

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

**ÜÇLÜ METALİK ALAŞIMLARIN ISISAL VE
ELEKTRİKSEL İLETKENLİKLERİNİN ÖLÇÜMÜ**

**Tezi Hazırlayan
Ferhat YILDIZ**

**Tezi Yöneten
Doç. Dr. Kâzım KEŞLİOĞLU**

**Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

**Nisan 2010
KAYSERİ**

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

**ÜÇLÜ METALİK ALAŞIMLARIN ISISAL VE
ELEKTRİKSEL İLETKENLİKLERİNİN ÖLÇÜMÜ**

**Tezi Hazırlayan
Ferhat YILDIZ**

**Tezi Yöneten
Doç. Dr. Kâzım KEŞLİOĞLU**

**Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

**Bu çalışma, Erciyes Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi
tarafından B-719 kodu ile desteklenmiştir.**

**Nisan 2010
KAYSERİ**

Doç. Dr. Kâzım KEŞLİOĞLU danışmanlığında **Ferhat YILDIZ** tarafından hazırlanan “**Üçlü Metalik Alaşımların Isısal ve Elektriksel İletkenliklerinin Ölçümü**” adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans** tezi olarak kabul edilmiştir.

02/04/2010

JÜRİ:

Başkan: Doç.Dr. Kâzım KEŞLİOĞLU

Üye : Doç. Dr. Mehmet ARI

Üye : Doç. Dr. Osman CANKO

ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulunun 20/04/2010 tarih ve 2010/14-05 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

20/04/2010



Prof. Dr. Nusret AYYILDIZ
Enstitü Müdürü

TEŞEKKÜR

Çalışmalarım boyunca bilimsel katkılarıyla beni aydınlatan, yakın ilgi ve yardımlarını esirgemeyen ve bu aşamaya gelmemde büyük katkıları olan sayın hocam Doç. Dr. Kâzım KEŞLİOĞLU'na teşekkürü bir borç bilirim.

Deneysel çalışmalarım sırasında karşılaştığım zorlukları aşmamdaki yardımlarından dolayı özellikle Sezen AKSÖZ ve aynı laboratuvarı paylaştığımız çalışma arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Bu tez çalışmasına maddi destek veren Erciyes Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi'ne (Proje No: B-719) teşekkür ederim.

Ayrıca, eğitim hayatım boyunca her zaman yanımda olan, maddi ve manevi desteğini esirgemeyen anne ve babama, çalışmalarım süresince sabır göstererek özveride bulunan eşime ve kızıma en içten teşekkürlerimi sunarım.

ÜÇLÜ METALİK ALAŞIMLARIN ISISAL VE ELEKTRİKSEL İLETKENLİKLERİNİN ÖLÇÜMÜ

Ferhat YILDIZ

**Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü
Yüksek Lisans Tezi, Nisan 2010
Tez Danışmanı: Doç. Dr. Kâzım KEŞLİOĞLU**

ÖZET

Zn-%41.58ağ.Bi-%0.6ağ.Al ve Sn-%30ağ.Al-%15ağ.Cu alaşımları için katı fazların ısısal iletkenliklerinin sıcaklık ile değişimi radyal ısı akış sistemi ile ölçülmüştür. Numune ince bir tel ile erime sıcaklığının 10 K altına kadar 50 K aralıklarla ısıtılıp numunenin dışı da ısıtmalı/soğutmalı dolanım sistemi ile soğutularak numune üzerinde radyal sıcaklık gradyenti elde edilmiştir. Ayarlanan sıcaklıkta en az iki saat bekletilerek numunenin dengeye gelmesi sağlanmış ve kararlı durumda toplam giriş gücü ve numune üzerindeki termal çiftlerin gösterdiği sıcaklık değerleri kaydedilmiştir. Isısal iletkenliğin sıcaklık ile değişim grafiği çizilerek her bir alaşım sistemi için katı fazın erime sıcaklığındaki ısısal iletkenliği ve ısısal sıcaklık katsayısı değerleri elde edilmiştir. Ölçülen ısısal iletkenlik ve elde edilen Lorentz sayıları Wiedemann-Franz kanununda kullanılarak aynı alaşım sistemleri için katı fazın elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi elde edilmiştir. Elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi grafiğinden yine aynı alaşım sistemleri için elektriksel sıcaklık katsayısı değerleri de elde edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Isısal iletkenlik, elektriksel iletkenlik, Wiedemann-Franz kanunu, ısısal ve elektriksel sıcaklık katsayısı.

THE MEASUREMENT OF THERMAL AND ELECTRICAL CONDUCTIVITIES OF TERNARY METALLIC ALLOYS

Ferhat YILDIZ

Erciyes University, Graduate School of Natural and Applied Sciences

M. Sc. Thesis, April 2010

Thesis Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Kâzım KEŞLİOĞLU

ABSTRACT

The variations of thermal conductivity of solid phases versus temperature for Zn-41.58wt.%Bi-0.6wt.%Al and Sn-30wt.%Al-15wt.%Cu alloys were measured with a radial heat flow apparatus. The specimen was heated from the center using a single heating wire in steps of 50 K up to 10 K below the melting temperature of the material and the outside of the specimen was cooled with a heating/refrigerating circulating bath to get a radial temperature gradient. The specimen was kept the steady state condition at least two hours at a setting temperature. At the steady state, the total input power and the stationary thermocouples temperatures were recorded. From the graphs of thermal conductivity variations versus temperature, the thermal conductivities of the solid phases at their melting temperature and the thermal temperature coefficients for same alloys were obtained. The variations of electrical conductivity of solid phases versus temperature for the same alloys were determined from the Wiedemann-Franz law by using the measured values of thermal conductivity and the determined Lorentz numbers of the alloys. From the graphs of electrical conductivity variations versus temperature, the electrical temperature coefficients for same alloys were also determined.

Keywords: Thermal conductivity, electrical conductivity, Wiedemann-Franz law, thermal and electrical temperature coefficient.

İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
KISALTMALAR VE SİMGELER.....	x
TABLolar LİSTESİ.....	xi
ŞEKİLLER LİSTESİ	xii

1. BÖLÜM

ISISAL VE ELEKTRİKSEL İLETKENLİK

1.1. Giriş.....	1
1.2. Isısal İletkenlik ile İlgili Tanımlar	1
1.2.1. Isı	1
1.2.2. Sıcaklık	1
1.2.3. Isı Sığası.....	2
1.2.3.1. Fonon Isı Sığası.....	2
1.2.3.1.1. Klasik Model.....	2
1.2.3.1.2. Einstein Modeli	4
1.2.3.1.3. Debye Modeli.....	7
1.2.3.2. Elektronik Isı Sığası.....	9
1.2.4. Isı İletkenliği	11
1.2.5. Malzemelerde Isısal İletkenlik	13
1.3. Elektriksel İletkenlik ile İlgili Tanımlar	14
1.3.1. Elektriksel İletkenlik.....	14
1.3.2. Metallerin Elektriksel Özdirenci.....	16
1.3.3. Metallerde Elektriksel İletkenlik.....	17
1.3.4. Metallerde Elektriksel Direnci Etkiyen Etkiler.....	18
1.3.5. Isısal ve Elektriksel İletkenliğin Birbirine Oranı ve Wiedeman-Franz Kanunu.....	22

2. BÖLÜM

ISISAL İLETKENLİK VE ELEKTRİKSEL İLETKENLİĞİN BELİRLENMESİ İÇİN YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Giriş.....	23
2.2. Isısal İletkenliğin Belirlenmesi için Yapılan Çalışmalar	24
2.2.1. Kararlı Hal Metotları.....	26
2.2.1.1. Doğrusal Isı Akış Metotları	27
2.2.1.1.1. Mutlak Metotlar	27
2.2.1.1.1.1. Çubuk (Rod) Metodu	27
2.2.1.1.1.2. Levha (Disk) Metodu.....	28
2.2.1.1.2. Karşılaştırmalı Metotlar	29
2.2.1.1.2.1. Bülünmüş Çubuk Metodu.....	29
2.2.1.1.2.2. Levha (Disk) Metodu.....	30
2.2.1.1.2.3. Bileşik Metot.....	30
2.2.1.2. Forbes'in Çubuk Metodu	31
2.2.1.3. Radyal Isı Akış Metodu	31
2.2.1.3.1. Mutlak Radyal Isı Akış Metotları	31
2.2.1.3.1.1. Silindirik Radyal Isı Akış Metodu	31
2.2.1.3.1.2. Küresel ve Elipsoidal Radyal Isı Akış Metodu.....	32
2.2.1.3.1.3. Yoğun Küresel ve Yoğun Silindirik Radyal Isı Akış Metotları.....	33
2.2.1.3.1.4. de Senarmont'un Levha Modeli.....	34
2.2.1.3.2. Karşılaştırmalı Metotlar	34
2.2.1.3.2.1. Yoğun Silindir Metodu.....	34
2.2.1.3.2.2. Disk Metodu.....	35
2.2.1.4. Doğrudan Elektriksel Isıtma Metodu.....	35
2.2.1.4.1. Silindirik Çubuk Metotları.....	35
2.2.1.4.1.1. Doğrusal Isı Akış Metodu	36
2.2.1.4.1.2. Radyal Isı Akış Metodu	36
2.2.1.4.1.3. İnce Çubuk Yaklaşım Metodu.....	37
2.2.1.4.2. Dikdörtgen Çubuk Metodu.....	37
2.2.1.5. Termoelektriksel Metot	38
2.2.1.6. Isısal Karşılaştırma Metodu.....	38

2.2.2. Kararsız Hal Metotları.....	39
2.2.2.1. Periyodik Isı Akış Metotları.....	40
2.2.2.1.1. Çizgisel Isı Akış Metodu.....	40
2.2.2.1.2. Radyal Isı Akış Metodu.....	41
2.2.2.2. Geçici Isı Akış Metodu.....	41
2.2.2.2.1. Doğrusal Isı Akış Metodu.....	42
2.2.2.2.2. Flaş Metodu.....	42
2.2.2.2.3. Radyal Isı Akış Metodu.....	42
2.2.2.2.4. Çizgisel Isı Kaynağı ve Sonda Metotları.....	42
2.2.2.2.5. Hareketli Isı Kaynağı Metodu.....	43
2.2.2.2.6. Karşılaştırmalı Metot.....	44
2.3. Elektriksel İletkenliğin Belirlenmesi için Yapılan Çalışmalar.....	44
2.4. Sonuç ve Tartışma.....	48

