.2.3. Isı Sığası

Herhangi bir maddenin bir molünün sıcaklığını 1 K artırabilmek için maddeye verilmesi gereken ısı miktarına molar ısı sığası denir. Isı sığası katıların ısı soğurma ve ısı tutma kabiliyeti olarak da ifade edilebilir. Tezde bundan sonra sadece ısı sığası olarak geçecek olan bu büyüklük maddenin molar kütlesi ile öz ısısının çarpımına eşittir. Birimi J/mol.K'dir. İlk olarak 1819'da; Dulong ve Petit sabit hacimdeki ısı sığasının çoğu katı için 25 J/mol.K değerine yaklaşık olarak eşit olduğunu deneysel olarak bulmuştur. Fakat, sonraki çalışmalarda ısı sığasının sıcaklığa bağlı olduğunun gözlenmesi üzerine bunu açıklamak için bazı teoriler ileri sürülmüştür. Maddenin ısı sığasına, örgü titreşimlerinin kuantası olarak adlandırılan fononlar, elektronlar katkıda bulunmaktadır. Şimdi bu katkıyı ayrı ayrı inceleyelim.

#### 1.2.3.1. Fonon Isı Sığası

Bir kristalin ısı sığasına fononların katkısı örgü ısı sığası olarak adlandırılır. Deneysel yöntemler ile sabit basınçtaki ısı sığası ölçülür. Sabit hacimdeki ısı sığası ise temel kavramlar olan sıcaklık ve enerji yardımıyla bulunur. Sıcaklığı T ve iç enerjisi U olan bir maddenin sabit hacimdeki ısı sığası,

$$C_v \equiv \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_v \quad (1.1)$$

şeklinde tanımlanır. Şimdi fonon ısı sığasının önce klasik model ile sonra Einstein'ın ve Debye'nin yaklaşımlarıyla nasıl açıklandığına değinelim.

##### 1.2.3.1.1. Klasik Model

Pierre Louis Dulong ve Alexis Thérèse Petit adında iki Fransız bilim adamı 1819'da deneysel olarak katı elementlerin ısı sığasının, atom ağırlıklarıyla yakından ilişkili olduğunu gösterdiler. Dulong-Petit kanunu adını verilen bu kanuna göre katı elementlerin özısıları ile molar atom ağırlıkları çarpılırsa elde edilen ısı sığası yaklaşık olarak 25 J/mol.K değerindeydi. Bu kanuna göre katıların ısı sığası sabitti ve sıcaklıktan ve malzemenin cinsinden bağımsızdı [2].

Klasik modelde,  $m$  kütleli bir atomun bir katı içerisinde  $x_m$  genlikli ve  $\omega$  frekanslı bir harmonik hareket yaptığı düşünülür. Enerji soğuran atom, bulunduğu nokta civarında titreşim hareketi yapacaktır. Bu salınımın genliği, en yakın komşu atomlardaki elektrostatik itme kuvveti ile sınırlanır. Bu sebeple ısı titreşimin sınırı, sıcaklığa bağlı olarak, atomlar arasındaki boşluğun % 5 veya % 10'undan büyük değildir. Kısaca, bir atom iki yay arasında tutulan bir küreye benzetilmektedir [1]. Atom iki yay arasındaki geri çağırıcı kuvvetler etkisi altında harmonik hareket yapmaktadır.

Geri çağırıcı kuvvetin sabiti  $\mu$  olsun. Herhangi bir anda atomun denge durumundan sapmasını gösteren yerdeğiştirmesi,  $x$ ; hızı,

$$v = \frac{dx}{dt} \quad (1.2)$$

ve sahip olduğu ivmesi,

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \left(-\frac{\mu x}{m}\right) = -\omega^2 x \quad (1.3)$$

olacaktır. Bu harekette toplam enerji ifadesi ise kinetik ve potansiyel enerjilerin toplamından,

$$E = \frac{mv^2}{2} + \frac{\mu x^2}{2} \quad (1.4)$$

$$E = \frac{m}{2}(v^2 + \omega^2 x^2) \quad (1.5)$$

şeklinde bulunur. Bu ifadenin Boltzman dağılımı kullanılarak ortalama değeri bulunacak olursa enerjinin beklenen değeri,

$$\langle E \rangle = \frac{\int_{v=0}^{v_m} \int_{x=0}^{x_m} E \exp\left(\frac{-E_0}{k_B T}\right) dv dx}{\int_{v=0}^{v_m} \int_{x=0}^{x_m} \exp\left(\frac{-E_0}{k_B T}\right) dv dx} \quad (1.6)$$

Bu integralden  $T$  sıcaklığında klasik harmonik salıncının ortalama enerjisi,

$$\langle E \rangle = k_B T \quad (1.7)$$

olur. Buradan bir serbestlik derecesine sahip olan ve harmonik hareket yapan bir atomun soğurulabileceği ısı enerjisinin sıcaklıkla doğru orantılı olduğu görülür. Buradaki orantı katsayısı  $k_B$  Boltzmann sabitidir.

Üç boyutlu kristal bir yapıdaki  $N$  tane atom için her atomun 3 tane klasik serbestlik derecesi bulunduğu için toplam enerji,

$$U = 3Nk_B T \quad (1.8)$$

olarak bulunur ve buradan (1.1) denklemini kullanılarak ısı sığası

$$C_v = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = 3Nk_B \quad (1.9)$$

şeklinde elde edilir. (1.9) denkleminde de görüleceği gibi klasik modele göre (Dulong-Petit kanunu) ısı sığası katılar için sabit olmaktadır ve sıcaklıktan bağımsızdır. 1 mol katı madde içerisinde Avagadro sayısı kadar yani  $N_A = 6.02 \times 10^{23}$  adet atom olduğundan,  $N_A$  ve Boltzmann sabiti  $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$  J/K değerleri (1.9) denkleminde kullanılarak klasik ısı sığasının değeri belirtildiği gibi yaklaşık olarak  $C_v \cong 25$  J/mol.K olarak bulunur.

Dulong-Petit ikilisinin deneysel olarak tespit ettiği bu ısı kapasitesi değeri atom başına üç harmonik salıncı içeren basit bir modelle bu şekilde kolayca açıklanmıştır. Bu kanun o zamanlar için yeni olan metal elementlerin yaklaşık atom ağırlıklarının belirlenmesinde fayda sağlamıştır. Model bazı basit kristaller için oldukça iyi sonuçlar vermiştir. Fakat bu yaklaşım hafif ve sıkıca bağlı atomlardan oluşan katı Bor, Berilyum, Karbon (elmas) ve Silikonun oda sıcaklığındaki ısı sığalarının neden düşük olduğunu açıklamada başarısız olmuştur. Bunun sebebi kuantum mekaniksel etkilerin daha önemli hale gelmesidir. Bu kanun ayrıca incelenen malzemelerin çalışılan sıcaklıkta erimediklerini, kaynamadıklarını veya kristal yapılarını değiştirmediklerini varsayar.

Elmas modern fizik tarihinde özel bir yere sahiptir çünkü, oda sıcaklığında bile, Dulong-Petit kanunundan en büyük sapmayı sergiler. Bu gözlem Einstein'ın özısı üzerinde malzemelerin olası kuantum etkilerini dikkate almasına sebep olmuştur. Bu

etkiler özel tetrahedral örgülü atom yapısından dolayı elmasta oldukça güçlüdür [3]. Ayrıca deneysel olarak sıcaklık azaldıkça ısı sığasının sabit kalmayıp azaldığı da gözlenmiştir.

Sonuç olarak ısı sığasının oda sıcaklığında her katı için aynı olmaması ve sıcaklığa bağlı olması yeni bir modele olan ihtiyaç duyulmasına neden olmuştur. Klasik mekaniğin açıklayamadığı bu noktalar ancak Einstein ve sonra Debye'nin katkılarıyla kuantum mekaniğinden yararlanılarak açıklanabilmektedir.

### 1.2.3.1.2. Einstein Modeli

Elmasın ısı sığasının bulunması ile ilgili sorulara cevap bulmak için yola çıkan Einstein 1907 yılında Planck'ın siyah cisim ışımasının kuantumlu olacağı yaklaşımına dayanan ve genelde katıların ısı sığasına daha gelişmiş bir açıklama getiren bir makale yayınladı. Isı sığası ifadesini daha kullanışlı bir şekilde ifade etmek için Einstein maddenin üç boyutta hareket eden harmonik salınımcılardan oluştuğunu varsaydı. Bu klasik salınımcıların kuantize olacağını yani sadece izinli belirli titreşim modlarında olabileceğini vurguladı. Bu örgü titreşimlerinin kuantasını ise fonon olarak isimlendirildi.

Fonon kelimesi elektron veya foton kelimesine benzeştirilerek türetilmiştir. Fotonlar, elektromanyetik ışımının kuantasıdır ve uygun frekans aralığındaki klasik ışığı tanımlamada kullanılır. Diğer taraftan fononlar ise, iyonik yerdeğiştirme alanının kuantasıdır ve uygun frekans aralığındaki klasik sesi tanımlar.

Fonon, salınımcının tanecik özelliğini gösterir. Ayrıca Einstein dalga-tanecik ikiliğinden de bahseder. Buna göre fonon dalgaları kristal içinde ses süratinde hareket eder. Fonon dalgaları, elektromanyetik dalgalar değil enine veya boyuna modlarda titreşen elastik dalgalardır.

Elektronlara benzer şekilde, fononların özellikleri de band diyagramlarıyla, Brillouin bölgeleriyle, veya durum eğrilerinin yoğunluğu ile ifade edilebilir. Fakat küçük farklılıklar da göze çarpar. Mesela; bir elektronun band diyagramındaki enerjisi yerine fonon band diyagramında, fononun titreşim frekansı  $\omega$  vardır. Fonon bandları artık valans ve iletim bandları olarak değil akustik ve optik bandlar olarak isimlendirilir [1].

Einstein'nin ısı sığası teorisinde üç varsayımı vardır. Birincisi, her katı N tane atomdan meydana gelen bir örgü yapısına sahiptir. Her atomun, birbirlerinden bağımsız olarak, üç serbestlik derecesiyle örgü içerisinde üç boyutta hareket ettiği varsayılmıştır. Böylece bütün örgüdeki titreşim hareketi toplam  $3N$  tane modla tanımlanabilecektir. İkincisi, katı örgüdeki atomlar birbirleriyle etkileşime girmezler. Üçüncüsü, katı içerisindeki bütün atomlar aynı frekansta titreşirler. Son varsayım, Einstein ile bir sonraki modeli ortaya koyan Debye'nin yaklaşımlarındaki altı çizilmesi gereken fark olması açısından önemlidir [4].

Kuantize bir harmonik salıncı sadece bir  $\omega$  frekansıyla salınım yaptığından bir salıncı için enerji ifadesi (1.10) denklemindeki gibi olacaktır.

$$E_n = n\hbar\omega \quad (n = 0, 1, 2, 3\dots) \quad (1.10)$$

Fononlar ve elektronlar arasındaki önemli bir farkın burada vurgulanması gerekir. Fononlar, sıcaklığın artırılmasıyla oluşur ve düşürülmesiyle de kaybolur yani fonon sayısı korunmazken elektron sayısı sabittir. Bu yüzden Einstein'a göre, sayıları sıcaklıkla artan aynı  $\omega$  titreşim frekansına ve aynı  $\hbar\omega$  enerjisine sahip fononlar meydana gelir [1].

Bulunma ihtimali, n. hal için klasik termodinamikteki Boltzman faktörü kullanılarak (1.11) denkleminde verilmiştir.

$$g_n = \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right) \quad (T=0 \text{ ise } g_n=0) \quad (1.11)$$

$\omega$  frekansında salınan kuantum harmonik bir salıncının ortalama enerjisi;

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} E_n \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right)} \quad (1.12)$$

ifadesinden ortalama fononların sayısı ile bir fononun enerjisi çarpımı olan

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (1.13)$$

ifadesi bulunur. Burada,

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (1.14)$$

ifadesi ortalama fononların sayısıdır. Einstein modeli  $N$  tane atomun  $3N$  tane moda ve her modun da aynı  $\omega_E$  Einstein frekansına sahip olduğunu kabul ettiğinden örgü titreşimlerinden meydana gelen enerji,

$$U = 3N \left[ \frac{\hbar\omega_E}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_E}{k_B T}\right) - 1} \right] \quad (1.15)$$

olur. Bu enerji ve (1.1) denklemi kullanılarak Einstein modeline göre ısı sığası sonuç olarak

$$C_v = 3Nk_B \cdot \frac{\left(\frac{\hbar\omega_E}{k_B T}\right)^2 \exp\left(\frac{\hbar\omega_E}{k_B T}\right)}{\left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_E}{k_B T}\right) - 1\right]^2} \quad (1.16)$$

şeklinde bulunur.

$\omega_E$  frekansına sahip fonon enerjisi ortalama enerjiye eşitlenerek Einstein sıcaklığı, olarak isimlendirilen  $\frac{\hbar\omega_E}{k_B} = T_E$  bulunur. Buradan,  $C_v$  ısı sığası yüksek ve düşük

sıcaklıklar olmak üzere iki bölgede incelenebilir.

Yüksek sıcaklıklar için  $\frac{\hbar\omega_E}{k_B T} \ll 1$  ve  $e^x \approx 1 + x$  yaklaşımı uygulanacak olursa ısı sığasını veren bağıntı,



$$C_V \approx 3Nk_B \left( \frac{\hbar\omega_E}{k_B T} \right)^2 \cdot \frac{1}{\left( \frac{\hbar\omega_E}{k_B T} \right)^2} \approx 3Nk_B \quad (1.17)$$

şeklinde olur. Bu değer klasik Dulong – Petit değerine eşittir.

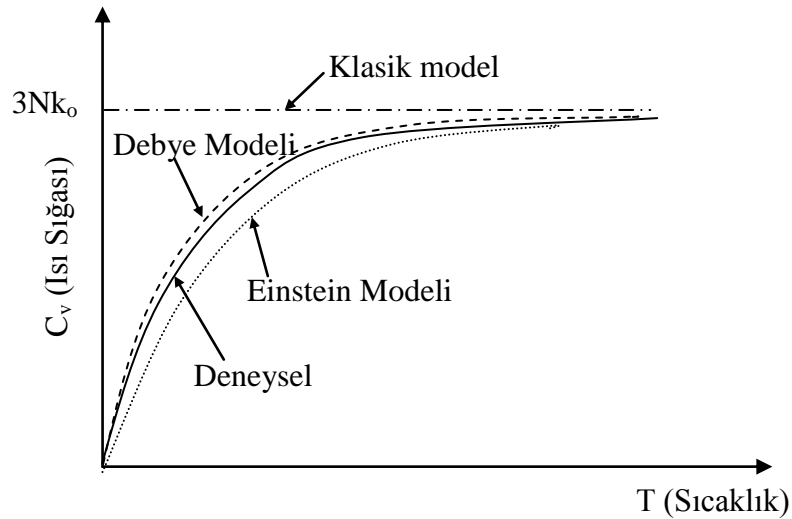
Düşük sıcaklıklarda için ise  $\frac{\hbar\omega_E}{k_B T} \gg 1$  olur bu durumda  $\hbar\omega_E \gg kT$  ve  $\exp\left(\frac{\hbar\omega_E}{k_B T}\right) \gg 1$

olacaktır. Böylece ısı sığası

$$C_V = 3Nk_B \left( \frac{\hbar\omega_E}{k_B T} \right)^2 \cdot \exp\left(-\frac{\hbar\omega_E}{k_B T}\right) \quad (1.18)$$

olarak ifade edilir. Bu sonuca göre sıcaklık azaldıkça ısı sığası üstel olarak  $\exp\left(-\frac{\hbar\omega_E}{k_B T}\right)$

terimiyle azalmaktadır. Sıcaklık 0'a yaklaştıkça  $C_V$  değeri de 0'a yaklaşır. Ancak sonraki deneysel çalışmalar düşük sıcaklıklardaki bu azalma fonksiyonunun bu şekilde üstel değil de sıcaklığın küpüyle orantılı bir şekilde olduğunu göstermektedir. Bu da yeni bir teoriye kapı aralamıştır.



Şekil 1.1. Isı sığasının sıcaklıkla değişimi.

Isı sığasının farklı modellerle nasıl açıklandığı Şekil 1.1.'de kabaca gösterilmiştir. Klasik modele göre oldukça başarılı olan Einstein modeli yüksek sıcaklıklarda klasik teori ile uyumludur ancak düşük sıcaklıklarda ise hem klasik teoriyle hem de deneysel sonuçlarla bir uyum görülmemektedir. Einstein modelindeki bu kusur bir katı içerisindeki bütün salınıcıların frekansının eşit kabul edilmesinden kaynaklanmaktadır. Bu durum bütün parçacıklar birbirinden bağımsız hareket etmesi durumunda doğru olabilir ve bir katı içerisinde böyle bir durumun olması gerçeklere aykırıdır.

Yapılan deneysel çalışmalar düşük sıcaklık değerlerinde  $C_v$ 'nin  $T^3$  ile orantılı olduğunu göstermektedir [5]. Debye bir teori geliştirerek bunu açıklamaya çalışmıştır.

### 1.2.3.1.3. Debye Modeli

Debye atomdaki kristallerin birbirleriyle etkileştiklerini ve salınıcıların birbirlerine bağlı titreştiklerini dikkate alarak Einstein modelini biraz daha geliştirdi.

Debye, Einstein gibi  $N$  atomlu bir katıda  $3N$  tane mod olacağını ve bu modların her birinin enerji bağıntısının,

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (1.19)$$

olduğunu kabul eder. Ancak atomlar arasındaki etkileşimlerden dolayı, Einstein frekansı civarından akustik moddaki salınım frekansına bir çok frekans değeri bulunmalı ve Debye frekansı olarak da adlandırılan  $\omega_D$  gibi bir kesme frekansı olmalıdır. Salınım boyunca bir kristaldeki atomun toplam yerdeğiştirmesi tüm titreşim modlarının toplanmasıyla bulunur. Bir frekans aralığı için  $g(\omega)$  kadar mod varsa toplam mod sayısı,

$$3N = \int_0^{\omega_D} g(\omega) d\omega \quad (1.20)$$

olarak bulunur. Toplam enerji ifadesi buradan,

$$U = \int_0^{\omega_D} \frac{(\hbar\omega)g(\omega)d\omega}{\left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1\right]} \quad (1.21)$$

şeklinde elde edilir. Maksimum titreşim frekansına ( $\omega_D$ )'ye karşılık gelen  $\theta_D = \frac{\hbar\omega_D}{k_B}$  karakteristik Debye sıcaklığı olarak adlandırılmaktadır. Verilen frekans aralığındaki mod sayısı,

$$g(\omega) = \frac{\omega^2}{2\pi^2} \left[ \frac{1}{v_L^3} + \frac{2}{v_T^3} \right] \quad (1.22)$$

şeklinde ifade edilir. Burada  $v_L$  esnek dalgaların x doğrultusundaki boyuna hareket etme hızı,  $v_T$  ise enine dalgaların y-z doğrultusundaki yayılma hızıdır. Debye katıda x-y-z yönündeki dalga hızlarının eşit olduğunu varsaydı. Buradan birim hacimde birim frekans aralığında bulunan modların sayısı,

$$v_L = v_T = v_D \Rightarrow g(\omega) = \frac{3\omega^2}{2\pi^2 v_D^3} \quad (1.23)$$

olarak elde edilir.

$$\frac{3N}{V} = \int_0^{\omega_D} g(\omega)d\omega \Rightarrow \frac{\omega_D^3}{2\pi^2 v_D^3} \quad (1.24)$$

$$\theta_D = \frac{\hbar\omega_D}{k_B} = \left(\frac{\hbar v_D}{k_B}\right) \left(\frac{6\pi^2 N}{V}\right)^{1/3} \quad (1.25)$$

$$U = \left(\frac{3V\hbar}{2\pi^2 v_D^3}\right) \int_0^{\omega_D} \frac{\omega^3 d\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (1.26)$$

$\frac{\hbar\omega_D}{k_B T} = x \equiv \frac{\theta}{T}$  olarak tanımlanacak olursa enerji,

$$U = \left[ \frac{9Nk_B T^4}{\theta_D^3} \right]_0^{\theta_D} \int \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \quad (1.27)$$

şeklinde elde edilir. Isı sığası ise

$$C_v = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = \left( \frac{9Nk_B T^3}{\theta_D^3} \right) \int_0^{\theta_D} \frac{x^4 e^x dx}{(e^x - 1)^2} \quad (1.28)$$

olarak bulunur.  $\theta_D$ 'den çok yüksek sıcaklıklarda enerji ifadesindeki integral  $\frac{1}{3} \left( \frac{\theta_D}{T} \right)^3$  ifadesine dönüşür ve ısı sığası  $C_v \cong 3Nk_B$  olur. Böylece bu değer yüksek sıcaklıklar için Dulong - Petit değerine eşit olmaktadır. Çok düşük sıcaklıklara gelince ( $T < \frac{\theta_D}{10}$ ), enerji ifadesindeki integral sabit bir değer olan  $\frac{\pi^4}{15}$ 'e yaklaşır. Buradan Debye modeli kullanılarak elde edilen enerji ifadesi,

$$U = \left( \frac{3\pi^4 Nk_B T^4}{5\theta_D^3} \right) \quad (1.29)$$

şeklinde elde edilir buradan ısı sığası,

$$C_v = \left( \frac{12\pi^4 Nk_B}{5} \right) \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^3 \quad (1.30)$$

şeklinde  $T^3$  ile orantılı olarak bulunur ve bu değer düşük sıcaklıklarda elde edilen deneysel verilerle uyumludur. (1.30) eşitliği “Debye'nin  $T^3$  yasası” olarak da isimlendirilir [3].

Bu bağıntıdan hareketle 0 K sıcaklıkta bütün malzemeler için ısı sığası sıfır olmaktadır. Isı sığası sıcaklığın artmasıyla birlikte  $T^3$  ile orantılı olarak artar ve  $\theta_D$  (Debye sıcaklığı) değerinde yaklaşık olarak son alabileceği değere gelir. Debye sıcaklığı, kristal yapıdaki her bir katı için maddenin cinsine göre değişen düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerini ayıran karakteristik bir sıcaklıktır. Yaygın olarak kullanılan bazı malzemeler için Debye sıcaklık değerleri Tablo 1.1.'de verilmiştir.

Sonuç olarak, Debye'nin modeli oldukça iyi bir yaklaşımdır, deneysel sonuçlarla uyumludur ayrıca düşük ve yüksek sıcaklıklardaki ısı sığasını açıklamada da oldukça başarılıdır. Fakat Debye modelinin de bir yaklaşım olduğu unutulmamalıdır çünkü kristal örgüdeki atomların periyodikliğini dikkate almaz. Bu yüzden Debye modelinin geliştirilmesi için bir malzemenin modlarının gerçek yoğunluğunun kullanılmasına ihtiyaç vardır [1].

Tablo 1.1. Bazı malzemelerin Debye sıcaklıkları [6].

Malzeme	Debye Sıcaklığı (K)
Al	428
Ag	225
Au	165
Bi	119
Cu	343
Ga	320
In	108
Pb	105
Sb	211
Sn	200
Zn	327

### 1.2.3.2. Elektronik Isı Sığası

Metallerin elektron teorisinin geliştirildiği ilk yıllarda en büyük güçlük elektronların ısı sığası ile ilgilidir. Klasik istatistiksel mekanik bir serbest parçacığın ısı sığasının,  $k_B$  Boltzman sabiti olmak üzere,  $\frac{3}{2}k_B$  olması gerektiğini öngörmektedir. Eğer N tane atomun herbiri elektron gazına bir valans elektronu verirse ve elektronlar serbestçe hareket ediyorsa bu durumda ısı sığasına elektron katkısı tıpkı tek atomlu gazların atomlarında olduğu gibi  $\frac{3}{2}Nk_B$  olur. Fakat, oda sıcaklığında gözlenen ısı sığasına elektron katkısı genellikle bu değer %1'inden daha az olmaktadır.

Bu uyuşmazlık teorisinin ilk emektarlarının aklını karıştırdı. Mesela Lorentz “Elektronlar elektriksel iletkenlik işlemlerine sanki devingenmiş gibi katılırken ısı sığasına nasıl katılmaz?” şeklinde düşünüyordu. Bu soru sadece Pauli dışarlama ilkesinin keşfi ve Fermi dağılım fonksiyonu ile cevaplanabildi. Fermi doğru sonucu buldu ve şöyle yazdı: “Özısı mutlak sıfırda kaybolur ve düşük sıcaklıklarda ise mutlak sıcaklıkla doğru orantılıdır”.

Bir numuneyi mutlak sıfırdan başlayarak ısıttığımızda, her elektron klasik olarak beklendiği gibi  $k_B T$  kadar enerji almaz, fakat sadece Fermi seviyesinin  $k_B T$  enerji aralığındaki orbitallerde bulunan elektronlar ısıl olarak uyarılırlar. Bu elektron gazının ısı sığası probleminde hemen kabaca bir çözüm sunar.  $N$  toplam elektron sayısı ise  $T$  sıcaklığında sadece  $T/T_F$  kesirli kısmı ısıl olarak uyarılabilir, çünkü ancak bu kadar elektron üst enerji dağılımının  $k_B T$  aralığı içerisinde yer almaktadır.

Bu  $NT/T_F$  sayıdaki elektronların her biri  $k_B T$  kadar enerjiye sahiptir. Toplam elektron ısıl kinetik enerjisi,

$$U_{el} \approx (NT / T_F) k_B T \quad (1.31)$$

mertebesinde olup elektronik ısı sığası,

$$C_{el} = \partial U / \partial T \approx 2Nk_B (T / T_F) \quad (1.32)$$

şeklinde, deneysel gözlemlerle uyumlu olarak,  $T$  ile doğru orantılı olarak bulunur. Oda sıcaklığında  $T_F \propto 5 \times 10^4 K$  için  $C_{el}$  klasik  $\frac{3}{2} Nk_B$  değerinden %1 ile çarpımı veya daha azı kadar küçüktür.

Şimdi ısı sığası için düşük sıcaklıklarda ( $k_B T \ll E_F$ ) geçerli olan bir nicel bir ifade elde edelim.  $N$  elektrondan oluşan bir sistem sıfırdan  $T$ 'ye kadar ısıtıldığında toplam enerjideki artış  $\Delta U \equiv U(T) - U(0)$  ifadesi

$$\Delta U = \int_0^{\infty} d\varepsilon \varepsilon \mathcal{D}(\varepsilon) f(\varepsilon) - \int_0^{\varepsilon_F} d\varepsilon \varepsilon \mathcal{D}(\varepsilon) \quad (1.33)$$

olup  $f(\varepsilon)$  Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ve  $D(\varepsilon)$  birim enerji aralığındaki orbitallerin sayısıdır.

Elektron gazının ısı sığası,  $\Delta U$  nun  $T$  ye göre türevi alınarak bulunur.

$$C_{el} = \frac{dU}{dT} = \int_0^{\infty} d\varepsilon (\varepsilon - \varepsilon_F) \frac{df}{dT} D(\varepsilon) \quad (1.34)$$

Gerekli işlemler yapılırsa,

$$C_{el} = \frac{1}{2} \pi^2 N k_B (T / T_F) \quad (1.35)$$

olarak bulunur.  $T_F$  Fermi sıcaklığı olarak isimlendirilmesine rağmen elektron sıcaklığı değil sadece uygun bir referans gösterimi olduğu unutulmamalıdır [6].

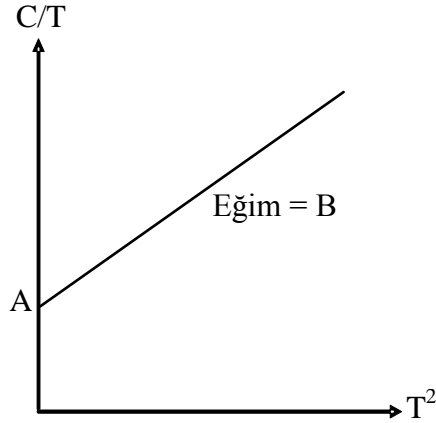
Metallerin ısı sığası, Debye sıcaklığı ve Fermi sıcaklığı değerlerinin çok altındaki sıcaklıklarda, elektron ve fonon katkılarının toplamı olarak

$$C = AT + BT^3 \quad (1.36)$$

şeklinde yazılabilir. Burada  $A$  ve  $B$  malzemenin karakteristik sabitleri olmak üzere;  $AT$  terimi serbest elektronlardan,  $BT^3$  terimi ise fononlardan kaynaklanmaktadır. Elektronik katkı sıcaklıkla orantılı olup düşük sıcaklıklarda baskındır, fonon katkısı ise Debye'nin  $T^3$  kanunu ile uyumludur. Yalıtkanlarda serbest elektronlar bulunmadığından birinci terim  $AT$  yaklaşık olarak sıfırdır bu yüzden katkı sadece fononlardan gelir. (1.36) denkleminde her iki taraf  $T$  sıcaklığına bölünürse;

$$C/T = A + BT^2 \quad (1.37)$$

elde edilir. Deneysel verilerden elde edilmiş olan  $C/T$  değerinin  $T^2$  'ye bağlı grafiği Şekil 1.2.'de olduğu gibi çizilirse malzemenin sabitleri olan  $A$  eksenini kesen noktadan  $B$  ise grafiğin eğiminden elde edilir. Böylece ısı sığası ölçümlerinden elde edilen  $A$  değeriyle Fermi yüzeyindeki elektron sayıca yoğunluğunun bulunmasında yararlanılabilir.



Şekil 1.2.  $C/T$ 'nin  $T^2$ 'ye bağlı değişim grafiğinin şematik gösterimi [1].

#### 1.2.4. Isı İletkenliği

Isı enerjisi soğuran malzemelerin iç enerjisi artar ve sıcaklığı yükselir. Bu enerjinin bir kısmı örgü titreşimleriyle kinetik enerjiye, bir kısmı da genleşme yoluyla potansiyel enerjiye dönüşür. Soğurulan ısı enerjisinin büyüklüğü, enerji iletilme hızı (ısı iletkenlik) ve boyutlardaki değişimler (ısı genleşme) malzeme türüne, iç yapıya ve çevre şartlarına bağlı birer ısı özelliğidir. Üzerine kaynar su dökülen camın çatlaması, genleşmesi kısıtlanmış gevrek malzemenin sıcaklık etkisinde kırılması, porselen bardak yerine alüminyum bardakla içilen çayın dudağı yakması gibi uygulamada görülen bir çok olay, ısı özellikleriyle ilgilidir. Özellikle metallerde, ısı iletimi büyük ölçüde elektron hareketi ile sağlanır. Diğer taraftan ısı enerjisinin elektrik akımına dönüşmesi (termoelektrik etki) başka bir ısı özelliğidir [7].

Sıcak bir cisimden soğuğa sıcaklık farkından dolayı aktarılan enerji şeklinde ısı tanımlanmıştır. Bu aktarım işlemi ışıma, konveksiyon (yayıma) ve iletim olmak üzere üç ayrı şekilde sağlanır. Bunlardan ışıma madde ortamına ihtiyaç duyulmazken konveksiyon ve iletimde ise madde ortamı kullanılır. Işıma (radyasyon) elektromanyetik dalgalar veya fotonlarla gerçekleşen ısı iletimidir. Güneş enerjisinin Dünya'ya ulaşması bu yoldadır. İkinci olarak akışkanlarda olduğu gibi, atomların ve moleküllerin kütle içinde hareketi ile sağlanan konveksiyonla ısı iletimidir. Üçüncüsü atomdan atoma titreşimle veya fononlarla vasıtasıyla gerçekleşen iletimdir. Farklı durumlar için enerji aktarımının hangi oranda hangi methodla gerçekleştiği farklılık göstermektedir. Bu enerji aktarım metodları bilimden endüstriyel uygulamalara büyük önem taşımaktadır.



Örneğin; bir döküm veya bir kristal malzeme (mesela metaller, yarı iletkenler veya polimerler) erimiş halden katılaştırılırken, malzeme içinde ısı iletimi katının nihai özellikleri üzerinde çok büyük bir etkiye sahip olabilir.

Bu nedenle, bu üç ısı aktarım yolunun anlaşılması ve tanımlanması büyük ilgi görmektedir. Bunlar arasında, ısı iletkenlik ilke olarak tanımlanması en basit olanıdır. Oda sıcaklığında bir metale dokunulduğunda tahtaya göre daha soğuk hissedilmesinin sebebi metalin ısı iletkenliğinin tahtaya göre yüksek olmasıdır.

Isıl iletkenlik ( $K$ ), malzeme içinde ısı enerjisinin iletim hızını belirler. Tanım olarak ısı akı ( $j_U$ ), birim alandan birim zamanda geçen ısı enerjidir ve birimi  $\text{cal/m}^2\text{s}$ 'dir [7].

Bir katının ısı iletkenlik katsayısı  $K$ , uzun bir çubuk şeklindeki bir katıda ( $dT/dx$ ) sıcaklık gradyenti altında kararlı ısı akışı kullanılarak,

$$j_U = -K \frac{dT}{dx} \quad (1.38)$$

şeklinde tanımlanır. Bu denklem Fourier Yasası olarak da bilinir. Burada  $j_U$  ısı enerji akısı veya birim zamanda birim kesit alandan aktarılan enerji miktarıdır. Denklemdaki (-) işareti ısının azalan sıcaklık tarafına doğru gittiğini göstermektedir. Bu denklem ısı enerji transferinin rastgele bir süreç olduğunu belirtir. Enerji basit bir şekilde numunenin bir ucundan girip doğrudan düz bir yol izleyip diğer ucuna ulaşmaz fakat numune içinde sık sık gerçekleşen çarpışmalar neticesinde difüzyona uğrar. Eğer enerji numunede sapmaya maruz kalmadan doğrudan yayılıysaydı, ısı akı sıcaklık gradyentine değil numunenin uzunluğuna bağlı olmaksızın sadece numunenin uçları arasındaki  $\Delta T$  sıcaklık farkına bağlı olurdu. İletkenlik olayının rastgele doğası, sıcaklık gradyentini ve ortalama serbest yolu ısı akı ifadesine katar.

Gazların kinetik teorisinden yararlanılarak ısı iletkenlik katsayısı ifadesi,

$$K = \frac{1}{3} C v \ell \quad (1.39)$$

şeklinde bulunur burada  $C$  birim hacim başına ısı sığası,  $v$  ortalama parçacık hızı ve  $\ell$  parçacığın çarpışmalar arasındaki ortalama serbest yoludur. Bu sonuç ilk defa Debye

tarafından dielektrik katıların ısı iletkenlik hesabında,  $C$  fonon ısı sığası,  $v$  fonon hızı ve  $\ell$  ise fonon ortalama serbest yolu olarak alınarak kullanılmıştır.

Burada denklem (1.39)'u veren basit kinetik teoriyi ele alalım. Parçacık yoğunluğu  $n$  olmak üzere bir ortamda  $x$  yönünde ilerleyen parçacık akısı  $\frac{1}{2}n\langle v_x \rangle$  olur.  $\langle v_x \rangle$  ifadesi parçacık hızının ortalama değerini göstermektedir. Denge durumunda bununla aynı büyüklükte ama ters yönde bir akı daha vardır.

Isı sığası  $c$  olan bir parçacık, sıcaklığı  $T+\Delta T$  olan bir yerden sıcaklığı  $T$  olan bir yere geçtiğinde  $c\Delta T$  kadar bir enerji bırakacaktır. Parçacığın ortalama serbest yolunun uçları arasındaki sıcaklık farkı,

$$\Delta T = \frac{dT}{dx} l_x = \frac{dT}{dx} v_x \tau \quad (1.40)$$

olup  $\tau$  çarpışmalar arasındaki ortalama zaman aralığını gösterir. Her iki yönü de göz önüne alırsak net enerji akısı,

$$j_U = -n\langle v_x^2 \rangle c \tau \frac{dT}{dx} = -\frac{1}{3}n\langle v^2 \rangle c \tau \frac{dT}{dx} \quad (1.41)$$

olur. Fononlar için olduğu gibi  $v$  sabit ise,  $\langle v_x^2 \rangle = \frac{\langle v^2 \rangle}{3}$  alınır,  $\ell \equiv v\tau$  ve  $C \equiv nc$  yazılırsa

$$j_U = -\frac{1}{3}Cv\ell \frac{dT}{dx} \quad (1.42)$$

olur. (1.38) denklemi (1.42) denkleminde kullanılırsa (1.39) denkleminde verilen  $K = \frac{1}{3}Cv\ell$  elde edilir [6].

Fermi gazının ısı iletkenlik katsayısı, ısı sığası ve  $\varepsilon_F = \frac{1}{2}mv_F^2$  kullanılarak,

$$K_{el} = \frac{\pi^2}{3} \frac{nk_B^2 T}{mv_F^2} v_F \ell = \frac{\pi^2 nk_B^2 T \tau}{3m} \quad (1.43)$$

olarak bulunur. Isıl iletkenlik, serbest elektron sayısı arttıkça ve elektronların etkin kütlesi azaldıkça büyür. Saf metaller için her sıcaklıkta elektron katkısı fonon katkısından daha büyük olmaktadır. Saf olmayan malzemeler yahut örgü kusuru taşıyan alaşımlarda ise elektron ortalama serbest yolunda azalma olacağından fonon katkısı elektron katkısına yaklaşabilir.

### 1.2.5. Malzemelerde Isıl İletkenlik

Metallerde ısı iletimi fononlarla ve elektronlarla sağlanır. Kovalent bağlı ve iyonik bağlı cisimlerde serbest elektron bulunmadığından ısı yalnız fononlarla iletilir. Metallerde en etkili ısı iletkenlik serbest elektron hareketi ile sağlanır. Yukarıda belirtildiği gibi ısı iletkenliği enerjisi etkisinde hareket eden elektronlar Fermi seviyesi üstüne çıkarak serbest hale geçer ve sıcak bölgeden soğuk bölgeye doğru hareket ederek ısı iletirler. (1.39) denkleminde göre elektronların ısı iletkenliği,

$$K_e = \frac{1}{3} C_e l_e v_e \quad (1.44)$$

ile verilir. Benzer şekilde fononların sağladığı iletkenlik,

$$K_f = \frac{1}{3} C_f l_f v_f \quad (1.45)$$

bağıntısı ile verilir. Elektronların ortalama serbest yolu, fononların ortalama serbest yolunun 10-100 katı, hareket hızları fononların hareket hızının 10-100 katı kadardır. Diğer taraftan metallerin ısı iletkenliğine fononların katkısı ise elektronların katkısının 10-100 katı kadardır. Bu bağıntılara göre, metallerde elektronların sağladığı ısı iletkenlik fononlarıninkinin yaklaşık olarak 10-100 katı kadar olacağı sonucuna varılır.

Seramiklerde serbest elektronlar bulunmadığından ısı iletkenlik yalnız fononlarla sağlanır. Bu tür malzemelerde dolu valans bandı ile boş iletim bandı arasında geniş bir enerji aralığı bulunduğundan, ısı iletkenliğinin elektronları bir üst banda çıkarma olasılığı azdır. Ancak çok yüksek sıcaklıklarda bu enerji aralığını atlayan elektronların katkısı söz konusu olabilir. Seramikler genellikle ısı yönden yalıtkan sayılırlar.

Yarıiletkenlerin yasak enerji aralığı küçük olduğundan, elektronlar kolaylıkla üst banda geçebilirler ve fononların yanında ısı iletimine önemli katkıda bulunurlar. Bu tür malzemelerin ısı iletkenliği sıcaklıkla artar [7].

Isıl iletkenliği yüksek olan bir malzeme sıklıkla yüksek bir elektriksel iletkenliğe sahiptir ve metallerin ısı iletimi iyidir. Bu kuralın istisnası elmadır çünkü çok yüksek bir ısı iletkenliğe sahip olmasına rağmen elektriksel iletkenliği düşüktür. Elmanın ısı iletkenliğinin yüksek olduğu dokunulduğunda soğuk hissedilmesinden de anlaşılabilir. En iyi ısı ileten malzemeler sırasıyla elmas, karbon nanotüpler, gümüş, bakır ve altındır. Bu malzemelere kıyasla çok zayıf ısı ileten malzemelere cam, su ve hava örnek olarak verilebilir. Elmanın yüksek ısı iletkenliğinden hareketle basit aletler kullanılarak gerçeği sahtesinden ayırt edilebilir [3].

### 1.2.6. Termoelektrik Özellikler

Isıl ve elektriksel özellikler arasındaki ilişkiler uygulama yönünden bazı ilginç sonuçlar doğurur. En basit örnek direncin sıcaklıkla artışıdır. Bu özellikten yararlanılarak sıcaklık ölçülür. Sıcaklık değişimine karşı çok duyarlı olan bazı yarıiletkenler özellikle aşırı düşük sıcaklıkları (kriyojenik) ölçmeye elverişlidirler.

Termoelektrik özellikler üç ilginç olayda etkilerini gösterirler:

- a) Bir metal çubuğun sıcaklıkları farklı olan iki ucu arasında bir gerilim farkı doğar, buna *Seebeck etkisi* denir.
- b) İki ucunun sıcaklıkları farklı olan bir metal çubuktan akım geçirilirse akımın yönüne bağlı olarak ısı emilir veya yayılır, buna *Thompson etkisi* denir.
- c) İki değişik tür metal iletken ekinden akım geçirilirse akımın yönüne bağlı olarak ısı emilir veya yayılır, buna *Peltier etkisi* denir.

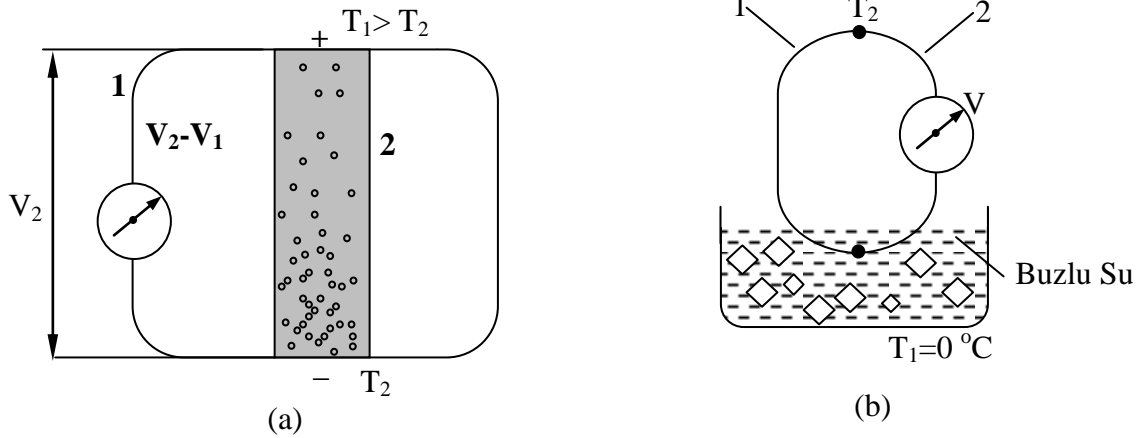
Uygulama yönünden önemi büyük olan Seebeck ve Peltier etkilerinden aşağıda ayrıntılı olarak bahsedilecektir [7].

#### 1.2.6.1. Seebeck Etkisi

Bir metal çubuğun sıcak ucundaki elektronların enerjisi soğuk uçtakilerden fazladır. Yüksek enerjili elektronlar soğuk uca doğru hareket ederek bu uçtaki elektron yoğunluğunu artırırlar. Bu durumda Şekil 1.3.'te görüldüğü gibi, soğuk uç eksi, sıcak uç artı yüklü olur. Elektron yoğunluğu farkından doğan potansiyel fark, enerji farkından

doğan Seebeck potansiyeline eşit olunca denge sağlanır ve elektron akımı durur. İki uç arasında oluşan  $V_1$  gerilim farkı sıcaklıkla orantılıdır. Isıl enerjinin oluşturduğu *termoelektrik güç katsayı*  $S$  aşağıdaki bağıntı ile tanımlanır.

$$S = -\frac{dV}{dT} \quad (1.46)$$



şekil 1.3. (a) Termoelektrik etki ve (b) ısıl çift [7].

şekil 1.3.'te görüldüğu gibi elektronlar  $T_1$ ' den  $T_2$ ' ye doğru akar,  $T_1 > T_2$  olduğundan  $\Delta T = T_2 - T_1 < 0$ . Burada termoelektrik güç katsayısı  $S$  artı bir büyüklüktür. Çubuğun iki ucu aynı tür iletkenle birleştirilirse her iki iletkenin uçları arasındaki gerilim farkları eşit olduğundan voltmetre sıfır potansiyel farkı gösterir. Bunun yerine metal çubuğun uçları farklı türde bir iletkenle birleştirilirse uçları arasındaki gerilim farkı  $V_{12} = V_1 - V_2$  olur ve bu değer voltmetreden okunur. Bu metal çiftinin oluşturduğu bağıl termoelektrik güç katsayısı  $S_{12}$

$$S_{12} = -\frac{dV_{12}}{dT} \quad (1.47)$$

bağıntısı ile tanımlanır. Sıcak uçta elektronlar 1 metalinden 2 metaline akarsa  $V_{12} > 0$ , tersi yönde akarsa  $V_{12} < 0$  sayılır.

Bir iletkenin mutlak termoelektrik güç katsayısı ancak bir süper iletken yardımı ile ölçülebilir. Süper iletkenin direnci sıfır olduğundan voltmetrede okunan gerilim farkı yalnız  $V_1$  gerilim farkıdır.

Uygulamada sıcaklık ölçmelerinde kullanılan ısı çiftleri iki farklı metal iletkenin uçlarını lehim veya kaynakla birleştirilerek elde edilir. Şekil 1.3. (b) de görüldüğü gibi, ısı çiftinin bir ucu sıcaklığı ölçülecek ortama, diğer ucu buzlu suya sokulur. Bu durumda ölçmeler referans sıcaklığı 0°C olan bir ortama göre yapılmış olur. Uygulamada kullanılan bazı ısı çiftlerinin özellikleri Tablo 1.2.'de verilmiştir. Yüksek sıcaklık ölçmeleri için genellikle (Platin-Rodyum) alaşımı tel ile platin tel çiftinden oluşan ısı çifti kullanılır [7].

Tablo 1.2. Bazı ısı çiftlerinin özellikleri [7].

Isıl Çift	Maksimum Sıcaklık (°C)	Duyarlılık (mV/°C)	Kullanıldığı Bölge (°C)
Kromel (90Ni-10Cr) – Alumel (94Ni-2Al-2Mn-1Si)	1250	0.0400	0-1250
Fe – konstanton (55Cu-45Ni)	850	0.0570	0-850
(Pt-10Rh) - Pt	1500	0.0120	0-1500
(Ir-40Rh) - Ir	2000	0.0185	1400-2000
(W-3Re) – (W-25Re)	2500	0.0139	0-1500

### 1.2.6.2. Peltier Etkisi

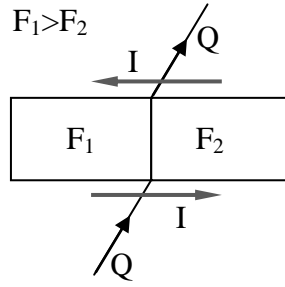
Bir metal çiftinin ekinde akım geçerse Peltier etkisi ile akımın yönüne bağlı olarak ısı yayılır veya ısı emilir. Belirli bir metal çifti ekinin karakteristik değeri *Peltier katsayısı* (P) ile belirtilir. Peltier katsayısı, ekten geçen birim akımın birim zamanda oluşturduğu ısı enerjisi ile

$$P_{12} = - \frac{dQ / dT}{I} \quad (1.48)$$

şeklinde tanımlanır.

Peltier etkisi farklı türde metallerin farklı kinetik ve potansiyel enerjiye sahip olmalarından kaynaklanır, iki metal birbirine değerse Fermi düzeyi yüksek olandan düşük olana bir miktar elektron akar ve denge sağlanır. Denge durumundaki eke bir gerilim uygulayarak Fermi düzeyi yüksek olandan Fermi düzeyi düşük olana elektron

akımı sağlanırsa ekte enerji emilir, sonuçta sıcaklık düşer. Bunun tersi Fermi düzeyi düşük olandan yüksek olana elektron akarsa ekten ısı enerji yayılır, dolayısıyla sıcaklık artar. Şekil 1.4.'te gösterildiği gibi kapalı devre oluşturan bir iletken çiftinin uçlarından akımın yönüne bağlı olarak istenirse ısıtma, istenirse soğutma sağlanır.



Şekil 1.4. Peltier etkisi [7].

Metal çiftlerinin Peltier katsayıları genellikle düşüktür. Diğer tarafta yarıiletkenlerde ise bu katsayı oldukça büyüktür. Uygulamada seri olarak bağlanan (p-n) yarıiletken çiftleri ile soğutma sağlanabilir. Örneğin ( $\text{Bi}_2\text{Fe}_3\text{-PbTe}$ ) çiftleri seri olarak bağlanırsa termoelektrik soğutma elde edilir. Bu tür soğutucular düşük verimli olmakla birlikte basit, küçük ve sessizdirler.

Yarıiletken çiftlerinin eki ısıtıldığı takdirde elektrik enerjisi üretebilir. Örneğin bu amaçla kullanılan ( $\text{Sb}_2\text{Se}_3\text{-GeTe}$ ) çiftlerinden oluşan bir termoelektrik jeneratörün verimi düşük olmakla beraber (yaklaşık %10) basit ve hafiftirler. Kurak ve sıcak bölgelerde güneşten aldığı ısı enerjiyi elektrik enerjisine dönüştürmede kullanılırlar [7].

### 1.3. Elektriksel İletkenlik İle İlgili Tanımlar

#### 1.3.1. Elektriksel İletkenlik

Elektriksel iletkenlik, bir iletken malzemeye uygulanan elektrik alan etkisinde elektriksel yük taşıyıcılarının uzak mesafeli hareketleri sonucu oluşur. Metallerde serbest elektronlar, eksi kutuptan artı kutba doğru hareket eden eksi elektriksel yük taşıyıcılarıdır. Kovalent bağlı bazı malzemelerde (Si gibi) elektrik alan etkisi ile kovalent bağdan kopan elektron artı kutba doğru giderek eksi yük taşıyıcısı olur. Kovalent bağda elektron eksilmesinden oluşan elektron boşluğu eksi yönden koparak gelen başka bir elektron ile doldurulur, bu durumda eksi yönde hareket eden yeni bir

boşluk (hole) oluşur. Sonuçta elektron deliğinin konumu eksi kutba doğru yer değiştirdiğinden artı yük taşıyıcı sayılır. İyonik malzemelerde yayınlanan artı yüklü iyon, eksi kutba doğru hareket ederek artı yük taşıyıcı, eksi yüklü iyon ise artı kutba giderek eksi yüklü taşıyıcı olur [7].

Serbest bir elektronun momentumu  $m\vec{v} = \hbar\vec{k}$  bağıntısı ile dalga vektörüne bağlıdır. Bir dış  $\vec{E}$  elektrik ve  $\vec{B}$  manyetik alanında  $-e$  yüklü elektrona etkiyen kuvvet,

$$\vec{F} = -e \left[ \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right] \quad (1.49)$$

olur ve bu noktada Newton'nun ikinci hareket kanunu

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = -e \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (1.50)$$

olarak yazılabilir. Sadece sabit bir elektrik alan varsa  $\vec{B} = 0$  alınarak,

$$-e \cdot \vec{E} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1.51)$$

bulunur [6]. Bu denklemin integrali alınarak,

$$\int_0^v d\vec{v} = \int_0^\tau \frac{-e\vec{E}}{m} dt \quad (1.52)$$

$$v = \frac{-eE}{m} \tau \quad (1.53)$$

bulunur. Buradan elektron ve boşluklar için sürüklenme hızları,

$$v_e = -\frac{e\tau_e}{m_e} E = -\mu_e E \quad (1.54)$$

$$v_h = -\frac{e\tau_h}{m_h} E = -\mu_h E \quad (1.55)$$



olarak elde edilir. Bu ise elektron ve boşlukların hareket etme yeteneklerini (mobilité)  $\mu_e = -\frac{e\tau_e}{m_e}$  ve  $\mu_h = \frac{e\tau_h}{m_h}$  olarak verir.

Toplam elektrik akım yoğunluğu, n tane elektron ve p tane boşluğun katkıları sonucunda,

$$j = -nev_e + pev_h = \left( \frac{ne^2\tau_e}{m_e} + \frac{pe^2\tau_h}{m_h} \right) E \quad (1.56)$$

$$j = (ne\mu_e + pe\mu_h)E = \sigma E \quad (1.57)$$

şeklinde bulunur ve bu denklem Ohm kanunu olarak da isimlendirilir. Burada verilen

$$\sigma = ne\mu_e + pe\mu_h \quad (1.58)$$

elektriksel iletkenliktir. Elektron ve boşluk hareketlilikleri (mobilité) elektronların ve boşlukların iletkenliğe katkılarını belirlerler. Saf yarı iletken olan bölgede bu iki katkı çoğunlukla birbirine eşitken, katkılama ile yarı iletken olan bölgede ise daha yoğun olan taşıyıcı, beklendiği gibi, iletkenliğe daha büyük katkı sağlamaktadır.

### 1.3.2. Metallerin Elektriksel Özdirenci

Birçok metalin elektrik özdirenci elektronların, oda sıcaklığında (300 K) örgü fononlarıyla çarpışmasından, sıvı helyum sıcaklığında (4 K) ise safsızlık atomları (yabancı atomlar) ve mekanik örgü kusurlarıyla çarpışmalarından kaynaklanmaktadır. Bu çarpışmalar oldukça iyi bir yaklaşımla, birbirinden bağımsızdırlar. Buna göre elektrik alan kaldırıldığında momentum dağılımı tekrar taban durumuna toplam gevşeme hızı ifadesi olan,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_L} + \frac{1}{\tau_i} \quad (1.59)$$

ile döner. Burada  $\tau_L$  ve  $\tau_i$  sırasıyla, elektronların fononlardan ve safsızlık atomlarından saçılma zamanlarıdır.

Bir metalin toplam özdirenci,

$$\rho = \rho_L + \rho_i \quad (1.60)$$

olarak verilir. Burada  $\rho_L$  ısı fononların ve  $\rho_i$  ise örgü düzenini bozan statik kusurlardan dolayı elektron dalgalarının saçılmasının neden olduğu özdirençtir. Çoğu zaman, örgü kusurları yoğunluğu az ise  $\rho_L$  kusurlardan bağımsız olur ve  $\rho_i$  sıcaklıktan bağımsız olur. Bu deneysel gözleme *Matthiessen kuralı* denir ve deneysel veri analizinde uygundur.

T=0 K sıcaklığa doğru  $\rho_L$  sıfır olacağından, özdirenç olarak sadece  $\rho_i$  kalır bu özdirenç *kalıntı özdirenç* denir. Farklı metaller için  $\rho_i$  büyük oranda değişebildiği halde, örgü özdirenci olarak tanımlanan  $\rho_L$  aynı kalır. Bir metalin *özdirenç oranı* genellikle oda sıcaklığındaki özdirencinin kalıntı özdirencine oranı olarak tanımlanır. Bu büyüklük numunenin saflık derecesinin kullanışlı bir göstergesidir, çoğu malzeme için katı eriyikteki birim atomik safsızlık yüzdesi yaklaşık  $1\mu\text{ohm-cm}$  ( $1 \times 10^{-6}$  ohm-cm) safsızlık kalıntı özdirencine neden olur. Bir bakır numunesinin özdirenç oranı 1000 ise milyonda 20 parçacık safsızlık yoğunluğuna karşılık gelen kalıntı özdirenci  $1.7 \times 10^{-3}$   $\mu\text{ohm-cm}$  olur. İstisnai bir şekilde saf numunelerde özdirenç oranı  $10^6$  kadar yüksek olabilirken bazı alaşımlarda (örneğin manganin) 1.1 kadar düşük olabilir.

Elektrik özdirencin sıcaklığa bağlı olan kısmı, elektronun ısı fononlarla ve ısı elektronlarla çarpışma sıklığı ile orantılıdır. Fononlarla çarpışma sıklığı, ısı fonon yoğunluğuyla orantılıdır. Debye sıcaklığından ( $\theta$ ) yukarıdaki limite fonon yoğunluğu sıcaklıkla orantılı olduğundan T>0 durumunda  $\rho \propto T$  olur [6].

### 1.3.3. Metallerde Elektriksel İletkenlik

Metallerde iletim elektronları madde içerisinde rastgele hareket halindedirler. Bu hareketler kararlı dalga türündedir. Normal halde dış etki yoksa herhangi bir yöne giden ortalama yük ile ters yöne giden ortalama yük eşittir, dolayısıyla toplamı sıfırdır. Eğer Şekil 1.5.'te görüldüğü gibi  $\vec{E}$  elektriksel alanı uygulanırsa eksi kutba doğru hareket etmekte olan elektronlar yavaşlar, artı kutba doğru gitmekte olanlar hızlanır, bunun sonucu net bir akım oluşur.

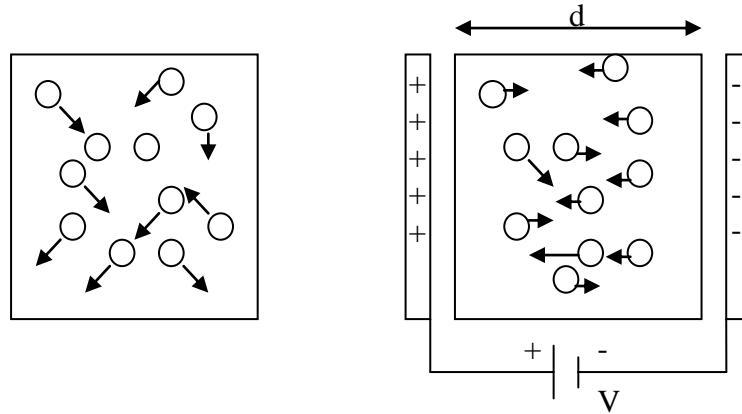
Yük taşıyıcılarının ortalama sürüklenme hızı  $v$ , E elektriksel alanı ile orantılıdır.

$$v = \mu E \quad (1.61)$$

Burada  $\mu$ 'ye yük taşıyıcı hareket yeteneği (mobilite) denir ve birimi ( $m^2/V.s$ )dir. Elektriksel iletkenlik  $\sigma$ , malzeme içinde aktif halde yük taşıyıcı konsantrasyonu  $n$  ve yük taşıyıcının taşıdığı birim yük  $q$  ile orantılıdır.

$$\sigma = \mu n q \quad (1.62)$$

Elektriksel alan etkisinde yayılan elektronların hızı sürekli artar ve momentum kazanırlar. Ancak elektron bir atoma veya bir engele çarparsa yön değiştirir, hız düşer ve kinetik enerjisi azalır. Çarpma sonucu atomun titreşimi artar, aldığı enerjiyi ısı



Şekil 1.5. Metallerde elektron hareketleri [7].

enerjiye dönüştürerek madde içine yayar, dolayısıyla metal ısınır. Yön değiştiren elektron, alan etkisinde tekrar hızlanır ve bu şekilde her engelde sürekli yön değiştirerek yoluna devam eder. Bir elektronun sapıtılmadan alabileceği ortalama yola, ortalama serbest yol denir. Ortalama serbest yolu azaltan fononlar, yabancı atomlar ve iç yapı kusurları direnci artırıcı, iletkenliği azaltıcı yönde etkirler [7].

### 1.3.4. Metallerde Elektriksel Dirence Etkiyen Etkiler

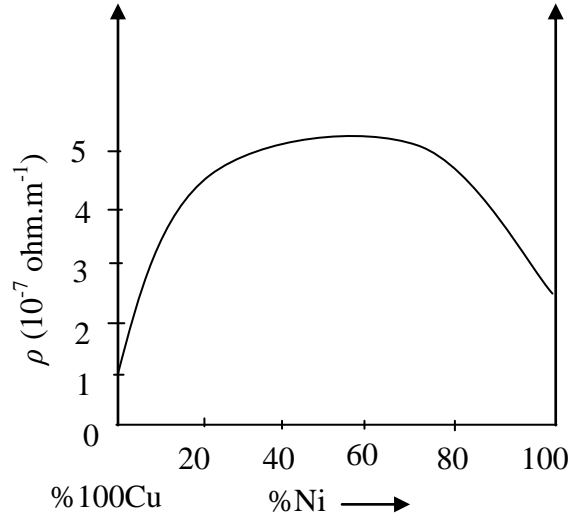
#### 1.3.4.1. Sıcaklık

Elektron dalgalarının serbest hareketi için en ideal ortam, ısı titreşimlerinin bulunmadığı 0 K'de, kusursuz kristallerdir. Elektron dalgaları böyle bir ortamda elektriksel alan



### 1.3.4.3. Kristal Yapı Kusurları

Kristal yapıda kusur yoğunluğu artarsa, elektron dalgalarının saptırılma olasılığı artar, ortalama serbest yol kısalır ve direnç yükselir. Bu kusurlar boş örgü köşeleri, yer değiştirmiş atomlar, dislokasyonlar ve tanecik sınırları olabilir [7].



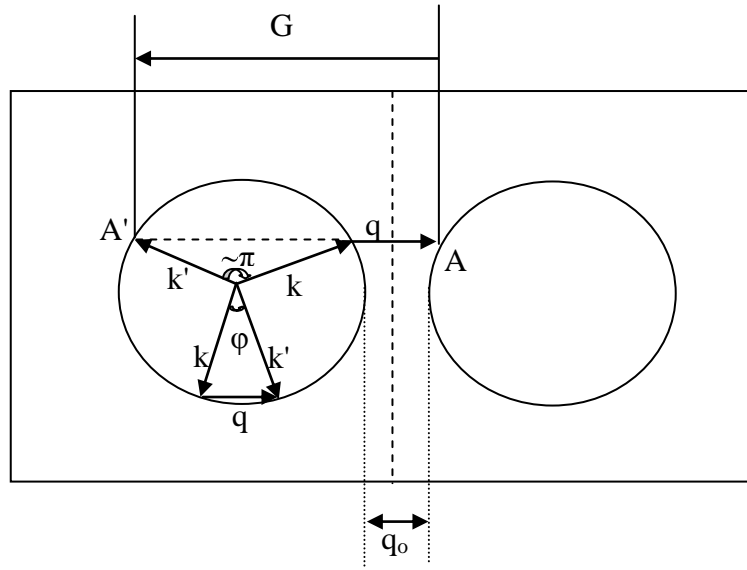
Şekil 1.7. Cu-Ni alaşımlarında özgül direncin bileşimle değişimi [7].

### 1.3.4.4. Umklapp Saçılması

Elektronlarla fononlar arasında olan umklapp saçılması, metallerin alçak sıcaklıklardaki elektrik özdirençlerinin başlıca nedenidir. Burada elektron-fonon saçılması bir  $\vec{G}$  ters örgü vektörü aracılığıyla olduğu için, elektron momentumundaki değişme, normal bir elektron-fonon saçılmasındaki değişiklikten çok daha fazladır.

bcc yapısındaki potasyumda [100] doğrultusuna dik ve iki komşu Brillouin bölgesi arasında kalan yüzeyi ve her bir bölgedeki Fermi kürelerini gözönüne alalım (Şekil 1.8.). Şeklin alt tarafında  $\vec{k}' = \vec{k} + \vec{q}$  olan normal elektron-fonon saçılması çizilmiştir. Üst tarafta ise, aynı fononun  $\vec{k}' = \vec{k} + \vec{q} + \vec{G}$  saçılmasıyla birinci Brillouin bölgesinin dışına (A noktası) taşıdığı görülmektedir. Bu nokta, ilk bölgedeki A' noktasına eşdeğer olur, çünkü AA' bir ters örgü vektörüdür. Bu umklapp saçılmasıdır. Bu tür çarpışmalar kuvvetli saçılmaya neden olur, çünkü saçılma açısı bazen  $\pi$ 'ye yakın olabilir ve bir tek saçılma bile elektronu taban yörüngesine geri döndürülebilir.

Fermi yüzeyi bölge sınırına tam bitişik değilse, umklapp saçılmasının olabilmesi için minimum bir  $q_0$  fonon dalga vektörü gerekir. Alçak sıcaklıklarda umklapp saçılması için gerekli fonon sayısı  $\exp(-\theta_U/T)$  olarak azalır; burada  $\theta_U$  Brillouin bölgesi içindeki Fermi yüzeyinin geometrisinden hesaplanabilen karakteristik bir sıcaklıktır. Bcc yapısındaki Brillouin bölgesinde, atom başına bir elektron yörüngesi olan küresel bir Fermi yüzeyi için  $q_0 = 0.267k_F$  olduğu gösterilebilir.



Şekil 1.8. Bitişik Brillouin bölgesindeki iki Fermi küresi; Fonon umklapp etkisinin elektrik özdirence üzerine etkisini göstermektedir [6].

Potasyum için deneysel veriler üstel azalmanın  $\theta_U = 23$  K ile doğrulandığını gösterir (Debye sıcaklığı ise  $\theta = 91$  K'dir). Daha da düşük sıcaklıklarda (potasyum için 2 K'nin altında) umklapp saçılması ihmal edilebilir ve örgü özdirenci sadece normal (küçük açılı) saçılmadan kaynaklanır.

Düşük sıcaklıklarda, normal saçılma için Bloch'un bulduğu analitik bir çözümde  $\rho_L \propto \frac{T^5}{\theta^6}$  olmaktadır. Bu sonuç klasik limittir. Normal saçılmalar tüm metallerin özdirençlerine katkıda bulunurlar, ancak henüz hiçbir metal için tam hesaplanamamıştır, çünkü diğer örgü kusurlarından, elektron-elektron saçılmalarından ve Umklapp saçılmalarından tam olarak ayırılmaları mümkün değildir [5].

### 1.3.5. Isıl ve Elektriksel İletkenliğin Birbirine Oranı ve Wiedemann-Franz Kanunu

Isıl ve elektriksel iletkenliğin her ikisi de metallerde serbest elektronların hareketini gerektirir. Bir metal ısıtılacak olursa ortalama tanecik hızı yanısıra ısı iletkenlik artar. Diğer taraftan, sıcaklık artışıyla çarpışmalar yük taşınmasına neden olan elektron hareketini etkilediğinden elektriksel iletkenlik azalır. Belirli bir sıcaklık aralığı için, ısı ve elektriksel iletkenliklerin oranı sabittir. Başka bir deyişle en iyi elektriksel iletken malzemeler aynı zamanda en iyi ısı iletkenlerdir [3].

Isıl ve elektriksel iletkenliklerin oranından;

$$\frac{K}{\sigma} = \frac{\pi^2 k_B^2 T n \tau / 3m}{ne^2 \tau / m} = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_B}{e} \right)^2 T \quad (1.65)$$

elde edilir ve bu denklem Wiedemann– Franz kanunu olarak bilinir. Burada,

$$L = \frac{K}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_B}{e} \right)^2 \quad (1.66)$$

olarak tanımlanan  $L$ 'ye Lorentz sabiti denir ve saf metaller için değeri  $2.72 \times 10^{-13}$  esu/K<sup>2</sup> veya  $2.45 \times 10^{-8}$  WΩK<sup>-2</sup>'dir. Bu ilginç sonuç  $n$  elektron yoğunluğu veya  $m$  kütlesinden bağımsızdır. Elektrik ve ısı etkilerin gevşeme zamanları eşit varsayıldığından  $\tau$ 'dan da bağımsızdır. Düşük sıcaklıklarda ( $T \ll \theta$ ) Lorentz sabiti azalma eğilimi gösterir. Gümüş için 0°C de  $L=2.31 \times 10^{-8}$  WΩK<sup>-2</sup> değerinde olup, bu mertebedeki sıcaklıklarda, çoğu metallerde olduğu gibi, Wiedemann-Franz kanununun oldukça iyi sonuç verdiği görülmüştür.

Wiedemann-Franz Kanunu, çok düşük olmayan sıcaklıklarda ısı iletkenlik katsayısının elektrik iletkenlik katsayısına oranının metalin cinsinden bağımsız ve sıcaklıkla doğru orantılı olduğunu belirtir. Bu sonuç metal tarihçesinde önemli bir aşama olmuştur. Çünkü Wiedemann-Franz Kanunu elektron gazı teorisini desteklemektedir [5].

#### 1.4. Lehimler

Lehim; modern evlerdeki tesisatların bakır borularının birleştirilmesinde ve elektronik aletlerde devre elemanlarının birleştirilmesinde kullanılan belli bir erime sıcaklığına sahip malzeme türüdür. Elektronik devrelere lehimlenen devre elemanlarından elektrik akımı uygun şekilde geçip onları çalıştırır. Lehimlemede en gerekli işlem, bakır ve kalay arasında gerçekleşerek güçlü metalik bağlara sahip intermetalik bileşikler oluşturacak olan kimyasal tepkimedir. Demir-Karbon (Fe-C) ikili sisteminden sonra belki de en önemli ikinci metalurjik sistem, insan medeniyetini etkileyen ve bir devre tunç (Cu-Sn alaşımı) çağı adını da veren bakır-kalay (Cu-Sn) ikili sistemidir.

Tipik olarak kurşun (Pb) ve kalay (Sn) alaşımı bakır parçaları birleştirmede kullanılmasına rağmen kurşunun çevre için zehirleyici etkisinden dolayı sıhhi tesisatçılıkta kullanılan lehimlerde kurşunsuz olanlar tercih edilmekte ve kurşunsuz lehim kullanımı elektronik ve elektrikli aletlerde hızla yaygınlaşmaktadır. Örneğin; 1 Temmuz 2006'da Avrupa Parlamentosu tarafından tüketici ürünlerinde kurşun bazlı lehimlerin yasaklanması ile ilgili bir talimat yayınlanmıştır. Kurşunsuz lehimlerin elektronik ürünlere geniş çaplı uygulanmasında güvenilirlik önem arz etmektedir.

Genellikle düşük erime noktasına sahip ötektik lehim alaşımları tercih edilmektedir. Ötektik bir alaşımın erime noktası hem iki bileşeninkinden daha düşüktür hem de daha önemlisi alaşım tek bir erime noktasına sahiptir. Bu nedenle, sıcaklık ötektik noktaya erişince eklem tamamı, iki arayüzeyi aynı anda kaynaştırmak için erir.

Ötektik kalay-kurşun (Sn-Pb) 183°C (456 K) erime sıcaklığına sahiptir. Çok uzun süredir dünya çapında SnPb lehiminin yaygın olarak kullanılmasında anahtar sebep Cu ile böylesi düşük sıcaklıklarda metalik bağ yapabilme yeteneğidir. Diğer taraftan lehim eklem uygulamasının tipik sıcaklığı ya yaklaşık olarak oda sıcaklığındadır ya da çalışan elektrikli aletler için 100 °C (373 K) civarındadır. Bunlar, lehim alaşımının erime noktasına göre, oldukça yüksek sıcaklıktaki uygulamalarıdır. Örneğin, ötektik Sn-Pb alaşımının erime sıcaklığı 456 K alınırsa Kelvin cinsinden oda sıcaklığı ve 373 K bu değerlerin sırasıyla 0.66 ve 0.82 katıdır.

Günümüzdeki ötektik kurşunsuz lehimlerin hemen hemen hepsi Sn bazlıdır. Bunlar arasında özel bir sınıf, Sn ile birlikte Au, Ag ve Cu gibi asil metaller içeren ötektik



alaşımlardır. Sn ile alaşım yapmak için Bi, In, Zn, Sb ve Ge gibi diğer elementler göz önünde bulundurulmaktadır. Ötektik Sn-Pb ile ikili kurşunsuz lehim sistemlerinin ötektik noktaları Tablo 1.3.'te karşılaştırılmıştır.

Lehim malzemesi olarak kullanılan bazı metal alaşımalarının genel özellikleri ise aşağıdaki gibidir.

Tablo 1.3. Lehim sistemlerinin ötektik sıcaklık ve bileşim özellikleri [8].

Sistemler	Ötektik Sıcaklık (°C)	Ötektik Bileşim
Sn-Cu	227	Sn - % 0.7 ağ. Cu
Sn-Ag	221	Sn - % 3.5 ağ. Ag
Sn-Au	217	Sn - % 10 ağ. Au
Sn-Zn	198.5	Sn - % 9 ağ. Zn
Sn-Pb	183	Sn - % 38.1 ağ. Pb
Sn-Bi	139	Sn - % 57 ağ. Bi
Sn-İn	120	Sn - % 51 ağ. İn

Çinko (Zn) ucuz ve kolaylıkla bulunabilir olmasına rağmen çabucak kararlı bir oksit oluşturur. Bütün ötektik kurşunsuz lehimler arasında, ötektik Sn-Pb alaşımının erime noktasına en yakın erime noktasına ötektik Sn-Zn sahiptir ve özellikle Japonya' da büyük ilgi çekmiştir.

Bizmut (Bi) çok iyi ıslatma özelliklerine sahiptir. Ötektik Sn-Bi lehimini delik içine iğneleme teknolojisinde kullanılmaktadır. Bununla birlikte; Bi üretimi Pb üzerindeki kısıtlamalardan dolayı sınırlı olabilir çünkü Bizmutun birincil kaynağı Pb rafinesinde elde edilen bir yan üründür. Kurşun kullanımının kısıtlanması ile çok daha az Bi elde edilecektir.

Antimon (Sb) Birleşmiş Milletler Çevre Programı tarafından zararlı bir element olarak tanımlanmıştır. Germanyum(Ge) reaktivitesinden dolayı ancak çok bileşenli lehimlerde eser miktarda kullanılmaktadır.

İndiyum (In) çok nadir bulunan ve geniş uygulama alanları için çok pahalı sayılan bir elementtir ayrıca kolaylıkla da oksitlenir.

Ötektik Sn-asil metal ötektik alaşımlarının ortak noktaları ötektik Sn-Pb' ye kıyasla yüksek erime noktasına ve yüksek Sn bileşenine sahip olmalarıdır. Üçlü ve daha yüksek dereceli lehimler büyük oranda ikili Sn-Ag, Sn-Cu, Sn-Zn veya Sn-Bi ötektik alaşımları bazlıdır. Bunların en gelecek vaat edeni Sn-Ag-Cu alaşımıdır [8].

Sonuç olarak; lehim sistemleri elektronik ve teknolojiye büyük önem taşımaktadır. Çevreye zarar vermeyen, ekonomik, uygun, verimli, oksitlenmeyen lehimler araştırılmaktadır. Bu bağlamda lehimlerin ısı ve elektriksel iletkenlikleri çok büyük önem taşımaktadır. Bu tezin amacı ise kurşunsuz lehim malzemelerinin ısı ve elektriksel iletkenliğinin belirlenmesidir.

## 2. BÖLÜM

### ISIL ve ELEKTRİKSEL İLETKENLİĞİN BELİRLENMESİ İÇİN YAPILAN ÇALIŞMALAR

#### 2.1. Giriş

Bu bölümde malzemelerin ısı ve elektriksel iletkenliğinin tespit edilebilmesi için kullanılan metotlar ve yapılan çalışmalar anlatılmıştır. Isıl iletkenliğin ölçümü için kullanılan kararlı ve kararsız durum metotları hakkında bilgi verilmiştir. Kararlı durum metotlarında, numune sabit bir sıcaklıkta tutulur ve ısı iletim katsayısı birim alan başına ısı akışının ölçümü ile belirlenir. Kararlı olmayan ölçüm metotlarında ise numune üzerindeki sıcaklık dağılımı zamanla değişir ve sıcaklık değişim oranının ölçümü ısı akış oranının ölçümünün yerini alır. Bu metotta ısı iletkenliği; malzemenin özısı ve yoğunluğu yardımıyla ısı yayılımından hesaplanır.

Isıl iletkenliğin belirlenmesinde kullanılan en yaygın kararlı hal metotları radyal ve lineer ısı akış metodudur. Radyal ısı akış metodu numunenin geometrisine bağlı olarak silindirik veya küresel radyal ısı akış metodu olarak adlandırılır [9]. Sıklıkla kullanılan bir diğer kararlı hal metodu olan lineer ısı akış metodunun da numune geometrisine bağlı olarak farklı çeşitleri vardır. Isıl iletkenliğin çoğu metodunda farklı geometriye sahip numuneler için ısı akışı ya lineer veya radyal yönde olacak şekilde kontrol edilir.

Elektriksel iletkenlik ise malzemelerin elektrik akımını iletme kabiliyetidir ve ısı yayılım, özısı, ısı iletkenlik gibi malzemelerin temel fiziksel özelliklerinden birisidir. Isıl iletkenlik (K) ile elektriksel iletkenlik ( $\sigma$ ) arasındaki ilişki (1.66) eşitliği ile verilmiştir. Bu eşitlikte, malzemelerin ısı iletkenlik ve Lorentz sabiti değerleri kullanılarak elektriksel iletkenlik değerleri hesaplanabilmektedir.