3. BÖLÜM

DENEYSEL SİSTEMLER VE BİR DENEYİN YAPILIŞI

3.1 Giriş.....	49
3.2. Deneysel Sistemler.....	49
3.2.1. Vakumlu Eritme Fırını.....	49
3.2.2. Döküm Fırını.....	51
3.2.3. Radyal Isı Akış Fırını.....	53
3.2.3.1. Dış Isıtıcı Sistem.....	53
3.2.3.2. Merkezi Isıtma Sistemi.....	58
3.2.3.3. Soğutucu Sistemi.....	60
3.2.3.4. Pozitif Basınç Sistemi.....	61
3.2.3.5. Sıcaklık Kontrol Sistemi.....	63
3.3. Isısal İletkenliğin Ölçümü için Bir Deneyin Yapılışı.....	66
3.3.1. Numune Kalıbının Hazırlanması.....	66
3.3.2. Numune Kalıbının Döküm Fırınına Yerleştirilmesi.....	68
3.3.3. Alaşımın Hazırlanması.....	70
3.3.4. Alaşımın Dökümünün Yapılması.....	71
3.3.5. Numunelerin Erime Sıcaklıklarının Tayini (Kalibrasyonu).....	73

3.3.6. Numunenin Radyal Isı Akış Fırınına Yerleştirilmesi	75
3.3.7. Radyal Isı Akış Fırınında Bir Deneyin Yapılışı.....	76
3.4. Metalografik İşlemler.....	77
3.4.1. Numunenin Kesilmesi.....	77
3.4.2. Numunelerin Zımparalanması	78
3.5. Sonuç ve Tartışma.....	80

4. BÖLÜM

DENEYSEL SONUÇLAR

4.1. Giriş.....	81
4.2. Katı Fazın Isısal İletkenliğinin Ölçümü.....	81
4.3. Isısal Sıcaklık Katsayısının Hesaplanması.....	86
4.4. Katı Fazın Isısal İletkenliğinin Ölçümündeki Hata Analizi.....	87
4.5. Wiedemann-Franz Kanunu Yardımı ile Elektriksel İletkenliğin Tespiti.....	90
4.6. Elektriksel Sıcaklık Katsayısının Hesaplanması.....	93
4.7. Sonuç ve Tartışma.....	94

KAYNAKLAR	96
------------------------	-----------

EKLER.....	114
-------------------	------------

EK -1. Zn-Bi-Al Alaşımının Faz Diyagramı [187].....	114
---	-----

EK- 2. Sn-Al-Cu Alaşımının Faz Diyagramı [188].....	115
---	-----

ÖZGEÇMİŞ.....	116
----------------------	------------

KISALTMALAR VE SİMGELER

<u>Sembol</u>	<u>Anlamı</u>	<u>Birimi</u>
K	Isısal iletkenlik	(W/Km)
σ	Elektriksel iletkenlik	($\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$)
ağ.	Ağırlık olarak	--
at.	Atomik olarak	--
T	Sıcaklık	(K)
T_E	Denge erime sıcaklığı	(K)
T_c	Kritik sıcaklık	(K)
C_v	Isı kapasitesi	(J/molK)
T_0	Ötektik sıcaklığı	(K)
$\langle E \rangle$	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_0	Boltzmann sabiti	($1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J / K}$)
h	Planck sabiti	($6.62 \cdot 10^{-34} \text{ J.s}$)
θ_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)
ℓ	Ortalama serbest yol	(m)
F	Kuvvet	(N)
t	Zaman	(s)
μ	Mobilite	($\text{m}^2/\text{V.s}$)
ρ	Öz direnç	(Ωm)
L	Lorentz sabiti	($\text{W}\Omega\text{K}^{-2}$)
V	Hacim	(m^3)
α_T	Isısal Sıcaklık Katsayısı	(K^{-1})
α_E	Elektriksel Sıcaklık Katsayısı	(K^{-1})

TABLolar LİSTESİ

Tablo 1.1.	Bazı malzemelerin Debye sıcaklıkları (Düşük Sıcaklık Limit Değerleri) [4].....	9
Tablo 3.1.	Şönt direncinin ölçüm verileri.	61
Tablo 3.2.	Bazı zımpara kâğıtları ve tane büyüklükleri [179].	80
Tablo 4.1.	Zn-%41.58 ağ.Bi-%0.6 ağ.Al alaşımında katı fazın ısısal iletkenlik ölçüm verileri.	85
Tablo 4.2.	Sn-%30 ağ.Al-%15 ağ.Cu alaşımında katı fazın ısısal iletkenlik ölçüm verileri.....	86
Tablo 4.3.	Alaşım sistemlerine ait Lorentz sabitleri.....	91
Tablo 4.4.	Zn-%41.58 ağ.Bi-%0.6 ağ.Al için elektriksel iletkenlik değerleri	92
Tablo 4.5.	Sn-%30 ağ.Al-%15 ağ.Cu için hesaplanan elektriksel iletkenlik değerleri.....	93

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1.	Isı sığasının sıcaklıkla değişimi	6
Şekil 1.2.	Metallerde elektron hareketleri	18
Şekil 1.3.	Öz direncin sıcaklıkla değişimi.....	19
Şekil 1.4.	Cu-Ni alaşımlarında özgül direncin bileşimle değişimi	20
Şekil 1.5.	Fonon umklapp etkisinin elektrik öz direncindeki değişmeyi gösterir komşu iki Brillouin bölgesinde iki Fermi küresi.....	21
Şekil 2.1.	İki nokta elektriksel iletkenlik ölçüm tekniğinin şematik gösterimi	46
Şekil 2.2.	Dört nokta dc elektriksel iletkenlik ölçüm tekniğinin şematik gösterimi	48
Şekil 2.3.	Dört nokta dc elektriksel iletkenlik ölçüm tekniği çalışma prensibi	49
Şekil 3.1.	Vakumlu eritme fırınının a) fotoğrafı b) şematik gösterimi [177].	51
Şekil 3.2.	Döküm fırınının (a) fotoğrafı (b) şematik gösterimi [177].....	53
Şekil 3.3.	Radyal ısı akış fırınının fotoğrafı.....	55
Şekil 3.4.	Radyal ısı akış fırınının şematik gösterimi.	56
Şekil 3.5.	Radyal ısı akış fırınının dış ısıtıcı sisteminin şematik gösterimi.	58
Şekil 3.6.	Pirinçten yapılan soğutma kapağının şematik gösterimi.	58
Şekil 3.7.	Numuneyi merkezden ısıtma sistemi.....	60
Şekil 3.8.	Şönt direncinin deneysel ölçüm devresi.	60
Şekil 3.9.	Soğutucu sistemin şematik gösterimi.	62
Şekil 3.10.	Pozitif basınç sisteminin şematik gösterimi.	63
Şekil 3.11.	Sıcaklık kontrol ve ölçüm sisteminin şematik gösterimi.....	64
Şekil 3.12.	Isı iletkenlik katsayısı ölçümü deneylerinde kullanılan termal çiftlerin numune içindeki boyuna konumları.....	65
Şekil 3.13.	Salınım periyodunun tespiti.....	66
Şekil 3.14.	Grafitten yapılmış olan pota, huni ve numune kalıbının fotoğrafı.	67
Şekil 3.15.	Radyal ısı akış tekniğinde kullanılan numune kalıbının (a) Fotoğrafı (b) Şematik gösterimi	68
Şekil 3.16.	Numune yapımında kullanılan aletlerin fotoğrafları. a) Torna tezgahı, b) Sütunlu matkap, c) Masaüstü matkap.....	70
Şekil 3.17.	(a) Döküm fırınına yerleştirilmek üzere hazırlanan ve (b) etrafına yanmaz ip ile cam pamuğu sarılan numune kalıbının fotoğrafı.	71

Şekil 3.18.	Alaşıımı oluşturan metallerin tartılmasında kullanılan hassas terazi.....	71
Şekil 3.19.	(a)Al-Cu-Sn alaışımının yapımında kullanılan metaller, (b) Al-Bi-Zn alaışımının yapımında kullanılan metaller.....	72
Şekil 3.20.	Grafitten yapılmış (a) Pota, (b) Huninin şematik gösterimi	73
Şekil 3.21.	Kalibrasyon potasının (a) Fotoğrafi, (b) Şematik gösterimi.....	74
Şekil 3.22.	Alaşımların erime sıcaklığının tayininde kullanılan deneysel düzeneğin şematik gösterimi.	75
Şekil 3.23.	Sıcaklık değışimlerinin kaydedilmesinde kullanılan Pico TC-08 model sıcaklık kaydedicisi	75
Şekil 3.24.	Erime sıcaklığında termal çiftlerin kalibrasyonu.....	76
Şekil 3.25.	Merkezi ısıtıcı tel, akım taşıyıcı bakır çubuklar, numune kalıbı ve soğutma kazanı	77
Şekil 3.26.	Numune kesme cihazı.....	79
Şekil 3.27.	Numuneleri zımparalamada kullanılan bazı zımpara kağıtları.....	80
Şekil 3.28.	Numune kesme cihazı ile kesilmiş numunedeki yüzey durumu	81
Şekil 4.1.	Zn-%41.58 ağ.Bi-%0.6 ağ.Al, saf Zn, saf Bi ve saf Al için katı fazın ısı iletkenlik katsayısının sıcaklıkla değışimi.	85
Şekil 4.2.	Sn-%30 ağ.Al-%15 ağ.Cu, saf Sn, saf Al ve saf Cu için katı fazın ısı iletkenlik katsayısının sıcaklıkla değışimi.	86
Şekil 4.3.	Zn-%41.58 ağ.Bi-%0.6 ağ.Al alaşıımı için ısısal iletkenliğin sıcaklıkla değışimi.....	87
Şekil 4.4.	Sn-%30 ağ.Al-%15 ağ.Cu alaşıımı için ısısal iletkenliğin sıcaklıkla değışimi.....	88
Şekil 4.5.	Al-Bi-Zn alaışımının kalibrasyon eğrisi.	90
Şekil 4.6.	Zn-%41.58 ağ.Bi-%0.6 ağ.Al, saf Zn, saf Bi ve saf Al için katı fazın elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değışimi.	92
Şekil 4.7.	Sn-%30 ağ.Al-%15 ağ.Cu, saf Sn, saf Al ve saf Cu için katı fazın elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değışimi	93
Şekil 4.8.	Zn-%41.58 ağ.Bi-%0.6 ağ.Al alaşıımı için elektriksel iletkenliğin sıcaklıkla değışimi	95
Şekil 4.9.	Sn-%30 ağ.Al-%15 ağ.Cu alaşıımı için elektriksel iletkenliğin sıcaklıkla değışimi.....	96

1. BÖLÜM

ISISAL VE ELEKTRİKSEL İLETKENLİK

1.1. Giriş

Metallerin ve metalik alaşımların ısısal ve elektriksel özelliklerinin bilinmesi pekçok endüstriyel alanda önemli bir yere sahiptir. Isısal iletkenlik (K) ve elektriksel iletkenlik (σ), malzemelerin sağlamlık ve performanslarının kontrolünde kritik rol oynarlar. Isısal ve elektriksel iletkenlik değerleri; kristal yapı parametreleri, öz direnç, entropi, erime sıcaklığı ve yoğunluk gibi malzemelerin temel fiziksel özelliklerindendir. Saf metallerin ısısal ve elektriksel iletkenlikleri sadece sıcaklığa bağlı olarak değişirken alaşımların ısısal ve elektriksel iletkenlikleri hem sıcaklık hem de bileşime bağlı olarak değişir.