## 2.2. Isıl İletkenliğin Belirlenmesi İçin Yapılan Çalışmalar

Katılarda ısı iletkenliği deneysel olarak tayin edebilmek için farklı sıcaklıklar ve farklı ısı iletkenlik değerlerine sahip çeşitli maddeler için bir dizi farklı ölçüm metotları uygulamak gerekmektedir. Maddenin cinsi ve sıcaklık aralığına uygun bir metot tercih edilir. Hiçbir metot gereken ölçüm koşullarının tamamını için mükemmel olmamaktadır. Bir metodun uygunluğu; maddenin fiziksel özelliği, numunenin uygun geometrik yapısı, sonuçların gereken kesinlik derecesi, deneyin hızı, zaman ve gerekli finansman gibi hususlarla belirlenir.

Isıl iletkenliği ölçme metotları; kararlı-hal ve kararsız-hal metotları olmak üzere iki bölüme ayrılır. Kararlı hal ölçüm metodunda numune sabit bir sıcaklıkta tutulur ve ısı iletkenlik, denge durumu oluştuktan sonra birim alan başına düşen ısı akış hızının ve dengeye ulaşıldıktan sonraki sıcaklık gradyentinin ölçülmesiyle doğrudan bulunur. Kararsız hal metodunda ise numunedeki sıcaklık dağılımı zamanla değişir ve ısı akış oranı ölçümü yerine normalde ısı dağılımını belirleyen sıcaklık değişimi ölçülür. Sonra malzemenin yoğunluk ve özgül ısı bilgileri ile birlikte ısı dağılımdan da faydalanarak ısı iletkenlik hesaplanır.

Çoğu ölçüm metodundaki temel sorun, istenilen doğrultuda kontrollü bir ısı akışı elde edilememesidir. Bu ısı akışı öyle olmalıdır ki teorik şartlarla deneysel sınır koşullarını örtüşürmelidir. Teorik olarak kontrollü bir ısı akışı elde etmenin en kolay yolu merkezinde bir ısı kaynağı olan içi boş küre şeklinde bir numune kullanmaktır. Dahili ısıtıcı tarafından sağlanan ısı numune içerisinden kayıpsız olarak radyal şekilde geçer. Fakat gerçekte bütün radyal doğrultularda düzenli ısı akışı veren küre şeklinde bir ısı kaynağı oluşturmak çok zordur. Ayrıca deneysel düzenekte küresel numune oluşturmak, ısı girişini ve sıcaklık gradyentini ölçmekte zordur.

Isı akışını istenilen doğrultuda kontrol edebilmenin en yaygın yolu korumalı ısıtıcı (çoğu zaman ısı yalıtımla birlikte) kullanmaktır. Kullanılan bu ısıtıcı sayesinde istediğimiz doğrultu dışındaki tüm doğrultularda sıcaklık gradyentinin sıfır olması sağlanır. Isıl iletkenliğin çoğu ölçüm metodunda, geometrisi uzun çubuktan kısa diske uzanan aralıkta silindirik numuneler kullanılır ve ısı akışı ya doğrusal veya radyal yönde olacak şekilde kontrol edilir. Böylece çoğu metod doğrusal ve radyal ısı akış metodları olmak üzere alt metodlara ayrılabilir [9].

Katıların ısı iletkenliklerinin deneysel ölçüm çalışmaları 18. yüzyılda başlamıştır. Benjamin Franklin [10] 1753 yılında farklı maddelerin ısıyı soğurması ve yaymasıyla ilgili ilk çalışmalara başlamıştır. Metal ve tahta gibi malzemelerin dokunuldukları zaman hissedilen soğukluk derecesine göre ısı yönünden iyi veya zayıf iletkenler olup olmadıklarını incelemeye başlamıştır. Fordyce [11] 1787 yılında mukavva ve demirin iletkenlik güçleriyle ilgili deneylerle bu alandaki çalışmalara öncülük etmiştir. Katıların ısı iletkenliklerinin ölçümlerinde ilk olarak kararlı hal mukayeseli ölçüm metodunu ortaya koyan Franklin olup çalışmaları geliştirerek devam ettiren ise 1789 yılında rapor edildiği üzere Ingen-Hausz'dur [12]. Desperets 1822 yılında bu metodu daha da geliştirmiştir [13]. Desperets'in bu metodu 1853 yılında Wiedeman ve Franz tarafından bazı metallerin ısı iletkenliklerinin tayininde kullanılmış ve Wiedemann-Franz kanunu olarak adlandırılmıştır [14]. Mutlak olarak ilk kararlı hal mutlak metod 1851 yılında Forbes [15-18] tarafından, ilk kararsız hal mutlak metodu ise 1861 yılında Angström [19] tarafından uygulanmıştır. O günlerden bu yana bir grup farklı metod ve onların çeşitleri yıllar geçtikçe geliştirilmiştir. Metodun deneysel gelişimi için bir çok araştırma mevcuttur [20-30]. Metodların matematiksel teorileri bir çok kitapta anlatılmıştır [31-35].

Bilindiği gibi katılarda ısı iletkenliği ölçüm metotlarını ikiye ayırmıştık. Bu kesimde kararlı hal metotlarından, lineer (doğrusal) ısı akış metodu, Forbes'in çubuk metodu (yarı doğrusal ısı akış metodu), radyal ısı akış metodu, doğrudan elektriksel ısıtma metodu, termoelektriksel metot ve ısı karşılaştırma metodu ile ilgili bilgiler vereceğiz. Lineer ve radyal ısı akışı metotlarında ısı akışının ölçümüne göre mutlak metot ve karşılaştırmalı metot arasında bir ayrım olmaktadır. Mutlak metotta, numunenin ucundaki ısıtıcıdan elektriksel güç girdisini ölçerek numunedeki ısı akış oranı doğrudan tayin edilir. Numune dışındaki ısı akışı, akı kalorimetresi ve buharlaşma kaybı kalorimetresi ile ölçülebilir. Isı akış hızı, birinci metod kullanılarak bilinen ısı kapasitesine sahip su gibi dolanan sıvının sıcaklık artışı ve akış hızı vasıtasıyla tespit edilirken; ısı akış hızı ikinci metod kullanılarak ise, bilinen buharlaşma ısısına sahip su gibi bir sıvının buharlaşma kayıp hızı yani buharlaşma ısısı vasıtasıyla tespit edilir. Mukayeseli bir metotta ısı akış hızı, genelde aynı ısı akışının gerçekleşeceği ümit edilen numune ile seri olarak yerleştirilen bilinen bir ısı iletkenliğe sahip bir referans örnek üzerindeki sıcaklık gradyentinden hesaplanır. Ayrıca yukarıda bahsedilen metotlar

numune geometrilerine göre de alt başlıklara ayrılabilirler. Kararsız hal metotlarında ise periyodik ve kısa süreli (geçici) ısı akış metotlarını inceleyeceğiz. Her iki metot da ısı akış doğrultusuna göre doğrusal ve radyal ısı akış metotları olmak üzere ikiye ayrılırlar. Ayrıca geçici ısı akışı metotlarından (boyuna ısı akış metodunun bir varyantı olan) flaş metodunu, (radyal ısı akış metodlarının varyantları olan) çizgisel ısı kaynağı ve sonda (prop) metotlarını, hareketli ısı kaynağı metodunu ve son olarak ta iki karşılaştırmalı metodu inceleyeceğiz.

Aşağıda tartışılan metodların bazılarının iyi iletkenler için uygun olmadığı not edilmeye değerdir. Zayıf iletkenler örneğin yarıiletkenler için ve bazı malzemeler mesela metalik tozlar ve yalıtkanlar için uygun olabilirler.

### **2.2.1. Kararlı Hal Metotları**

Katıların ısı iletkenliklerini ölçmekte kullanılan kararlı hal metotları aşağıda gösterildiği gibi sınıflandırılmıştır.

#### **A. Lineer Isı Akış Metotları**

##### **a. Mutlak Metotlar**

1. Çubuk (Rod) Metodu
2. Levha (Disk) Metodu

##### **b. Karşılaştırmalı Metotlar**

1. Bölünmüş Çubuk Metodu
2. Levha (Disk) Metodu
3. Bileşik Metot

#### **B. Forbes'in Çubuk Metodu**

#### **C. Radyal Isı Akış Metotları**

##### **a. Mutlak Metotlar**

1. Silindirik Metot
2. Küresel ve Elipsoidal Metot
3. Eş Merkezli Küresel ve Eş Merkezli Silindirik Metot
4. de Sénarmont'un Levha Metodu

b. Karşılaştırmalı Metotlar

1. Yoğun Silindir Metodu
2. Disk Metodu

D. Doğrudan Elektriksel Isıtma Metodu

a. Silindirik Çubuk Metodu

1. Lineer Isı Akış Metodu
2. Radyal Isı Akış Metodu
3. İnce Çubuk Yaklaşım Metodu

b. Dikdörtgen Çubuk Metodu

E. Termoelektriksel Metot

F. Isıl Karşılaştırma Metodu

**2.2.1.1. Lineer Isı Akış Metotları**

Lineer (doğrusal-boyuna) ısı akış metotlarında deneysel düzenek, ısı akışı bir çubuk (veya disk) numunenin sadece eksenel yönünde olacak şekilde tasarlanmıştır. Numunenin radyal ısı kaybı veya kazancı önlenir ya da en aza indirilir. Kararlı hal şartları altında radyal ısı kaybı veya kazancı olmadığı varsayılarak, ısı iletkenlik tek boyutlu Fourier-Biot ısı iletim denklemi,

$$K = \frac{-q\Delta x}{A\Delta T} \quad (2.1)$$

yardımıyla elde edilir [73,74]. Burada  $K$  değeri  $(1/2)(T_1+T_2)$  sıcaklığına karşılık gelen ortalama ısıl iletkenlik katsayısı,  $\Delta T = T_2 - T_1$ ,  $q$  ısı akış hızı,  $A$  numunenin kesit alanı ve  $\Delta x$  ise  $T_1$  ve  $T_2$  sıcaklıklarının ölçüldüğü noktalar arasındaki uzaklıktır.

### 2.2.1.1.1. Mutlak Metotlar

#### 2.2.1.1.1.1. Çubuk (Rod) Metodu

Bu metod iyi iletkenler ve çok yüksek sıcaklıklar haricindeki tüm sıcaklıklar için uygundur. Aslında bu metod oda sıcaklığının altındaki hemen hemen bütün ölçümlerde kullanılmaktadır. Kullanılan numune oldukça uzun bir çubuk şeklindedir. Bunun sebebi kesin ve doğru bir ölçüm için numune boyunca fark edilebilir bir sıcaklık düşüşü elde edebilmektir. Sabit sıcaklıktaki bir ısı kaynağı çubuğun bir ucuna uygulanır ve ısı, aksenal olarak daha düşük sıcaklıktaki bir soğutucuya dokundurulan diğer uca doğru çubuk boyunca akar. Çubuğun radyal ısı alış verişi ihmal edilir. Eşitlik (2.1)' den ısıl iletkenliği hesaplamak için çubuğun içine ve dışına doğru olan ısı akış hızının, kesit alanın, çubuk boyunca en azından iki noktadaki sıcaklıkların ve sıcaklık ölçümü yapılan noktalar arası uzaklığın ölçülmesi gereklidir.

Çok düşük (kriyojenik) sıcaklıklardaki ölçümler için radyal ısı kaybı ciddi bir problem oluşturmamaktadır. Bu nedenle de ısıl yalıtıma ve korumalı ısıtıcılara gerek yoktur. Ölçüm genelde gaz iletimini ve konveksiyonu engellemek için yüksek vakum altında yapılır. Ayrıca numune etrafında ışıma kaybını en aza indirmek için örneği çevreleyen bir (ışıma) radyasyon kalkanı kullanılabilir. Numunenin bir ucuna verilen ısı, ince direnç telli ısıtma bobini (ısıtıcı ve numune arasındaki temas direncini kaldırmak için doğrudan numunenin üzerine sarılabilir) veya karbon rezistansı ile sağlanabilir. Sıcaklıklar gaz termometreleriyle, buhar-basınç termometreleri ile, termal çiftlerle, direnç termometreleri ile ya da manyetik alınganlık termometreleriyle ölçülebilir.

Yüksek sıcaklıktaki ölçümlerde ısı kaybı çok ciddi bir problem haline gelir çünkü radyant (ışıma) ısı transferi sıcaklıkla hızla artar. Radyal ısı kaybını engellemek için kontrollü koruma ısıtıcısı ile birlikte numunenin etrafında koruma tüpü kullanılabilir. Yalıtım tozu genelde numune çubuğu ve koruma tüpü arasındaki boşlukları doldurmada kullanılır. Berget [38, 39] 1887 yılında ısı kaybını engellemek için numune etrafında korumalı halka kullanmıştır.



Herhangi bir numunenin, ısı akış hızı, çubuk numunenin serbest ucundaki bir elektrikli ısıtıcının güç girişi ölçülerek veya düşük sıcaklığa sahip uçtaki su akış kalorimetresiyle numune dışına akan ısı ölçülerek ya da her ikisiyle tespit edilebilir. Sıcaklık ölçümleri genelde ısı çiftleriyle yapılır. Doğru sıcaklık ölçümleri elde etmek ve ısı çiftlerinin uçları boyunca ısı iletimini en aza indirmek için ısı çiftleri düşük iletkenliğe sahip alaşımlardan yapılmış çok ince tellerden oluşmalıdır ve bağlantı noktasından çıkan uçlar izotermal çizgiler boyunca olmalıdır.

Bu metod yüksek sıcaklıklardaki ölçümler için Laubitz [40] ve Flynn [41] tarafından etraflıca tartışılmış ve eleştirilmiştir. Isı kaybı etkileri, ısı temas dirençleri, ısı çiftlerinin zayıf temasları ve sıcaklık sürüklenmesi gibi nedenlerden kaynaklanan sistematik ölçüm hataları ise Bauerle tarafından analiz edilmiştir [42].

Bu metodun değişik bir şekli şu şekilde kullanılmıştır [43-45]. Çubuk numunenin merkezindeki boşluğa ısıtıcı yerleştirilmiştir. Ayrıca her iki ucuna da birer soğutucu yerleştirilmiştir. İki uca doğru oluşan ortalama sıcaklık gradyenti, ısı iletkenlik hesaplamalarında kullanılmıştır.

#### **2.2.1.1.1.2. Levha (Disk) Metodu**

Bu metod zayıf iletkenler örneğin yarıiletkenler için ve düşük iletkenliğe sahip malzemeler mesela sıkılaştırılmış metalik tozlar ve yalıtkanlar için uygundur. Çubuk metoduna benzer bir metottur. Fakat tek farkı numune boyutlarının küçük bir parça haline indirgenmiş olmasıdır. Bu numune geometrisi zayıf iletkenlerin ölçümleri için elverişlidir. Çünkü numunenin küçük olması ısı akışı sırasında daha az ısı kaybına sebep olur ve denge durumu daha kısa zamanda sağlanır. Farklı çeşitlerdeki maddeler için tasarlanmış cihazlarda kullanılan numunelerin boyutları çok çeşitlilik göstermektedir. Yarı iletkenleri ölçmek için yapılmış bir alette kullanılan numune 1 cm genişlikte [46] olabilirken, yalıtkanları veya ısıya dayanıklı maddeleri ölçmek için yapılmış alette kullanılan numune 30 cm olabilir [47].

Bu metotta da ısı iletkenliği (2.1) denklemi ile elde edilir. Isı akış hızı, korumalı ısıtıcıya [47-49] elektriksel güç girdisiyle, korumalı su akış kalorimetresi ile [50], buhar kaybı kalorimetresiyle [51-54] ya da ısı akışı tesbit cihazı [55] ile tayin edilebilir. Sıcaklık ölçümleri genelde test edilen malzemeye göre numunenin içerisine

yerleştirilmiş veya numune yüzeyindeki boşluklara sıkıca monte edilmiş termal çiftlerle ölçülür. Yanal ısı kayıpları korumalı ısıtıcılar kullanılarak veya büyük bir numune üzerindeki küçük bir merkezi alanda çalışma yaparak engellenebilir.

Levha (disk) metodunda iki çeşit deneysel düzenek vardır. Bunlardan birincisi tek levha sistemi, diğeri ise çift levha sistemidir. Tek levha deneysel sisteminde sıcak ve soğuk levhalar arasında konmuş bir tane numune varken çift levha deneysel sisteminde iki tane numune ortalarına sıcak levha ve dış taraflarına soğuk levhalar konularak sandviç şeklinde yerleştirilir.

#### 2.2.1.1.2. Karşılaştırmalı Metotlar

Kararlı hal karşılaştırmalı metodu ilk defa Franklin tarafından önerildi ve 1789 yılında Ingen-Hausz [12] tarafından geliştirildi. Bu metotta çubuk şeklinde farklı metaller balmumuyla kaplandı ve hepsi tek taraflı uçlarından sıcak su veya yağ içine konarak ortak bir sıcaklığa getirildi. İyi iletken maddelerde balmumu, daha az iletken maddelere göre çubuk üzerinde çok fazla bir mesafeye kadar eridi. İşte geçmişte yapılan bu deneyde kararlı-hal durumunda çubukların iletkenlik oranının bu mesafenin karesiyle doğru orantılı olduğu ortaya çıkmıştır. Günümüzde modern karşılaştırmalı metotlar; bölünmüş çubuk metodu ve karşılaştırmalı levha metodu olarak iki şekilde incelenir.

##### 2.2.1.1.2.1. Bölünmüş Çubuk Metodu

Bu metot ilk defa 1878 yılında Lodge [56] tarafından uygulanmış ve sonra Berget [57], Lees [58] ve birçok bilim adamı tarafından da kullanılmıştır. Isı iletkenliği bilinen bir ya da birden fazla referans numune ile ısı iletkenliği bilinmeyen bir numune ard arda yerleştirilir. Hem referans numunesi hem de ısı iletkenliği bilinmeyen numune boyunca aynı ısı akış hızının olduğu kabul edilir. Bu ideal şartlar altında numunenin ısı iletkenliği (2.2) denklemi ile verilir.

$$K = k_r \frac{A_r (\Delta T / \Delta x)_r}{A (\Delta T / \Delta x)} \quad (2.2)$$

Burada r alt indisi referans numunesini belirtmektedir. Bu metot kendi içerisinde iki farklı gruba bölünebilir. Bunlar iyi iletkenlerin ısı iletkenliklerini ölçmek için kullanılan

uzun-numune çubuk metodu [57, 59, 60] ve zayıf iletkenlerin ısı iletkenliklerini ölçmek için kullanılan kısa-numune çubuk metodu [56, 58, 61-64] şeklindedir. Karşılaştırmalı metotlar diğerlerine göre daha basit cihazlarla işlem yapabilme, numunenin kolay hazırlanması ve kolay işlem yapabilme özelliklerinden dolayı oldukça avantajlı metotlardır. Dezavantajları arasında ısı çift aralıkları belirlemeden dolayı oluşan ölçüm hataları, referans örneğin iletkenliğindeki belirsizlik ve numune ile referans örnek arasındaki iletkenlik uyumsuzluğu bulunmaktadır. Flynn [41] bölünmüş çubuk metodunun iyi tasarlanmadığını ve bu metotla elde edilen verilerin büyük hatalara yol açabileceğini vurgulamıştır.

#### **2.2.1.1.2.2. Levha (Disk) Metodu**

Bu karşılaştırmalı metot zayıf iletkenler ve yalıtkanlar için uygun bir ölçüm metotudur. Genel olarak bölünmüş çubuk metoduna ilke olarak benzerlik gösterir. Fakat burada referans ve ölçüm yapılacak numune düz levhalar (veya diskler) şeklinde sıcak ve soğuk plakalar arasında bulunmaktadır. Christiansen [65] 1881 yılında bu metodu ilk defa kullanarak sıvılar ile havanın ısı iletkenliklerini karşılaştırmıştır. Peirce ve Willson [66] bu metodu, karşılaştırmada cam plakaları referans malzeme olarak, mermer levhaların ısı iletkenliğini ölçmek için kullanmıştır. Sieg [67] ise cihazın yanal ısı kaybını önlemek için koruma halkasını kullanmıştır.

#### **2.2.1.1.2.3. Bileşik Metot**

Bileşik metot ile hem mutlak hem de karşılaştırmalı metotların özellikleri birleştirilir. Bu metotta referans numunesi ile ölçüm yapılacak numune seri olarak yerleştirilir ve eş zamanlı olarak su akış kalorimetresi [68-70] ile veya ısıtıcının elektrik gücünün ölçülmesiyle ısı akış hızı tayin edilebilir.

#### **2.2.1.2. Forbes'in Çubuk Metodu**

Forbes'in orijinal metodu [15-18] statik ve dinamik olmak üzere iki deneyden oluşur. Statik deneyde kısa kenarları 3.175 cm olan ve 2.5 m uzunluğundaki kare prizma şeklinde bir dövme demir çubuk bir ucundan sabit bir yüksek sıcaklıktaki eritilmiş kurşun veya lehim ile ısıtılır. Çubuk boyunca kararlı-hal sıcaklık dağılımı, konveksiyon ve ışımaya yoluyla sabit bir dış sıcaklığa ulaşmaya kadar ısı kaybeden çubuk yüzeyinden

tain edilir. Dinamik deneyde ise 50.8 cm uzunluğunda benzer bir çubuk aynı ortamda yüksek sıcaklıktan soğutulur ve ısı kayıp hızı tain edilir.

Bu iki deneyden ısı iletkenliği şu şekilde hesaplanabilir:

$$K = \frac{1}{A} \left( \frac{dq}{dx} \right) \left( \frac{1}{\frac{d^2T}{dx^2}} \right) \quad (2.3)$$

Statik deney  $\frac{d^2T}{dx^2}$  değerlerini verir. Soğutma deneyinde çubuk için birim zamanda

birim uzunluk başına ısı kaybı,

$$\frac{dq}{dx} = AC \frac{dT}{dt} \quad (2.4)$$

şeklinde verilir. Bu denklemde  $\frac{dT}{dt}$  ölçülmüş soğuma hızını ve C ise birim hacim başına özgül ısıyı temsil etmektedir.

### 2.2.1.3. Radyal Isı Akış Metodu

Radyal ısı akışını kullanan çok çeşitli deneysel sistemler vardır. Sınıflandırma genel olarak numune geometrisine göre yapılır. Radyal ısı akış metodunun; silindirik, küresel, elipsoidal, eş merkezli küre, eş merkezli silindir ve levha metotları gibi çeşitli şekilleri vardır.

#### 2.2.1.3.1. Mutlak Radyal Isı Akış Metotları

##### 2.2.1.3.1.1. Silindirik Radyal Isı Akış Metodu

Silindirik metotta, ortasında eş eksenli merkezi boşluk olan silindir şeklindeki numune kullanılır. Isı akış doğrultusunun istenilen yönde olabilmesi için (içe veya dışarıya) ısıtıcı ya da soğutucu bulunmaktadır. Bu metot 1897 yılında ilk defa Callendar ve Nicolson [71] tarafından döküm demir ve yumuşak çeliğin ısı iletkenliklerini hesaplamak için kullanılmıştır. Basınçlı buhar ile ısıtılmış 12.7 cm çapında, 60.96 cm uzunluğunda, 2.54 cm eş eksenli deliklere sahip silindirik numuneler kullanılmıştır.

Silindir, dış tarafındaki helezon tüp içinde dolaştırılan su ile hızlıca soğutulmaktadır. 1905 yılında Niven [72] tahta, kum ve talaş üzerindeki ölçümlerinde radyal ısı akış metodunu kullanmıştır. Bu metot 1840 yıllarında Andrews'in sıcak tel metoduyla [73] ve 1888 yılında Schleiermacher'in [74] gazlar üzerinde ölçüm yapabilmek için geliştirdiği metoduyla benzerlik göstermektedir. Ayrıca Kannuluik ve Martin [75] sıcak tel metodunu gazların yanısıra tozlar üzerindeki ölçümler için de kullanmışlardır.

İlk deneylerde ve sonraki bir çok tasarımlarda kenar korumaları kullanılmamıştır [76-79]. Numunenin uçlarında gerçekleşen ısı kayıpları, uzun numuneler kullanılarak ve numunenin uçlarından uzakta yalnızca küçük bir bölgedeki elektriksel güç izlenerek en aza indirgenmiştir.

Numunenin her iki ucunda aksel ısı kayıplarını engellemek için uç korumaları içeren korumalı silindirik metot ilk kez 1939 yılında Powell [80] tarafından yüksek sıcaklıkta Armco demiri üzerindeki ölçümlerde kullanılmıştır. Korumalı silindirik metotta, numune genellikle koaksiyal merkezi deliğinde ya bir ısıtıcı veya soğutucu bulunan istiflenmiş disklerden oluşur. Numunedeki sıcaklıklar ya ısı çiftleriyle ya da optik pirometrelerle ölçülebilir.

Bu metotta, ısı iletkenliği (2.5) denklemi yardımıyla,

$$K = \frac{q \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{2\pi\ell(T_1 - T_2)} \quad (2.5)$$

elde edilir. Burada  $\ell$  merkezi ısıtıcının boyu,  $T_1$  ve  $T_2$  ise sırasıyla  $r_1$  ve  $r_2$  yarıçaplarında ölçülen sıcaklıklardır.

### 2.2.1.3.1.2. Küresel ve Elipsoidal Radyal Isı Akış Metodu

Küresel metotta ısıtıcı içi boş küre şeklindeki numunenin içerisine tamamen yerleştirilir. Dahili ısıtıcı tarafından sağlanan ısı radyal doğrultuda hiçbir ısı kaybına uğramadan numune içerisinden geçer. Teorik olarak bu metot idealdir. Bununla birlikte bu metodun rağbet görmesini engelleyen pratikte bir takım güçlükler vardır mesela; tüm radyal yönlerde düzgün ısı verebilen küresel bir ısıtıcı elde edilmesi, küresel numunelerin yapımı, küresel izoterm boyunca ısı çiftlerinin yerleştirilmesi vb. gibi.

Laws, Bishop ve McJunkin [81] katılarda (gevşek doldurulmuş malzemeler hariç) bu metodu kullanan ilk bilim adamları olarak bilinirler. Bu metotla ısı iletkenliği (2.6) denkleminde

$$K = \frac{q\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)}{4\pi(T_1 - T_2)} \quad (2.6)$$

hesaplanabilir. Elipsoidal metot, küresel metotla benzerlikler göstermesine rağmen kıyaslandığında bazı avantajlara sahiptir. Bu metot MIT çalışanlarından Adams ve McQuarrie [82-84] tarafından geliştirilmiştir. Küre yerine elipsoidal bir numune kullanmanın en büyük avantajı, elipsoidin küçük eksen düzleminin yanındaki düz izotermal yüzeylerini kullanarak termal çiftlerin düz tellerini hiçbir olumsuz etki olmadan kullanabilmektir. Tüm bu avantajlarına rağmen elipsoidal metot da hem elipsoidal hem de küresel metodlarda yaygın olarak görülen deneysel başka zorluklardan dolayı nadiren kullanılmaktadır.

### **2.2.1.3.1.3. Eş Merkezli Küresel ve Eş Merkezli Silindirik Radyal Isı Akış Metotları**

Eş merkezli küresel ve eş merkezli silindirik radyal ısı akış metotları çoğunlukla tozlar, lifler ve diğer gevşek yapılı maddeler üzerindeki ölçümlerde kullanılmaktadır. Numune eş merkezli küresel (veya silindirik) iki kabuk arasındaki boşluğa doldurulur. Bu kabuklardan iç taraftaki küre (veya silindir) ısıtıcı ya da soğutucudur. Bir eş merkezli silindir sisteminde kenar korumaları genelde aksenal ısı akışını engellemek için kullanılır.

Eş merkezli küre metodu ilk kez 1860 yılında Peclet [85] tarafından iç kısımdaki küre ısıtıcı olarak sıcak suyla doldurularak kullanılmıştır. Fakat onun öncü çalışmalarında ne yazık ki kararlı hal durumuna ulaşamamıştır. Daha sonra Nusselt [86] iç küresel kabuğa elektrikli ısıtıcı yerleştirerek bu metotla yalıtkan malzemeler üzerinde başarılı ölçümler yapmıştır.

1872 yılında Stefan [87] tarafından eş merkezli silindir metodu gazlar üzerinde uygulanmıştır. Bu çalışma daha sonra gevşek yapılı maddelerin ısı iletkenliği ölçümünde de benimsenmiştir.

#### **2.2.1.3.1.4. de Sénarmont'un Levha Metodu**

de Sénarmont [88-92] 1847-1848 yıllarında kristal yapıya sahip maddelerin ısı iletkenliklerindeki anizotropiyi tespit etmek için radyal ısı akış levha metodunu kullanmıştır. Fakat bu metot ile ısı iletkenliğinin mutlak değerleri ölçülemez ve ayrıca bu metotta eksenel ısı kaybı engellenemez. Bu metotta ince levha şeklinde bir numune ince film şeklinde beyaz balmumuyla kaplanmıştır. Isı levha merkezindeki deliğe sıkıca tutturulmuş sıcak ince bir gümüş tüp aracılığıyla merkezi bir noktaya uygulanmıştır. Isı verilen bölge civarında balmumu erimeye başlamış ve erimiş balmumunun sınır çizgileri görünür bir izoterm oluşturmuştur. Bu izotermin şekli de farklı yönlerdeki ısı iletkenliğinin değişimini göstermiştir.

Eğer madde izotropik ise eriyen balmumunu sınırlayan eğri daire şeklinde olur. Eğer madde anizotropik ise eğri eliptiktir. Bu durumda elipsin a ve b eksenleri boyunca,  $K_a$  ve  $K_b$  gibi iki ısı iletkenliğinin oranı aşağıdaki denklem tarafından verilir.

$$\frac{K_a}{K_b} = \left(\frac{a}{b}\right)^2 \quad (2.7)$$

#### **2.2.1.3.2. Karşılaştırmalı Metotlar**

##### **2.2.1.3.2.1. Eş Merkezli Silindir Metodu**

Bu metot sıradan malzemeler için değil radyoaktif ve reaktif malzemeler [93-95] gibi özel malzemeler üzerinde ölçümler yapmak için kullanılır. Çünkü mutlak metoda göre çok büyük üstünlüğü yoktur. Bu metotta ısı iletkenliği bilinen eş merkezli silindirik referans örneğiyle çevrelenmiş bir silindirik numune kullanılır. Numunenin ortasındaki eş eksenli merkezi boşlukta hem numune hem de referans örnek içerisinden radyal olarak akan ısıyı üreten bir ısı kaynağı bulunur. Radyoaktif ve reaktif maddelerin ölçümünde bu metodun kullanılmasının avantajı numuneyi saran referans örneğinin ayrıca muhafaza aracı olarak görev yapmasıdır. Bu metotta ısı iletkenlik (2.8) denklemiyle tayin edilir.

$$K = \frac{k_r (T_3 - T_4) \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right)}{(T_1 - T_2) \ln\left(\frac{r_4}{r_3}\right)} \quad (2.8)$$

Burada  $T_1$  ve  $T_2$  numune üzerindeki  $r_1$  ve  $r_2$  yarıçaplarında ölçülen iki sıcaklıktır.  $T_3$  ve  $T_4$  ise referans numunesinin  $r_3$  ve  $r_4$  değerlerinde ölçülen sıcaklıklarıdır.

#### 2.2.1.3.2.2. Disk Metodu

Robinson [96] yalıtkanlar üzerindeki karşılaştırmalı ölçümler için iletken-disk metodu olarak isimlendirdiği bir metot geliştirilmiştir. Bu metotta uygun iletkenliğe ve kenarlarındaki dairesel ısıtıcıdan kaynaklanan radyal iç ısı akışına sahip referans disk, aynı maddeden yapılmış iki disk arasına yerleştirilir. Bu diskler ise sabit düşük sıcaklıktaki iki dairesel soğuk levhanın arasına sandviç yapılıdır. Fakat ısı akışı tam radyal değildir. Isı akışı iletken diskin içinde merkeze doğru radyal yönde ilerlerken aynı zamanda diskten çıkıp numuneler içinden soğuk levhalara da akış gerçekleşmektedir. Sonuç olarak diskin kararlı hal sıcaklığı merkezine doğru azalır ve bu düşme oranı numunelerin ısı iletkenliğine bağlıdır. Robinson numunelerin ısı iletkenliklerini; diske ait bilinen ısı iletkenliğinden ve kalınlık değerlerinden bunların yanında soğuk levhalara, levhanın merkezine ve uygun bir yarıçaptaki sıcaklık değerlerinden yararlanarak hesaplamak için bir ifade elde etmiştir.

#### 2.2.1.4. Doğrudan Elektriksel Isıtma Metodu

Doğrudan elektriksel ısıtma metodunda numune doğrudan üzerinden geçen elektrik akımıyla ısıtılır. Bu yüzden bu metot makul derecede iyi elektriksel iletkenler için sınırlı tutulmuştur. Ayrıca, bu metod genellikle ısı iletkenliği doğrudan vermek yerine elektriksel iletkenlik cinsinden verir. Bununla birlikte, doğrudan elektriksel ısıtma metodu diğer metotlara göre belli üstünlüklere sahiptir. Bu metotla çok yüksek sıcaklıklara kolayca ulaşabilmekte ve bu sıcaklıklarda diğer metotlardan daha basit deneysel teknikler ve cihazlar kullanılmaktadır. Ayrıca bu metotta oldukça küçük numuneler kullanılmakta ve sistemin dengeye ulaşması için çok kısa zamana ihtiyaç duyulmaktadır. Bu metot aynı numune üzerindeki bir takım fiziksel özelliklerin aynı



anda incelenmesine de imkan tanımaktadır. Numune geometrisine göre bu metot silindirik ve dikdörtgen çubuk şeklinde iki ana kategoriye ayrılır.

#### **2.2.1.4.1. Silindirik Çubuk Metotları**

Doğrudan elektriksel ısıtma çeşitlerinden olan bu metotta numuneler, çubuk, ince tel, ya da tüp şeklinde seçilir. Bu numunelerden ayarlanmış elektrik akımları geçirilir. Isı iletkenliğinin hesaplanabilmesi için gerekli olan potansiyel düşmeleri ve sıcaklıklar ölçülür. Silindirik çubuk metodunun üç farklı türü aşağıda incelenmiştir.

##### **2.2.1.4.1.1. Lineer Isı Akış Metodu**

Bu metotta numunede oluşan ısının numunenin iki ucuna doğru akması için çubuk iyice yalıtılmıştır veya radyal ısı kayıplarını engellemek için koruma yapılmıştır. Bu metot Kohlrausch [97-100] tarafından geliştirilmiştir. Eğer çubuğun iki ucu da aynı sıcaklıkta tutulursa ve küçük bir sıcaklık aralığında ısıl ve elektriksel iletkenlikler sıcaklıktan bağımsız varsayılırsa ısı iletkenlik (2.9) ifadesiyle elde edilebilir.

$$K = \frac{\frac{1}{8\rho}(V_1 - V_3)^2}{T_2 - T_1} \quad (2.9)$$

Burada  $\rho$  elektriksel özdirenç,  $V_1$  ve  $V_3$ 'ler numune üzerindeki ve iki orta noktasından eşit fakat zıt uzaklıklarda bulunan 1. ve 3. konumdaki elektriksel potansiyeller,  $T_1$  ve  $T_2$  ise 1. ve 2. konumdaki sıcaklıklardır. Bu metot ilk kez Jaeger ve Diesselhorst [101] tarafından ölçümler için kullanılmıştır.

##### **2.2.1.4.1.2. Radyal Isı Akış Metodu**

Bu metotta kalın çubuk ya da tüp kullanılır ve radyal ısı akışına izin verir. Kararlı hal durumunda numunede oluşan ısı numunenin uçlarından radyal bir şekilde yüzeye doğru akmaya başlar ve ısı konveksiyon ve ışınım ile etrafa taşınır. Bu metot ilk kez Mendenhall tarafından geliştirilmiş ve Angell [102] tarafından uygulanmıştır. Silindirik çubuk numune göz önüne alındığında ve küçük sıcaklık aralığında ısıl ve elektriksel iletkenliklerin sıcaklıktan bağımsız olduğunu varsayarak ısıl iletkenlik şu şekilde ifade edilir.

$$K = \frac{EI}{4\pi\ell(T_1 - T_2)} \quad (2.10)$$

Burada I elektrik akımı, E numunenin merkezi bölgesinde  $\ell$  uzunluğu üzerinde elektrik potansiyel düşmesi,  $T_1$  ve  $T_2$  ise sırasıyla merkezi bölgedeki eksen ve yüzeydeki sıcaklıklardır. Bu sıcaklıklar metaller üzerinde tam ve kesin ölçümler yapılabilmesi için çok düşüktür. Fakat, Powell ve Schofield [103] bunu ısı ve elektriksel iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişimini de hesaba katarak zayıf iletme sahip karbon ve grafitte kullanmıştır.

### 2.2.1.4.1.3. İnce Çubuk Yaklaşım Metodu

Bu metodun genel kullanımını şu şekildedir; uzun ve ince bir flaman elektriksel olarak vakum altında ısıtılır ve ışıma hem doğrusal hem de yanal doğrultuda ısı transferine izin verir. İnce çubuk yaklaşımı numune eksenine normal olan tüm düzlemlerde sıcaklıkların ve potansiyellerin düzgün olduğunu ve radyal doğrultudaki farklılıkların önemsiz yani ihmal edilebilir olduğunu kabul eder. Worthing [104] bu metodu ilk kez akkor sıcaklıklarında ısıtılmış U şeklindeki bir flaman üzerindeki ölçümlerde kullanmıştır. Bu metodun, değişik deneysel düzeneklere göre, matematiksel varsayımlara göre, hesaplama tekniklerine göre farklı çeşitleri [105-119] bulunmaktadır. Taylor, Powell ve çalışma arkadaşları [115,117-119] bu metod üzerinde ilerlemeler kaydettiler. İlk defa Thomson etkisini hesaba kattılar ve çeşitli fiziksel özelliklerin sıcaklığa bağımlılığını dahil ettiler. Genel denklemi doğrudan kullandılar ve böylece gelişmiş hesaplama teknikleri, matematiksel yaklaşımları ve belli deneysel şartların sağlanmasına olan ihtiyacı ortadan kaldırdılar.

Taylor, Powell ve arkadaşlarının araştırmalarının sonuçlarından birisi de yüksek sıcaklıklarda bir çok fiziksel özelliği tespit edebilen bir metodun ve donanımın geliştirilmesi olmuştur [120]. Çok amaçlı olarak kullanılabilen bu düzenek tek bir numune kullanılarak numunenin ısı iletkenliğini, elektriksel öz direncini, toplam veya spektral yarımküresel emisyonunu, Thomson katsayısını ve Lorenz fonksiyonunu aynı numune üzerinden kesin olarak ölçebilen ilk operasyonel modeldir. Bu düzenek ayrıca özgül ısıyı, entalpiyi, ısı dağılma gücünü, ısı genleşmeyi, Seebeck katsayısını, Peltier katsayısını ve Richardson katsayısını da ölçebilmektedir.

#### 2.2.1.4.2. Dikdörtgen Çubuk Metodu

Bu metot Longmire [121] tarafından geliştirilmiştir ve radyal ısı akış metodunun geometrik olarak değiştirilmiş bir çeşitidir. Kullanılan numune uzun bir dikdörtgen çubuk şeklindedir. Bu özel numune geometrisi bütün sıcaklık ölçümlerinin numune yüzeyi üzerinde yapılmasına imkan verir. Numune vakum altında elektriksel olarak ısıtıldığında ışımayla oluşan ısı kaybı, radyal bir sıcaklık gradyenti oluşturur ve dikdörtgen çubuğun geniş yüzeyindeki merkez çizgisinin sıcaklığı, dar yüzeyindeki merkez çizgisi sıcaklığından yüksek olacaktır. Bu iki sıcaklığın, elektriksel iletkenliğin ve çubuğun toplam yarımküresel emisyonunun ölçümlerinden ısı iletkenlik hesaplanabilir.

#### 2.2.1.5. Termoelektriksel Metot

Termoelektriksel metot Borelius [122] tarafından geliştirilmiştir. Borelius 1917 yılında özellikle termoelektrik maddeler üzerinde yapılan ölçümler için oldukça uygun olan bu metodla aynı maddenin Peltier ısısını ve ısı iletkenliğini birlikte hesaplamıştır. Bu metotta numune, üzerinden doğru akım geçirilen iki metalik bağlantı arasında tutulmaktadır. Numunenin bir ucunda Peltier ısınması, diğer ucunda ise Peltier soğuması gözlenir. Bu ise numune boyunca bir sıcaklık gradyenti oluşturur. Kararlı hal şartları altında, sıcak uçtaki Peltier ısı üretim oranı, sıcak uçtan soğuk uca ısı iletim oranıyla dengelenir. Böylece ısı iletkenliğini (2.11) bağıntısı ile bulabiliriz.

$$K = \frac{\pi I \ell}{A \Delta T} \quad (2.11)$$

Burada  $\pi I$  Peltier ısı üretim oranı,  $\Delta T$  uçlar arasındaki sıcaklık farkı,  $A$  kesit alanı,  $\ell$  ise uzunluk olarak ifade edilir.  $S$ , Seebeck katsayısı olmak üzere  $\pi = ST$  olduğu için  $\pi$  değeri  $\Delta T$  sıcaklık farkı sağlandıktan sonra uçlar arasındaki potansiyel farkından Seebeck katsayısının ölçülmesiyle tespit edilebilir. Numune üzerinden doğru akım geçirildiğinde ısınma oluşacaktır. Bununla birlikte iyi termoelektrik madde içinde ısınma etkisi, akım yeterince küçük seçilerek ihmal edilebilir duruma getirilebilir. Bunun sebebi Peltier ısı üretimi  $I$  ile orantılı iken, ısı üretiminin  $I^2$  ile orantılı olmasıdır. Thomson ısı etkisi genellikle küçüktür. Borelius metodu alaşımlar üzerinde ölçüm yapmak için Sendström [123-124] tarafından kullanılmıştır.

Geçici (kısa süreli) termoelektriksel metod Hérinckx ve Monfils [125] tarafından geliştirilmiştir. Bu metotta numuneden bir doğru akım geçirilir ve numune boyunca ortaya çıkan potansiyel düşüşünün zamana bağımlılığı gözlenir. Seebeck katsayısı biliniyorsa ısı iletkenlik potansiyel düşüşü-zaman eğrisinin şeklinden ve asimptotundan elde edilebilir.

### 2.2.1.6. Isıl Karşılaştırma Metodu

Isıl karşılaştırma metodu Powell [126-129] tarafından geliştirilmiştir. Bu metot ısı iletkenliğinin hem hızlı hem de kolay bir şekilde ölçülmesini sağlayan basit bir karşılaştırmalı metottur. Isıl karşılaştırma metodunun önemli kısmını yalıtılmış ve yönlendirilmeli ucu olan sonda oluşturmaktadır. Sonda oda sıcaklığının 15 ile 20 °C üzerinde tutulan, bir ısı haznesi ile birlikte. Bir yüzey ısı çifti sondanın ucuna monte edilmiş ve ısı haznesine bağlanmıştır. Bunun nedeni ise ısı haznesi ile sonda ucu arasındaki sıcaklık farkını ölçebilmektir. Deney esnasında sonda yavaşça test maddesinin yüzeyine yerleştirilir.

$K_1$  bilinen ısı iletkenliğine ve başlangıçta  $T_1$  sıcaklığına sahip sondanın ucuna  $K_2$  ısı iletkenliğine sahip ve  $T_2$  oda sıcaklığında bulunan test malzemesiyle temas ettirilir. Sonda ucunun sıcaklığı aniden ortalama  $T$  sıcaklığına düşürülürse (2.12) bağıntısı elde edilir.

$$T_1 - T = (T_1 - T_2) \left( \frac{K_2}{K_1 + K_2} \right) \quad (2.12)$$

Bu sıcaklık farkı, 1-2 saniye kadar kısa bir zaman sonra ısı çiftinin emk okuması yoluyla kaydedilir. Isı iletkenliği bilinen birçok referans numunelerinden emk okumalarından kalibrasyon eğrisi elde edilerek bilinmeyen numunenin ısı iletkenliği kalibrasyon eğrisi üzerinden emk okumasıyla tayin edilebilir. Powell [130] bu metot üzerinde geniş çaplı incelemeler yaparak sonradan ortaya çıkan gelişmeleri tartıştı [131]. Isıl karşılaştırmalı sistemi katıların ve sıvıların ısı iletkenliklerinin hızlı bir şekilde ölçülebilmesini sağlayan bir düzenek olarak geliştirilmiş ve Indiana'da ticari olarak satışına başlanmıştır.

### 2.2.2. Kararsız Hal Metotları

Kararsız hal durumlarında numune üzerindeki sıcaklık dağılımı zamanla değişir. Numune boyunca belli konumlardaki sıcaklık değişim hızı deneyde ölçülür ve ısı akış hızının ölçümüne ihtiyaç duyulmaz. Bu metotlar normalde ısı difüzyonunu tayin etmekte kullanılırlar. Bu bilgiye test maddesinin yoğunluğu ve özgül ısı değerleri de eklenince ısı iletkenliği hesaplanabilir. Kararsız hal metotları kendi aralarında periyodik ve geçici (kısa süreli) ısı akış metotları olmak üzere iki ana kategoriye ayrılırlar. Bu metotlar Danielson ve Sidles [132] tarafından kapsamlı bir şekilde incelenmiştir.

#### A. Periyodik Isı Akış Metotları

- a. Çizgisel Isı Akış Metodu
- b. Radyal Isı Akış Metodu

#### B. Geçici Isı Akış Metotları

- a. Doğrusal Isı Akış Metodu
- b. Flaş Metodu
- c. Radyal Isı Akış Metodu
- d. Çizgisel Isı Kaynağı ve Sonda Metodu
- e. Hareketli Isı Kaynağı Metodu
- f. Karşılaştırmalı Metot

### 2.2.2.1. Periyodik Isı Akış Metotları

Periyodik ısı akışı metotlarında numuneye sağlanan ısı sabit periyotlara sahip olacak şekilde ayarlanır. Numune üzerinde aynı periyotla ilerleyen sıcaklık dalgası hareket ettikçe zayıflar. Sonuç olarak, ısı difüzyon hızı genlik azalma oranı ölçümlerinden veya numune içerisindeki belirli konumlar arasındaki sıcaklık dalgalarının faz farkından tespit edilebilir. Birçok periyodik ısı akışı metodunda ısı akışı boyuna (eksenel)

doğrultudadır. Bununla birlikte, ısı akışının radyal yönde olduğu metodlar da kullanılmaktadır.

### 2.2.2.1.1. Çizgisel (Boyuna) Isı Akış Metodu

Periyodik ısı akış metodu ilk olarak Angström [19, 133] tarafından 1861 yılında geliştirilmiştir. Bu metotta sinüsoidal sıcaklık değişimleri üretebilen değişken bir ısı kaynağı uzun ve ince bir çubuk numunenin merkezine yerleştirilmiştir ve çubuğun uçlarına doğru aralarında  $\ell$  uzaklığı olan iki konumdaki sıcaklıklar zamana bağlı bir fonksiyon olarak ölçülmüştür. Bu sıcaklık-zaman ölçümlerinden, sıcaklık dalgasının  $v$  hızı ve  $\delta$  genlik azalması ısı difüzyonunun hesabı için tespit edilebilir. Bu metod King [134], Star, Sidles, Abeles [135-137] tarafından geliştirilmiştir ve modifiye edilmiştir. Isıl difüzyon hızı (ısı değişim hızı) (2.13) bağıntısıyla hesaplanabilir.

$$D = \frac{v\ell}{2 \ln \delta} \quad (2.13)$$

Uzun çubuk kullanılarak yapılan Angström metodunun bir takım kısıtlamaları vardır. Bazı durumlarda uzun çubuk şeklinde numuneler mevcut olmayabilir ve diğer durumlarda örneğin yüksek sıcaklıklarda zayıf iletkenler üzerinde ölçüm yaparken yanal ısı kayıplarını uzun bir çubuk şeklindeki numunede kontrol altına almak için ısı koruma uygulaması güç olabilir. Bu nedenle küçük plaka ya da disk şeklinde numuneler kullanılan metodlar geliştirilmiştir [138-140].

### 2.2.2.1.2. Radyal Isı Akış Metodu

Bu metotta, silindir şeklindeki bir numune periyodik bir sıcaklık değişimi üretme yeteneğine sahip bir ısı kaynağı tarafından eksenden veya çevresinden ısıtılır ve zamana bağlı radyal sıcaklık değişimleri ölçülür. Isıl difüzyon hızı sıcaklık salınımlarının faz değişiminden veya salınımların frekansa bağlı genlik değişimlerinden hesaplanabilir. Tanasawa [141] bu metodu 1935 yılında nemli maddeler üzerinde ölçüm yapmak için kullanmıştır. Metodunda silindirik bir numunenin yüzeyinde sinüsoidal bir sıcaklık oluşturmuş ve ısı difüzyonunun hesaplanması için farklı radyal uzaklıklardaki sıcaklıkları ölçmüştür. Flippov ve arkadaşları bu tarzda [142] bir metod geliştirdiler ve metaller [143] ve yüksek sıcaklıklardaki erimiş metaller üzerinde [181,182] ölçümler

için kullandılar. Kararsız hal radyal ısı akışı metodu yalıtkanlar üzerinde ölçüm yapılırken de kullanılan bir yöntemdir.

### 2.2.2.2. Geçici Isı Akış Metotları

Geçici ısı akışı metodu Neumann [144,147] tarafından 1862 yılında hem doğrusal (boyuna) hem de radyal olarak ilk kez kullanılmıştır. Bu metotta çubuğun bir ucu sıcaklık denge pozisyonuna gelene kadar alevle ısıtılır. Sonra alev birden uzaklaştırılır ve çubuğun üzerinde iki farklı noktadan sıcaklık değerleri zamanın fonksiyonu olarak ölçülür. Bu ölçümlerden ısı değişim hızı (difüzivite) hesaplanabilir. Zayıf iletkenler üzerinde ölçüm yaparken Neumann başka bir metot da kullanmıştır. Bu metotta bir küp ya da küre düzgün bir şekilde yüksek sıcaklıklara ulaştırıldıktan sonra hava ortamında soğumaya bırakılmıştır. Yüzeydeki ve merkezdeki sıcaklıklar zamanın bir fonksiyonu olarak ölçülmüştür. Şimdi bu metodun çeşitlerini inceleyelim.

#### 2.2.2.2.1. Doğrusal (Boyuna) Isı Akış Metodu

Doğrusal periyodik ısı akış metoduna benzer olarak doğrusal ısı akış metodu da iki ana kategoriye ayrılır. Bunlar uzun çubuk metodu ve levha (disk) metodudur.

#### 2.2.2.2.2. Flaş Metodu

Flaş metodu, doğrusal ısı akış metodunun bir türü olmasına rağmen onu diğer metotlar arasında özel kılan bir niteliğe sahiptir. Bu metotta disk numunesinin bir yüzeyine ısı enerjisi ışığı düşürülür. Fakat ışımanın süresi, geçici ısı akışının numune üzerinde yayılma süresine kıyasla kısadır. Bu metot Parker ve arkadaşları [148] tarafından 1961 yılında geliştirilmiştir. Flaş tüpü ya da lazer gibi bir ısı kaynağı ince disk numunesinin ön yüzüne enerji ışıması sağlar. Numunenin arka yüzünde zamanın bir fonksiyonu olarak sıcaklık otomatik olarak kaydedilir. Isı değişim hızı, numunenin kalınlığı ( $\ell$ ) ve arka yüzün sıcaklığının maksimum değerinin yarısına ulaştığı belirli zaman ( $t_{1/2}$ ) kullanılarak bulunabilir.

$$D = \frac{1.37 \ell^2}{\pi^2 t_{1/2}} \quad (2.14)$$

### 2.2.2.2.3. Radyal Isı Akış Metodu

Daha öncede bahsedildiği gibi radyal ısı akış metodu Neumann [146, 147] tarafından zayıf iletkenler üzerinde ölçüm yapmak amacıyla kullanılmıştır. Bu metotta kullanılan numuneler başlangıçta küresel şekilli idi. Modern düzeneklerde silindir şeklinde numuneler de kullanıldı. Başlangıçta düzenli sıcaklıkta bulunan içi boş ya da dolu uzun silindirik numune, eksenel ya da dış yüzeyinden ısıtılır ve farklı radyal uzaklıktaki sıcaklıklar zamanın bir fonksiyonu olarak ölçülür. Ginnings [149] ve Cape, Lehman, ve Nakata [150] tarafından geliştirilen metotta silindirik numuneler sürekli dış yüzeyden ısıtılmışlardır.

### 2.2.2.2.4. Çizgisel Isı Kaynağı ve Sonda Metodu

Çizgisel ısı kaynağı Stalhane ve Pyk [151] tarafından 1931 yılında geliştirilmiş ve seramik maddeler [152] üzerinde ölçüm yapmakta kullanılmıştır. Bu metot toz gibi gevşek yapılı maddeler üzerindeki ölçümler için uygundur. Bu metotta, başlangıçta belirli bir sıcaklıkta olan büyük bir numune içine gömülmüş ve çizgisel ısı kaynağı gibi davranan uzun ve ince bir ısıtıcı tel kullanılır. Daha sonra birim uzunluk ve zaman başına  $q$  sabit ısıyı üreten ısıtıcı çalıştırılır ve numune üzerindeki herhangi bir noktadaki sıcaklık zamanın fonksiyonu olarak kaydedilir. Isı iletkenliği (2.15) bağıntısı ile verilir.

$$K = \frac{q}{4\pi(T_2 - T_1)} \ln \frac{t_2}{t_1} \quad (2.15)$$

Burada  $(T_2 - T_1)$  değeri  $t_1$  ve  $t_2$  zamanlarındaki sıcaklık farkını ifade etmektedir. Sonda metodu pratik bir çizgisel ısı kaynağı metodudur. Burada ısı kaynağı sondanın içerisine konur. Böylece hem kaynak korunur ve hem de numunenin içine daha rahat ulaşılması sağlanır. Bu metot Hooper ve arkadaşları [153, 154] tarafından geliştirilmiştir.



### 2.2.2.2.5. Hareketli Isı Kaynağı Metodu

Hareketli ısı kaynağı metodu Rosenthal ve arkadaşları [155-157] tarafından geliştirilmiştir. Bu metod sabit şiddetli hareketli yerleşmiş bir ısı kaynağı tarafından ısıtılan uzun bir tüp şeklindeki numunede yarı-kararlı-hal sıcaklık dağılımının tesisini gerektirir. Isı kaynağı yaklaşıp uzaklaştıkça numunedeki her nokta sıcaklık yükseliş ve düşüşüne maruz kalır. Isı kaynağı numunenin üzerinden geçtiğinde uçlardan uzak bir noktadaki sıcaklık zamanın bir fonksiyonu olarak kaydedilir. Bu kayıttan, zamanla sıcaklık değişiminin logaritmik eğrisi elde edilir. Isı dağılım hızı (2.16) bağıntısından bulunabilir.

$$D = \frac{v^2}{P_r + P_f} \quad (2.16)$$

Burada  $v$  ısı kaynağının hızı,  $P_r$  ve  $P_f$  aynı sıcaklık eğrisindeki yükselme ve düşme kısımlarındaki eğimleridir.

### 2.2.2.2.6. Karşılaştırmalı Metot

Geçici ısı akışını kullanan karşılaştırmalı metot Hsu [158, 159] tarafından geliştirilmiştir. Bu metotta benzer bloklardan oluşan iki set kullanılır. Her set bir test numunesi ve özellikleri bilinen bir referans numunesi ihtiva eder. İki set düzgün bir şekilde farklı sıcaklıklarda ayrı ayrı ısıtılır ve aniden iki set, test numuneleri birbiri ile temas edecek şekilde bir araya getirilir. Test numunesi ile referans numunesinin temas yüzeylerindeki geçici sıcaklık belirli zamanlarda ölçülür. Bu ölçümden numunenin ısı değişim hızı hesaplanır.

Bir başka geçici ısı akışı karşılaştırmalı metodu ise Deem [160] tarafından kullanılmıştır. Bu ölçüm metodunda boyutları aynı olan ve başlangıçta oda sıcaklığında bulunan numunenin ve referans örneğinin alt uçları, sabit sıcaklıkta bulunan erimiş kalayın içine yerleştirilmiştir. Sonra üst uçların belirlenen sıcaklığa ulaşabilmeleri için geçen süre hesaplanmıştır. Isı değişim hızının, numune ve referans örneği için ölçülen iki zamanın oranıyla doğrudan orantılı olduğu varsayılır.

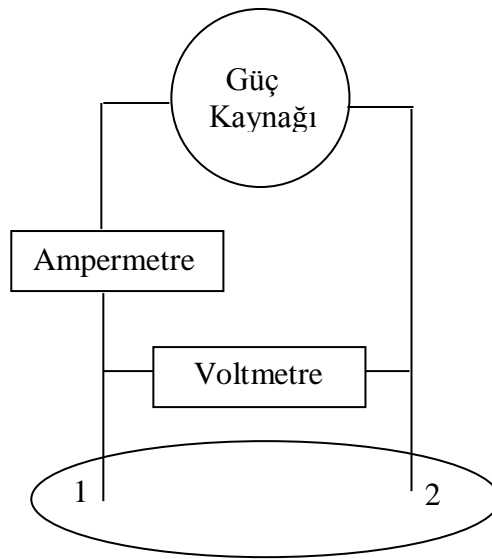
### 2.3. Elektriksel İletkenliğin Belirlenmesi İçin Yapılan Çalışmalar

Elektriksel iletkenlik ve özdirenç bir malzemenin karakteristik özelliğidir. Bir numunenin elektriksel iletkenliğinin (veya özdirencinin) belirlenmesi için ölçülen voltaj ve akım şiddeti ile numunenin geometrik yapısı arasında bir ilişki vardır. Bu nedenle özdirencin hesaplanmasında kullanılan Ohm Kanununa;

$$\frac{V}{I} = R \quad (2.17)$$

geometrik yapıya bağlı olan bir düzeltme faktörü (Resistivity Correction Factor) ilave edilerek özdirenç hesaplanır. Bu düzeltme katsayısı; numunenin kalınlığına ve geometrik yapısına, yüzey büyüklüğüne, numune kenar sınırlarının yapısına, kontakların numune üzerinde bulunduğu konuma ve kontakların düzenine bağlı olarak değişir [161].

Malzemelerin özdirençlerinin belirlenebilmesi için numune içinde elektrik alan oluşturacak bir akım kaynağına, bu elektrik alan nedeniyle numune içinde meydana gelen I elektrik akımı şiddetinin ve keyfi seçilen herhangi iki nokta arasında meydana gelen V potansiyel düşmesinin belirlenmesine ihtiyaç vardır. Bir maddenin elektriksel direnci, maddenin üzerinden geçen I akımı ve bunun meydana getirdiği V geriliminin oranı ile bulunur.



Şekil 2.1. İki nokta elektriksel iletkenlik ölçüm tekniğinin şematik gösterimi.

Şekil 2.1.'de gösterilen iki metal iletken kontak tel ile yapılan bu ölçüm yöntemi iki nokta elektriksel iletkenlik ölçümü olarak adlandırılır. Burada direncin belirlenebilmesi için V ve I değerinin doğrudan belirlenmesi yeterlidir. Bu yöntemle yapılan direnç belirleme ölçümünde elde edilen R değeri ileride de belirteceğimiz şartlara bağlı olarak en azından kontakların direncini de içerir. Bu durumda elde edeceğimiz R direnci ve buna bağlı elde edilen  $\rho$  öz direnç değeri sadece numuneye ait olmayacaktır.

Direncin elde edilmesi numunenin öz direncinin belirlenmesini sağlar. Homojen bir numunenin öz direnci belirlenmek istendiğinde malzemenin geometrik özelliklerine de bakmak gerekir. Öz direnç (2.18) bağıntısı ile elde edilir.

$$\rho = \frac{V}{I} G \quad (2.18)$$

(2.18) denklemindeki G katsayısı numunenin boyutlarını yani yüzey geometrik sınırları ve kalınlığını, elektriksel kontakların numune üzerindeki konumunu ve diziliş düzenini içeren bir katsayıdır ve “Geometrik Düzeltme Katsayısı/Faktörü” (Resistivity Correction Factor, RCF) olarak tanımlanır.

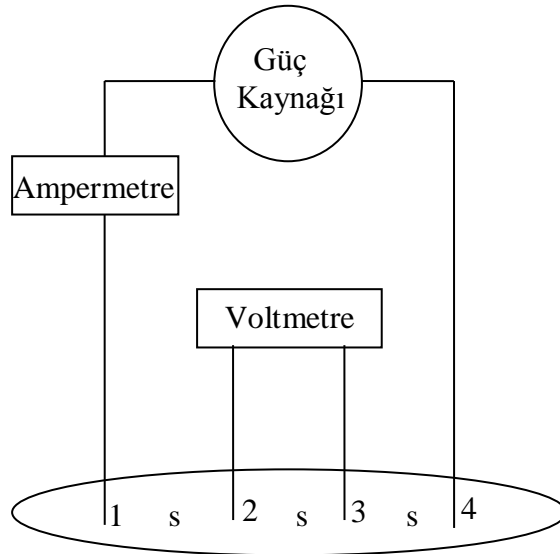
İki-nokta ölçümü ile elde edilen  $R_{\text{toplam}}$  direnç değeri numunenin direncinin dışında başka ek dirençleri de ihtiva eder. Bu ek dirençler iletken telin ( $R_{\text{tel}}$ ), numuneye akımı aktaran iğne uçların (prob, pin) ( $R_{\text{prop}}$ ), gerekirse problemleri numuneye tutturarak iletken lehimin ( $R_{\text{pasta}}$ ), kontak ucu ve numune temas ara yüzeyinin dirençlerinin ( $R_{\text{kontak}}$ ) toplamıdır. Bu nedenle numunenin hesaplanan  $\rho$  öz direnci olması gerekenden daha yüksektir. Numuneye kontak olarak kullanılan iletken teller genel olarak iki parçalıdır ve bu da iki farklı dirençli kontak kullanmak demektir. Bu kontakların bir kısmı ölçüm cihazlarına bağlı olan iletken tel kablolar ve diğer kısmı da bu kabloların numuneye temas eden uç kısımları olan problemlerdir. Problemler genelde ihtiyaca uygun farklı metalden yapılır. Bunun nedeni numunenin cinsine göre numuneye sert ve sağlam temasın sağlanması ya da yüksek sıcaklığa dayanıklı olan metaller kullanmaktır.

Bu gibi durumlardan dolayı sadece numunenin direncini belirleyen bir direnç ölçme tekniği daha uygun olacaktır. Bu durum özellikle kontak direnci numune direncine

oranla yüksek olan iyi iletkenler ve yarıiletkenlerin öz direncinin belirlenmesinde ortaya çıkar. Dört nokta dc elektriksel iletkenlik ölçme tekniğinde kullanılan kontakların dirençleri ölçümde hesaba girmez ve hesaplanan değer sadece numunenin öz direncidir. Bu amaçla kurulan düzenekte kontaklardan ikisi numune üzerinden akan akımı ölçmek için, ikisi ise herhangi iki nokta arasındaki potansiyel farkı ölçmek için kullanılır. Şekil 2.2.'de görüldüğü gibi 1. ve 4. problardan akım, 2. ve 3. problardan ise potansiyel fark ayrı ayrı ölçüldüğü için iki nokta iletkenlik ölçüm tekniğindeki gibi kontak dirençleri ölçüme doğrudan dahil olmaz. Yine bu sistemde de kontak direnci söz konusudur ama ölçümün sonucunu çok az etkileyeceğinden ihmal edilebilir. Bu ölçüm tekniğinde öz direnç denklemi yukarıda verileden farklı olmamakla beraber (2.19) denklemindeki gibidir.

$$\rho = \frac{V_{23}}{I_{14}} G \quad (2.19)$$

Kontakların aynı doğrultuda dizilmeleri en avantajlı ölçüm şekli olacaktır. Bu durumda G faktörünün belirlenmesi ve hesabı daha sadedir. Şekil 2.2.'de görülen s mesafesi ardışık kontaklar arası mesafedir. Böyle bir ölçüm düzeneğinde yukarıda yer alan  $\rho$  öz direnç denklemindeki G katsayısı numune geometrisi, kontakların numune üzerindeki konumuna ve kontaklar arası s mesafesine bağlıdır. Uygulamada genel olarak yapılan kontak dizilişi  $s_{12}=s_{23}=s_{34}=s$  olan eşit aralıklı düzendir [162].

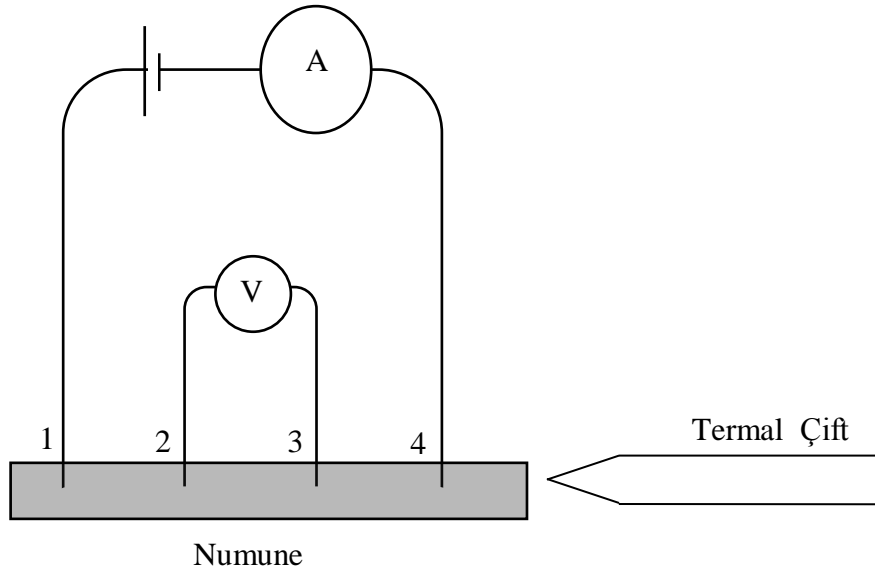


Şekil 2.2. Dört nokta dc elektriksel iletkenlik ölçüm tekniğinin şematik gösterimi.

Dört nokta dc elektriksel iletkenlik ölçüm tekniği çalışma prensibi Şekil 2.3.'te gösterilmiştir. Burada I akımı ve V voltajı multimetreden okunur. Termal çift ise o anki numunenin sıcaklığını ölçer. I akışı her durumda numune üzerinde 1. kontakta 4. kontakta doğrudur. Akım geçişi esnasındaki numune üzerine düşen gerilim 2. ve 3. kontaklardan okunur. Burada elektriksel iletkenlik aşağıdaki denklem ile hesaplanır.

$$\sigma_r = \frac{I}{V} \frac{1}{G} \quad (2.20)$$

Burada I numuneden geçen akım (A), V numune üzerinde gözlenen potansiyel fark (V), G geometrik düzeltme faktörü (cm) olarak tanımlanır.



Şekil 2.3. Dört nokta dc elektriksel iletkenlik ölçüm tekniği çalışma prensibi.

#### 2.4. Sonuç ve Tartışma

Bu bölümde ısıl ve elektriksel iletkenliğin belirlenmesi için yapılan çalışmalar ile ilgili literatür taraması yapılmıştır. Metalik alaşımların ısıl iletkenlik değerleri Tablo 2.1.a'da, organik alaşımların ısıl iletkenlik değerleri Tablo 2.1.b'de ve metalik alaşımların elektriksel özellikleri Tablo 2.1.c'de olmak üzere 3 farklı tabloda gösterilmiştir. Gelecek bölümde ise kullandığımız deneysel teknik hakkında geniş bilgiler verilecektir.

Tablo 2.1.a. Metalik alaşımların ısı iletkenlik değerleri (W/Km).

Sistem	Alaşım	Sıcaklık	Isıl İletkenlik	Ref.
		(K)	(W/Km)	
Sn-Bi-In	In-%21.23 at. Bi-%19.04 at. Sn	332.15	29.24	[163]
Sn-Bi-In	Sn-%40.14at. In-%16.11at. Bi	332.15	31.56	[163]
Sn-Pb	Sn-%26.1 at. Pb	456	40.1	[164]
Sn-Sb	Sn-%7.8 at. Sb	518.65	40.50	[165]
Sn-Sb	Sn-%41.4 at. Sb	518.65	31.98	[165]
Sn-Sb	Sn-%5 at. Sb	518.65	43	[166]
Sn-Zn	Sn-%8.9 ağ. Zn	472	35.74	[167]
Bi-Cd	Bi-%39.7ağ. Cd	413	12.46	[168]
Zn-Cu	Zn-%2.83 at. Cu	695.65	141.6	[169]
Zn-Cu	Zn-%12 at. Cu	695.65	136.3	[169]
Bi-Cd	Bi-%54.6 at. Cd	413	12.46	[170]
Bi-Cd	Cd-%0.03 at. Bi	413	100.55	[9]
Al-Zn	Al-%95 ağ. Zn	653	122	[171]
Al-Zn	Al-%84 ağ. Zn	653	133	[171]
Al-Cu	Al-%31.94 at. Cu	821	108.7	[172]
Al-Cu	Al-%3 ağ. Cu	821	143.1	[173]
Al-Cu	Al-%6 ağ. Cu	821	130.7	[173]
Al-Cu	Al-%15 ağ. Cu	821	116.3	[173]
Al-Cu	Al-%24 ağ. Cu	821	113.1	[173]
Al-Cu	Al-%33 ağ. Cu	821	111.7	[173]
Al-Cu	Al-%52.5 ağ. Cu	821	107.9	[173]
Al-Cu-Ag	Al-%32.21 at. Cu-%0.04 at. Ag	775.09	110.64	[174]
Al-Cu-Ag	Al-%32.21 at. Cu-%0.04 at. Ag	799.35	112.25	[175]
In-Bi	In-%12.4 at. Bi	345.15	32.82	[176]
In-Bi	In-%33.2 at. Bi	345.15	25.21	[176]
Sn-Cu	Sn-%1.3 at. Cu	500.15	58.90	[177]
Pb-Sb	Pb-%17.5 at. Sb	525.15	26.8	[178]
Pb-Sb	Pb-%5.8 at. Sb	525.15	28.7	[178]
Sn-Ag-In	Sn-%4.4 at. Ag-%2.1 at. In	490.65	62.50	[179]
Sn-Ag-In	Ag-%23.7 at. Sn-%2.1 at. In	490.65	44.48	[179]
Zn-Cd	Zn-%1.3 ağ. Cd	539	77	[180]
Sn-Ag	Sn-%0.09 at. Ag	494	57.70	[181]
Sn-Ag	Sn-%1.5 ağ. Ag	323	89	[182]
Sn-Ag	Sn-%1.5 ağ. Ag	343	86	[182]
Sn-Ag	Sn-%1.5 ağ. Ag	363	83	[182]
Sn-Ag	Sn-%1.5 ağ. Ag	383	82	[182]
Sn-Ag	Sn-%1.5 ağ. Ag	403	77	[182]

Sn-Ag	Sn-% 1.5 ağ. Ag	423	75	[182]
Sn-Ag	Sn-% 1.5 ağ. Ag	443	72	[182]
Sn-Ag	Sn-% 1.5 ağ. Ag	463	70	[182]
Sn-Ag	Sn-% 1.5 ağ. Ag	483	69	[182]
Sn-Ag	Sn-% 3.5 ağ. Ag	323	98	[182]
Sn-Ag	Sn-% 3.5 ağ. Ag	343	97	[182]
Sn-Ag	Sn-% 3.5 ağ. Ag	363	96	[182]
Sn-Ag	Sn-% 3.5 ağ. Ag	383	92	[182]
Sn-Ag	Sn-% 3.5 ağ. Ag	403	90	[182]
Sn-Ag	Sn-% 3.5 ağ. Ag	423	90	[182]
Sn-Ag	Sn-% 3.5 ağ. Ag	443	89	[182]
Sn-Ag	Sn-% 3.5 ağ. Ag	463	87	[182]
Sn-Ag	Sn-% 3.5 ağ. Ag	483	84	[182]
Sn-Ag	Sn-%3.5 ağ. Ag	483	84	[182]
Sn-Ag	Sn-%1.5 ağ. Ag	483	60.3	[9]
Sn-Ag	Sn-%3.5 ağ. Ag	483	61.1	[9]
Sn-Ag	Sn-%3.84 at. Ag	494	83.70	[183]
Sn-In	Sn-%25.63 at. In	391.5	65.90	[183]
Sn-Cu	Sn-% 1.30 at. Cu	500.15	58.90	[183]
Sn-Pb	Sn-%1.45 at. Pb	456	52.30	[183]
Sn-Pb	Sn-%26.1 at. Pb	456	40.10	[183]
Sn-Zn	Sn-%1.0 ağ. Zn	300	79.00	[184]
Sn-Zn	Sn-% 1.0 ağ. Zn	500	66.00	[184]
Sn-Zn	Sn-% 8.9 ağ. Zn	300	88.34	[184]
Sn-Zn	Sn-% 8.9 ağ. Zn	500	72.48	[184]
Sn-Zn	Sn-% 15 at. Zn	199	35.74	[185]
Sn-Zn	Sn-%2 at. Zn	199	52.60	[185]
Cd-Sn	Cd-%2.5 ağ. Sn	300	34.17	[186]
Cd-Sn	Cd-%2.5 ağ. Sn	500	22.60	[186]
Cd-Sn	Cd-%22.5 ağ. Sn	300	37.79	[186]
Cd-Sn	Cd-%22.5 ağ. Sn	500	25.58	[186]
Cd-Sn	Cd-%33.5 ağ. Sn	300	41.90	[186]
Cd-Sn	Cd-%33.5 ağ. Sn	500	28.00	[186]
Cd-Sn	Cd-%88.0 ağ. Sn	300	46.37	[186]
Cd-Sn	Cd-%88.0 ağ. Sn	500	30.17	[186]
Cd-Zn	Cd-%5 at. Zn	373	96.62	[187]
Cd-Zn	Cd-%5 at. Zn	533	85.28	[187]
Cd-Zn	Cd-%26.5 at. Zn	373	91.00	[187]
Cd-Zn	Cd-%26.5 at. Zn	533	81.53	[187]
Zn-Cd	Zn-%1.3 at. Cd	373	86.20	[187]
Zn-Cd	Zn-%1.3 at. Cd	533	76.94	[187]
Sn-Pb	Sn-%30 ağ. Pb	183-192	50.0	[188]
Sn-Pb	Sn-%40 ağ. Pb	183-188	50.0	[188]

Tablo 2.1.a' nın devamı

Sn-Pb-Ag	Sn-%36 ağı. Pb-%2 ağı. Ag	177-189	50.0	[188]
Sn-Pb	Sn-%40 ağı. Pb	183-188	50.0	[188]
Zn-Bi-Al	Zn-%41.58 ağı. Bi- %0.6ağı. Al	373	46.00	[189]
Zn-Bi-Al	Zn-%41.58 ağı. Bi- %0.6ağı. Al	423	44.46	[189]
Zn-Bi-Al	Zn-%41.58 ağı. Bi- %0.6ağı. Al	473	42.14	[189]
Zn-Bi-Al	Zn-%41.58 ağı. Bi- %0.6ağı. Al	523	40.59	[189]
Sn-Al-Cu	Sn-%30 ağı. Al- %15ağı. Cu	373	105.25	[189]
Sn-Al-Cu	Sn-%30 ağı. Al- %15ağı. Cu	423	102.96	[189]
Sn-Al-Cu	Sn-%30 ağı. Al- %15ağı. Cu	473	102.08	[189]
Sn-Al-Cu	Sn-%30 ağı. Al- %15ağı. Cu	523	101.26	[189]
Sn-Al-Cu	Sn-%30 ağı. Al- %15ağı. Cu	573	98.99	[189]
Sn-Al-Cu	Sn-%30 ağı. Al- %15ağı. Cu	623	96.89	[189]
Sn-Al-Cu	Sn-%30 ağı. Al- %15ağı. Cu	673	94.35	[189]
Sn-Al-Cu	Sn-%30 ağı. Al- %15ağı. Cu	723	91.12	[189]
Sn-Al-Cu	Sn-%30 ağı. Al- %15ağı. Cu	773	90.78	[189]

Tablo 2.1.b. Organik alaşımların ısı iletkenlik değerleri (W/Km).