1.2. Isısal İletkenlik İle İlgili Tanımlar

1.2.1. Isı

Bir maddenin bütün moleküllerinin sahip olduğu enerjilerinin toplamına ısı denir. Isı bir enerji çeşididir ve diğer enerjilere dönüşebilir. Kalorimetre kabı ile ölçülür ve ısı birimi olarak “joule” veya “kalori” kullanılır. Isı madde miktarına bağlıdır. Bütün maddelerin içindeki atom ve moleküllerinin sürekli hareketiyle ortaya çıkar. Atom ve moleküller ne kadar hızlı hareket ederse, madde ya da nesne o kadar çok ısınır. Atom ve moleküller ise birkaç şekilde hızlandırılabilir. Bu yollardan birisi kimyasal tepkimedir. Örneğin bir yakıt yandığı zaman bir kimyasal tepkime gerçekleşir. Atom ve molekülleri hızlandırma yöntemlerinden bir başkası ise sürtünmedir. İki cisim birbirine sürtülerek ısı üretilebilir.

1.2.2. Sıcaklık

Bir maddeyi oluşturan moleküller özdeş değilse her birinin kinetik enerjileri farklı olabilir. Bütün moleküllerin kinetik enerjileri toplanıp, parçacık sayısına bölünürse akışkanın ortalama kinetik enerjisi bulunur. Eğer bulunan enerji yüksek ise madde sıcak,

düşük ise madde soğuktur. İşte sıcaklık denilen nicelik bir maddenin moleküllerinin ortalama kinetik enerjileri ile orantılı bir büyüklüktür. Yani maddeyi oluşturan atom ve moleküllerin hızları ile ilgili bir kavramdır ve molekülün kinetik enerjisiyle orantılıdır. Bir nesnenin sıcaklığı, onun ne kadar soğuk ya da sıcak olduğunu gösterir. Sıcaklık bir cismin etrafına kendiliğinden enerji verme eğiliminin bir ölçüsüdür. Enerji veren madde çevresine göre daha yüksek sıcaklıktadır. Sıcaklık, ısısal denge halinde bulunmayan bir sistemin çevresini ısısal dengeye getirmeye zorlayan potansiyeldir. Isısal denge sağlandıktan sonra bu potansiyel kalkmakta ve sistem çevresiyle aynı sıcaklık değerini almaktadır. Sıcaklık enerji değildir ve termometre ile ölçülür. Birimi günlük hayatta °C (santigrad derece); bilim ve teknikte K (Kelvin derece)'dir. Sıcaklık madde miktarına bağlı değildir.

1.2.3. Isı Sığası

Herhangi bir maddenin sıcaklığını 1 °C artırabilmek için maddeye verilmesi gereken ısı miktarına denir. Maddenin kütlesi ile öz ısının çarpımıdır. Isı sığası madde miktarına bağlıdır. Dolayısıyla ısı sığası maddeler için ayırt edici bir özellik değildir. Maddenin ısı sığasına katkı, örgü titreşimlerinin kuantası olan fononlardan, elektronlardan, v.b. gelmektedir. Şimdi bu katkıları ayrı ayrı inceleyelim.

1.2.3.1. Fonon Isı Sığası

Bir kristalin ısı sığasına fononların katkısı örgü ısı sığası olarak adlandırılır. Deneysel yöntemler sabit basınçtaki ısı sığasını ölçer, ama sabit hacimdeki ısı sığası daha temel büyüklüktür [1]. Sıcaklığı T ve enerjisi U olan bir maddenin sabit hacimdeki ısı sığası,

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

olarak tanımlanır. Dolayısıyla örgü titreşimlerinden kaynaklanan enerji bir ısı sığasına sahiptir. Şimdi ısı sığasının farklı yaklaşımlarla elde edilmesini anlatalım.

1.2.3.1.1. Klasik Model

1819'da Fransız bilim adamları Pierre-Louis Dulong ve Alexis-Therese Petit, çoğu katı elementin ısı sığasının, atom ağırlıklarıyla yakından ilişkili olduğunu gösterdiler. Dulong-Petit kanunu metal haldeki bazı elementlerin atom ağırlıklarının belirlenmesinde

kullanışlıdır fakat bu kanuna uymayan durumlar daha sonraları kuantum mekaniği ile açıklanmıştır.

Klasik modelde m kütleli bir atomun bir katı içerisinde x_m genlikli ve ω frekanslı bir harmonik hareket yaptığı düşünülür. Geri çağırıcı kuvvetin sabiti μ olsun. Herhangi bir anda atomun denge durumundan sapmasını gösteren yerdeğiştirmesi, x ; hızı, $v = \frac{dx}{dt}$; ve

ivmesi, $\frac{d^2x}{dt^2} = (-\frac{\mu x}{m}) = -\omega^2 x$ 'dir. Bu harekete eşlik eden toplam enerji,

$E = \text{Kinetik enerji} + \text{Potansiyel enerji}$

$$E = \frac{mv^2}{2} + \frac{\mu x^2}{2} \quad (1.2)$$

$$E = \frac{m}{2}(v^2 + \omega^2 x^2) \quad (1.3)$$

bulunur. Bu ifadenin Boltzman dağılımı üzerinden ortalaması alınırsa enerjinin klasik beklenen değeri,

$$\langle E \rangle = \frac{\int_{v=0}^{v_m} \int_{x=0}^{x_m} E \exp\left(\frac{-E_0}{kT}\right) dv dx}{\int_{v=0}^{v_m} \int_{x=0}^{x_m} \exp\left(\frac{-E_0}{kT}\right) dv dx} \quad (1.4)$$

olur. Bu integralin çözümünden harmonik titreşicinin T sıcaklığındaki ortalama enerjisi klasik olarak,

$$\langle E \rangle = k_0 T \quad (1.5)$$

şeklinde bulunur. N sayıda atomdan oluşan bir katı için her atomun 3 tane klasik serbestlik derecesi olacağından toplam enerji,

$$U = 3Nk_0 T \quad (1.6)$$

ısı sığası ise

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_v = 3Nk_0 \quad (1.7)$$

olarak bulunur. (1.7) denkleminde görüldüğü gibi klasik teori (Dulong- Petit kanunu) ısı sığasının sıcaklıktan bağımsız olduğunu ve bütün katılar için aynı değerde olduğunu söyler. 1 mol katı madde içerisinde Avagadro sayısı kadar yani $N_a = 6.02 \times 10^{23}$ adet atom olduğundan, N_a ve Boltzman sabiti $k_0 = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K değerleri (1.7) denkleminde yerine konursa klasik ısı sığasının değeri yaklaşık $C_v \cong 25$ J/mol.K olarak elde edilir. Ancak bu sonuç her zaman geçerli değildir. C_v sıcaklığa bağlıdır. Dolayısıyla klasik teori bu noktada yetersiz kalmaktadır.

1.2.3.1.2. Einstein Modeli

Einstein, Plank'ın siyah cisim ışımasının kuantumlu olacağı yaklaşımından hareket etmiştir. Kuantumlu bir harmonik osilatörün (titreşici) tek bir ω frekansıyla salındığından hareketle enerji ifadesi (1.8) denklemindeki gibidir.

$$E_n = n\hbar\omega \quad (n=0,1,2,3...) \quad (1.8)$$

n. halde bulunma ihtimali Boltzman faktörü yardımıyla (1.9) denkleminde verilmiştir.

$$g_n = \exp\left(-\frac{E_n}{k_o T}\right) \quad (T=0 \text{ ise } g_n=0) \quad (1.9)$$

Bu durumda ortalama enerji;

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} E_n \exp\left(-\frac{E_n}{k_o T}\right)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{E_n}{k_o T}\right)} \quad (1.10)$$

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar\omega}{\left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_o T}\right) - 1\right]} \quad (1.11)$$

şeklinde bulunur. (1.11) ifadesi ω frekansında salınan kuantum harmonik osilatörünün ortalama enerjisidir. Burada,

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\exp(\frac{\hbar\omega}{k_o T}) - 1} \quad (1.12)$$

bir modun işgal edilebilirliği diye adlandırılır. Einstein modeli N tane atomun 3N tane moda ve her modun aynı ω_E açışal frekansına sahip olduğunu kabul eder. Dolayısıyla örgü titreşimlerinden doğan enerji,

$$U = \frac{3N\hbar\omega_E}{\left[\exp(\frac{\hbar\omega_E}{k_o T}) - 1 \right]} \quad (1.13)$$

olur. Bu enerjinin sıcaklığa göre türevi Einstein teorisine göre ısı sığasını verir.

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = 3Nk_o F_E(\omega_E, T) \quad (1.14)$$

Burada F_E fonksiyonu Einstein fonksiyonu olarak adlandırılır.

$$F_E(\omega_E, T) = \frac{\left(\frac{\hbar\omega_E}{k_o T} \right) \exp(\frac{\hbar\omega_E}{k_o T})}{\left[\exp(\frac{\hbar\omega_E}{k_o T}) - 1 \right]} \quad (1.15)$$

Einstein modeli yüksek sıcaklıklar bölgesinde klasik model ile uyum göstermektedir.