Sistem	Alaşım	Sıcaklık	Isıl İletkenlik	Ref.
		(K)	(W/Km)	
NPG	NPG	403.3	0.22	[190]
NPG	NPG	403.3	0.25	[191]
AMPD	AMPD	384	0.45	[190]
AMPD	AMPD	384	0.45	[192]
AMPD-NPG	AMPD-42.2 mol% NPG	378	0.32	[190]
AMPD-NPG	AMPD	378	0.45	[190]
SCN	SCN	331.23	0.2244	[193]
SCN-DCB	SCN	319.15	0.2244	[193]
SCN-DCB	SCN-5.7 mol DCB	319.15	0.2690	[194]
SCN-DC	DC-%86.1 mol SCN	311.5	0.344	[195]
SCN-DC	DC-%0.85 mol SCN	311.5	0.254	[195]
SCN- p-DBB	SCN-1.8 mol p-DBB	325.65	0.258	[196]
DCB-SCN	Katı (p-DCB-%2.7 mol SCN)	323	0.329	[197]
DCB	DCB	323	0.344	[197]
NPG-DC	NPG	397.7	0.28	[198]
NPG- DC	NPG	347.5	0.27	[198]
NPG- DC	NPG-%46 ağı. DC	324.2	0.26	[198]
NPG- DC	DC	375.7	0.25	[198]



Tablo 2.1.b' nin devamı

NPG- DC	DC	442.4	0.24	[198]
NPG-DC	NPG-%3 ağ. DC	303	0.38	[198]
NPG-DC	NPG-%3 ağ. DC	313	0.37	[198]
NPG-DC	NPG-%3 ağ. DC	323	0.36	[198]
NPG-DC	NPG-%3 ağ. DC	333	0.35	[198]
NPG-DC	NPG-%3 ağ. DC	343	0.34	[198]
NPG-DC	NPG-%3 ağ. DC	353	0.32	[198]
NPG-DC	NPG-%30 ağ. DC	303	0.37	[198]
NPG-DC	NPG-%30 ağ. DC	308	0.36	[198]
NPG-DC	NPG-%30 ağ. DC	313	0.35	[198]
NPG-DC	NPG-%30 ağ. DC	318	0.34	[198]
NPG-DC	NPG-%30 ağ. DC	323	0.33	[198]
NPG-DC	NPG-%30 ağ. DC	328	0.32	[198]
NPG-DC	NPG-%30 ağ. DC	333	0.31	[198]
NPG-DC	NPG-%46 ağ. DC	298	0.36	[198]
NPG-DC	NPG-%46 ağ. DC	303	0.35	[198]
NPG-DC	NPG-%46 ağ. DC	308	0.34	[198]
NPG-DC	NPG-%46 ağ. DC	310	0.33	[198]
NPG-DC	NPG-%46 ağ. DC	312	0.32	[198]
NPG-DC	NPG-%46 ağ. DC	314	0.30	[198]
NPG-DC	NPG-%46 ağ. DC	316	0.29	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	298	0.35	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	303	0.34	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	308	0.34	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	313	0.33	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	315	0.33	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	317	0.33	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	319	0.32	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	321	0.32	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	323	0.32	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	325	0.31	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	328	0.31	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	333	0.31	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	338	0.31	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	343	0.31	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	348	0.30	[198]

Tablo 2.1.b' nin devamı

NPG- DC	NPG-%70 ağ. DC	353	0.30	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	358	0.29	[198]
NPG-DC	NPG-%70 ağ. DC	363	0.28	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	303	0.30	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	313	0.30	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	323	0.30	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	333	0.29	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	343	0.29	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	353	0.29	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	363	0.28	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	373	0.28	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	383	0.28	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	393	0.27	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	403	0.27	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	413	0.26	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	423	0.26	[198]
NPG-DC	NPG-%96 ağ. DC	433	0.25	[198]

Tablo 2.1.c. Metalik alaşımların elektriksel özellikleri.

Alaşım	Sıcaklık	Elektriksel Özdirenç	Ref.	Elektriksel İletkenlik	Ref.
	(K)	$\rho(10^{-7}\Omega m)$		$\sigma \times 10^6(1/\Omega m)$	
Al-%3 ağ. Cu	821			5.5	[173]
Al-%6 ağ. Cu	821			5.0	[173]
Al-%15 ağ. Cu	821			4.6	[173]
Al-%24 ağ. Cu	821			4.5	[173]
Al-%33 ağ. Cu	821			4.3	[173]
Al-%52.5 ağ. Cu	821			3.3	[173]
Cd-%2.5 ağ. Sn	300	2.18	[186]	4.59	[186]
Cd-%2.5 ağ. Sn	500	5.41	[186]	1.85	[186]
Cd-%22.5 ağ. Sn	300	1.93	[186]	5.18	[186]
Cd-%22.5 ağ. Sn	500	4.79	[186]	2.09	[186]
Cd-%33.5 ağ. Sn	300	1.75	[186]	5.71	[186]

Tablo 2.1.c' nin devamı

Cd-%33.5 ağ. Sn	500	4.38	[186]	2.28	[186]
Cd-%88.0 ağ. Sn	300	1.61	[186]	6.20	[186]
Cd-%88.0 ağ. Sn	500	4.05	[186]	2.47	[186]
Sn-%1.0 ağ. Zn	300	1.11	[184]	9.01	[184]
Sn-%1.0 ağ. Zn	500	6.25	[184]	1.60	[184]
Sn-%8.9 ağ. Zn	300	1.30	[184]	9.52	[184]
Sn-%8.9 ağ. Zn	500	7.68	[184]	1.17	[184]
Sn-0.7Cu		1.114	[199]		
Sn-0.7Cu-0.5Zn		1.305	[199]		
Sn-0.7Cu-0.5Bi		1.568	[199]		
Cd-%5 at. Zn	373	1.15	[187]	8.73	[187]
Cd-%5 at. Zn	533	3.77	[187]	2.65	[187]
Cd-%26.5 at. Zn	373	1.13	[187]	8.86	[187]
Cd-%26.5 at. Zn	533	5.15	[187]	1.94	[187]
Zn-%1.3 at. Cd	373	1.58	[187]	6.34	[187]
Zn-%1.3 at. Cd	533	4.17	[187]	2.40	[187]
Sn-%5 ağ. Sb	234-240	1.45	[188]		
Sn-%30 ağ. Pb	183-192	1.46	[188]		
Sn-%40 ağ. Pb	183-188	1.49	[188]		
Sn-%36 ağ. Pb-%2 ağ. Ag	177-189	1.45	[188]		
Sn-%40 ağ. Pb	183-188	1.49	[188]		
Sn-%3.5 ağ. Ag	221	1.231	[188]		
Sn-%8 ağ. Sb	244-295	1.55	[188]		
Sn-%5 ağ. Sb	298	1.45	[200]		
Sn-%5 ağ. Ag	273	1.04	[200]		
Sn-%30 ağ. Pb		1.46	[200]		
Sn-%37 ağ. Pb		1.45	[200]		
Sn-%40 ağ. Pb		1.499	[200]		
Zn-%41.58 ağ. Bi-%0.6ağ. Al	373			4.5	[189]
Zn-%41.58 ağ. Bi-%0.6ağ. Al	423			3.9	[189]
Zn-%41.58 ağ. Bi-%0.6ağ. Al	473			3.3	[189]
Zn-%41.58 ağ. Bi-%0.6ağ. Al	523			2.8	[189]

Tablo 2.1.c' nin devamı

Sn-%30 ağ.Al- %15ağ. Cu	373			11.8	[189]
Sn-%30 ağ.Al- %15ağ. Cu	423			10.2	[189]
Sn-%30 ağ.Al- %15ağ. Cu	473			9.0	[189]
Sn-%30 ağ.Al- %15ağ. Cu	523			8.1	[189]
Sn-%30 ağ.Al- %15ağ. Cu	573			7.2	[189]
Sn-%30 ağ.Al- %15ağ. Cu	623			6.5	[189]
Sn-%30 ağ.Al- %15ağ. Cu	673			5.9	[189]
Sn-%30 ağ.Al- %15ağ. Cu	723			5.3	[189]
Sn-%30 ağ.Al- %15ağ. Cu	773			4.9	[189]

## 3. BÖLÜM

### DENEYSEL SİSTEMLER ve BİR DENEYİN YAPILIŞI

#### 3.1. Giriş

Bu tezde katıların ısı iletkenliğin belirlenmesinde lineer ısı akış metodu kullanılmıştır. Lineer ısı akış metodu kararlı durum metodlarındandır ve numune geometrisine bağlı olarak farklı lineer ısı akış metodları vardır [9].

Bu tezin amacı kurşunsuz lehim alaşımlarının ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişimini lineer ısı akış metodu ile ölçmektir. Bu amaçla, lineer ısı akış sistemi tasarlandı. Bu bölümde ısı iletkenliğin belirlenmesinde kullanılan lineer ısı akış sistemi ve bu tez çalışmasında kullanılan diğer sistemler detaylarıyla anlatılacaktır.

#### 3.2. Deneysel Sistemler

Bu tez çalışmasında; vakumlu eritme fırını, döküm fırını ve lineer ısı akış sistemi kullanılmıştır. Bu kesimde, tezin gerçekleşmesinde kullanılan deneysel sistemler hakkında bilgi verilecektir.

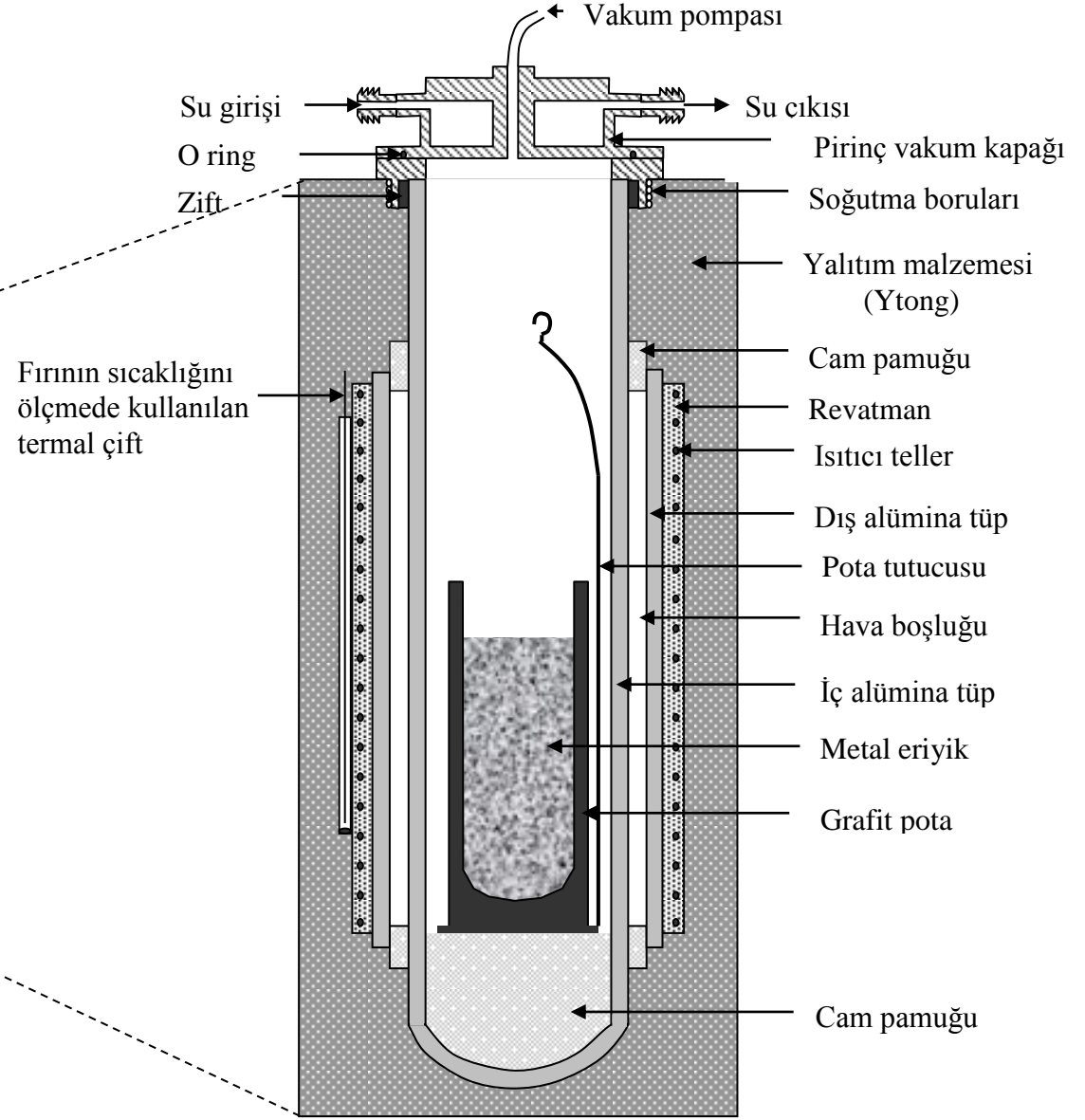
##### 3.2.1. Vakumlu Eritme Fırını

Vakumlu eritme fırını, alaşım yapılacak metallerin vakumlu ortamda oksitlenmeden eritilmesinde kullanılır. Şekil 3.1.a'da fotoğrafı ve Şekil 3.1.b'de Şematik gösterimi verilen vakumlu eritme fırını, iç içe geçmiş iki alümina tüp, vakum pompası, sıcaklık kontrolcüsü, varyak (transformatör) ve soğutma sisteminden oluşur [201].

İçteki alümina tüpün iç çapı 50 mm, dış çapı 60 mm ve uzunluğu 700 mm olup bir ucu kapalıdır ve bu alümina tüpün içinde vakumlu ortam sağlanır. Dış alümina tüpün ebatları ise 80 mm × 90 mm × 500 mm olup her iki ucu da açıktır.



(a)



(b)

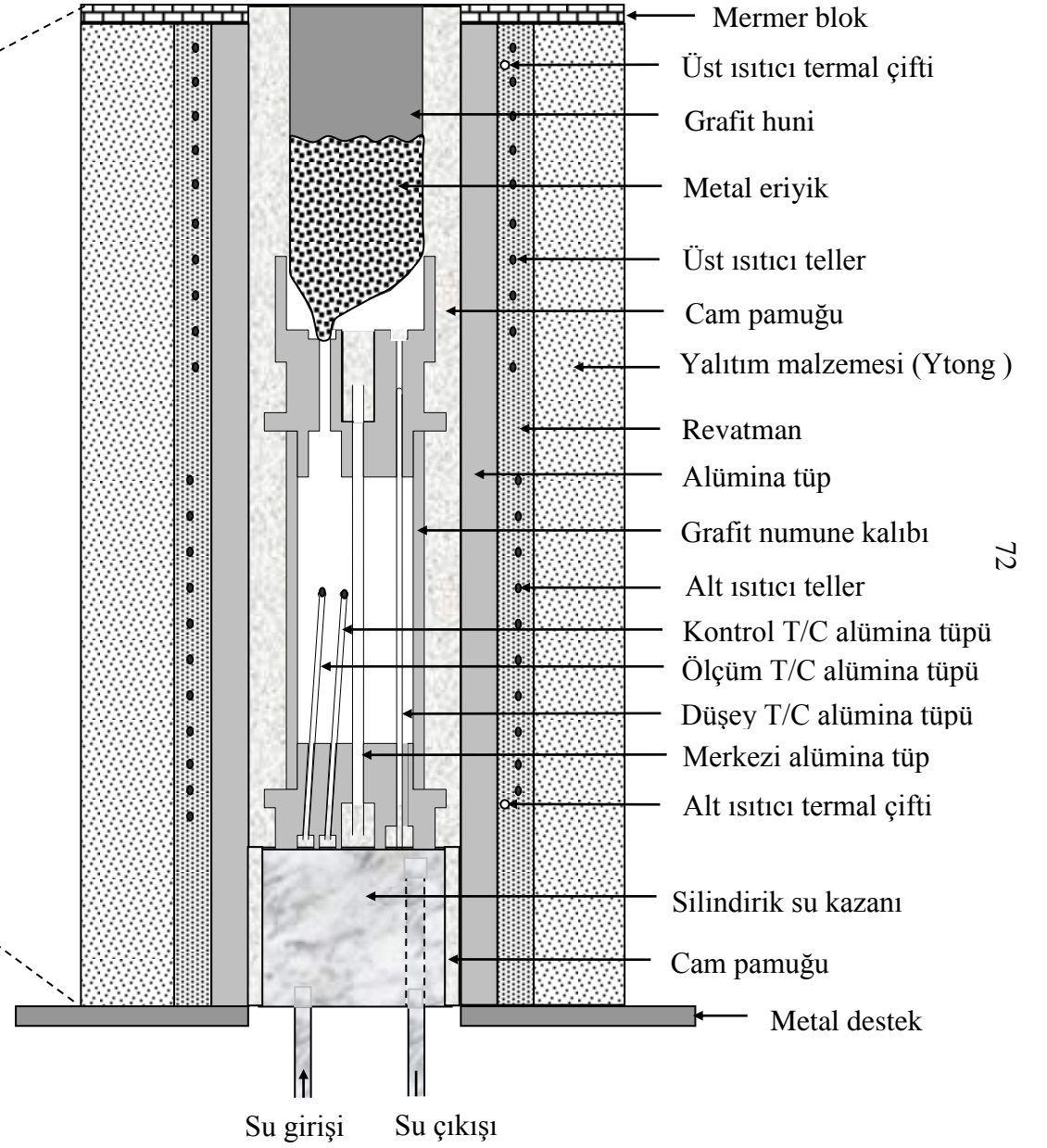
Şekil 3.1. Vakumlu eritme fırınının a) Fotoğrafi b) Şematik gösterimi [201].

Dış alümina tüpün etrafına 1.2 mm kalınlığındaki Kanthal A1 telinden (FeCrAl alaşımından yapılmış tel) 80 sarım yapılmıştır. Isıtıcı telin toplam direnci 28.1  $\Omega$  olarak ölçülmüştür. Isıtıcı tellerin birbirine değmemesi için sarımların arasını dolduracak şekilde, tellerin etrafı revatman ile sıvanmıştır. Revatman ısındıkça sertleşen iyi bir yalıtım malzemesidir.

Fırının ısı kaybını önlemek için alümina tüplerin etrafına gaz beton (Ytong) tuğlası yerleştirilmiştir. Vakumlu ortam oluşturabilmek için bir ucu kapalı alümina tüpün açık ucuna vakum pompasını bağlayacak şekilde pirinçten bir soğutma sistemi yapılmıştır. Vakumlama esnasında hava sızması için iç alümina tüp ile pirinç soğutma sisteminin arası zift ile yalıtılmıştır. Fırın ısıtıldığında ziftin erimemesi için ise soğutma sisteminden sürekli su dolandırılmıştır. Fırının sıcaklığı, sıcaklık kontrolcüsü ile kontrol edilmektedir. Vakumlu eritme fırını 1100 °C'ye kadar çıkabilmektedir ve sıcaklığı  $\pm 2^\circ\text{C}$  hassaslıkta kontrol edebilmektedir [201]. Eritme işlemi vakum pompası yardımıyla  $10^{-3}$  mbar basınç altında yapılmaktadır.

### 3.2.2. Döküm Fırını

Döküm fırını, eriyik haldeki alaşımın özel numune kalıbı içerisine dökümünün yapılması ve alaşımın kalıp içerisinde tek yönlü (doğrusal) olarak katılaştırılmasında kullanılmaktadır. Döküm fırınının fotoğrafı Şekil 3.2.a'da ve şematik gösterimi Şekil 3.2.b'de verilmiştir. Döküm fırını; iki ucu açık alümina, alt ısıtıcı, üst ısıtıcı ve soğutma kazanından oluşmaktadır. İç çapı 50 mm, dış çapı 60 mm ve uzunluğu 750 mm olan alümina tüpün etrafındaki farklı iki bölgeye ısıtıcı teller sarılarak birbirinden bağımsız iki ısıtıcı bölge oluşturulmuştur. Isıtıcı tel olarak 1.2 mm kalınlığında Kanthal A1 teli kullanılmıştır. Alt ve üst ısıtıcıların dirençleri sırasıyla 34.028  $\Omega$  ve 28.725  $\Omega$  olarak ölçülmüştür. Isıtıcı tellerin birbirine dokunarak kısa devre olmaması için sarımların arasını dolduracak şekilde tellerin etrafı revatman ile sıvanmıştır. Alt ve üst ısıtıcıların sıcaklıklarını ölçmek için ısıtıcı tellere yakın mesafelere iki adet yalıtılmış *K-tipi* termal çift yerleştirilmiştir. Alümina tüpün alt tarafına 40 mm çapında ve 160 mm uzunluğunda silindirik bir su kazanı yerleştirilmiştir. Alümina tüpün etrafı ise ısı yalıtımı amacıyla gaz beton (Ytong) tuğlası ile kaplanmıştır. Döküm fırını 1100 °C'ye kadar çıkabilmekte ve sıcaklığı  $\pm 2^\circ\text{C}$  hassaslıkta kontrol edebilmektedir [201].



Şekil 3.2. Döküm fırınının (a) fotoğrafı (b) şematik gösterimi [201].

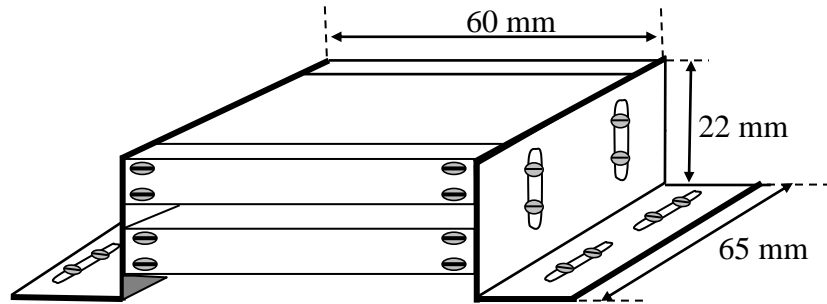


### 3.2.3. Lineer Isı Akış Sistemi

Malzemelerin ısı iletkenliğini doğrudan gözleyebilmek için Maraşlı ve arkadaşları tarafından lineer ısı akış sistemi kuruldu. Lineer ısı akış sistemi, soğutucu sistem, ısıtıcı sistem ve numune tutucusundan oluşmaktadır. Sabit sıcaklık gradyenti elde edebilmek için deney süresi boyunca ısıtıcı ve soğutucu sistemlerin sıcaklıklarının sabit olması gerekmektedir. Şimdi bu sistemi ayrı ayrı inceleyelim.

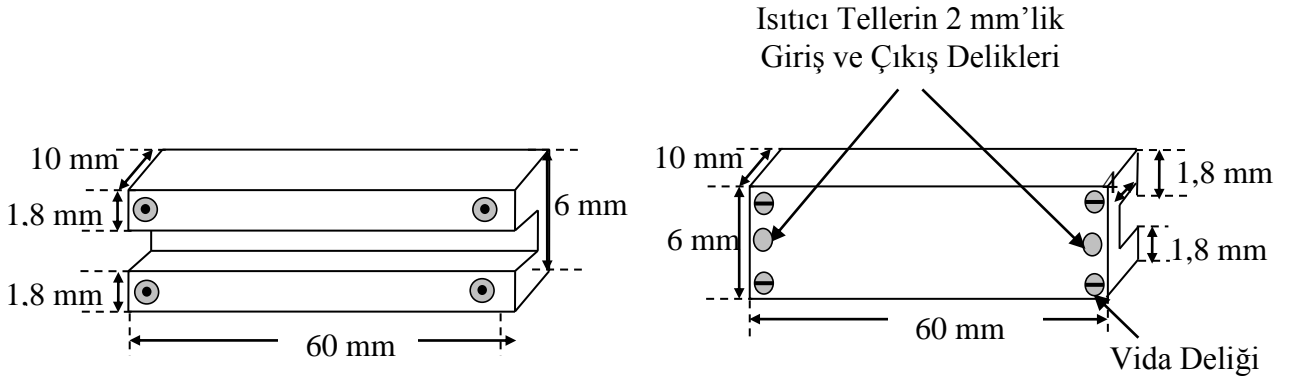
#### 3.2.3.1. Isıtıcı Sistem

Şekil 3.3.'te görüldüğü gibi ısıtıcı sistem 2 adet ana gövde, 4 adet kapak ve 2 adet gövde tutucusu olmak üzere sekiz parçadan meydana gelmektedir. Isıtıcı sistem; yüksek sıcaklık iletimi, oksitlenmeye dayanıklılık ve kolay işlenebilir olması nedeniyle pirinç malzemeden yapıldı. Bu sistem 45 mm boyunda, 60 mm eninde ve 6 mm kalınlığında iki pirinç gövdeden oluşmaktadır.



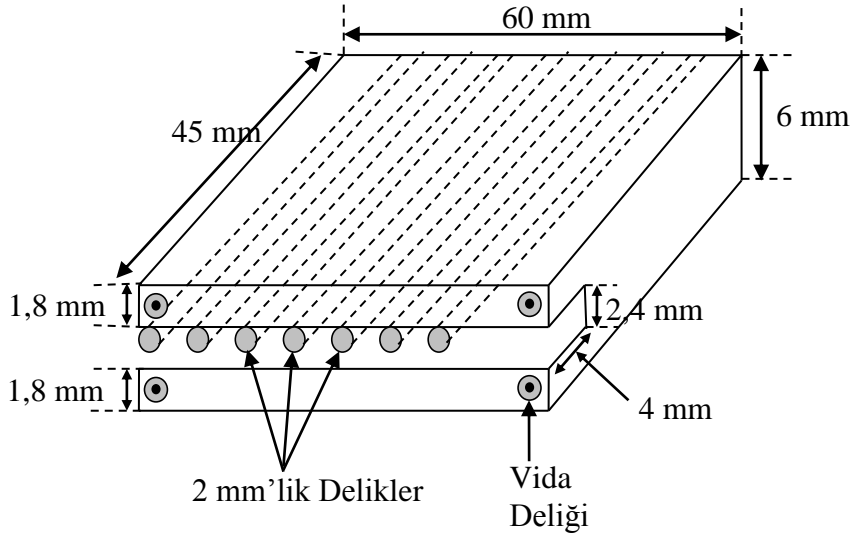
Şekil 3.3. Isıtıcı sistemin genel görünümü [202].

Şekil 3.4.a'da görüldüğü gibi gövdelerin ön kısmına pirinç malzemeden yapılmış; 60 mm eninde 6 mm boyunda 10 mm kalınlığında; direnç tellerini yalıtım için ön kapaklar oluşturuldu. Şekil 3.4.b'de görüldüğü gibi her bir gövdenin arka kısmına da yine pirinç malzemeden yapılmış; 60 mm eninde, 6 mm boyunda ve 10 mm kalınlığında iki tane arka kapak oluşturuldu. Alt ve üst kapağın her birine ısıtıcı tellerin giriş ve çıkışını sağlamak için 2 mm çapında ikişer tane delik açıldı. Arka ve ön kapaklar ana gövdeye ikişer adet vida ile tutturuldu. Isıtıcı sistemin sıcaklığını termal çiftle ölçmek için ısıtıcı sistemin arka üst kapağına 2 mm çapında ve 30 mm derinliğinde bir delik açıldı. Isıtıcı sistemin numuneye temas etmesi ve homojen bir ısı dağılımı sağlanması için ısıtıcı sistemin alt ve üst yüzeyleri parlatıldı. Her bir gövdenin içine 8 adet, 2 mm

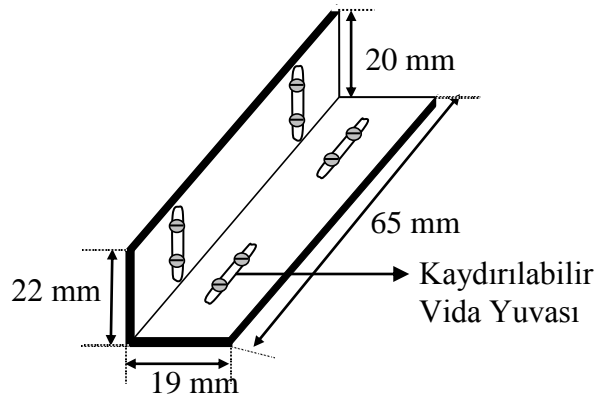


Şekil 3.4.a. Isıtıcı gövdenin ön kapağı [202].

Şekil 3.4.b. Isıtıcı gövdenin arka kapağı[202].



Şekil 3.4.c. Isıtıcı gövdenin şematik gösterimi [202].



Şekil 3.4.d. Gövde tutucusunun şematik gösterimi [202].

çapında delikler açılarak ısıtıcı yatağı oluşturuldu. Bu ısıtıcı yatağının içine 0.5 mm çapında direnç telleri Şekil 3.4.c’de görüldüğü gibi yerleştirildi. Direnç telleri ise iç çapı 0.8 mm, dış çapı 1.2 mm olan alümina tüpler yardımıyla yalıtıldı. Şekil 3.4.d’de görüldüğü gibi alt ve üst gövdeyi tablaya tutturmak için 22 mm yüksekliğinde, 19 mm eninde ve 65 mm uzunluğunda köşebentler kullanıldı. Isıtıcı gövdelerini sabit tutmak ve gövdeler arasındaki düşey mesafeyi numune kalınlığına göre ayarlayabilmek için sağ ve sol tutuculara kaydırılabilir vida yuvaları açıldı [202]. Isıtıcı blok 5 mm kalınlığında, 130 mm eninde ve 310 mm boyunda metal bir tabla üzerine yerleştirildi. Tabla olarak metal kullanılmasının nedeni ise yüksek sıcaklıklara dayanıklı olmasıdır.

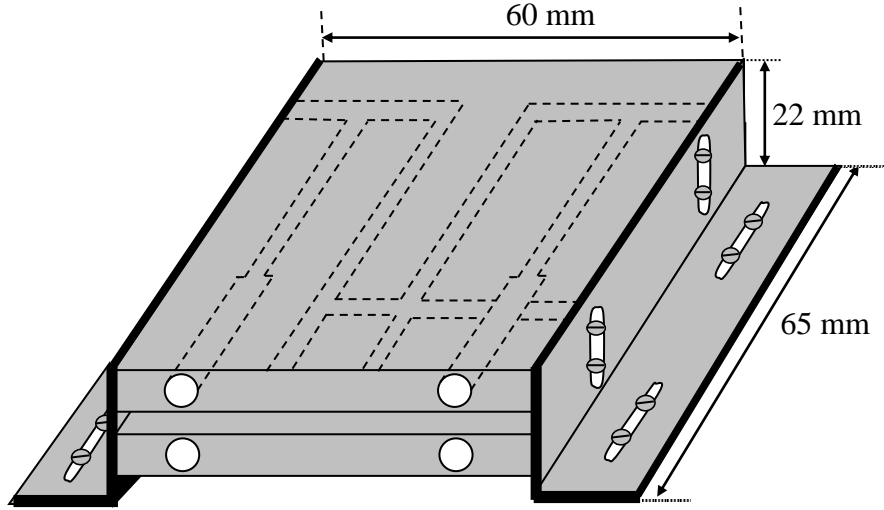
Isıtıcı sistemde kullanılan toplam uzunluğu 1000 mm ve çapı 0.5 mm olan ısıtıcı tel, 220 V AC kullanılarak maksimum 4500 W bir güç sağlamaktadır. Isıtıcı sistemin sıcaklığı 2604 tipi Eurotherm sıcaklık kontrolcüsü ile  $\pm 0.01$  K aralığında kontrol edildi. Isıtıcı sistemle 773 K sıcaklığa kadar çıkılabilmektedir.

### 3.2.3.2. Soğutucu Sistem

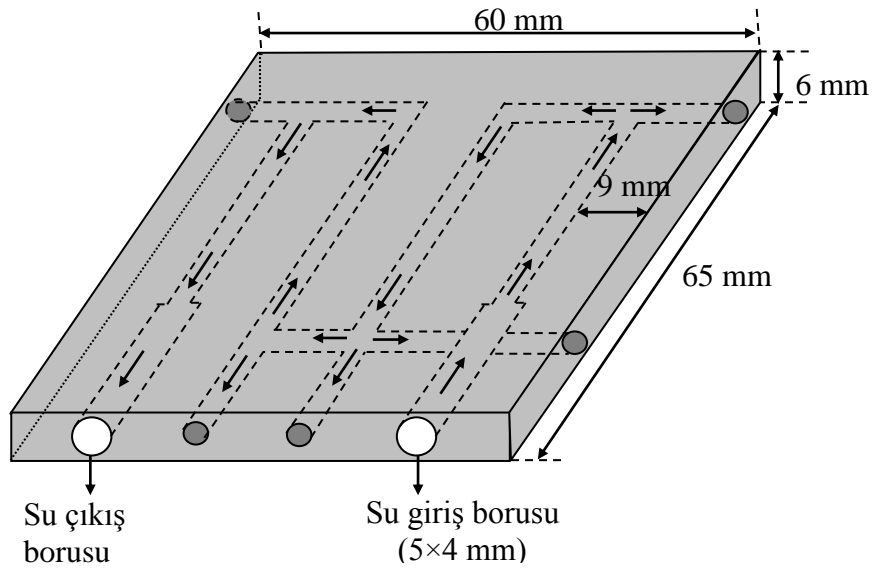
Soğutucu sistem, ısıtıcı sisteme benzer şekilde pirinç malzemedan yapılmış olup 2 adet soğutucu gövde ve 2 adet gövde tutucusu olmak üzere 4 parçadan ibarettir (Şekil 3.5.a). Şekil 3.5.b’de gösterildiği gibi soğutucu gövde, 65 mm uzunluğunda, 60 mm eninde ve 6 mm kalınlığında 2 tane pirinç bloktan yapılmıştır ve her bir bloğa 5 mm çapında su giriş ve çıkış kanalı açılmıştır. Ayrıca homojen soğutma elde edebilmek için 4 mm çapında ve birbirine paralel 4 tane kanal açıldı. Su kanallarının yüksek basınca dayanabilmesi ve suyu sızdırmaması için kanal girişleri kaynak ile kapatıldı. Sadece su giriş ve çıkış delikleri açık bırakılmak suretiyle bu deliklere 3 mm çapında 8 cm uzunluğunda pirinç borular kaynak edildi. Alt ve üst soğutucu blokların numune tutucusuna tam temasının sağlanması için soğutucu sistemin temas noktaları parlatma setinde parlatıldı. Su geçişini sağlamak amacıyla alt soğutucu bloğun çıkışı ile üst soğutucu bloğun girişi hortum ile bağlandı. Bu şekilde su devir-daimi yapılarak sistem homojen olarak soğutulmakta ve incelenecek numunenin sabit bir sıcaklık gradyentinde tutulması sağlanmaktadır.

Soğutucu gövdeleri tablaya tutturmak için Şekil 3.4.d’de görülen 22 mm yüksekliğinde, 19 mm eninde ve 65mm uzunluğunda pirinç köşebentler kullanıldı. Bu köşebentler

ayarlanabilir vida ile soğutucu bloğa monte edildi. Daha sonra bu soğutucu sistem ısıtıcı sistemin monte edildiği tabla üzerine yerleştirilerek sabitlendi. Şekil 3.6.'da soğutucu-ısıtıcı sıcaklık gradyenti sisteminin genel görünüşü verilmiştir.



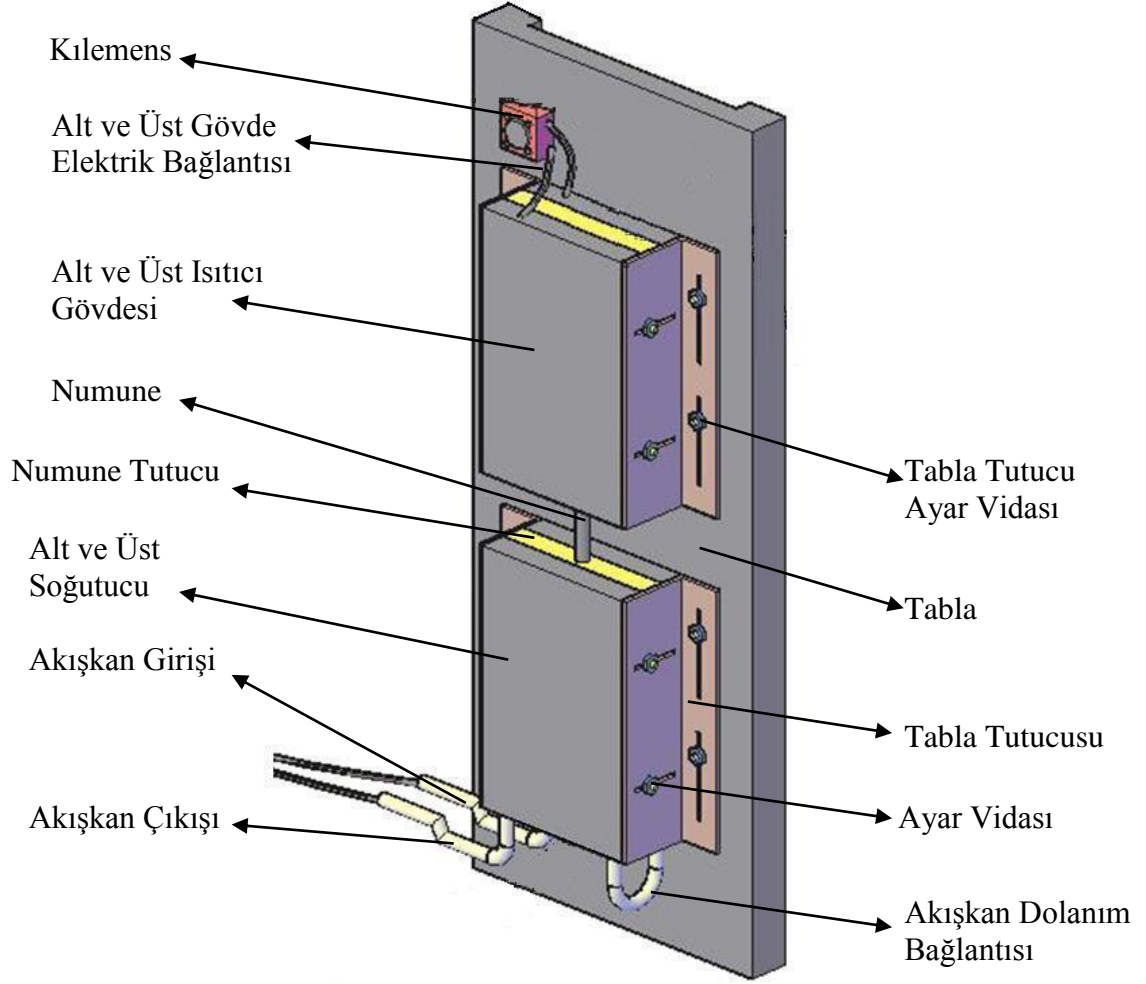
Şekil 3.5.a. Soğutucu sistemin genel görünümü [202].