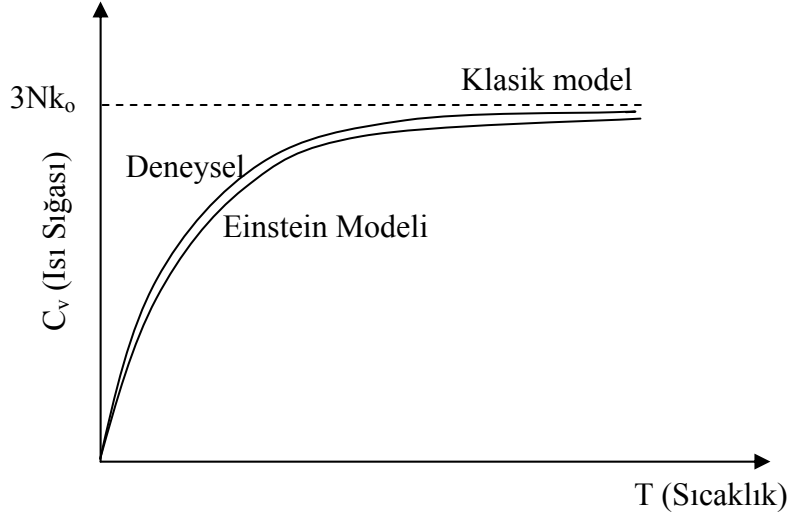
Yani $k_o T \gg \hbar\omega$ olduğunda $T \gg \frac{\hbar\omega}{k_o}$ şartını sağlayan sıcaklıklarda ortalama enerji

$\langle E \rangle \approx k_o T$ olmaktadır. Burada $\frac{\hbar\omega_E}{k_o} = T_E$ Einstein sıcaklığı olarak adlandırılır.

Yüksek sıcaklıklarda Einstein fonksiyonu 1'e yaklaşmaktadır. T_E sıcaklığından çok daha düşük sıcaklıklara gidildiğinde Einstein fonksiyonu,

$$T \ll T_E \Rightarrow F_E(\omega_E, T) \cong \left(\frac{\hbar\omega_E}{k_o T} \right)^2 \exp(\frac{\hbar\omega_E}{k_o T}) \quad (1.16)$$

halini alır.



Şekil 1.1. Isı sığasının sıcaklıkla değişimi.

Düşük sıcaklıklarda C_v Einstein modelinde,

$$F_E(\omega_E, T) = \left(\frac{T_E}{T}\right)^2 \exp\left(-\frac{T_E}{T}\right) \quad (1.17)$$

üstel olarak azalmaktadır. Şekil 1.1’den görüldüğü gibi Einstein ısı sığası teorisi yüksek sıcaklıklarda klasik teori ile uyum gösterirken düşük sıcaklıklarda klasik teori ve deneysel sonuçlarla uyuşmamaktadır. Ancak klasik teorinin aykırılığı yanında Einstein modeli çok daha başarılıdır. Einstein modelindeki en büyük aksaklık, fiziksel olarak gerçeğe aykırı bir temele dayanmış olmasıdır. Çünkü model başlangıçta bir katı içerisindeki bütün salınıcıların frekansını eşit kabul etmektedir. Bu kabul, bütün parçacıklar birbirinden bağımsız hareket ediyorsa doğru olabilir ancak fiziksel olarak katı içerisinde böyle bir durum düşünülemez [2].

Deneysel sonuç düşük sıcaklıklarda C_v ’nin T^3 ile orantılı olduğunu göstermektedir. Oysaki bu sonucu ne klasik model (Dulong-Petit kanunu) nede Einstein modeli izah edememektedir. Bu nedenle Debye bir teori geliştirmiştir.

1.2.3.1.3. Debye Modeli

Bu model de aynı Einstein modeli gibi N atomlu bir katının 3N tane mod'a sahip olacağını ve her bir mod'un enerjisinin,

$$\langle E \rangle = \frac{\hbar \omega}{\left[\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_o T}\right) - 1 \right]} \quad (1.18)$$

ile verileceğini kabul eder. Ancak frekansın, tek bir ω_E frekansına eşit olamayacağını, k dalga vektörü ile değişeceğini ve $\omega_{\max}$ gibi bir üst sınırının olacağını kabul eder. Birim frekans aralığında $g(\omega)$ kadar mod varsa toplam mod sayısı,

$$3N = \int_0^{\omega_m} g(\omega) d\omega \quad (1.19)$$

olur. Toplam enerji ise,

$$U = \int_0^{\omega_m} \frac{(\hbar \omega) g(\omega) d\omega}{\left[\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_o T}\right) - 1 \right]} \quad (1.20)$$

olur. Maksimum titreşim frekansına (ω_D)'ye karşılık gelen $\theta_D = \frac{\hbar \omega_D}{k_o}$ ifadesi karakteristik Debye sıcaklığıdır. Modele göre birim frekans aralığındaki modların sayısı,

$$g(\omega) = \frac{\omega^2}{2\pi^2} \left[\frac{1}{V_L^3} + \frac{2}{V_T^3} \right] \quad (1.21)$$

ile verilir. Burada V_L x doğrultusunda boyuna hareket eden esnek dalgaların hızı, V_T ise y-z doğrultusunda hareket eden enine dalgaların yayılma hızıdır. Debye katının izotropik yani x-y-z yönündeki dalgaların hızlarının aynı olduğunu kabul etmiştir. Böylece birim hacim başına, birim frekans aralığındaki modların sayısı,

$$V_L = V_T = V_D \Rightarrow g(\omega) = \frac{3\omega^2}{2\pi^2 V_D^3} \quad (1.22)$$

olarak bulunur.

$$\frac{3N}{V} = \int_0^{\omega_D} g(\omega) d\omega \Rightarrow \frac{\omega_D^3}{2\pi^2 V_D^3} \quad (1.23)$$

$$\theta_D = \frac{\hbar \omega_D}{k_o} = \left(\frac{\hbar V_D}{k_o} \right) \left(\frac{6\pi^2 N}{V} \right)^{1/3} \quad (1.24)$$

$$U = \left(\frac{3\hbar}{2\pi^2 V_D^2} \right) \int_0^{\omega_D} \frac{\omega^2 d\omega}{\left[\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_o T} \right) - 1 \right]} \quad (1.25)$$

$$\frac{\hbar \omega}{k_o T} = x \quad \text{olarak tanımlanırsa enerji,}$$

$$U = \left[\frac{9Nk_o T^4}{V \theta_D^3} \right] \int_0^{\frac{\theta_D}{T}} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \quad (1.26)$$

olarak bulunur. Buradan

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = \left(\frac{9Nk_o T^3}{V \theta_D^3} \right) \int_0^{\frac{\theta_D}{T}} \frac{x^4 e^x dx}{(e^x - 1)^2} \quad (1.27)$$

olur. θ_D 'den çok yüksek sıcaklıklarda enerji ifadesindeki integral $\frac{1}{3} \left(\frac{\theta_D}{T} \right)^3$ 'ne indirgenir

ve $U \cong \frac{3Nk_o}{V}$ olur. Dolayısıyla bu değer yüksek sıcaklıklarda klasik değere eşit

olmaktadır. Çok düşük sıcaklıklarda ise $(T \langle \frac{\theta_D}{10} \rangle)$ enerji ifadesindeki integral sabit bir

değere $\frac{\pi^4}{15}$ 'e yaklaşır. Dolayısıyla Debye modelinde enerji ifadesi,

$$U = \left(\frac{3\pi^4 Nk_o T^4}{5V \theta_D^3} \right) \quad (1.28)$$

ile ısı sığası ise,

$$C_v = \left(\frac{12\pi^4 N k_o}{5V} \right) \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \quad (1.29)$$

şeklinde T^3 ile orantılı olarak bulunur. (1.29) denkleminde “Debye T^3 kanunu” denir. Düşük sıcaklıklarda Debye teorisinin deneysel sonuçlarla uyumlu olduğu gözlenmiştir. Böylece Debye modeli hem düşük hemde yüksek sıcaklıklarda deneysel sonuçlarla uyum göstermektedir [3]. $T = 0$ K’de bütün malzemelerin ısı sığası sıfırdır.

Tablo 1.1. Bazı malzemelerin Debye sıcaklıkları (Düşük Sıcaklık Limit Değerleri) [4].

Malzeme	Debye Sıcaklığı (K)
Al	428
Cu	343
Sn	200
Bi	119
Zn	327
Ag	225
Au	165
Ni	450
C	2230

Sıcaklığın artmasıyla birlikte T^3 ile orantılı olarak ısı sığası artar ve θ_D (Debye sıcaklığı) değerinde yaklaşık son değerine ulaşır. Debye sıcaklığı, düşük ve yüksek sıcaklık bölgelerini birbirinden ayıran ve her madde için farklı olan bir sıcaklıktır. Tablo 1.1’de bazı maddelerin Debye sıcaklıkları gösterilmiştir.

1.2.3.2. Elektronik Isı Sığası

Metallerin elektron teorisinin ilk başladığı yıllarda en büyük zorluk elektronların ısı iletkenliğine katkısının nasıl olduğunu açıklamak olmuştur. Klasik istatistik mekaniğe göre serbest bir parçacığın ısı sığası $\frac{3}{2}k_o$ olmalıdır. N tane atomun her biri elektron gazına bir valans elektronu veriyorsa, elektron gazının ısı sığasına katkısı, tek atomlu

moleküllerden oluşan bir gazda olduğu gibi, $\frac{3}{2}Nk_o$ olmalıdır. Fakat, oda sıcaklığında yapılan deneylerde gözlenen elektron katkısı bu değerin %1'i olmaktadır.

Bu farklılık önce araştırmacıları kuşkulandırdı. Örneğin, Lorentz şöyle düşünüyordu: Elektronlar elektrik iletkenliğine hareketli bir şekilde katılırken ısı iletkenliğine nasıl olur da katılmazlardı? Bu soruya cevap daha sonra, Pauli dışlama ilkesi ve Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ile verilebildi. Bir katıyı mutlak sıfırdan itibaren ısıttığımızda her elektron k_oT kadar enerji almaz, sadece Fermi enerji seviyesi civarında k_oT aralığındaki enerji yörüngelerindeki elektronlar ısı yoluyla uyarılırlar ve bu elektronların aldığı enerji k_oT mertebesindedir. Bu gözlem elektron gazının ısı sığasını kabaca hesaplamamıza yeter. T sıcaklığında toplam N elektronun T/T_F kesirli kısmı ısısal olarak uyarılır, çünkü ancak bu kadar elektron enerji dağılımının üst k_oT aralığında yer almaktadır [5]. Bu NT/T_F sayıdaki elektronların her biri k_oT kadar enerjiye sahipse, elektronların toplam ısısal kinetik enerjisi,

$$U = \left(\frac{NT}{T_F} \right) k_oT \quad (1.30)$$

mertebesinde olup elektronik ısı sığası,

$$C_{el} = \frac{\partial U}{\partial T} = 2Nk_o \left(\frac{T}{T_F} \right) \quad (1.31)$$

şeklinde, deneysel gözlemlerle uyumlu olarak, T ile orantılı olur. Şimdi ısı sığası için alçak sıcaklıklarda ($k_oT \ll E_F$) geçerli olan bir ifade bulalım. N elektronlu bir sistem ısıtılarak sıcaklığı sıfırdan T'ye çıkarıldığında toplam enerjideki değişim,

$$\Delta U = \int_0^\infty d\varepsilon \varepsilon d(\varepsilon) f(\varepsilon) - \int_0^{\varepsilon_F} d\varepsilon \varepsilon D(\varepsilon) \quad (1.32)$$

olup $f(\varepsilon)$ Fermi-Dirac dağılım fonksiyonu ve $D(\varepsilon)$ birim enerji aralığındaki yörünge sayısıdır. Elektron gazının ısı sığası, ΔU nun T ye göre türevi alınarak bulunur.

$$C_{el} = \frac{dU}{dT} = \int_0^{\infty} d\varepsilon (\varepsilon - \varepsilon_F) \frac{df}{d\varepsilon} D(\varepsilon) \quad (1.33)$$

Gerekli hesaplamalardan sonra,

$$C_{el} = \frac{1}{2} \pi^2 N k_o \frac{T}{T_F} \quad (1.34)$$

olarak bulunur. Burada T_F parametresine Fermi sıcaklığı adı verilir ancak bu bir sıcaklık olmayıp sadece bir referans olarak tanımlıdır. Debye sıcaklığı ve Fermi sıcaklığı değerlerinin çok altındaki sıcaklıklarda metallerin ısı sığası elektron ve fonon katkılarının toplamı olarak

$$C_v = AT + BT^3 \quad (1.35)$$

şeklinde yazılabilir. Burada (BT^3) terimi fononlardan, (AT) terimi ise serbest elektronlardan kaynaklanmaktadır. Serbest elektronların hızı sıcaklıkla orantılıdır. Yalıtkan bir madde için birinci terim (AT) yaklaşık olarak sıfırdır.

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 (ısısal iletkenlik) ve boyutlardaki değişimler (ısısal genleşme) malzeme türüne, iç yapıya ve çevre şartlarına bağlı birer ısısal özelliktir. 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 ısısal özelliklerle ilgilidir. Özellikle metallerde ısı iletimi büyük ölçüde elektron hareketi ile sağlanır. Diğer taraftan ısısal enerjinin elektrik akımına dönüşmesi (termoelektrik etki) başka bir ısısal özelliktir.

Isı iletimi üç ayrı yolla sağlanır. Birincisi fotonların sağladığı *radyasyonla veya fotonlarla* ısı iletimidir. Güneş enerjisinin dünyaya iletimi bu yoldadır. İkincisi gazlarda ve sıvılarda olduğu gibi, atomların ve moleküllerin kütle içinde hareket etmesi ile sağlanan *konveksiyonla* ısı iletimidir. Üçüncüsü termoelastik dalgaların atomdan atoma

titreşimle veya fonon hareketi ile sağladığı *iletim yoluyla* iletimdir. Isısal iletkenlik malzeme içinde ısı enerjisinin iletim hızını belirler. Tanım olarak ısısal akı birim alandan birim zamanda geçen ısısal enerjidir ve birimi $\text{cal/m}^2\text{s}$ 'dir [6].

Uzun bir çubuk şeklindeki bir katının sıcaklık gradyenti (dT/dx) altında kararlı ısı akışı,

$$j_u = -K \frac{dT}{dx} \quad (1.36)$$

şeklinde tanımlanır. Burada K ısı iletkenlik katsayısı, j_u ısı enerji akışı, yani birim kesitten birim zamanda iletilen enerjidir. Ayrıca (1.36) denklemi ısı enerjisi transferinin rastgele bir süreç olduğunu ifade eder. Enerji cismin bir ucundan girip doğrudan diğer ucundan çıkmaz ve cisim içerisinde saçılmalar yoluyla difüzyona uğrar. Eğer enerji hiçbir etkileşme olmadan doğrudan diğer uca gitmiş olsaydı, ısı akışı ifadesi sıcaklık gradyentine değil, uzunluk ne olursa olsun, sadece iki uç arasındaki ΔT sıcaklık farkına bağlı olurdu. İletkenlik olayının rastgele karakteri, sıcaklık gradyentini ve ortalama serbest yolu işin içine katar.

Gazların kinetik teorisi, ısı iletkenlik katsayısı için,

$$K = \frac{1}{3} C v \ell \quad (1.37)$$

şeklinde bir ifade verir. Burada C birim hacim başına ısı sığası, v ortalama parçacık hızı ve ℓ parçacığın ortalama serbest yoludur. Bu sonuç ilk defa Debye tarafından dielektrik katıların ısı iletkenliği hesabında, C fonon ısı sığası, v fonon hızı ve ℓ ise fonon ortalama serbest yolu olarak alınarak kullanılmıştır. Burada denklem (1.37)'yi veren basit kinetik teoriyi ele alalım. Parçacık yoğunluğu n olan bir ortamda x yönünde ilerleyen parçacık akısı $\frac{1}{2}n\langle v_x \rangle$ olur. $\langle v_x \rangle$ ifadesi parçacığın hızının ortalama değerini göstermektedir. Denge durumunda bununla aynı büyüklükte fakat ters yönde bir akı daha vardır.

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

$$\Delta T = \frac{dT}{dx} l_x = \frac{dT}{dx} v_x \tau \quad (1.38)$$

olup τ çarpışmalar arasındaki ortalama serbest zaman aralığını gösterir. Her iki yönü de göz önüne alırsak net enerji akısı,

$$j_u = -n \langle v_x^2 \rangle c \tau \frac{dT}{dx} = -\frac{1}{3} n \langle v^2 \rangle c \tau \frac{dT}{dx} \quad (1.39)$$

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

$$j_u = -\frac{1}{3} C v \ell \frac{dT}{dx} \quad (1.40)$$

olur. (1.36) denklemi (1.40) denkleminde kullanılırsa (1.37) denkleminde verilen

$$K = \frac{1}{3} C v \ell$$

elde edilir. Birim hacimdeki ısı sığası C , hızı v ve ortalama serbest yolu ℓ olan parçacıkların ısısal iletkenlik katsayısı (1.37) denklemi ile gösterilmişti. Fermi gazının ısısal iletkenlik katsayısı, ısı sığası ve $\varepsilon_F = \frac{1}{2} m v_F^2$ kullanılarak,

$$K_{el} = \frac{\pi^2}{3} \frac{n k_B^2 T}{m v_F^2} v_F \ell = \frac{\pi^2 n k_B^2 T \tau}{3m} \quad (1.41)$$

olarak bulunur. Saf metallerde elektron katkısı tüm sıcaklıklarda daha büyüktür. Saf olmayan malzemelerde veya örgü kusurlu alaşımlarda elektron ortalama serbest yolu azalacağı için fonon katkısı elektronlara yakın değere çıkabilir.

1.2.5. Malzemelerde ısısal iletkenlik

Metallerde ısı iletimi fononlarla ve elektronlarla sağlanır. Kovalent bağlı ve iyonik bağlı cisimlerde serbest elektron bulunmadığından ısı yalnız fononlarla iletilir. Metallerde en etkili ısısal iletkenlik serbest elektron hareketi ile sağlanır. Yukarıda belirtildiği gibi ısısal

enerji etkisinde hareket eden elektronlar Fermi seviyesi üstüne çıkarak serbest hale geçer ve sıcak bölgeden soğuk bölgeye doğru hareket ederek ısısal enerji iletirler. (1.37) denkleminde göre elektronların ısısal iletkenliği,

$$K_e = \frac{1}{3} C_e l_e v_e \quad (1.42)$$

ile orantılıdır. Benzer şekilde fononların sağladığı iletkenlik,

$$K_p = \frac{1}{3} C_p l_p v_p \quad (1.43)$$

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 sığasına fononların katkısı ise elektronların katkısının 10-100 katı kadardır. Bu bağıntılara göre metallerde elektronların sağladığı ısısal iletkenlik fononlarıninkinin yaklaşık olarak 10-100 katı kadar olacağı sonucuna varılır.

Seramiklerde ısısal iletkenlik yalnız fononlarla sağlanır. Bu tür malzemelerde dolu valans bandı ile boş iletim bandı arasında geniş bir enerji aralığı bulunduğundan ısısal enerjinin elektronları bir üst banda çıkarma olasılığı azdır. Ancak çok yüksek sıcaklıklarda bu enerji aralığını atlayan elektronların katkısı söz konusu olabilir. Yarıiletkenlerin yasak enerji aralığı küçük olduğundan elektronlar kolaylıkla üst banda geçebilirler ve fononların yanında ısı iletimine önemli katkıda bulunurlar. Bu tür malzemelerin ısısal iletkenliği sıcaklıkla artar [7].

1.3. Elektriksel İletkenlik İle İlgili Tanımlar

1.3.1. Elektriksel İletkenlik

Malzemelerin elektriksel özellikleri elektron bant yapıları ve elektron hareketleri ile ilgilidir. Elektronların elektrik alan, manyetik alan, elektromanyetik radyasyon ve sıcaklık etkisinde davranışları elektriksel özellikleri oluşturur. Bu etkileşimde en önemli etken valans elektronlarıdır [8].

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 taşıyıcı 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.