Şekil 3.5.b. Soğutucu bloğun şematik gösterimi [202].

Soğutucu sistemin sıcaklığı 9702 model PolyScience tipi dijital su dolanım sistemi ile kontrol edildi. Kullandığımız su dolanım sistemi; 13 litre su kapasitesine sahip olup 233 K ( $-40^{\circ}\text{C}$ ) ile 473 K ( $200^{\circ}\text{C}$ ) arasında sıcaklık kontrolü yapabilmektedir.  $\pm 0,01$  K

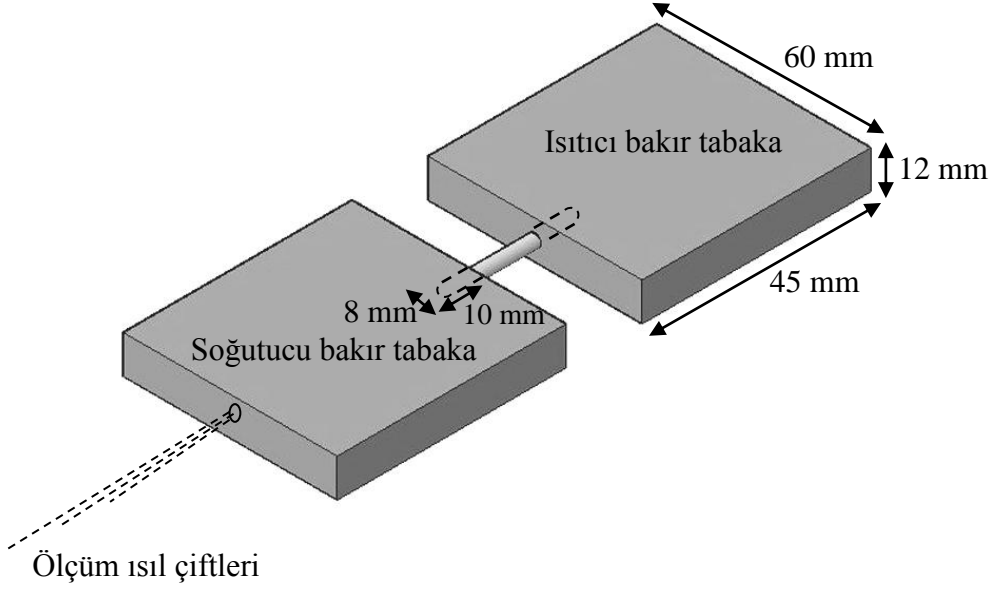
sıcaklık hassasiyetine sahip dijital LCD grafik özelliğine sahiptir. Su dolanım sistemi; 12-25 litre/dakika pompalama hızına ve 8-18 litre/dakika emme hızına sahiptir [202].



Şekil 3.6. Soğutucu-ısıtıcılı sıcaklık gradyenti sisteminin genel görünüşü.

### 3.2.3.3. Numune Tutucu

Numune tutucu Şekil 3.7.'de gösterildiği gibi 60 mm boyunda 45 mm eninde 12 mm yüksekliğinde iki bakır tabakadan oluşur. Burada bakır tercih edilmesinin nedeni erime noktasının ve iletkenliğinin yüksek olmasıdır. Numune tutucu malzemeyi sıcak ve soğuk sistemler arasına yerleştirmek ve numune içinde iyi bir ısı iletimi elde etmek için kullanılmıştır. Numune tutucularına malzemeyi yerleştirmek için 10 mm derinliğinde ve 8 mm çapında iki delik açılmıştır. Isıl çiflerini numuneye yerleştirmek için de soğutucu bakır tabaka arkasına 3 mm çapında bir delik açılmıştır.



Şekil 3.7. Numune tutucunun şematik gösterimi.

### 3.3. Isı İletkenliğinin Ölçümü İçin Bir Deneyin Yapılışı

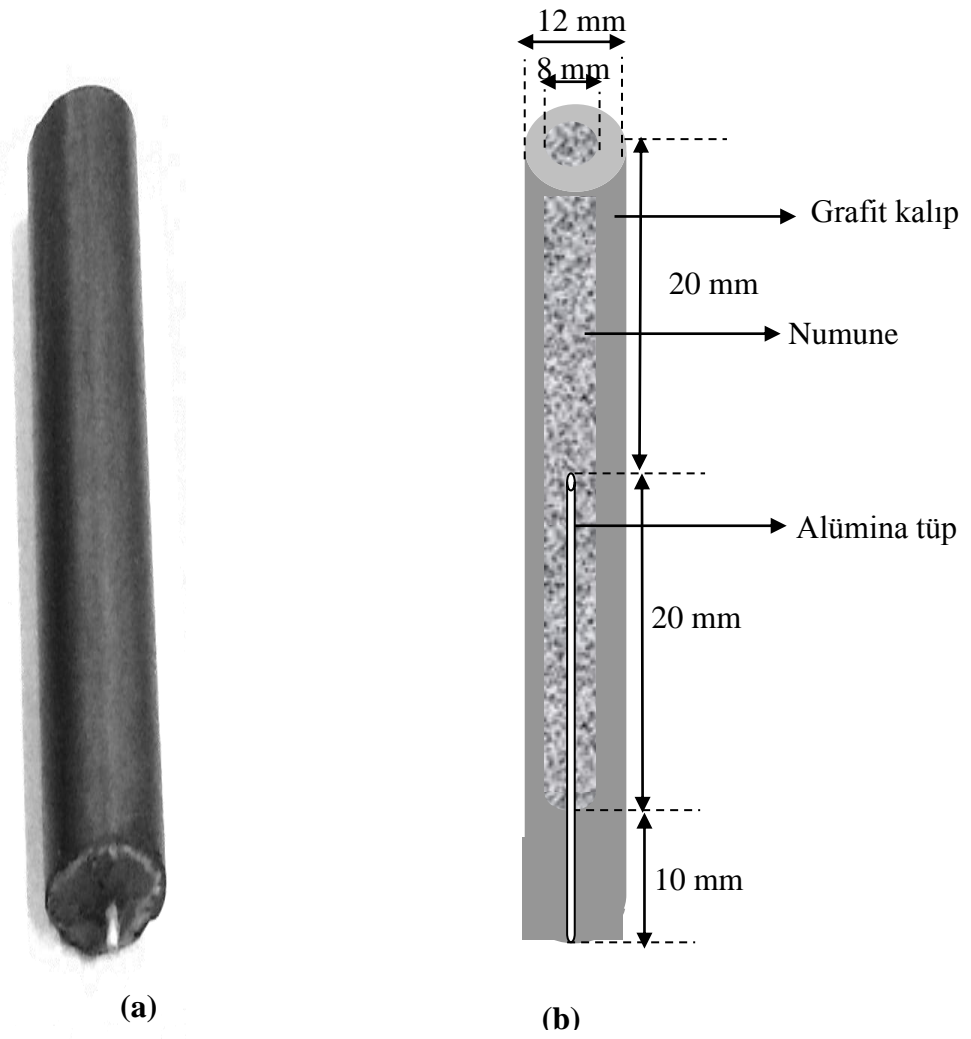
#### 3.3.1. Numune Kalıbının Hazırlanması

Şekil 3.8.'de fotoğrafı görülen pota, huni ve numune kalıbı gibi malzemelerin yapımı için Morgan marka grafitler kullanıldı. Deneylerde incelenecek olan alaşımların dökümünün yapılabilmesi amacıyla yüksek sıcaklığa dayanıklı özel grafitten numune kalıpları hazırlandı. Numune kalıbı olarak grafit kullanmamızın sebebi ise ısı iletkenliğinin metallerinkine yakın olması, çoğu metal ile etkileşmeye girmemesi ve kolay işlenebilir bir malzeme olmasıdır. Numune kalıbının fotoğrafı ve şematik gösterimi Şekil 3.9.'da verilmiştir.

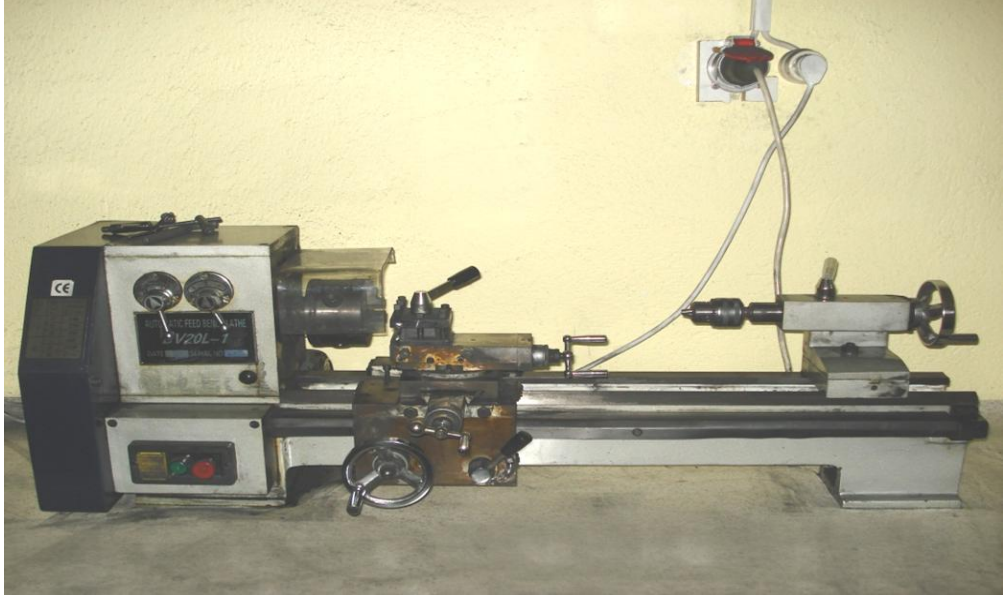
Numune kalıbı silindirik boru şeklinde tek parçadan oluşmaktadır. 12 mm çapa ve 250 mm uzunluğa sahip grafit çubuklar Şekil 3.10.'da gösterilen tornada işlenmektedir. Grafit kalıplar iç çapı 8 mm, dış çapı 12 mm ve boyu 50 mm olacak şekilde hazırlandı. Alümina tüp için kalıbın alt kısmında çapı 1.2 mm olan bir delik açıldı.



Şekil 3.8. Grafitten yapılmış olan pota, huni ve numune kalıbının fotoğrafı.



Şekil 3.9. Linear ısı akış tekniğinde kullanılan numune kalıbının (a) Fotoğrafı, (b) Şematik gösterimi.



Şekil 3.10. Numune kalıbı yapımında kullanılan küçük torna tezgahı [203].

33 mm uzunluktaki alümina tüplerin bir ucu oksijen kaynağıyla kapatılırken bir ucu açık bırakıldı. Alümina tüpün kapalı ucundan itibaren 30 mm'lik kısmı numune kalıbının içine yerleştirildi ve döküm esnasında sızıntı olmaması için silikonla kapatıldı ve kuruması beklendi. Numune kalıbının üzerine rahat döküm yapabilmek için 30 mm çapında, 40 mm boyunda bir huni Şekil 3.11.'de gösterildiği gibi numune kalıbının üzerine yerleştirildi.



Şekil 3.11. Numune dökümünde kullanılan huni.

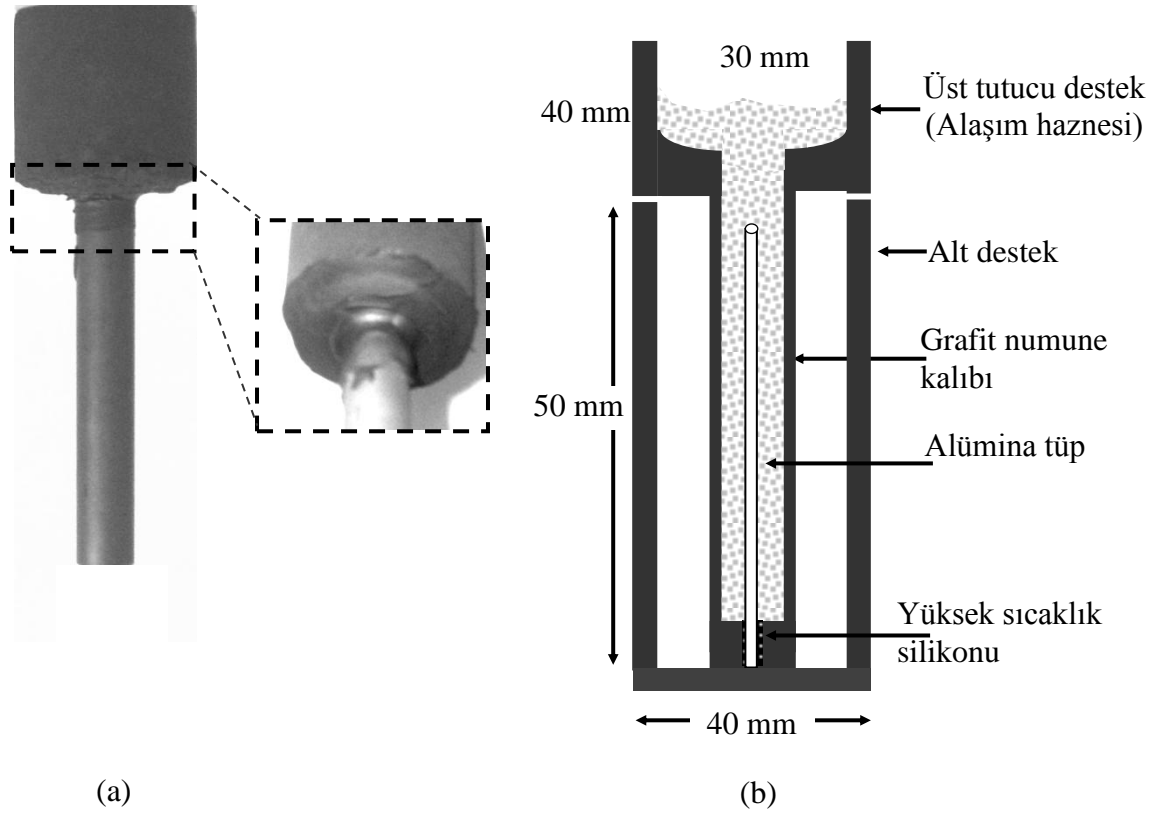
### 3.3.2. Numune Kalıbının Döküm Fırınına Yerleştirilmesi ve Dökümün Yapılması

Şekil 3.12.'de gösterildiği gibi hazırlanan numune kalıbı boş bir grafit potanın içine yerleştirilir. Boş potaya yerleştirilen numune kalıbı iki tel ile bağlanarak kalıbın döküm



fırının içine rahatça girip çıkarılması sağlanır. Bu tel yardımıyla numune kalıbı döküm fırınının içerisine yerleştirilir. Böylece numune kalıbımız döküme hazır hale getirilir.

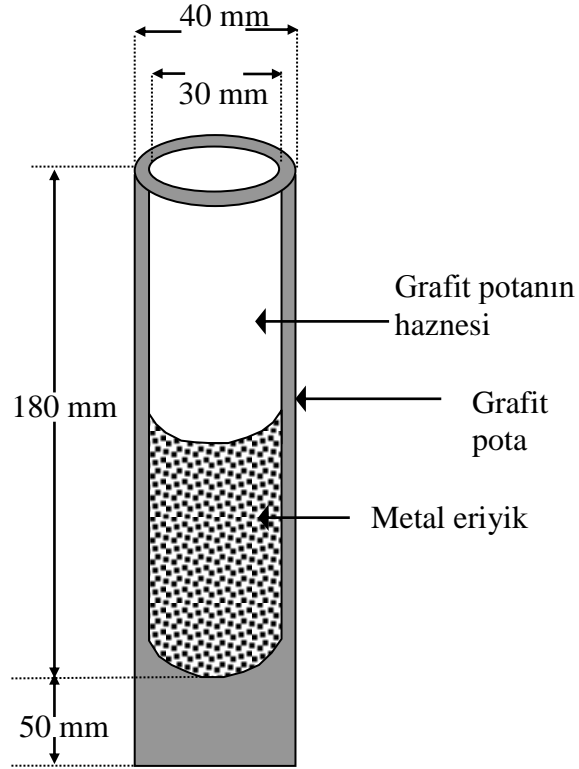
Grafit potanın içerisi iyice temizlenerek erime sıcaklığı düşük olan metal alta, yüksek olan metal ise üste gelecek şekilde potaya yerleştirilmelidir. Pota bir tel yardımıyla vakumlu eritme fırınına indirilerek vakumlu eritme fırını ısıtılır. Eritilen metaller grafit karıştırıcı ile karıştırılarak alaşımın homojen olması sağlanır.



Şekil 3.12. (a) Numune potası ve üst desteğin silikon yapıştırıcı ile birleşiminin fotoğrafı, (b) Numune potası ve alt-üst desteklerin şematik gösterimi [203].

Sıvı haldeki alaşım, vakumlu eritme fırınından tel yardımıyla çıkarılarak maşa ile sıkıca tutulup katılaşmaya meydan vermemek için hızlı bir şekilde döküm fırınına yerleştirilen numune kalıbına huni yardımıyla dökülür. Şekil 3.13.'te vakumlu eritme fırınında alaşımı oluşturacak metalleri eritmede kullanılan grafit pota görülmektedir.

İnce bir grafit çubuk ile sıvı alaşım tekrar karıştırılarak numune kalıbı içerisinde olabilecek hava kabarcıklarının dışarıya çıkması sağlanır. Döküm fırınına alt ısıtıcısı



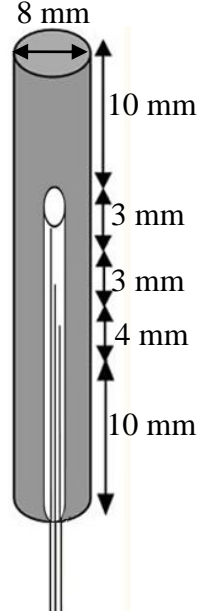
Şekil 3.13. Grafitten yapılmış potanın şematik gösterimi [201].

kapatılır, üst ısıtıcı çalışır haldeyken numune kalıbının altında bulunan soğutma kazanından su geçirilerek tek yönlü katılaştırma başlatılır. Tek yönlü katılaştırmanın amacı numune kalıbının hiç boşluk kalmayacak şekilde tamamen doldurulmasıdır. Katılama esnasında boşlukların oluşmaması ve numunenin üstten katılmasını önlemek için alaşım grafit çubukla sık sık karıştırılır. Katılama tamamlandıktan sonra üst ısıtıcı da kapatılarak fırının soğuması beklenir. Fırın tamamen soğuduktan sonra dökümü yapılan numune fırından çıkarılır ve huni kısmı ayrılır. Böylece, katılan ve simetrik hale gelen numuneler grafit kalıplardan çıkarılır ve 30 mm standart uzunlukta kesilir ve lineer ısı akış sistemine yerleştirilmeye hazır hale getirilir.

### 3.3.3. Numunenin Lineer Isı Akış Sistemine Yerleştirilmesi

30 mm uzunluktaki numunenin 10 mm uzunluktaki her iki ucu sıkıca soğuk ve sıcak bakır numune tutucu tabakalardaki iki deliğin içine yerleştirildi. Böylece numune içinde doğrusal bir sıcaklık gradyenti elde etmek ve radyal ısı kaybını önlemek için ısıtıcı ve soğutucu sistemler arasında 10 mm'lik bir kısım açıkta kaldı. Bakır tabakalar sonra soğutucu ve ısıtıcı sistem içine yerleştirildi. Sonrasında, ısıl çiftler Şekil 3.7.'de olduğu gibi soğutucu sistemdeki 3 mm'lik boşluğa yerleştirildi. Numunenin farklı üç

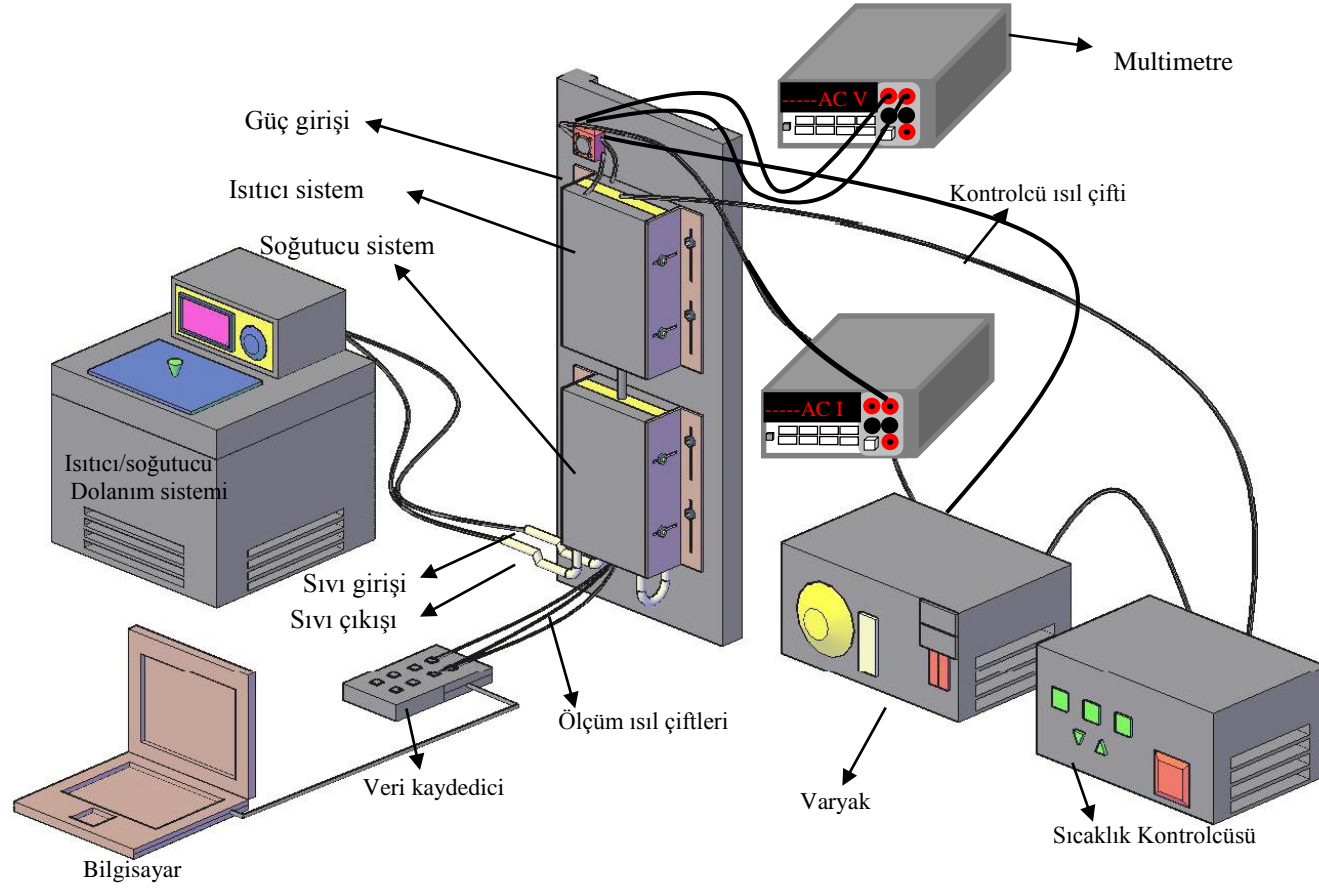
bölümündeki sıcaklık, Şekil 3.14.'te gösterildiği gibi hazırlanan numune içine yerleştirilen ısı çiftleriyle ölçüldü.



Şekil 3.14. Numunenin ve ısı çiftlerinin konumlarının şematik çizimi.

Burada termal çiftler hakkında genel bir bilgi vermek faydalı olacaktır. Termal çiftler fırınların ve ısıtılan maddelerin sıcaklıklarının hassas bir biçimde ölçülmesinde ve sıcaklık kontrolü yapan aletlerde kullanılır. Termal çift; iki farklı iletken telden oluşan ve sıcaklık ölçümünde kullanılan iletken tel çiftidir. En yaygın kullanılan termal çiftler Chromel – Alümel (K tipi) ve Platin – Platin %13 Rodyum (R tipi) termal çiftlerdir. Düşük sıcaklıklarda K tipi termal çiftlerinin, yüksek sıcaklıklarda ise R tipi termal çiftlerinin kullanılması daha uygundur [202].

Üç ısı çifti 2–3 mm aralıklarla yerleştirilip ve ölçüm esnasında kaymamaları için bantla masaya sabitlendi. Isıtıcı ve soğutucu sistemler aralarında 10 mm olacak şekilde bir metal tabaka üzerine yerleştirildikten sonra metal tabaka, ısı iletimi üzerine konveksiyon etkisini azaltmak ve numune içine doğru sabit bir doğrusal sıcaklık gradyenti elde etmek için, ısıtıcı sistem üstte soğutucu sistem altta olacak biçimde Şekil 3.15.'te gösterildiği gibi düşey olarak sabitlendi.



Şekil 3.15. Lineer ısı akış sisteminin genel görünüşü.

Isıl çiftleri numune içine yerleştirmeden önce, ısıl çiftler arasındaki uzaklığı ( $\Delta X$ ) ölçmek için ısıl çiftlerin konumlarının optik mikroskopla fotoğrafları alındı. Sonra bütün ısıl çiftler birlikte dış çap 1.2 mm  $\times$  iç çap 1.0 mm  $\times$  uzunluk 20 mm ebatlarındaki alümina tüplerin içine yerleştirildi ve daha sonra ısıl çiftlerin uçları veri kaydedici (data logger) ve bilgisayardan oluşan ölçme ünitesine bağlandı.

### 3.3.4. Linear Isı Akış Sisteminde Bir Deneyin Yapılışı

Isıl iletkenlik katsayısının hassas bir şekilde ölçülebilmesi sıcaklık kontrolünün çok iyi olmasıyla mümkündür bu yüzden ısıtıcı sistemin sıcaklığı  $\pm 0.01$  K hassasiyetle Eurotherm 2604 tipi sıcaklık kontrolcüsü ile kontrol edilir ve soğutucu sistemin sıcaklığı ise  $\pm 0.01$  K hassasiyetle Poly Science digital 9702 model ısıtma/soğutma dolaşım banyosu ile sabit tutulur. Numune her sıcaklık için en az yaklaşık iki saat boyunca kararlı halde tutulur. Hareketsiz ısıl çiftlerin sıcaklıkları *Pico TC-08* veri-kaydedici ile ısıtma boyunca kaydedilir ve iki ısıl çift arasındaki sıcaklık farkı  $\Delta T$  veri-kaydedici kayıtlarından okunur. Potansiyel farkı ve akım AC olarak *Hewlett-Packard 34401-A* tipi multimetre ile ölçülür ve not edilir.

Deneye başlamadan önce soğutucu Poly Science digital 9702 model ısıtma/soğutma dolaşım banyosu açılarak 278 K sıcaklıkta soğutucu sistemin sıcaklığı sabitlendi. Isıtıcı sisteme güç sağlayan varyak en düşük seviyesinde açılıp yavaş yavaş ısıtıldı. Isıtıcı sistem kontrolcüsünde set sıcaklığı 313 K olarak ayarlandı ve sabit bir sıcaklık gradyenti için sistemin kararlı hale gelmesi beklendi. Kararlı hale gelince veri-kaydedici ile 3 farklı noktanın sıcaklıkları ölçülerek kaydedildi. Benzer şekilde numune 20 K adımlarla malzemenin erime sıcaklığının 10 K altına kadar bir tarafından ısıtıldı ve böylece alaşımların ısıl iletkenlikleri lineer ısı akış sistemi ile sıcaklığın fonksiyonu olarak ölçüldü.

Bu çalışmada Sn-10 ağırlık % [x] (x= Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) alaşımlarının katı fazlarının ısıl iletkenliklerinin ölçümünde lineer ısı akış sistemi kullanıldı. Faz diyagramları (Ek-1) yardımıyla alaşımı oluşturan malzemelerin oranları belirlendi, hesaplanan miktarlarda malzemeler vakumlu eritme fırınında eritildi ve dökümleri yapıldı. Her bir alaşımdan meydana gelen çubuk numune lineer ısı akış sistemine yerleştirildi. Alınan değerler ve yapılan hesaplamalar 4. bölümde ayrıntılı olarak anlatılmıştır.

## 4. BÖLÜM

### DENEYSEL SONUÇLAR

#### 4.1. Giriş

Bu tez çalışmasında Sn-%10 ağ. [x] (x= Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) ikili alaşımlarının katı fazlarının ısı iletkenlikleri ölçüldü ve Wiedemann-Franz kanunundan yararlanılarak bu alaşımların elektriksel iletkenlikleri hesaplandı. İlk olarak alaşımların katı fazlarının ısı iletkenlikleri, sıcaklığa bağı olarak lineer ısı akış sistemi kullanılarak ölçüldü. Daha sonra aynı alaşımların elektriksel iletkenlikleri, ısı iletkenlik değerleri ve Lorentz sabiti kullanılarak Wiedemann-Franz kanunundan hesaplandı. Bunun yanında, aynı malzemelere ait ısı ve elektriksel sıcaklık katsayıları da, ısı ve elektriksel iletkenliğin sıcaklığa göre değişim grafiklerinden belirlendi.

Bu bölümde, ölçülen parametreler ayrıntılı bir şekilde izah edilecek, deneysel ölçümlerin hata analizleri yapılacak ve elde edilen sonuçlar literatürdeki benzer çalışmalarla mukayese edilecektir.

#### 4.2. Katı Fazın Isı İletkenliğinin Ölçümü

Katı fazdaki alaşımların ısı iletkenliklerinin bulunmasında kullanılabilecek birçok metot bulunmaktadır bunlar arasında en yaygın tekniklerden birisi lineer ısı akış metodudur.

Bu tez çalışmasında Sn-%10 ağ. [x] (x= Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) ikili alaşımlarının katı fazının ısı iletkenliklerinin ölçümünde lineer ısı akış metodu kullanılmıştır. Bu metotta çubuk numune, ısı akışı aksel yönde olacak şekilde bir ucundan ısıtıcı sistemle ısıtılırken diğer ucundan da soğutucu sistem vasıtasıyla soğutulur ve numune üzerinde sabit bir sıcaklık gradyenti oluşturulur. Daha sonra numune, belirlenen sıcaklıkta kararlı hale gelmesi için beklenir. Kararlı durumda numune üzerindeki farklı noktalara ait sıcaklıklar zamana bağı olarak sıcaklık kaydedicisi yardımıyla bilgisayara

kaydedilir. Numune içindeki termal çiftlerin konumlarının üstten görünüşü ve termal çiftlerin boyuna konumları Şekil 3.14.'te gösterilmiştir. Bu çalışmada ısı iletkenliği ölçmek için kullandığımız numune kalıbının şematik gösterimi ise Şekil 3.19.b'de verilmiştir.

Lineer ısı akış sisteminde radyal, ısı kaybı veya kazancı olmadığı varsayılarak, numune üzerindeki sıcaklığın kararlı olduğu durumda ısı iletkenlik tek boyutlu Fourier-Biot ısı iletim denklemi,

$$K = -\frac{Q \Delta X}{A \Delta T} \quad (4.1)$$

ile ifade edilir. Burada K katının ısı iletkenliği, Q ısı akış hızı veya numune boyunca akan güç girişi, A numunenin kesit alanı,  $\Delta X = X_2 - X_1$  uzunluğu  $T_1$  ve  $T_2$  sıcaklıklarının ölçüldüğü noktalar arasındaki uzaklık ve  $\Delta T = T_2 - T_1$  ise  $X_2$  ve  $X_1$  noktaları arasındaki sıcaklık farkıdır.

Bu deneysel teknikteki başlıca zorluk, çubuk numune üzerinden akan ısı akış hızının yani giriş gücünün ölçülmesiydi. Bu zorluğu aşmak için, her bir kararlı hal için numune üzerindeki Q ısı akış hızının,

$$Q = Q_{NV} - Q_{NY} \quad (4.2)$$

yani  $Q_{NV}$  ve  $Q_{NY}$  arasındaki farka eşit olduğu varsayıldı. Deneysel sistemde numune yokken ( $Q_{NY}$ ) ve numune varken ( $Q_{NV}$ ) verilen giriş gücü ise kararlı hal durumları altında ısıtıcının üzerindeki voltaj düşmesi ve ısıtıcıdan geçen akım ölçülerek sırasıyla

$$Q_{NY} = V_{NY} \cdot I_{NY} \quad (4.3)$$

ve

$$Q_{NV} = V_{NV} \cdot I_{NV} \quad (4.4)$$

bağıntılarından bulundu

Eşitlik 4.1'den ısı iletkenliği tespit etmek için; numunenin kesit alanını, çubuk boyunca en az iki noktanın sıcaklığını, sıcaklık ölçümlerinin yapıldığı noktalar arası uzaklığı ve giriş gücünü tespit etmek gereklidir. Kesit alanını ( $\pi r^2$ ) tespit etmek için çubuk

numunenin yarıçapı optik mikroskopla ölçüldü. Alaşımların katı fazının ısı iletkenlik katsayısının ölçümünde biri kontrolcü ve diğer üç tanesi ise sıcaklık ölçümü için olmak üzere 4 adet K tipi termal çift kullanıldı. Isıl çiftlerin sıcaklıkları *Pico TC-08* veri-kaydedici ile bilgisayara aktarılarak ısıtma boyunca kaydedildi ve iki ısıl çift arasındaki sıcaklık farkı  $\Delta T$  veri-kaydedici kayıtlarından tutuldu. İki ısıl çift arasındaki uzaklık ısıl çiftlerin konum fotoğrafından ölçüldü.

Her bir kararlı hal sıcaklığında en az iki saat beklenilerek Hewlett Packard 34401-A model multimetre ile ısıtıcı sistem üzerindeki potansiyel düşüşü ile ısıtıcıdan geçen akım ölçüldü ve güç girişi hesaplandı.

Isınma boyunca arzu edilen bütün ölçümler tamamlandıktan sonra, oda sıcaklığına kadar soğutma işlemi aynı adımlarla devam edildi. Numune daha sonra lineer ısı akış sisteminden çıkarıldı. Numunenin boyuna kesiti, ölçümlerde hataya sebep olmayacağından emin olmak için gözeneklilik, çatlaklık ve döküm hataları açısından incelendi.

Sn-%10 ağ. [x] (x = Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) alaşımları için ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi eşitlik 4.1'den,  $Q$ ,  $\Delta X$ ,  $A$  ve  $\Delta T$  ölçülen değerleri kullanılarak tespit edildi. Tablo 4.1.'de deneysel sistemin hata payının tespitinde kullanılan alüminyum çubuk numune ait deneysel veriler görülmektedir.

Sn-%10 ağ. [x] (x = Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) ikili alaşım sistemlerinin Ek-1'de verilen faz diyagramlarından elde edilen ötektik ve peritektik erime sıcaklıkları sırasıyla 494 K, 393 K, 411 K, 500 K, 523 K ve 471.5 K civarındadır. Sn-%10 ağ. [x] (x = Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) alaşımları için deneysel veriler kaydedilmiş ve yapılan hesaplamalar sonucunda elde edilen ısı iletkenlik değerleri Tablo 4.2.'de verilmiş ve Şekil 4.1.'de grafiklerle gösterilmiştir. Şekil 4.1.'den görüleceği üzere ısı iletkenlik değeri sıcaklık arttıkça azalmaktadır. Bu çalışmada ölçülen Sn-%10 ağ. [x] (x = Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) alaşımlarına ait ısı iletkenlik değerleri Sn, Ag, Bi, Cu, In, Sb, Zn elementlerinin ve geçmiş çalışmalarda yer alan ilgili alaşımların ısı iletkenlik değerleri ile karşılaştırılması da Şekil 4.1.'de gösterilmiştir [9, 204, 205, 177, 165].



Tablo 4.1. Farklı sıcaklıklarda alüminyum çubuk numune üzerindeki güç akışını tespit etmek için tipik deneysel veriler.

Sıcaklık (K)	$I_{NY}$ (A)	$V_{NY}$ (V)	$Q_{NY}$ (W)	$I_{NV}$ (A)	$V_{NV}$ (V)	$Q_{NV}$ (W)	$Q=Q_{NV}-Q_{NY}$ (W)
313	0.77	7.59	5.87	0.9	9.1	8.3	2.4
353	1.39	13.04	18.12	1.8	17.6	31.2	13.1
393	1.95	19.34	37.71	2.3	23.6	54.9	17.2
433	2.35	23.50	55.23	2.9	28.5	82.1	26.9
473	2.88	29.62	85.32	3.2	35.0	112.6	27.3
513	3.28	33.35	109.46	3.7	37.9	140.2	30.8
553	3.56	36.79	130.91	4.1	41.8	169.7	38.8
593	3.87	39.75	153.66	4.4	45.8	202.7	49.1
633	4.28	44.05	188.46	4.8	49.6	237.1	48.7
673	4.66	47.86	222.77	5.2	53.9	277.7	54.9

$I_{NY}$ : Numune yokken ısıtıcıdan geçen akım,

$I_{NV}$ : Numune varken ısıtıcıdan geçen akım,

$V_{NY}$ : Numune yokken ısıtıcının uçları arasındaki potansiyel düşüşü,

$V_{NV}$ : Numune varken ısıtıcının uçları arasındaki potansiyel düşüşü,

$Q_{NY}$ : Numuneye yokken ısıtıcıya verilen güç girişi,

$Q_{NV}$ : Numuneye varken ısıtıcıya verilen güç girişi,

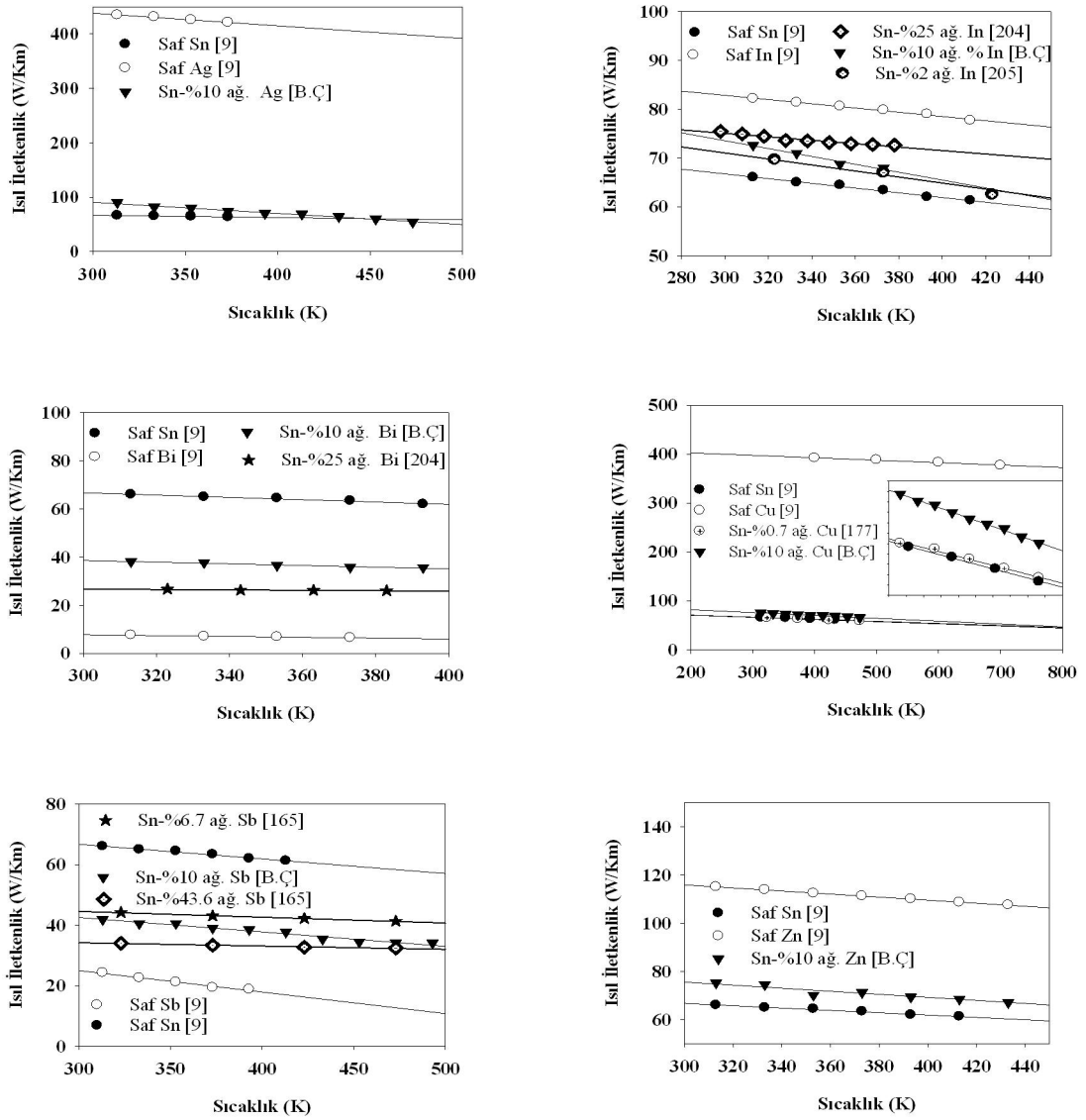
$Q$ : Numune üzerinden geçen güç.

Sn-Ag ikili sisteminin faz diyagramına göre ötektik erime sıcaklığında (494 K), Sn içinde Ag çözünürlüğü ihmal edilebilir. Sn-%10 ağ. Ag alaşımı, ötektik erime sıcaklığı altında katı Sn ve katı  $Ag_3Sn$  intermetalik fazlarından meydana gelir. Bu çalışmada elde edilen Sn-%10 ağ. Ag alaşımının ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişim doğrusu Sn için ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişim doğrusuna yakındır [9].

Sn içinde In çözünürlüğü ötektik erime sıcaklığında (393 K) %23 ağ. In civarındadır ve Sn-In ikili sistem faz diyagramına göre Sn-%10 ağ. In alaşımının erime noktası 474 K civarındadır. Ayrıca, Sn-%10 ağ. In alaşımı ötektik erime noktasının altında tek katı Sn çözeltisinden oluşur. Sn ısı iletkenliği verilen sıcaklıkta In ısı iletkenliğinden %20 daha küçüktür. Bu çalışmada elde edilen Sn-%10 ağ. In alaşımının ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişim doğrusu, Sn bazlı ikili alaşımların ısı iletkenliklerinin sıcaklıkla değişim doğruları ile oldukça iyi bir uyum göstermektedir [204, 205].

Tablo 4.2. Kurşunsuz lehim alaşımları için ısı iletkenliğin sıcaklıkla değişiminden elde edilen deneysel veriler.

Sıcaklık (K)	Sn-%10 ağ. Ag			Sn-%10 ağ. In			Sn-%10 ağ. Bi			Sn-%10 ağ. Cu			Sn-%10 ağ. Sb			Sn-%10 ağ. Zn		
	K(W/Km)	$\Delta T$ (K)	Q (W)	K(W/Km)	$\Delta T$ (K)	Q (W)	K(W/Km)	$\Delta T$ (K)	Q (W)	K(W/Km)	$\Delta T$ (K)	Q (W)	K(W/Km)	$\Delta T$ (K)	Q (W)	K(W/Km)	$\Delta T$ (K)	Q (W)
313	64.86	3.20	3.47	80.33	1.65	2.22	38.14	3.84	2.45	75.51	1.35	1.71	70.03	1.31	1.53	62.13	2.43	2.53
333	63.94	5.15	5.51	77.84	2.76	3.60	37.70	4.60	2.90	74.15	3.41	4.23	69.36	2.17	2.52	61.35	7.71	7.93
353	63.19	5.53	5.85	75.44	5.13	6.48	36.56	2.88	1.76	73.39	6.53	8.03	67.51	3.08	3.48	60.40	8.40	8.50
373	62.59	8.32	8.72	74.98	4.76	5.98	35.77	3.20	1.92	71.97	6.44	7.76	65.55	4.15	4.55	59.53	6.78	6.76
393	61.95	9.33	9.68				35.64	4.32	2.58	70.69	7.61	9.01	64.25	5.22	5.62	58.34	8.27	8.08
413	59.78	9.09	9.10							69.69	7.43	8.67	62.79	6.34	6.67	58.10	9.78	9.51
433	58.17	12.41	12.09							68.86	11.68	13.47	60.49	7.63	7.73	57.08	11.35	10.85
453	56.75	13.18	12.52							67.24	6.98	7.86	59.94	8.87	8.90	56.74	12.93	12.29
473	55.76	12.23	11.42							66.01	10.77	11.91	59.12	9.87	9.77			
493													58.84	10.77	10.62			



Şekil 4.1. Kurşunsuz lehim alaşımlarının ve Sn, Ag, In, Bi, Cu, Sb ve Zn metallerin ısı iletkenliklerinin sıcaklıkla değışimleri.

Ötektik erime sıcaklığında (411 K) Sn içinde Bi çözünlüğü %21.5 ağ. Bi civarındadır ve Sn-Bi ikili sisteminin faz diyagramına göre Sn-%10 ağ. Bi alaşımının erime sıcaklığı 464 K civarındadır. Ayrıca, Sn-%10 ağ. Bi alaşımı ötektik erime noktasının altında tek katı Sn çözeltilisinden oluşur. Sn ısı iletkenliği verilen sıcaklıkta Bi ısı iletkenliğinden sekiz kat daha büyüktür. Bu çalışmada elde edilen Sn-%10 ağ. Bi alaşımının ısı

iletkenliğinin sıcaklıkla değişim doğrusu, Sn için ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişim doğrusunun oldukça altında yer alır [9].

Sn içinde Cu çözünürlüğü peritektik erime sıcaklığında (500 K) ihmal edilebilir. Sn-%10 ağı. Cu alaşımı peritektik erime noktası altında katı Sn ve katı  $Cu_6Sn_5$  fazlarından oluşur. Bu çalışmada elde edilen Sn-%10 ağı. Cu alaşımının ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişim doğrusu, Sn için ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişim doğrusunun biraz üzerinde yer alır [9].

Sn-Sb ikili sisteminin faz diyagramına göre, Sn içinde Sb çözünürlüğü peritektik erime sıcaklığı (523 K) altında %11.5 ağı. Sb civarındadır. Sn-%10 ağı. Sb alaşımı peritektik erime sıcaklığının hemen altında tek katı Sn çözümlenmesinden oluşur. Sn ısı iletkenliği verilen sıcaklıkta Sb ısı iletkenliğinden üç kat daha büyüktür. Bu çalışmada elde edilen Sn-%10 ağı. Sb alaşımının ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişim doğrusu, Sn bazlı ikili alaşımların ısı iletkenliklerinin sıcaklıkla değişim doğruları ile oldukça iyi bir uyum içindedir [165].

Sn-Zn ikili sisteminin faz diyagramına göre, ötektik erime sıcaklığında (471.5 K) Sn içinde Zn çözünürlüğü ihmal edilebilir. Sn-%10 ağı. Zn alaşımı ötektik erime noktasının altında katı Sn ve katı Zn fazlarından oluşur. Zn ısı iletkenliği ötektik erime noktasında Sn ısı iletkenliğinin iki katı civarındadır. Bu çalışmada elde edilen Sn-%10 ağı. Zn alaşımının ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişim doğrusu, Sn için ısı iletkenliğinin sıcaklıkla değişim doğrusunun oldukça üzerinde yer alır [9].

### 4.3. Katı Fazın Isıl İletkenlik Katsayısının Ölçümündeki Hata Analizi

Isıl iletkenliğin ölçümündeki tahmini deneysel hata; ısı akış hızının, sıcaklık farkının, numunenin kesit alanının ve ısı çift konumlarının ölçümlerindeki kısmi belirsizlikler toplamına eşittir ve

$$\left| \frac{\Delta K_s}{K_s} \right| = \left| \frac{\Delta Q}{Q} \right| + \left| \frac{\Delta T^*}{T} \right| + \left| \frac{\Delta A}{A} \right| + \left| \frac{\Delta X}{X} \right| \quad (4.5)$$

şeklinde ifade edilebilir.

### 4.3.1. Isı Akış Hızındaki Kısmi Belirsizlik

Yukarıda belirtildiği gibi, her bir kararlı hal için numune üzerindeki ısı akış hızının  $Q_{NV}$  ve  $Q_{NY}$  arasındaki fark olduğu yani  $Q = Q_{NV} - Q_{NY}$  varsayılp ısı akış hızı ölçümleri için tipik veriler Tablo 4.1.' de verilmişti. Böylece,  $Q$  ölçümündeki tahmini deneysel hata  $Q_{NV}$  ve  $Q_{NY}$  ölçümlerindeki kısmi belirsizlik toplamına eşittir ve

$$\left| \frac{\Delta Q}{Q} \right| = \left| \frac{\Delta Q_{NV}}{Q_{NV}} \right| + \left| \frac{\Delta Q_{NY}}{Q_{NY}} \right| \quad (4.6)$$

şeklinde ifade edilebilir.

Giriş gücü ise

$$Q = V.I \quad (4.7)$$

olarak ifade edilir, burada  $V$  ve  $I$  sırasıyla kararlı hal şartları altında ısıtıcı sistem (ısıtıcı) üzerindeki potansiyel düşmesi ve ısıtıcıdan geçen akımdır. Güç ölçümündeki kısmi belirsizlik

$$\left| \frac{\Delta Q}{Q} \right| = \left| \frac{\Delta V}{V} \right| + \left| \frac{\Delta I}{I} \right| \quad (4.8)$$

olarak ifade edilebilir.

Potansiyel düşüşü ve akım *Hewlett-Packard 34401-A* tipi multimetre ile ölçüldü. Farklı sıcaklıklarda, akım okunmasındaki değişimler ( $\Delta I$ )  $\pm 0.02$  amper oldu. Farklı sıcaklıklarda alüminyum çubuk üzerinden geçen ısı akış hızını tespit etmek için kullanılan tipik veriler Tablo 4.1.'de verilmiştir. Numune üzerinden geçen akımlar farklı sıcaklıklarda 0.9–5.2 amper aralığındaydı. Akım ölçümlerindeki belirsizlikler % 0.3–2.2 aralığındadır. Akım ölçümündeki tahmini hata % 4.4 civarındadır.

Potansiyel düşüşü değerlerindeki değişimler ( $\Delta V$ ) farklı sıcaklıklarda  $\pm 0.03$  volt idi. Tablo 4.1.'den görülebileceği gibi, numune üzerinden geçen farklı sıcaklıklarda potansiyel düşüşü 9.1–53.9 V aralığındadır. Potansiyel düşüşü ölçümlerindeki belirsizlikler farklı sıcaklıklarda % 0.05–0.3 aralığındadır. Potansiyel düşüşü ölçümündeki tahmini hata % 0.6 civarındadır. Bundan dolayı, ısı akış hızındaki toplam kısmi belirsizlik % 5 civarındadır.

### 4.3.2. Isıl Çiftler Arasındaki Sıcaklık Farkı $\Delta T=T_1-T_2$ Ölçümündeki Belirsizlik

Numunenin sıcaklığı K tipi ısıl çiftlerle ölçüldü. Sıcaklık ölçümündeki belirsizliği tespit etmek için numunenin aynı noktalarındaki iki ısıl çift okuması arasındaki fark ( $\Delta T$ ) bilinmelidir veya ölçülmelidir. Isıl çift okumaları arasındaki farkı tespit etmek için, ısıl çiftler metalik malzemenin erime sıcaklığını saptayarak ayarlandı. İki ısıl çift okuması arasındaki fark ( $\Delta T$ ) farklı sıcaklıklarda  $\pm 0.03-0.2$  K aralığındaydı [206]. Tablo 4.2.'den görülebileceği gibi, numune içindeki sıcaklık farkları ( $\Delta T=T_1-T_2$ ) farklı sıcaklıklarda 1.2–30.6 K aralığındaydı. Bu durumda numune üzerindeki sıcaklık ölçümlerindeki belirsizlikler farklı sıcaklıklarda % 0.6–2.5 aralığındadır. Böylece sıcaklık ölçümündeki tahmini hata yaklaşık % 2.5 civarındadır.

### 4.3.3 Kesit Alanı (A) ve Isıl Çift Konumlarının ( $X_1, X_2$ ) Ölçümündeki Belirsizlik

Numunenin kesit alanı (A)  $\pi r^2$  ve kesit yüzeyi ölçümündeki kısmi belirsizlik

$$\left| \frac{\Delta A}{A} \right| = 2 \left| \frac{\Delta r}{r} \right| \quad (4.9)$$

olarak yazılabilir burada r numune yarıçapıdır. Numune yarıçapı optik mikroskop kullanılarak  $\pm 10\mu\text{m}$  hatayla ölçüldü. Böylece, yarıçap ve kesit alanı ölçümündeki belirsizlik % 0.5' den daha az oldu.

İki ısıl çift konumu arasındaki uzaklık da ( $\Delta X=X_2-X_1$ ) optik mikroskop kullanılarak  $\pm 10\mu\text{m}$  hatayla ölçüldü.  $\Delta X=X_2-X_1$  ölçülen değeri 3000  $\mu\text{m}$  civarındadır. Sabit uzaklığın ölçümündeki kısmi belirsizlik % 0.3 civarındadır.

Bu nedenle, ısı akış hızından (güç ölçümünden) % 5 civarında, sıcaklık farklarının ölçümünden % 2.5 civarında, kesit alanın ölçümünden % 0.5 civarında ve sabit uzaklık ölçümünden % 0.3 civarında hata geldiğinden bu çalışmada ısıl iletkenliğin ölçümlerindeki toplam kısmi belirsizlik yaklaşık olarak % 9 olur.

## 4.4. Isıl Sıcaklık Katsayısının Hesaplanması

Verilen bir bileşim için katı fazın ısıl iletkenliğinin sıcaklığa bağlılığı doğrusaldır. Katı fazın ısıl iletkenliğinin sıcaklığa bağlı değişimini ifade eden denklem ise,

$$K_K = K_{K0} [1 + \alpha_T (T - T_0)] \quad (4.10)$$

şeklinde ifade edilir. Burada,  $K_K$  katı faza ait  $T$  sıcaklığındaki ısı iletkenlik katsayısı,  $K_{K0}$  ise  $T_0=300$  K oda sıcaklığındaki ısı iletkenlik katsayısı ve  $\alpha_T$  ise ısı sıcaklık katsayısıdır. Denklem (4.5)'ten ısı sıcaklık katsayısını veren bağıntı,

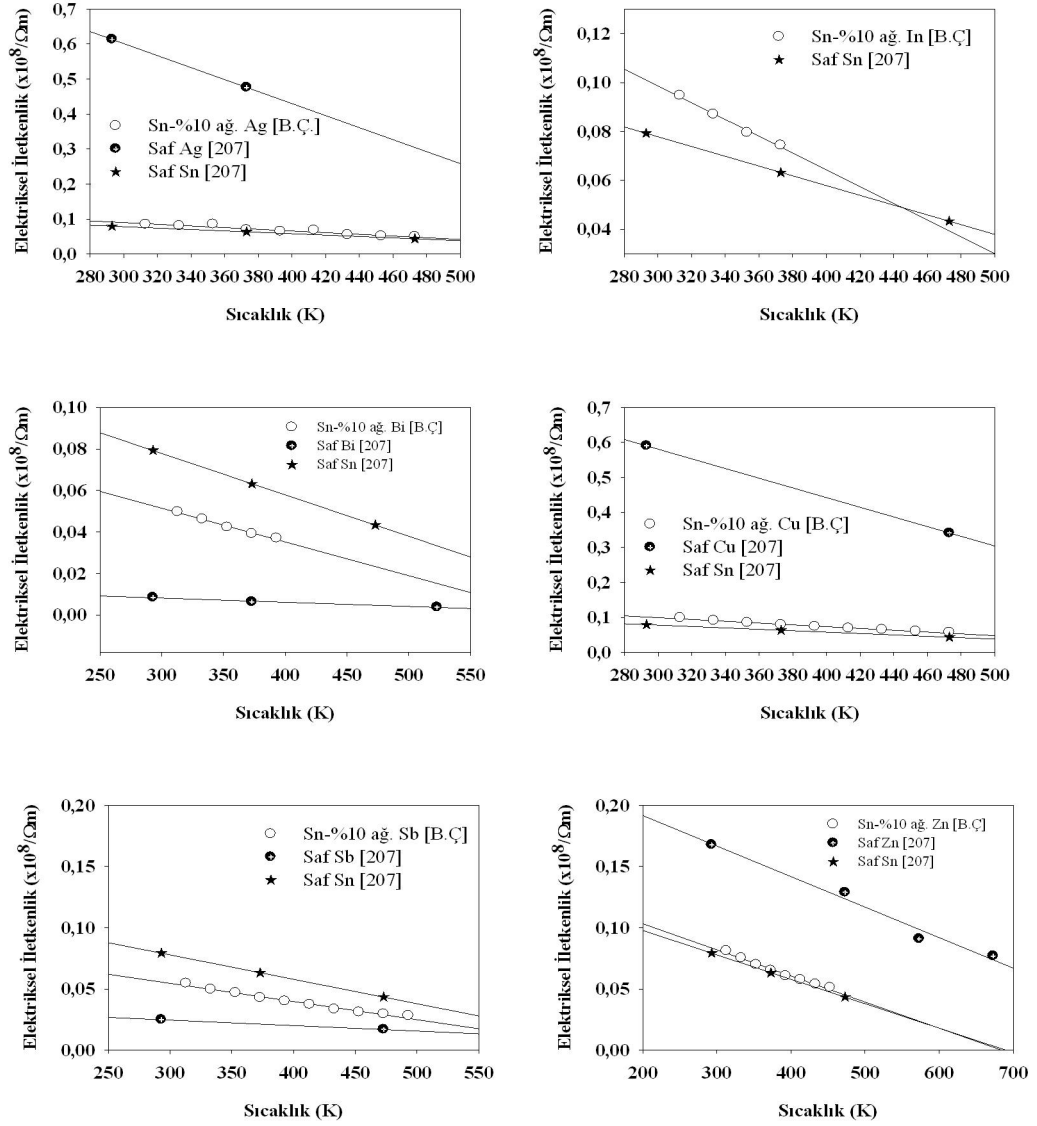
$$\alpha_T = \frac{K_K - K_{K0}}{K_{K0}(T - T_0)} = \frac{1}{K_{K0}} \frac{\Delta K}{\Delta T} \quad (4.11)$$

olarak yazılabilir. Isı sıcaklık katsayısının ısı iletkenliğinin sıcaklığa bağlı grafiğinin eğiminden yararlanılarak Denklem (4.11)'den elde edilebileceği görülmektedir. Bu denklem kullanılarak bir sonraki bölümde ısı sıcaklık katsayıları elde edilip Tablo 5.1.'de verilecektir.

#### 4.5. Wiedemann–Franz Kanunu Yardımı ile Elektriksel İletkenliğin Tespiti

Isı iletkenliğinin sıcaklıkla değişiminin ölçümlerindeki deneysel hata lineer ısı akış sistemi kullanılarak % 9 civarında bulunmuştur. Elektriksel iletkenliğin ölçümündeki deneysel hata genellikle % 9'dan daha büyüktür. Elektriksel iletkenliğin sıcaklığa göre değişimi Wiedemann-Franz kanunundan yararlanılarak bulunabilir. Elektriksel iletkenliğin sıcaklığa göre değişimini Wiedemann-Franz kanunundan tespit etmek için  $K_K$  değerinin yanında  $L$  değerinin de bilinmesi lazımdır. Denklem (1.66)'ya bakıldığında Lorentz sabitinin değeri sabit bir sayı olmasından dolayı malzemenin cinsine bağlı değilmiş gibi görünse de aslında Lorentz sabitinin değeri malzemelerin özelliklerine göre değişir.  $L$ 'nin değeri saf metaller için bilinirken, alaşımlar için bilinmemektedir. Bu çalışmada Lorentz sabiti bütün alaşımlar için  $2.45 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega/\text{K}^2$  değerinde alınmıştır.

Daha önce elde edilen  $K_K$  değerleri  $L$  değerleri kullanılarak Sn-%10 ağırlıkta [x] ( $x=\text{Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn}$ ) alaşımlarının elektriksel iletkenlik değerleri (1.66) denkleminde elde edildi ve elektriksel iletkenliklerin sıcaklıkla değişimi ve metallerin saf hallerindeki elektriksel iletkenlik değerleri [207] ile karşılaştırmak üzere Şekil 4.2.'deki grafiklerde gösterildi. Sn-%10 ağırlıkta [x] ( $x=\text{Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn}$ ) alaşımları için elektriksel iletkenliğin sıcaklıkla değişimi üzerinde bir bilgi yoktur. Şekil 4.2.'den görüleceği gibi Sn-%10 ağırlıkta [x] ( $x=\text{Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn}$ ) alaşımları için  $\sigma$  değerleri beklendiği gibi artan sıcaklıkla azalmaktadır.



Şekil 4.2. Kurşunsuz lehim alaşımlarının ve Sn, Ag, In, Bi, Cu, Sb ve Zn metallerinin elektriksel iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimleri.

#### 4.6. Elektriksel Sıcaklık Katsayısının Hesaplanması

Elektriksel iletkenlik sıcaklığa bağlıdır. Metallerde elektriksel iletkenlik, ısı iletkenliğe benzer şekilde, sıcaklık arttıkça doğrusal olarak azalır. Yarı iletkenlerde ise elektriksel iletkenlik sıcaklık arttıkça artar.



Alaşımın elektriksel iletkenliğinin sıcaklığa bağlı değişimini veren ifadeden, elektriksel sıcaklık katsayısını veren bağıntı,

$$\alpha_E = \frac{\sigma_K - \sigma_{K0}}{\sigma_{K0}(T - T_0)} = \frac{1}{\sigma_{K0}} \frac{\Delta\sigma}{\Delta T} \quad (4.12)$$

şeklinde çıkarılabilir. Burada  $\sigma_K$  katı fazın T sıcaklığındaki elektriksel iletkenliği,  $\sigma_{K0}$  numunenin  $T_0=300$  K oda sıcaklığındaki elektriksel iletkenliği,  $\alpha_E$  ise elektriksel sıcaklık katsayısını göstermektedir. Bu denklem kullanılarak elektriksel sıcaklık katsayıları elde edilip Tablo 5.2.'de verilecektir.

Bu bölümde, ölçülen parametreler ayrıntılı bir şekilde izah edildi, deneysel ölçümlerin hata analizleri yapıldı ve elde edilen sonuçlar literatürdeki benzer çalışmalarla mukayese edildi. Diğer bölümde ise elde edilen deneysel sonuçlar değerlendirilip lineer akış sistemi ile ileride yapılması planlanan çalışmalardan bahsedilecektir.

## 5. BÖLÜM

### SONUÇ-TARTIŞMA ve ÖNERİLER

#### 5.1. Kurşunsuz Lehim Alaşımlarının Isıl İletkenliğinin Sıcaklık ve Bileşime Bağlılığı

Metalik alaşımların ısısal iletkenlik ( $K$ ) ve elektriksel iletkenlik ( $\sigma$ ) özellikleri, erime sıcaklığı, erime entalpisi, özgül ısı gibi malzemelerin temel fiziksel özelliklerindedir ve büyük önem taşır.

Saf metalik malzemeler için  $K$  ve  $\sigma$  değerleri teorik ve deneysel olarak elde edilmiş olmasına rağmen, metalik alaşımların ısısal ve elektriksel iletkenlikleri hakkında yeterince bilgi ve veri bulunmamaktadır. Alaşımlar için  $K$  ve  $\sigma$  değerleri, saf malzemelerde olduğu gibi, hem sıcaklıkla hem de alaşımların bileşimi ile değişir.

Alaşımların katı fazlarının ısısal iletkenliklerinin bulunmasında kullanılacak birçok metod olmasına rağmen, bunlar arasında en kullanışlı metotlardan birisi lineer (doğrusal) ısı akış metodudur. Bu metotta çubuk numune, ısı akışı ekstenel yönde olacak şekilde bir ucundan ısıtıcı sistemle ısıtılırken diğer ucundan da soğutucu sistem vasıtasıyla soğutulur ve numune üzerinde sabit bir sıcaklık gradyenti oluşturulur. Daha sonra numune, belirlenen sıcaklıkta kararlı hale gelmesi için beklenir. Kararlı durumda numune üzerindeki farklı noktalara ait sıcaklıklar zamana bağlı olarak sıcaklık ölçülüp Fourier denkleminde (4.1)'den ısısal iletkenlik tespit edilir.

Bu tez çalışmasında sağlık ve çevresel nedenlerden dolayı önem kazanan kurşunsuz lehim alaşımlarının, Sn-%10 ağ.  $[x]$  ( $x = \text{Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn}$ ), ısısal iletkenliklerinin sıcaklığa bağlılığı lineer ısı akış metoduyla incelendi. Herbir alaşım için katı fazın ısısal iletkenliği sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ölçüldü. Sn-%10 ağ.  $[x]$  ( $x = \text{Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn}$ ) alaşımlarının ısısal iletkenliklerinin beklendiği gibi sıcaklık arttıkça azalmakta olduğu gözlemlendi.

Sn-%10 ağ. [x] (x= Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) alaşımlarının erime sıcaklıklarındaki K değerleri, Şekil 4.1.'de yer alan ısıl iletkenlik grafiklerinin erime noktalarına uzantıları alınarak, sırasıyla 54.57, 72.36, 34.73, 64.72, 55.50 ve 55.65 W/Km olarak elde edildi.

Alaşımların ısıl iletkenliklerinin sıcaklıkla değişim grafikleri, alaşımı oluşturan saf maddelerin ısıl iletkenlikleri ile kıyaslanmış ve elde edilen değerlerin literatürde bulunan değerlerle uyumlu olduğu gözlenmiştir.

Tablo 5.1. Kurşunsuz lehim alaşımlarının ötektik ve peritektik sıcaklıklarında ısıl iletkenlikleri ve ısıl sıcaklık katsayıları.

Alaşım	Sıcaklık (K)	Isıl İletkenlik K (W/Km)	Isıl Sıcaklık Katsayısı $\alpha_T$ (K <sup>-1</sup> )
Sn-%10 ağ. Ag	494	54.57	0.000911
Sn-%10 ağ. In	393	72.36	0.001140
Sn-%10 ağ. Bi	411	34.73	0.000910
Sn-%10 ağ. Cu	500	64.72	0.000765
Sn-%10 ağ. Sb	523	55.50	0.000969
Sn-%10 ağ. Zn	471.5	55.65	0.000627

Bunun yanında, ısıl iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişim grafiğinin eğiminden yararlanılarak her bir alaşım sisteminin ısıl sıcaklık katsayıları hesaplandı. Şekil 4.1.'deki grafiklerin eğimleri denklem (4.6) kullanılarak Sn-%10 ağ. [x] (x=Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) alaşımlarının  $\alpha_T$  ısıl iletkenlik katsayıları sırasıyla 0.000911, 0.001140, 0.000910, 0.000765, 0.000969 ve 0.000627 K<sup>-1</sup> olarak bulundu. Tablo 5.1.'de alaşımların ısıl iletkenlikleri ve ısıl sıcaklık katsayıları verilmiştir.

## 5.2. Kurşunsuz Lehim Alaşımlarının Elektriksel İletkenliğinin Sıcaklık ve Bileşime Bağlılığı

Deneysel olarak elde edilen alaşımların ısıl iletkenlik değerleri ve Lorentz sabiti ile elektriksel iletkenlik değerleri Wiedemann–Franz (W–F) eşitliği olarak bilinen

denklem (1.66) yardımıyla bulundu. Alaşımların elektriksel iletkenliklerinin sıcaklıkla değişimi incelendi ve kurşunsuz lehim alaşımlarının, Sn-%10 ağ. [x] (x= Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn), elektriksel iletkenliklerinin de sıcaklık arttıkça azaldığı tespit edildi.

Sn-%10 ağ. [x] (x=Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) alaşımları için erime sıcaklıklarındaki  $\sigma$  değerleri, Şekil 4.2.'de yer alan elektriksel iletkenlik grafiklerinin erime noktalarına uzantıları alınarak, sırasıyla  $0.0418 \times 10^8$ ,  $0.0733 \times 10^8$ ,  $0.0333 \times 10^8$ ,  $0.0481 \times 10^8$ ,  $0.0375 \times 10^8$  ve  $0.0453 \times 10^8$  ( $\Omega m$ )<sup>-1</sup> olarak bulundu.

Ayrıca elektriksel iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişim grafiğinin eğiminden yararlanılarak her bir alaşım sisteminin elektriksel sıcaklık katsayıları hesaplandı. Şekil 4.2.'deki grafiklerin eğimleri denklem (4.12) kullanılarak Sn-%10 ağ. [x] (x=Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) alaşımlarının  $\alpha_E$  elektriksel sıcaklık katsayıları sırasıyla 0.002640, 0.003475, 0.003195, 0.002563, 0.002634 ve 0.002610 K<sup>-1</sup> olarak bulundu. Tablo 5.2.'de alaşımların elektriksel iletkenlikleri ve elektriksel sıcaklık katsayıları verilmiştir.

Tablo 5.2. Kurşunsuz lehim alaşımlarının ötektik ve peritektik sıcaklıklarında elektriksel iletkenlikleri ve elektriksel sıcaklık katsayıları.

Alaşım	Sıcaklık (K)	Elektriksel İletkenlik $\sigma \times 10^8$ ( $1/\Omega m$ )	Elektriksel Sıcaklık Katsayısı $\alpha_E$ (K <sup>-1</sup> )
Sn-%10 ağ. Ag	494	0.0418	0.002640
Sn-%10 ağ. In	393	0.0733	0.003475
Sn-%10 ağ. Bi	411	0.0333	0.003195
Sn-%10 ağ. Cu	500	0.0481	0.002563
Sn-%10 ağ. Sb	523	0.0375	0.002634
Sn-%10 ağ. Zn	471.5	0.0453	0.002610

### 5.3. Öneriler

Bu tez çalışmasında lineer ısı akış tekniğiyle Sn-%10 ağ. [x] (x=Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) alaşımlarının ısı iletkenlikleri % 9 deneysel hatayla ölçülmüştür.

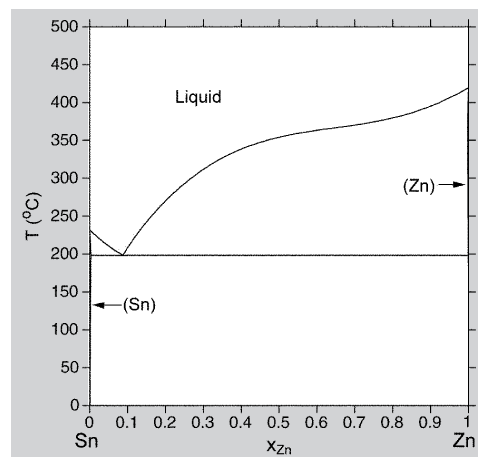
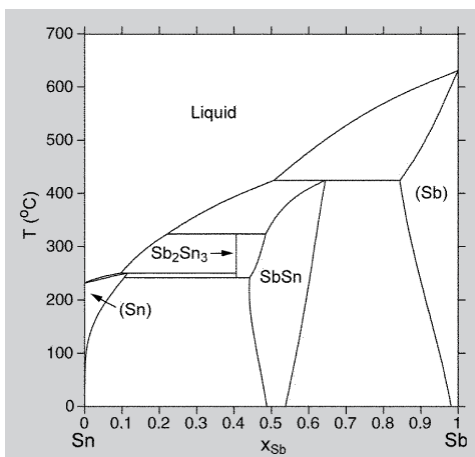
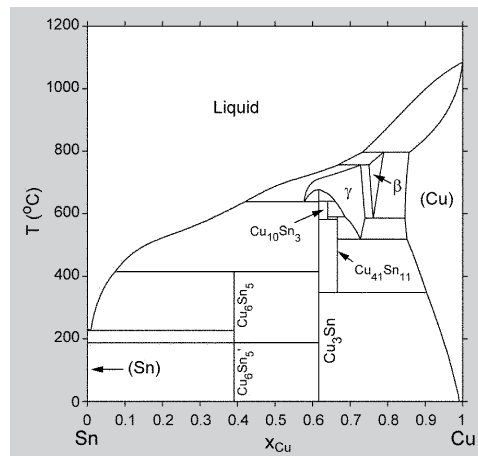
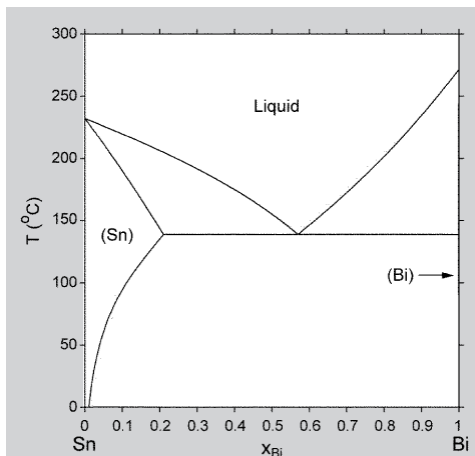
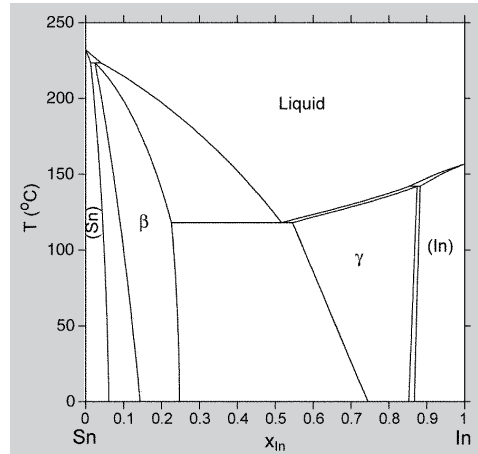
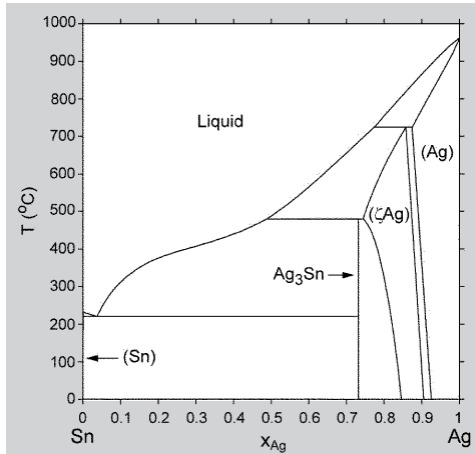
Lineer sıcaklık gradiyenti sistemiyle saf metallerin ve farklı bileşimdeki metalik alaşımların ısı ve elektriksel iletkenliklerinin belirlenmesinin yanı sıra ileri ki çalışmalarda;

- Kontrollü doğrusal katılaştırma yapılarak mikroyapı parametreleri ile katılaştırma parametreleri arasındaki ilişki,
- Isı iletim katsayısının sıcaklıkla ve bileşimle değişimi,
- Isı iletim katsayısının kristal yapılara göre değişim göstermesi,
- Kristal büyütme hızının ısı iletim katsayısına etkisi,

gibi konular ayrıca incelenebilir.

EK-1

**Sn-x (x = Ag, In, Bi, Cu, Sb, Zn) Sistemlerinin Faz Diyagramları [208]**



**KAYNAKLAR**

1. Hummel, R., *Electronic Properties of Materials* 4<sup>th</sup> Ed., s. 405, 419, 421, 422, 426, 428, Springer, 2011.
2. Hoffman, P. *Solid State Physics*, s.55, Wiley, Weinbeim, 2008.
3. Pickover, C., *Laws and Science and the Great Minds Behind Them – Archimedes to Hawking*, s. 212, 219, 230, 360, Oxford University Press, 2008.
4. UC Davis Chemwiki, *Physical Chemistry*, University of California, [http://chemwiki.ucdavis.edu/Physical\\_Chemistry/Statistical\\_Mechanics/Heat\\_Capacity\\_of\\_Solids](http://chemwiki.ucdavis.edu/Physical_Chemistry/Statistical_Mechanics/Heat_Capacity_of_Solids), 2010.
5. Karaoğlu, B., *Katıhal Fiziğine Giriş*, s. 84, 112, 113, 116, 117, İstanbul, 1996.
6. Kittel, C., *Introduction to Solid State Phys.* 8<sup>th</sup> Ed., s.114, 121, 122, 141-145, 147-152, John Wiley & Sons Inc., 2005.
7. Onaran, K., *Malzeme Bilimi*, 8. Baskı, s. 100-104, 168, 171-173, 178-182, İTÜ, 2000.
8. Tu, K., *Solder Joint Tech.- Materials, Prop. and Reliability*, s. 1-7, Springer, 2007.
9. Y. S. Touloukian, R. W. Powell, C. Y. Ho and P. G. Klemens, *Thermal Conductivity, Metallic Elements and Alloys, Thermophysical Properties of Matter*, New York - Washington, Vol. 1, p. 13a-25a, 49, 149, 185, 408, 498, 845, 1970.
10. Franklin, B., *Meteorological Observations* (written in reply to Cadwallader Colden, Nov. 19, 1753 and read at the Royal Society of London, Nov, 4, 1756), in *The Writings of Benjamin Franklin* (Smyth, A. H., ed.), Vol. III (1750-59), The Macmillan Co., New York, 186-8, 1905.
11. Fordyce, G., *An Account of an Experiment on Heat*, *Phill. Trans. Roy. Soc. (London)*, 77, 310—7, 1787.
12. Ingen-Hausz, J., *On Metals as Conductors of Heat*, *J. de Physique*, 34, 68, 380, 1789.
13. Despretz, C., *On the Conductivity of Several Solid Substances*, *Ann. Chim. Phys.*, 19, 97-106, 1822.