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

$$\vec{F} = -e \left[\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right] \quad (1.44)$$

olur ve bu noktada Newton'nun ikinci hareket kanunu

$$\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = \hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = -e \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right) \quad (1.45)$$

şeklinde yazılabilir. Sadece bir doğru akım elektrik alanı oluşturduğunda, $\vec{B} = 0$ alınırsa,

$$-e\vec{E} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (1.46)$$

denklemin integrali alınırsa,

$$\int_0^v d\vec{v} = \int_0^\tau \frac{-e\vec{E}}{m} dt \quad (1.47)$$

$$v = \frac{-eE}{m} \tau \quad (1.48)$$

bulunur. Buradan,

$$v_e = -\frac{e\tau_e}{m_e}E = -\mu_e E \quad (1.49)$$

$$v_h = -\frac{e\tau_h}{m_h}E = -\mu_h E \quad (1.50)$$

olur. Bu ise elektron ve boşlukların hareketlerini

$$\mu_e = -\frac{e\tau_e}{m_e} \quad \text{ve} \quad \mu_h = \frac{e\tau_h}{m_h} \quad \text{olarak verir.}$$

Elektron ve boşlukların katkılarının toplanmasıyla elde edilen elektrik akım yoğunluğu,

$$j = -nev_e + pev_h = \left(\frac{ne^2\tau_e}{m_e} + \frac{pe^2\tau_h}{m_h}\right)E \quad (1.51)$$

$$j = (ne\mu_e + pe\mu_h)E = \sigma E \quad (1.52)$$

şeklinde olur ve Ohm kanunu olarak adlandırılır. Burada

$$\sigma = ne\mu_e + pe\mu_h \quad (1.53)$$

elektriksel iletkenliktir. Elektron ve boşluk hareketlilikleri (mobilité) çoğunlukla karşılaştırılabilir olduklarından, bağıl taşıyıcı yoğunlukları elektronların ve boşlukların iletkenliğe katkılarını belirlerler. Saf yarıiletken olan bölgede bu iki katkı çoğunlukla benzerdir fakat katkılama ile yarıiletken olan bölgede iletkenliğe normal olarak çoğunluk taşıyıcılar hakimdir.

1.3.2 Metallerin Elektriksel Özdirenci

Birçok metalin elektrik özdirencinin sebebi, oda sıcaklığında elektronların örgü fononlarıyla çarpışması, sıvı helyum sıcaklığında (4 K) ise katkı atomları ve örgü kusurlarıyla çarpışmalarıdır [9]. Bu çarpışmaların oldukça iyi bir yaklaşıklıkta, birbirinden bağımsız olduğu varsayılır. Buna göre elektrik alan kaldırıldığında momentum dağılımının tekrar taban durumuna dönmesi için gerekli gevşeme zamanı (τ),

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_L} + \frac{1}{\tau_i} \quad (1.54)$$

olur. Burada τ_L ve τ_i sırasıyla, elektronların fononlardan ve katkı atomlarından saçılma zamanlarıdır.

Bir metalin toplam özdirenci,

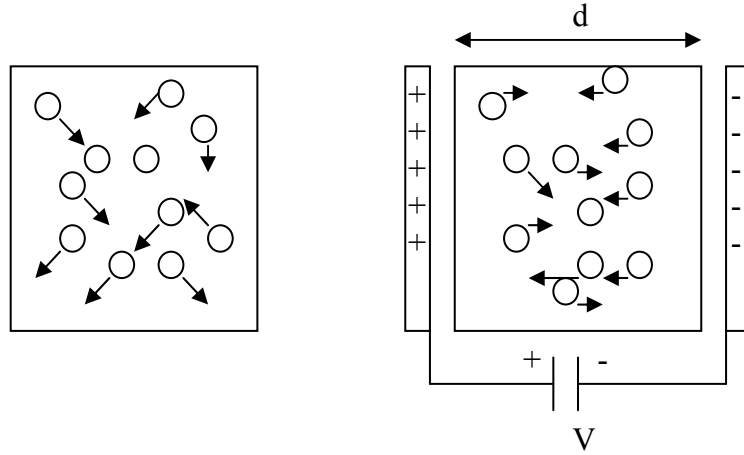
$$\rho = \rho_L + \rho_i \quad (1.55)$$

olarak verilir. Burada ρ_L elektronların ısısal fononlardan, ρ_i ise örgü düzenini bozan statik kusurlardan saçılmasının neden olduğu özdirençtir. Örgü kusurları yoğunluğu az ise ρ_L safsızlıklardan bağımsız olur. Bazen de ρ_i sıcaklıktan bağımsız olur. Bu deneysel gözleme *Matthiessen kuralı* denir ve deneysel veri analizinde kolaylık sağlar.

T=0 K sıcaklıkta ρ_L sıfır olduğundan, özdirenç olarak sadece ρ_i kalacaktır. İşte bu özdirence *kalıntı özdirenç* denir. Farklı metaller için ρ_i değişebildiği halde, örgü özdirenci olarak tanımlanan ρ_L aynı olur. Bir metalin özdirenç oranı, oda sıcaklığındaki özdirencinin kalıntı özdirencine oranı olarak tanımlanır. Bu büyüklük numunenin saflık derecesinin bir ölçüsüdür. Katkılanmış katı metal eriyikte kalıntı özdirenci artar. Bu artış, katkının atom yüzdesi başına 1 μ ohm-cm (1 $\times 10^{-6}$ ohm-cm) kadardır. Özdirenç oranı 1000 olan bir bakır numunesinin kalıntı özdirenci 1.7 $\times 10^{-3}$ μ ohm-cm ise, içindeki katkı yoğunluğu 20 $\times 10^{-6}$ olur. Olağanüstü saf numunelerde özdirenç oranı 10⁶ kadar yüksek olabilir veya bazı alaşımlarda (örneğin manganin) 1.1 kadar düşük olabilir. Elektrik özdirencin sıcaklığa bağlı olan kısmı, elektronun ısısal fononlarla ve ısısal elektronlarla çarpışma sıklığına bağlıdır. Fononlarla çarpışma sıklığı ısısal fonon yoğunluğuyla orantılıdır. Debye sıcaklığından (θ) yukarıdaki limitte fonon yoğunluğu sıcaklıkla orantılı olur. T>0 için $\rho \propto T$.

1.3.3. Metallerde Elektriksel İletkenlik

Metallerde iletim elektronları madde içerisinde rastgele hareket halindedirler. Bu hareketler duran 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 1.2’de 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 [10].



Şekil 1.2. Metallerde elektron hareketleri [11].

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

$$v = \mu E \quad (1.56)$$

Burada μ 'ye yük taşıyıcı hareket yeteneği (mobilité) denir ve birimi ($\text{m}^2/\text{V.s}$)dir. Özgül iletkenlik σ malzeme içinde aktif halde yük taşıyıcı konsantrasyonu n ve yük taşıyıcının taşıdığı birim yük q ile orantılıdır.

$$\sigma = \mu n q \quad (1.57)$$

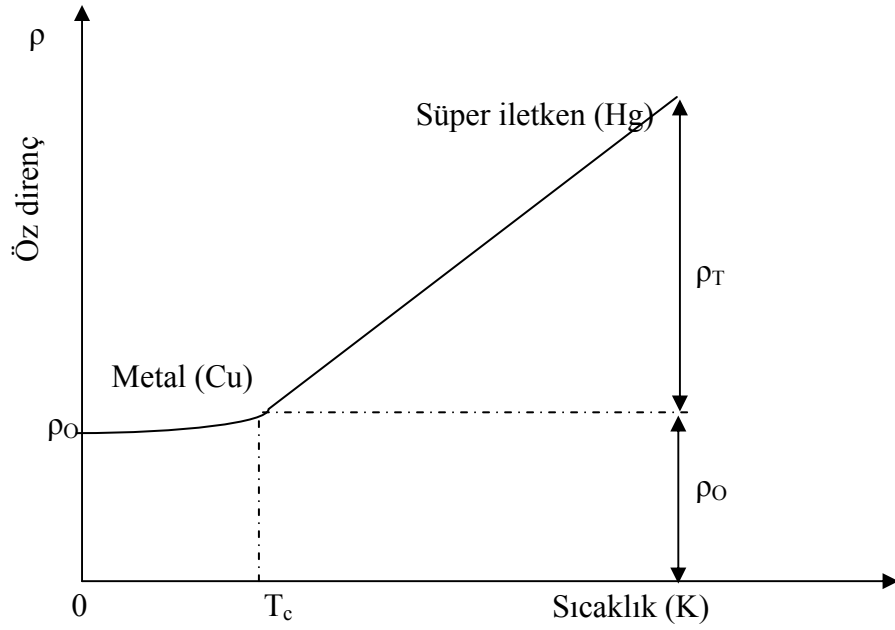
Elektriksel alan etkisinde yayılan elektronların hızı sürekli artar ve momentum kazanırlar. Ancak elektron bir atoma veya bir engele çarparsa yön değiştirir, hız düşer ve kinetik enerjisi azalır. Çarpma sonucu atomun titreşimi artar, aldığı enerjiyi ısısal enerjiye dönüştürerek madde içine yayar, dolayısıyla metal ısınır. Yön değiştiren elektron alan etkisinde tekrar hızlanır ve bu şekilde her engelde sürekli yön değiştirerek yoluna devam eder. Bir elektronun saptırılmadan alabileceği ortalama yola, ortalama serbest yol denir. Ortalama serbest yolu azaltan fononlar, yabancı atomlar ve iç yapı kusurları direnci artırıcı, iletkenliği azaltıcı yönde etkiler.

1.3.4. Metallerde Elektriksel Dirence Etkiyen Etkiler

a. Sıcaklık:

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

etkisinde, örgü aralarından hiçbir engele rastlamadan sürekli hızlanarak yollarına devam ederler, direnç sıfıra yaklaşır ve akım büyük ölçüde artar. Ancak sıcaklık yükseldiği zaman atomlar denge konumunda sürekli titreşim yaparlar ve titreşimlerin genliği sıcaklıkla artar. Bu durumda elektron dalgalarına çarpma olasılığı artar, ortalama serbest yolu kısalır, direnç artar. Öz direncin genel olarak iki bileşeni vardır, bunlar ρ_0 0 K'deki özgül direnç ve sıcaklıkla artan ρ_T özgül direncidir [12].