14. Wiedemann, G., Franz, R., The Thermal Conductivity of Metals, *Ann. Physik*, 89, 497-531. 1853.
15. Forbes, J.D., On the Progress of Experiments on the Conduction of Heat, Undertaken at the Meeting of the British Association at Edinburgh in 1850, *Britt. Assoc. Adv. Sci. Rept. Ann. Meeting*, 21, 7-8, 1851.
16. Forbes, J.D., On Experiments on the Laws of the Conduction of Heat, *Britt. Assoc. Adv. Sci., Rept. Ann. Meeting*, 22, 260-1, 1852.
17. Forbes, J. D., Experimental Inquiry into the Laws of the Conduction of Heat in Bars and into the Conducting Power of Wrought Iron, *Trans. Roy. Soc. Edinburg*, 23, 133-46, 1864.
18. Forbes, J. D., Experimental Inquiry into the Laws of the Conduction of Heat in Bars. Part II. On the Conductivity of Wrought Iron, Deduced from the Experiments of 1851, *Trans. Roy. Soc. Edinburg*, 24, 73-110, 1865.
19. Angström, A. J., A New Method of Determining the Thermal Conductivity of Solids, *Ann. Physik*, 2, 114, 513-30, 1861.
20. Thomson, W. (Lord Kelvin), Heat, in *Encyclopedia Britannica*, Vol. 11, 9<sup>th</sup> Ed., 1880; reprinted in *Mathematical and Physical Papers*, Vol. 3, Cambridge University Press, 113-235, 1890.
21. Preston, T., the Theory of Heat, Macmillan and Co., London, 719 pp., 1894; 4<sup>th</sup> Ed. (J. R. Cotter, ed.), Macmillan Co., Ltd., London, 836 pp., 1929.
22. Chwolson, O. D., Thermal Conductivity, in *Traite de Physique* (Translated into French by Davaux, E. and reviewed and augmented bay the author), Vol. 3, Chap. VII, *Librairie Scientifique A. Hermann et Fils*, Paris, 320-408, 1909.
23. Schofield, F. H., Conduction of Heat, in *A dictionary of Applied Physics* (Glazebrook, R., ed.), Vol. 1, The Macmillan Co., New York, 429-66, 1922 (reprinted 1950).
24. Ingersoll, L. R., Methods of Measuring Thermal Conductivity in Solids and Liquids, *J. Optical Soc. Am.*, 9,495-501, 1924.
25. Griffiths, E., A Survey of Heat Conduction Problems, *Proc. Phys. Soc. (London)*, 41, 151-79, 1929.
26. Partington, J. R., Thermal Conductivity of Solids, in *An Advanced Treatise on Physical Chemistry*, Vol. III, Longmans, Green and Co., London, 410-61, 1952.



27. Seibel, R. D., Survey and Bibliography on the Determination of Thermal Conductivity of Metals at Elevated Temperatures, Watertown Arsenal Lab. Rept. No. WAL 821/9, 1-65, 1954. (AD 51 228)
28. Kingery, W.D., Property Measurements at High Temperatures, John Wiley and Sons, Inc., New York, 416 pp., 1959.
29. Slack, G. A., Heat Conduction in Solids, Experimental, in Encyclopedic Dictionary of Physics (Thewlis, J., editor-in-chief), Vol. 3, Pergamon Press, Oxford, 601-6, 1961.
30. Tye, R. P., Thermal Conductivity, Vol. 1 and 2, Academic Press, London, 422 pp. and 353 pp., 1969.
31. Carslaw, H.S., Jaeger, J. C., Conduction of Heat in Solids, Oxford University Press, 1946; 2<sup>nd</sup> Ed., 510 pp., 1959.
32. Ingersoll, L.R., Zobel, O. J., Ingersoll, A. C., Heat Conduction, McGraw Hill, New York, 1948; 2<sup>nd</sup> Ed., University of Wisconsin Press, 325 pp., 1954.
33. Jakob, M., Heat Transfer, Vol. 1, John Wiley and Sons, Inc., New York, 758 pp., 1949.
34. Schneider, P.J., Conduction Heat Transfer, Addison Wesley Publ. Co., Cambridge, Mass., 395 pp., 1955.
35. Arpaci, V. S., Conduction Heat Transfer, Addison Wesley Publ. Co., Reading, Mass., 550 pp., 1966.
36. Biot, J. B., Traite de Physique, Vol. 4, Paris, 669, 1816.
37. Fourier, J. B. J., The Analytical Theory of Heat, Fauthier-Villars, Paris, 1822; English translation by Freeman, A., Cambridge University Press, 466 pp., 1878; new edition of the English translation, Dover Publications, New York, 1955.
38. Berget, A., Measurement of the Thermal Conductivity of Mercury, of Its Absolute Value, Compt. Rend., 105,224-7, 1887.
39. Berget. A., Thermal Conductivity of Mercury and Certain Metals., J. Phys. (Paris), 2,7,503-18, 1888.
40. Laubitz, M. J., Measurement of the Thermal Conductivity of Solids at High Temperatures by Using Steady-State Linear and Quasi-Linear Heat Flow, in Thermal Conductivity (Tye, R. P., ed), Vol. 1, Chap. 3, Academic Press, London, 111-83, 1969.

41. Flynn, D. R., Thermal conductivity of Ceramics, in Mechanical and Thermal Properties of Ceramics (Wachtman, J. B., Jr., ed), NBS Spec. Publ, 303, 63-123, 1969.
42. Bauerle, J. E., Thermal Conductivity, Section 10.1 in Thermoelectricity: Science and Engineering (Heikes, R.R. and Ure, R.W., Jr., eds.), Interscience Publishers, New York, 285-311, 1961.
43. Honda, K. and Simidu, T., On the Thermal and Electrical Conductivities of Carbon Steels at High Temperatures, Sci. Repts. Tohoku Univ., 1, 6, 219-33, 1917.
44. Schofield, F. H., The Thermal and Electrical Conductivities of Some Pure Metals, Proc. Roy. Soc. (London), A107, 206-27, 1925.
45. Powell, R. W., The Thermal and Electrical Conductivities of Metals and Alloys: I. Iron from 0 to 800 C, Proc. Phys. Soc. (London), 46, 659-78, 1934.
46. Goldsmith, H. J., The Thermal Conductivity of Bismuth Telluride, Proc. Phys. Soc. (London), B69, 203-9, 1956.
47. ASTM, Standard Method of Test for Thermal Conductivity of Materials by Means of the Guarded Hot Plate, ASTM Designation: C177-63, in 1967 Book of ASTM Standards, Part 14, 17-28, 1967.
48. Poensgen, R., A Technical Method for Investigating the Thermal Conductivity of Slabs of Material, VDI Zeitschrift, 56(41), 1653-8, 1912.
49. Jakob, M., Measurement of the Thermal Conductivity of Liquids, Insulating Materials and Metals, VDI Zeitschrift, 66, 688-93, 1922.
50. ASTM, Standard Method of Test for Thermal Conductivity of Refractories, ASTM Designation: C201-47 (1958), IN 1967 Book of ASTM Standards, Part 13, 170-7, 1967.
51. Wilkers, G. B., Thermal Conductivity, Expansion, and Specific Heat of Insulators at Extremely Low Temperatures, Refrig. Eng. 52(1), 37-42, 1946.
52. Schröder, J., A Simple Method of Determining the Thermal Conductivity of Solids, Philips Tech. Rev., 21(12), 357-61, 1959-60.
53. Schröder, J., Apparatus for Determining the Thermal Conductivity of Solids in the Temperature Range from 20 to 200 C, Rev. Sci. Instr., 34(6), 615-21, 1963.

54. ASTM, Tentative Method of Test for Thermal Conductivity of Insulating Materials at Low Temperatures by Means of the Wilkes Calorimeter, ASTM Designation: C420-62T, in 1967 Book of ASTM Standards, Part 14, 172-9, 1067.
55. ASTM, Standard Method of Test for Thermal Conductivity of Materials by Means of the Heat Flow Meter, ASTM Designation: C518-67, in 1967 Book of ASTM Standards, Part 14, 230-8, 1967.
56. Lodge, O. J., On a Method of Measuring the Absolute Thermal Conductivity of Crystals and Other Rare Substances. Part I, *Phil. Mag.*, 5, 5, 110-7, 1878.
57. Berget, A., Measurement of the Coefficients of Thermal Conductivity of Metals. *Compt. Rend.*, 107, 227-9, 1888.
58. Lees, C. H., On the Thermal Conductivities of Crystals and Other Bad Conductors, *Phil. Trans. Roy. Soc. (London)*, A183, 481-509, 1892.
59. van Dusen, M. S. and Shelton, S. M., Apparatus for Measuring Thermal Conductivity of Metals up to 600 C, *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, 12, 429-40, 1934.
60. Powell, R. W., The Thermal and Electrical Conductivity of a Sample of Acheson Graphite from 0 to 800 C. *Proc. Phys. Soc. (London)*, 49, 419-25, 1937.
61. Francl, J., Kingery, W. D., Apparatus for Determining Thermal Conductivity by a Comparative Method. Data for Pb, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, BeO, and MgO, *J. Am. Ceram. Soc.* 37, 80-4, 1954.
62. Stuckes, A. D., Chasmar, R. P., Measurement of the Thermal Conductivity of Semiconductors, *Rept. Meeting of Semiconductors (Phys. Soc., London)*, 119-25, 1956.
63. ASTM, Standard Method of Test for Thermal Conductivity on Whiteware Ceramics, ASTM Designation: C408-58, in 1967 Book of ASTM Standards, Part 13, 348-52, 1967.
64. Mirkovich, V. V., Comparative Method and Choice of Standards for Thermal Conductivity Determinations, *J. Am. Ceram. Soc.*, 48(8), 387-91, 1965.
65. Christiansen, C., Some Experiments on Heat Conduction, *Ann. Physik*, 3, 14, 23-33, 1881.
66. Peirce, B. O., Wilson, R. W., On the Thermal Conductivities of Certain Poor Conductors. I, *Proc. Am. Acad. Arts and Sci.*, 34 (1), 1-56, 1898.

67. Sieg, L. P., An Attempt to Detect a Change in the Heat Conductivity of a Selenium Crystal with a Change in Illumination, *Phys. Rev.*, 6, 213-8, 1915.
68. Powell, R. W., The Thermal and Electrical Conductivities of Metals and Alloys: II. Some Heat –Resistant Alloys from 0 to 800 C, *Proc. Phys. Soc. (London)*, 48, 381-92, 1936.
69. Powell, R. W. And Hickman, M. J., The Physical Properties of a Series of Steels. 3. Thermal Conductivity and Electrical Resistivity, Iron and Steel Institute, Special Report No. 24, 242-51, 1939.
70. Powell, R. W., Tye, R. P., The Thermal and Electrical Conductivities of Some Nickel-Chromium (Nimonic) Alloys, *The Engineer*, 209, 729-32, 1960.
71. Callendar, H. L., Nicolson, J. T., Experiments on the Condensation of Steam, Part I, A New Apparatus for Studying the Rate of Condensation of Steam on a Metal Surface at Different Temperatures and Pressures, *Brit. Assoc. Adv. Sci., Rept. Ann. Meeting*, 418-22, 1897.
72. Niven, C., On a Method of Finding the Conductivity for Heat, *Proc. Roy. Soc. (London)*, A76, 34-48, 1905.
73. Andrews, T., *Proc. Roy. Irish Acad.*, 1, 465, 1840.
74. Schleiermacher, A., On the Heat Conduction in Gases, *Ann. Physik Chemie*, 34(8a), 623-46, 1888.
75. Kannuluik, W. G., Martin, L.H., Conduction of Heat in Powders, *Proc. Roy. Soc.*, A141, 144-58, 1933.
76. Kingery, W. D., Thermal Conductivity. VI. Determination of Conductivity of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> by Spherical Envelope and Cylinder Methods, *J. Am. Ceram. Soc.*, 37, 88-90, 1954.
77. Feith, A. D., A Radial Heat Flow Apparatus for High Temperature Thermal Conductivity Measurements, USAEC Rept. GEMP-296. 1-29, 1964.
78. Gassbrenner, C. J., Slack, G. A., Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3 K to the Melting Point, *Phys. Rev.*, 134(4A), a1058-69, 1964.
79. Banaev, A. M., Chekhovskoi, V. Ya., Experimental Determination of the Coefficient of Thermal Conductivity of Solid Materials in the Temperature Range 200-1000 °C, *Teplofiz. Vysokikh Temperature*, 3(1), 47-52, 1965.

80. Powell, R. W., Further Measurements of the Thermal and Electrical Conductivity of Iron at High Temperatures, Proc. Phys. Soc. (London), 51,407-18,1939.
81. Laws, F. A., Bishop, F. L., McJunkin, P., A Method of Determining Thermal Conductivity, Proc. Am. Acad. Arts Sci., 41(22), 455-64, 1906.
82. Adams, M., Loeb, A. L., Thermal Conductivity: II. Development of a Thermal Conductivity Expression for the Special Case of Prolate Spheroids, J. Am. Ceram. Soc. 37(2), 73-4,1954.
83. Adams, M., Thermal Conductivity; III. Prolate Spheroidal Envelope Method; Data for  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , BeO, MgO,  $\text{ThO}_2$ , and  $\text{ZrO}_2$ , J. Am. Ceram. Soc. 37(2), 74-9,1954.
84. McQuarrie, M., Thermal Conductivity: V. High Temperature Method and Results for Alumina, Magnesia, and Beryllia from 1000 to 1800 C, J. Am. Ceram. Soc., 37(2), p.84, 1954.
85. Peclet, E., Traite de la Chaleur, Vol . I, Paris, 1860.
86. Nusselt, W., Thermal Conductivity of Thermal Insulators, VDI Zeitschrift, 52(23), 906-12,1908.
87. Stefan, J., Investigations on the Thermal Conductivity of Gases, Sitzber Akad. – Wiss. Wien. Math-Naturw., KI. IIA, 65, 45-69, 1872.
88. de Sénarmont, H., Memoir on the Conductivity of Crystalline Substances for Heat, Ann. Chim. Phys., 3, 21, 457-70, 1847.
89. de Sénarmont, H., Memoir on the Conductivity of Crystalline Substances for Heat, Compt. Rend., 2, 25, 459-61, 1847.
90. de Sénarmont, H., Memoir on the Conductivity of Crystalline Substances for Heat, Ann. Chem. Phys., 3, 22, 179-211,1848.
91. de Sénarmont, H., Experiments on the Effects of Mechanical Agents on the Thermal Conductivity of Homogeneous Solids, Ann. Chim. Phys., 3, 23, 257-67, 1848.
92. de Sénarmont, H., Thermal Conductivity in Crystallized Substances, Ann. Physik, 73, 191-2,1848.
93. Cohen, I., Lustman, B., Eichenberg, J. D., Measurement of the Thermal Conductivity of Metal-Clad Uranium Oxide during Irradiation, J. Nuclear Materials, 3(3), 331-53,1961.

94. Dumas, J. P., Mansard, B., Rausset, P., Uranium Monocarbide Shaping and Irradiation Study. Final Report No. 2, March 1, 1962-December 31, 1963, United States-Euratom Joint Research and Development Program Rept. EURAEC-1179, 1-110, 1964. (Eng. translation of the original French Report).
95. Clough, D. J., Sayers, J. B., The Measurement of the Thermal Conductivity of UO<sub>2</sub> under Irradiation in the Temperature Range 150-1600 C, UKAEA Rept. AERE-R-4690, 1-55, 1964.
96. Robinson, H. E., The Conductive-Disk Method of Measuring the Thermal Conductivity of Insulations, Bull. Intl. Inst. Refrig. Annexe 1962-1, 43-50, 1962.
97. Kohlrausch, F., On Thermoelectricity, Heat and Electricity Conduction, Göttingen Nachr., Feb. 7, 1874.
98. Kohlrausch, F., The Activities at the Physical –Technical Institute in the Year 1 February 1897 to 31 January 1898, Z. Instrumentenkunde, 18(5), 138-51, 1898.
99. Kohlrausch, F., On the Stationary Temperature State of a Conductor Heated by an Electric Current, Sitz. Berlin Akad., 38, 711-8, 1899.
100. Kohlrausch, F., On the Stationary Temperature State of an Electrically Heated Conductor, Ann. Physic, 1, 132-58, 1900.
101. Jaeger, W., Diesselhorst, H., Thermal Conductivity, Electrical Conductivity, Heat Capacity, and Thermal Power of Some Metals, J. Wiss. Abhandl. Physiktech Reic/isanstalt, 3, 269-425, 1900.
102. Angell, M. F., Thermal Conductivity at High Temperatures, Phys. Rev., 33(5), 421-32, 1911.
103. Powell, R. W., Schofield, F. H., The Thermal and Electrical Conductivities of Carbon and Graphite to High Temperatures, Proc. Phys. Soc. (London). 51(1), 153-72, 1939.
104. Worthing, A. G., The Thermal Conductivities of Tungsten, Tantalum, and Carbon at Incandescent Temperatures by an Optical Pyrometer Method, Phys. Rev., 4(6), 535-43, 1914.
105. Osborn, R. H., Thermal Conductivities of Tungsten and Molybdenum at Incandescent Temperatures, J. Opt. Soc. Am., 31, 48-32, 1941.
106. Krishnan, K. S., Jain, S. C., Determination of Thermal Conductivities at High Temperatures, Brit. J. Appl. Phys., 5, 426-430, 1954.

107. Lebedev, V. V., Determination of the Coefficient of Thermal Conductivity for Metals in the High Temperature Range, *Phys. Metals Metallog. (USSR)*, 10(2), 31-34, 1960.
108. Bode, K. H., A New Method to Measure the Thermal Conductivity of Metals at High Temperatures, *Allgem. Warmetech.*, 10(6), 110-120, and 10(7), 125-142, 1961.
109. Gumenyuk, V. S., Lebedev, V. V., Investigation of the Thermal and Electrical Conductivity of Tungsten and Graphite at High Temperatures, *Phys. Metals Metallog. (USSR)*, 11(1), 30-35, 1961.
110. Bode, K. H., Measurement of the Thermal Conductivity of Metals at High Temperatures, in *Progress in International Research on Thermophysical Properties*, Academic Press, New York, 481-499, 1962.
111. Gumenyuk, V. S., Ivanov, V. E., Lebedev, V. V., Determination of the Heat and Electric Conductivity of Metals at Temperatures in Excess of 1000 C, *Instrum. Exper. Tec/in.*, No. 1, 185-92, 1962.
112. Rudkin, R. L., Parker, V. J., Jenkins, R. J., Measurements of the Thermal Properties of Metal at Elevated Temperatures, in *Temperature-Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. 3, Part 2, 523-34, 1962.
113. Filippov, L. P., Simonova, Yu. N., Measurement of Thermal Conductivity of Metals at High Temperatures, *High Temperature (USSR)*, 2(2), 165-168, 1964.
114. Platunov, E. S., Measurement of Heat Capacity and Heat Conductivity of Rod Subjected to Monotonic Heating and Cooling, *High Temperature (USSR)*, 2(3), 346-350, 1964.
115. Taylor, R. E., et al, Evaluation of Direct Electrical Heating Methods for the Determination of Thermal Conductivity at Elevated Temperatures, *Air Force Materials Laboratory Techn. Rept. AFML-TR-68-227*, 1-74, 1968.
116. Bode, K. H., Possibilities to Determine Thermal Conductivity Using New Solutions for Current-Carrying Electrical Conductors, in *Thermal Conductivity -Proceedings of the Eighth Conference* (Ho, C. Y. and Taylor, R. E., eds.), Plenum Press, New York, 317-337, 1969.
117. Taylor, R. E., et al, Evaluation of Direct Electrical Heating Methods in Thermal Conductivity-*Proceedings of the Eighth Conference* (Ho, C. Y. and Taylor, R. E., eds), Plenum Press, New York, 339-354, 1969.

118. Taylor, R. E., et al, Determination of Thermal and Electrical Conductivity , Emittance and Thomson Coefficient at High Temperatures by Direct Heating Methods, Air Force Materials Laboratory Techn. Rept. AFML –TR-69-277, 1-90, 1969.
119. Taylor, R. E., Davis, F. E., Powell, R. W., Direct Heating Methods for Measuring Thermal Conductivity of Solids at High Temperatures, High Pressures-High Temperatures, 1, 663-673, 1969.
120. Powell, R. W., Taylor, R. E., Multi-property Apparatus and Procedure for High Temperature Determinations, Rev. Int. Hautes Temp. Refract, in course of publication in 1970.
121. Longmire, C.L., Method for Determining Thermal Conductivity at High Temperature, Rev. Sci. Instrum., 28(11), 904-906, 1957.
122. Borelius, G., A Method for the Combined Measurement of Peltier Heat and Thermal Conductivity, Ann. Physik, 4, 52, 398-414, 1917.
123. Sedström, E., Peltier Heat and Thermal and Electrical Conductivity of Some Solid Metallic Solutions, Ann. Physik, 4, 59, 134-144, 1919.
124. Sedström, E., On the Knowledge of Gold-Copper Alloys, Ann. Physik, 75, 549-555, 1924.
125. Hérinckx, C., Monfils, A., Electrical Determination of the Thermal Parameters of Semiconducting Thermoelements, Brit. J. Appl. Phys., 10(5), 235-6, 1959.
126. Powell, R. W., Improvements in and Relating to the Measurement of Thermal Conductivity, British Patent No. 855 658, application date 29 November 1956, complete specification published 7 December, 1960.
127. Powell, R. W., Experiments Using a Simple Thermal Comparator for Measurement of Thermal Conductivity, Surface Roughness and Thickness of Foils or of Surface Deposits, J. Sci. Instrum., 34, 485-92, 1957.
128. Powell, R. W., Thermal Conductivity as a Non-destructive-Testing Technique, in Progress in Non-destructive Testing, Vol. 1, Heywood & Co., Ltd., 19-226, 1958.
129. Powell, R. W., Single-End Probe, or Modified Thermal Comparator, British Patent No. 1 036 124, application date 19 January 1962, complete specification published 13 July 1966.



130. Powell, R. W., Thermal Conductivity Determinations by Thermal Comparator Methods, in Thermal Conductivity (Tye, R. P., ed.), Vol. 2, Chap. 6, Academic Press, London, 275-338, 1969.
131. Powell, R. W., et al, An Instrument Embodying the Thermal Comparator Technique for Thermal Conductivity Measurements, in Temperature Measurements Society – Sixth Conference and Exhibit, Western Periodicals Co., Nort Hollywood, Calif., 233-244, 1969.
132. Danielson, G. C., Sidles, P. H., Thermal Diffusivity and Other Nonsteady –State Methods, in Thermal Conductivity (tye, R. P., ed.), Vol. 2, Chap. 3 Academic Press, London, 149-201, 1969.
133. Angström, A. J., New method of Determining the Thermal Conductivity of Bodies, Phil. Mag.,25,130-142, 1863.
134. King, R. W., A Method of Measuring Heat Conductivities, Phys. Rev., 6 (6), 437-445, 1915.
135. Star, C., An Improved Method for the Determination of Thermal Diffusivities Rev. Sci. Instrum., 8(1), 61-64, 1937.
136. Sidles, P. H., Danielson, G. C., Thermal Diffusivity of Metals at High Temperature, J. Appl. Phys., 25(1), 58-66, 1954.
137. Abeles, B., Cody, G. D., Beers, D. S., Apparatus for the Measurement of the Thermal Diffusivity of Solids at High Temperatures, J. Appl. Phys., 31(9), 1585-1592, 1960.
138. Cowan, R. D., Proposed Method of Measuring Thermal Diffusivity at High Temperatures, J. Appl. Phys., 32(7), 1363-1370, 1961.
139. Hirschman, A., et al, An Optical Method for Measuring the Thermal Diffusivity of Solids, in International Developments in Heat Transfer, Part IV, ASME, New York, 863-9, 1961.
140. Wheeler, M. J., Thermal Diffusivity at Incandescent Temperatures by a Modulated Electron Beam Technique, Brit. J. Appl. Phys., 16(3), 365-6, 1965.
141. Tanasawa, Y., A New Method for the Measurement of the Thermal Constants of Wet Substances (The Second Report), Trans, Soc. Mech. Engrs. Japan, 1(3), 217-26, 1935.
142. Filippov, L. P., Pigal'skaya, L. A., Measurement of the Thermal Diffusivity of Metals at High Temperatures, High Temperature, 2(3), 351-8, 1964.

143. Pigal'skaya, L. A., Filippov, L. P., Measurement of the Thermal Diffusivity of Metals at High Temperatures. Part 2. Experimental Method of Alternating Heating in a High-Frequency Furnace, *High Temperature*, 2(4), 501-4, 1964.
144. Yurchak, R. P., Filippov, L. P., Measuring the Thermal Diffusivity of Molten Metals, *Teplofiz. Vysokikh Temperatur*, 2(5), 696-704, 1964; English translation: *High Temperature*, 2(5), 628-30, 1964.
145. Yurchak, R. P., Filippov, L. P., Thermal Properties of Molten Tin and Lead, *Teplofiz. Vysokikh Temperatur*, 3(2), 323-5, 1965; English translation: *High Temperature*, 3(2), 290-1, 1965.
146. Neumann, F., Experiments on the Thermal Conductivity of Solids, *Am. Chim. Phys.*, 3, 66, 183-7, 1862.
147. Neumann, F., Experiments on the Calorific Conductibility of Solids, *Phil. Mag.*, 25, 63-5, 1863.
148. Parker, W. J., et al, Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity, *J. Appl. Phys.*, 32 (9), 1679-84, 1961.
149. Ginnings, D. C., Standards of Heat Capacity and Thermal Conductivity, in *Thermoelectricity* ( Egli, P. H., ed.), Chap. 20, John Wiley & Sons, New York. 320-41, 1960.
150. Cape, J. A., Lehman, G. W., Nakata, M. M., Transient Thermal Diffusivity Technique for Refractory Solids, *J. Appl. Phys.*, 34 (12), 3550-5, 1963.
151. Stalhane, B., Pyk, S., New Method for Measuring the Thermal Conductivity Coefficient, *Tekn. Tidskr.*, 61(28), 389-393, 1931.
152. Stalhane, B., Pyk, S., Determination of the Thermal Conductivity of Ceramic Bodies at High Temperatures, *Tekn. Didskr.*, 64(48), 445-448, 1934.
153. Hooper, F. C., Lepper, F. R., Transient Heat Flow Apparatus for the Determination of Thermal Conductivities, *Heating, Piping and Air Conditioning, ASHVE J. Sect.* 22(8), 129-134, 1950.
154. Hooper, F. C., Chang, S. C., Development of the Thermal Conductivity Probe, *Heating, Piping, and Air Conditioning, ASHVE J. Sect.* 24(10), 125-129, 1952.
155. Rosenthal, D., Ambrosio, A., A New Method of Determining Thermal Diffusivity of solids at Various Temperatures, *Trans. ASME*, 73(7), 971-974, 1951.

156. Rosenthal , D., Friedmann, N. E., Thermal Diffusivity of Metals at High Temperatures, *J. Appl. Phys.*, 25(8), 1059-60, 1954.
157. Rosenthal, D., Friedmann, N. E., The Determination of Thermal Diffusivity of Aluminium Alloys at Various Temperatures By Means of a Moving Heat Source, *Trans. ASME*, 78(8),1175-80, 1956.
158. Hsu, S. T., Theory of a New Apparatus for Determining the Thermal Conductivities of Metals, *Rev. Sci. Instr.*,28(5), 333-6, 1957.
159. Hsu, S. T., Determination of Thermal Conductivities of Metals by Measuring Transient Temperatures in Semi-Infinite Solids, *Trans. ASME*, 79, 1197-1203, 1957.
160. Deem, H. W., et al, Effect of Radiation on the Thermal Conductivity of Uranium-1.6 Wt. percent Zirconium, USAEC Rept. BMI-986, 1-19, 1955.
161. Yamashita, M., *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 20, 1454, 1987.
162. Topsøe, H., Semiconductor Division, 472-13,38, Vedbaek, 1968.
163. Akbulut, S., et al, Determination of interfacial energies of solid Sn solution in the In-Bi-Sn ternary alloy, *Materials Characterization* 60, 183-192, 2009.
164. Gündüz, M., Hunt, J. D., The measurement of solid-liquid surface energies in the Al- Cu, Al-Si and Pb-Sn systems, *Acta Metall.*, 33, 1651, 1985.
165. Kaygısız, Y., et al, Thermal Conductivity and interfacial energies of solid Sn<sub>3</sub>Sb<sub>2</sub> in the Sn-Sb peritectic system, *Thermochimica Acta*, 520, 25-32, 2011.
166. Mhiaoui, S., Sar, F. Gasser, J.G., *J. Non-Cryst. Solids* 353, 3628,2007.
167. Saatçi, B., Maraşlı, N., Gündüz, M., Thermal conductivities of solid and liquid phases in Pb-Cd and Sn-Zn binary eutectic alloys, *Thermochimica Acta*, 454, 128-134, 2007.
168. Erol, M., et al, Solid–liquid interfacial energy of bismuth in the Bi–Cd eutectic system, *Scripta Materialia*, 51, 131–136, 2004.
169. Kaygısız, Y., et al, Experimental determination of solid–solid and solid–liquid interfacial energies of solid  $\epsilon$  (CuZn<sub>5</sub>) in the Zn–Cu alloy, *Journal of Alloys and Compounds* 487, 103–108, 2009.
170. Keşlioğlu, K., et al, Experimental determination of solid–liquid interfacial energy for solid Cd in Bi–Cd liquid solutions, *Journal of Alloys and Compounds*, 385, 207-213,2004.

171. Keşlioğlu, K., Maraşlı, N., Short communication Solid–liquid interfacial energy of the eutectoid  $\beta$  phase in the Al–Zn eutectic system, *Materials Science and Engineering, A* 369, 294–301, 2004.
172. Gündüz, M., Hunt, J.D., *Acta Metall.*, 33, 1651, 1985.
173. Aksöz, S., et al, Dependency of the thermal and electrical conductivity on the temperature and composition of Cu in the Al based Al–Cu alloys, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 34, 1507-1516, 2010.
174. Witusiewicz, V.T., et al, *J. Alloy. Compd.*, 387, 217, 2005.
175. Ocak, Y., et al, Interfacial energies of solid CuAl<sub>2</sub> in the CuAl<sub>2</sub>-Ag<sub>2</sub>Al pseudo binary alloy, *Thin Solid Films*, 518, 4322-4327, 2010.
176. Akbulut, S., et al, Interfacial energy of solid In<sub>2</sub>Bi intermetallic phase in equilibrium with In–Bi eutectic liquid at 72 °C equilibrating temperature, *Materials Characterization*, 59,1101-1110, 2008.
177. Kaygısız, Y., et al, Thermal conductivity and interfacial energies of solid Sn in the Sn-Cu alloy, *Chemical Physics Letters*, 484, 219-224, 2010.
178. Karabulut, L., et al, Experimental determination of thermal conductivity and interfacial energies of solid Pb solution in the Pb–Sb eutectic system, *Chemical Physics Letters*, 503, 220-225, 2011.
179. Ocak, Y., et al, Experimental determination of thermal conductivity and solid-liquid interfacial energy of solid Ag<sub>3</sub>Sn intermetallic in the Sn-Ag-In ternary alloy, *Intermetallics*, 18, 2250-2258, 2010.
180. Meydaneri, F., et al, Measurement of solid–liquid interfacial energy for solid Zn in the Zn–Cd eutectic system, *Surface Science*, 601, 2171-2177, 2007.
181. Mc Cartney, D.G., D. Phil. Thesis, University of Oxford, London, UK 85, 1981.
182. Meydaneri, F., Saatçi, B., Thermal Coefficients and Thermal Conductivities of Solid and Liquid Phases for Pure Ag, Pure Sn and Their Binary Alloys, *Int. J. Eng. Research & Development*, Vol.2,No.1, January, 2010.
183. Saatçi, B., et al, Experimental determination of interfacial energy for solid Sn in the Sn-Ag alloy by using radial heat flow type solidification apparatus , *Surface Science*, 605, 623–631, 2011.
184. Arı, M., et al, Thermo-electrical characterization of Sn–Zn alloys, *Materials Characterization*, 59, 757-763, 2008.
185. Tassa, M., Hunt, J.D., *J. Cryst. Growth*, 34, 38, 1976.

186. Arı, M., et al, Microstructure and thermo-electrical transport properties of Cd-Sn alloys, *Materials Characterization*, 59, 624-630, 2008.
187. Saatçi, B., et al, Thermal and electrical conductivities of Cd-Zn alloys, *J. Phys.: Condens. Matter*, 18, 10643-10653, 2006.
188. Cardarelli, F., Properties of Tin Alloys, s. 209, 2nd. Ed., *Materials Handbook A Concise Desktop Reference*, Springer, London, 2008.
189. Yıldız, F., Üçlü Metalik Alaşımların Isısal ve Elektriksel İletkenliklerinin Ölçümü, Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi, Kayseri, 2010.
190. Akbulut, S., et al, Thermal conductivities of solid and liquid phases for neopentylglycol, aminomethylpropanediol and their binary alloy, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 70, 72-78, 2009.
191. Elwell, D. F., Electronic assembly including heat absorbing material for limiting temperature through isothermal solid-solid phase transition, USA, Patent no: 5356330, 1994.
192. Zhang, Z.Y., Xu, Y. P., Measurement of the thermal conductivities of 2-amino-2-methyl-1,3-propanediol(AMP), 2-amino-2-hydroxymethyl-1,3-propanediol TRIS) and the mixture (AMP+TRIS, mole ratio 50:50) in the temp. range from 20°C to their supermelting temperatures, *Sol. Energy* 71(5), 299–303, 2001.
193. Kauerauf, B., et al, Planar to cellular transition in the system succinonitrile-acetone during directional solidification of a bulk sample, *J. Cryst. Growth*, 193, 701–711, 1998.
194. Ocak, Y., et al, Solid-liquid interfacial energy for solid succinonitrile in equilibrium with succinonitrile dichlorobenzene eutectic liquid, *Thermochimica Acta*, 445, 86–91, 2006.
195. Ocak, Y., et al, Measurement of solid-liquid interfacial energy for solid D-camphor solution in equilibrium with succinonitrile D-camphor eutectic liquid, *Scripta Materialia*, 55, 235–238, 2006.
196. Büyük, U., Maraşlı, N., Investigation of liquid composition effect on Gibbs-Thomson coefficient and solid-liquid interfacial energy in SCN based binary alloys, *Material Characterization*, 59, 998-1006, 2008.
197. Pehlivanoğlu, T., et al, Interfacial energies of *p*-dichlorobenzene- succinonitrile alloy, *Thermochimica Acta*, 463, 44–52, 2007.

198. Bayram, Ü., Aksöz, S., Maraşlı, N., Dependency of thermal conductivity on the temperature and composition of d-camphor in the neopentylglycol-d-camphor alloys, *Thermochimica Acta*, 531, 12-20, 2012.
199. El-Ashram, T., and Shalaby, R.M., Effect of Rapid Solidification and Small Additions of Zn and Bi on the Structure and Properties of Sn-Cu Eutectic Alloy, *Journal of Electronic Materials*, Vol. 34, No. 2, 2005.
200. ASM International Handbook Committee, Electrical and mechanical properties of selected tin-base solders, p. 1603-1605, *ASM Handbook v.2*, ASM International, USA, 1990.
201. Keşlioğlu, K., Katı-Sıvı Arayüzey Enerjisinin Ölçümü, Doktora Tezi, Erciyes Üniversitesi, Kayseri, 2002.
202. Akbulut, S., İkili Saydam Monotektik Alaşımların Katı-Sıvı Arayüzey Enerjilerinin Ölçümü, Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi, Kayseri, 2006.
203. Engin, S., Metalik Alaşımların Katı-Sıvı Arayüzey Enerjilerinin Doğrusal Büyütme Tekniğiyle Ölçümü, Yüksek Lisans Tezi, Erciyes Üniversitesi, Kayseri, 2009.
204. Aksöz S., et al, Determination of thermo-electrical properties in Sn based alloys, *Met. Mater. Int.*, Vol. 16, No. 3, 507-515, 2, 2010.
205. Ocak Y., et al, Thermal conductivity and interfacial energies of solid Sn solution in the Sn–Ag–In ternary alloy, *Chemical Physics Letters* 496 (2010) 263–269.
206. Aksöz S., Öztürk, E., Maraşlı, N., The measurement of thermal conductivity variation with temperature for solid materials, *Measurement*, Vol. 46, Issue 1, 161–170, 2013.
207. Hultgren, R., et al, Selected Values of Thermodynamic Properties of Metals and Alloys, University of California, Berkeley, Johnson Wiley & Sons Inc., 1963.
208. Kattner, U. R., Phase Diagrams for Lead-Free Solder Alloys, *JOM*, s. 45-51, 2002.

**ÖZGEÇMİŞ**

Mustafa DEMİR 1976 yılında Konya'nın Güneysınır ilçesinde doğdu. İlk ve orta öğrenimini Güneysınır'da tamamladı. 1993 yılında Konya Gazi Lisesini bitirdi. Marmara Üniversitesi Atatürk Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği (İng) Bölümünü 1998 yılında bitirdi. 2010 yılında Nevşehir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Ana Bilim Dalında Yüksek Lisansa başladı. Halen aynı bölümde öğrenimine devam etmektedir.

**Adres:** Gesi Cumhuriyet Mah. Dicle Sok.  
Ödül Prestij C Blok No:2/29  
Melikgazi/KAYSERİ

**Telefon:** 0 505 248 25 89

**e-posta :** phyosh@yahoo.com