Şekil 1.3. Öz direncin sıcaklıkla değişimi [13].

$$\rho = \rho_0 + \rho_T \quad (1.58)$$

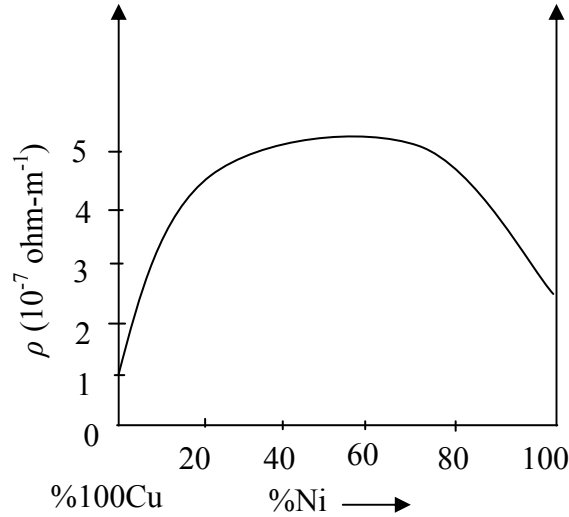
Öz direnç ρ sıcaklıkla orantılı olarak artar.

$$\rho = \rho_0 + \alpha(T - T_c) \quad (1.59)$$

Burada α öz direncin sıcaklık katsayısıdır. T_c kritik sıcaklığın altında ısı titreşimleri etkisizdir. Bazı malzemelerde T_c kritik sıcaklığına gelince direnç aniden azalarak sıfıra düşer. Bu malzemelere süperiletken malzeme denir.

b. Yabancı Atomlar:

Kristal örgüde ana atomların yanında değişik büyüklükteki yabancı atomlar (alaşım elemanları) düzeni bozar, elektron dalgaları ile çarpışma olasılığı artar ve ortalama serbest yol kısalır, dolayısıyla direnç artar [14].



Şekil 1.4. Cu-Ni alaşımlarında özgül direncin bileşimle değişimi [15].

c. Kristal Yapı Kusurları:

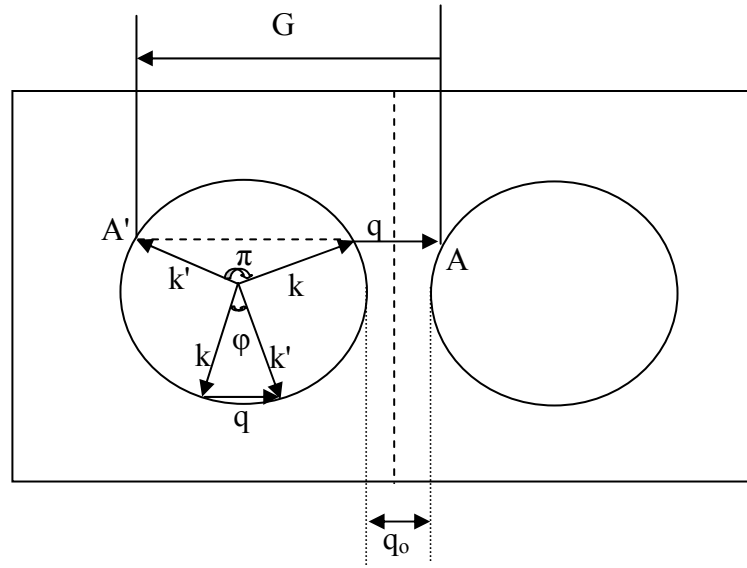
Kristal yapıda kusur yoğunluğu artarsa elektron dalgalarının sapıtılma olasılığı artar, ortalama serbest yol kısalır ve direnç yükselir. Bu kusurlar boş örgü köşeleri, yer değiştirmiş atomlar, dislokasyonlar ve tane sınırları olabilir [16].

d. 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 1.5).

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, fononlarda kullandığımız terimle ifade edersek, umklapp saçılmasıdır. Bu tür çarpışmalar kuvvetli saçılmaya neden olur, çünkü saçılma açısı bazen 180° 'ye yakın olabilir ve bir tek saçılma bile elektronu taban yörüngesine geri döndürülebilir [17].



Şekil 1.5. Fonon umklapp etkisinin elektrik öz direncindeki değişmeyi gösterir komşu iki Brillouin bölgesinde iki Fermi küresi [18].

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 θ_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.

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 öz direnci sadece normal (küçük açılı) saçılmadan kaynaklanır.

Alçak 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 kusurları, elektron-elektron ve umklapp saçılmalarından tam olarak ayırılmaları mümkün değildir.

1.3.5. Isısal ve Elektriksel İletkenliğin Birbirine Oranı ve Wiedemann-Franz

Kanunu

Bölüm 1.2.5. de bahsedildiği üzere elektriksel ve ısısal iletkenliklerin oranından

$$\frac{K}{\sigma} = \frac{\pi^2 k_B^2 T n \tau / 3m}{ne^2 \tau / m} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 T \quad (1.60)$$

elde edilir ve bu denklem Wiedemann– Franz kanunu olarak bilinir [19]. Burada,

$$L = \frac{K}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2 \quad (1.61)$$

olarak tanımlanan L 'ye Lorentz sabiti denir ve saf metaller için değeri 2.72×10^{-13} esu/deg² = 2.45×10^{-8} watt-ohm/deg²'dir. Bu ilginç sonuç n elektron yoğunluğu veya m kütesinden bağımsızdır. Elektrik ve ısısal etkilerin gevşeme zamanları eşit varsayıldığından τ 'dan da bağımsızdır. Düşük sıcaklıklarda ($T \ll \theta$) Lorentz sabiti azalma eğilimi gösterir. Bakır için 0 °C de $L=2.23 \times 10^{-8}$ WΩK⁻² değerinde olup, bu mertebedeki sıcaklıklarda çoğu metallerde olduğu gibi, Wiedemann-Franz kanununun oldukça iyi sonuç verdiği görülmüştür.

Wiedemann-Franz Kanunu, çok düşük olmayan sıcaklıklarda ısısal 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.

2. BÖLÜM

ISISAL ve ELEKTRİKSEL İLETKENLİĞİN BELİRLENMESİ İÇİN YAPILAN ÇALIŞMALAR

2.1. Giriş

Bu bölümde malzemelerin ısısal ve elektriksel iletkenliğinin belirlenebilmesi için kullanılan metotlar ve yapılan çalışmalar anlatılmıştır. Isısal iletkenliğin ölçümü için kullanılan kararlı durum ve kararlı olmayan durum metotlarından bahsedilmiştir. 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.

Isısal iletkenliğin belirlenmesinde kullanılan en yaygın metotlardan biri radyal ısı akış metodudur. Radyal ısı akış metodu kararlı durum metotlarındandır ve numunenin geometrisine bağlı olarak silindirik veya küresel radyal ısı akış metodu olarak adlandırılır [20]. Bu metot alaşımların ve saf malzemelerin ısısal iletkenliklerinin ölçümünde sıklıkla kullanılır [21-38].

Elektriksel iletkenlik ise malzemelerin elektrik akımını iletme kabiliyetinden belirlenir ve ısısal yayılım, özısı, ısısal iletkenlik gibi malzemelerin temel fiziksel özelliklerinden birisidir. Isısal iletkenlik (K) ile elektriksel iletkenlik (σ) arasındaki ilişki (1.61) eşitliği ile verilmişti. Buradan ısısal iletkenliği ve Lorentz sabiti değerleri bilinen malzemeler için elektriksel iletkenlik değerleri hesaplanabilmektedir.

2.2. Isısal İletkenliğin Belirlenmesi İçin Yapılan Çalışmalar

Katılarda ısısal iletkenliğin deneysel olarak tayin edebilmek için farklı sıcaklıklar ve farklı ısı iletkenlik değerlerine sahip çeşitli maddeler için bir takım değişik metotlar uygulamak gerekmektedir. Maddenin cinsi ve sıcaklık aralığına uygun bir metot diğerleri arasından tercih edilir. Bütün durumlar için uygulanabilecek tek bir metot yoktur. Bir metodun uygunluğu; maddenin fiziksel özelliği, numunenin uygun geometrik yapısı, istenilen sonuçların doğruluğu, deneyin hızı, zaman ve gerekli finansal destek gibi hususlarla belirlenir.

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

Bir ölçüm metodundaki ana problem istenilen doğrultuda kontrollü bir ısı akışı elde edilememesidir. Bu ısı akışı öyle olmalıdır ki teorik şartlarla deneysel sınır koşullarını örtüştürmelidir. Teorik olarak kontrollü bir ısı akışı elde etmenin en kolay yolu merkezinde bir ısı kaynağı olan içi boş küre şeklinde bir numune kullanmaktır. Tam merkezden sağlanan ısı, numuneden radyal doğrultularda düzenli ısı veren küre şeklinde bir ısı kaynağı oluşturmak çok zordur. Ayrıca deneysel düzeneğe küresel numune oluşturmak, içerideki ısıyı ve sıcaklık gradyentini ölçmek de zordur.

Isı akışını istenilen doğrultuda kontrol edebilmenin en yaygın yolu korumalı ısıtıcı kullanmaktır. Kullanılan bu ısıtıcı sayesinde istediğimiz doğrultu dışındaki tüm doğrultularda sıcaklık gradyentinin sıfır olması sağlanır. Bazı metotlarda ise ısı akışını doğrusal veya radyal doğrultuda kontrol altında tutabilmek için silindirik numune geometrisi kullanılır.

Katıların ısısal iletkenliklerinin deneysel ölçüm çalışmaları 18. yüzyılda başlamıştır. Benjamin Franklin [39] 1753 yılında farklı maddelerin ısıyı emmesi ve yaymasıyla ilgili ilk çalışmalara başlamıştır. Metal ve tahta gibi maddeleri dokunulduğunda

hissedilebilecek şekilde elde ettiği sıcaklık derecelerine göre ısı yönünden zayıf veya güçlü iletken olarak incelemeye başlamıştır. Fordyce [40] 1787 yılında mukavva ve demirin iletkenlik güçleriyle ilgili deneylerle bu alandaki çalışmalara öncülük etmiştir [41]. Katıların ısısal iletkenliklerinin ölçümünde ilk olarak kararlı durum ölçüm metodunu ortaya koyan Franklin olup çalışmaları geliştirerek devam ettiren ise 1789 yılında rapor edildiği üzere Ingen-Hausz'dur. Despers 1822 yılında bu metodu daha da geliştirmiştir [42]. Despers'in bu metodu 1853 yılında Wiedeman ve Franz tarafından bazı metallerin ısısal iletkenliklerinin tayininde kullanılmış ve Wiedemann-Franz kanunu olarak adlandırılmıştır. Mutlak olarak ilk kararlı hal metodu 1851 yılında Forbes [43,44,45,46] tarafından, ilk kararsız hal metodu ise 1861 yılında Angström [47] tarafından uygulanmıştır [48-58]. O günlerden bu yana değişik metotlar geliştirilmiştir.

Bilindiği gibi katılarda ısısal iletkenliği ölçüm metotlarını ikiye ayırmıştık [59-63]. Bu kesimde kararlı hal metotlarından doğrusal ısı akış metodu, Forbes'in çubuk metodu (yarı doğrusal ısı akış metodu), radyal ısı akış metodu, termoelektriksel metot, ısısal karıştırma metodu ve doğrudan elektriksel ısıtma metodu ile ilgili bilgiler vereceğiz. Doğrusal ve radyal ısı akışı metotlarında mutlak metot ve karşılaştırmalı metot arasında ısı akışı ölçümündeki farklılıklar belirtilmektedir. Mutlak metotda, numunenin bir ucundan ısıtıcıdaki elektriksel güç girdisini ölçerek numunedeki ısı akış oranı doğrudan tayin edilir. Numune dışındaki ısı akışı, akı kalorimetresi ve buharlaşma kaybı kalorimetresi ile ölçülebilir. Önceleri ısı akış hızı ısı kapasitesi olarak bilinen, dolanan sıvının (örneğin su) sıcaklık artışı ve akış hızı ile tayin edilirken sonraları sıvının buharlaşma kayıp hızı yani buharlaşma ısısıyla tayin edilmektedir. Karşılaştırmalı metotda, ısı akış hızı genellikle ısısal iletkenliği bilinen referans alınabilecek bir örnek numunenin ısı gradyentinden hesaplanarak bulunur. Ölçümü yapılacak numune ve referans alınacak numune seri bir şekilde yerleştirir ve aynı ısı akışı meydana gelir. Ayrıca yukarıda bahsedilen metotlar numune geometrilerine göre de alt başlıklara ayrılabilirler. Kararsız hal metotlarında ise periyodik ve 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 flaş metodunu, çizgisel ısı kaynağı ve prop metotlarını, hareketli ısı kaynağı metodunu ve karşılaştırmalı metodu inceleyeceğiz.

2.2.1. Kararlı Hal Metotları

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

A. Doğrusal 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. Yoğun Küresel ve Yoğun Silindirik Metot
4. de Senarmont'un Levha Metodu

b. Karşılaştırmalı Metotlar

1. Yoğun Silindir Metodu
2. Disk Metodu

D. Doğrudan Elektriksel Isıtma Metodu

a. Silindirik Çubuk Metodu

1. Doğrusal Isı Akış Metodu

2. Radyal Isı Akış Metodu

3. İnce Çubuk Yaklaşım Metodu

b. Dikdörtgen Çubuk Metodu

E. Termoelektriksel Metot

F. Isısal Karşılaştırma Metodu

2.2.1.1. Doğrusal Isı Akış Metotları

Doğrusal ısı akış metotlarında deneysel düzenek, ısıнын akışı numunenin sadece eksenel yönünde olacak şekilde düzenlenmiştir. Numunenin radyal ısı kazanması veya kaybı engellenmiş ya da en aza indirilmiştir. Kararlı hal şartları altında ve herhangi bir ısı alış verişi olmadığı varsayılarak, ısı iletkenliği tek boyutlu Fourier-Biot ısı iletim denklemi,

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

yardımıyla elde edilir [64,65]. Burada K, $\Delta T = T_2 - T_1$ sıcaklık farkına karşılık gelen ortalama ısı iletkenlik katsayısı, q ısı akış hızı, A numunenin kesit alanı ve Δx ise T_1 ve T_2 sıcaklık ölçüm noktaları arasındaki mesafedir.

2.2.1.1.1. Mutlak Metotlar

2.2.1.1.1.1. Çubuk (Rod) Metodu

Bu metot iyi iletkenler ve hemen hemen tüm sıcaklıklar (çok yüksek sıcaklıklar hariç) için uygundur. Fakat bu metot daha çok oda sıcaklığının altındaki deneylerde kullanılmıştır. Kullanılan numune oldukça uzun bir çubuk şeklindedir. Bunun sebebi kesin ve doğru bir ölçüm için numune boyunca fark edilebilir bir ısı düşüşü elde edebilmektir. Sabit sıcaklıktaki bir ısı kaynağı çubuğun bir ucuna uygulanır ve ısı,

eksenel olarak daha düşük sıcaklıktaki bir soğutucuya dokundurulan diğer uca doğru çubuk boyunca akar. Çubuğun radyal ısı alış verişi ihmal edilir. Çok düşük sıcaklıklardaki ölçümler için radyal ısı kaybı ciddi bir problem oluşturmamaktadır. Bu nedenle de ısısal yalıtma ve korumalı ısıtıcılara gerek yoktur. Ölçüm genelde gaz iletimini ve konveksiyonu engellemek için yüksek vakum altında yapılır. Ayrıca numune etrafında radyasyon kaybını en aza indirmek için radyasyon kalkanı kullanılabilir. Numunenin bir ucuna verilen ısı, ince direnç telli ısıtma bobini ile (ısıtıcı ve numune arasındaki temas direncini kaldırmak için doğrudan numunenin üzerine konulabilir) 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 gelebilir çünkü radyal 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 doldurmakta kullanılır. Berget [66,67] 1887 yılında ısı kaybını engellemek için numune etrafında koruma yüzüğü kullanmıştır.

Bu metot yüksek sıcaklıklardaki ölçümler için Laubitz [68] ve Flynn [69] tarafından etraflıca tartışılmış ve eleştirilmiştir. Isı kaybı etkileri, termal temas dirençleri, termal çiftlerin zayıf temasları ve sıcaklık sürüklenmesi gibi nedenlerden kaynaklanan sistematik ölçüm hataları ise Bauerle tarafından analiz edilmiştir [70].

Bu metodun değişik bir şekli şu şekilde kullanılmıştır [71-73]. 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 metot yarıiletkenler gibi zayıf iletkenler için ve metalik tozlar, yalıtkanlar gibi düşük iletkenlikli malzemeler 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 [74] olabilirken, kolay işlenemez maddeleri ve az homojen yalıtkanları ölçmek için yapılmış alette kullanılan numune 30 cm olabilir [73].

Bu metotta da ısı iletkenliği (2.1) denklemi ile elde edilir. Isı akış hızı, korumalı ısıtıcıya [73-75] elektriksel güç girdisiyle, korumalı su akış kalorimetresi ile [76], buhar kaybı kalorimetresiyle [77-80] ya da ısı akışı tesbit cihazı [81] ile tayin edilebilir. Sıcaklık ölçümleri genelde numunenin içerisine yerleştirilmiş veya numune yüzeyindeki boşluklara sıkıca monte edilmiş termal çiftlerle ölçülür. Bu olay test edilen maddeye göre değişir. Yanal ısı kayıpları korumalı ısıtıcılar kullanarak engellenebilir. Ayrıca büyük bir numune üzerindeki küçük bir merkezi alanda çalışma yaparak da yanal ısı kayıpları engellenebilir. Mutlak 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 arasına 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

İlk kararlı hal karşılaştırmalı metodu Franklin [39] tarafından keşfedildi ve 1789 yılında Ingen-Hausz [41] 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 ilerledi. İşte geçmişte yapılan bu deneyde kararlı-hal durumunda çubukların iletkenlik hızlarının balmumunun ilerleme mesafesinin karesiyle doğru orantılı olduğu ortaya çıkmıştır. Günümüzde modern karşılaştırmalı metotlar; bölünmüş çubuk metodu ve levha metodu olarak iki şekilde incelenir.

2.2.1.1.2.1. Bölünmüş Çubuk Metodu

Bu metot ilk defa 1878 yılında Lodge [82] tarafından uygulanmış ve sonra Berget, Lees [83] ve birçok bilim adamı tarafından da kullanılmıştır. Isı iletkenliği bilinen bir ya da

birden fazla numune ile ısı iletkenliği bilinmeyen bir numune ard arda yerleştirilir. Hem referans numunesi hem de ısısal 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 [82,84,85] ve zayıf iletkenlerin ısı iletkenliklerini ölçmek için kullanılan kısa-numune çubuk metodu [82,83-89] şeklindedir. Karşılaştırmalı metotlar diğerlerine göre basit cihazlarla işlem yapabilme, numunenin kolay hazırlanması ve kolay işlem yapabilme özelliklerinden dolayı oldukça avantajlı metotlardır. Flynn [69] 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 metoduyla aynıdır. Fakat burada referans ve ölçüm yapılacak numune düz levhalar (veya diskler) şeklinde sıcak ve soğuk plakalar arasında bulunmaktadır. Christiansen [90] 1881 yılında bu metodu kullanarak sıvılar ile havanın ısısal iletkenliklerini karşılaştıran ilk bilim adamıdır. Pierce ve Willson mermer kalıpları ile cam plakaların kıyaslanmasını bu metotla yapmıştır. Sieg [91] ise cihazlarında yanal ısı kaybını engellemek için koruma yüzüğünü kullanmıştır.

2.2.1.1.2.3. Bileşik Metot

Bileşik metot ile hem mutlak hem de karşılaştırmalı metotların özellikleri birleştirilir. Bu metot da referans numunesi ile ölçüm yapılacak numune seri olarak yerleştirilir ve eş zamanlı olarak ısı akış kalorimetresi [92-94] ile veya ısıtıcının elektrik gücünün ölçülmesiyle ısı akış hızı tayin edilebilir.

2.2.1.2. Forbes'in Çubuk Metodu

Forbes'in orijinal metodu [43-46] statik ve dinamik olmak üzere iki deneyden oluşur. Statik deneyde 3.175 cm² yüzeyinde ve 2.5 m uzunluğunda bir dövme demir çubuğun bir tarafı erimiş kurşun veya lehim ile sabitlenmiş yüksek bir sıcaklığa maruz bırakılır. Çubuk boyunca kararlı-hal sıcaklık dağılımı, konveksiyon ve radyasyon yoluyla sabit bir dış sıcaklığa ulaşınca kadar ısı kaybeden çubuk yüzeyiyle tayin edilir. Dinamik deneyde ise 50.8 cm uzunluğunda benzer bir çubuk aynı ortamda soğutulur ve ısı kayıp hızı tayin edilir.

Bu iki deneyden ısı iletkenliği şu şekilde hesaplanabilir:

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

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 belirleyen çok çeşitli deneysel sistemler vardır. Sınıflandırma genel olarak numune geometrisine göre yapılır. Radyal ısı akış metodunun; silindirik, küresel, elipsoidal, yoğun küresel, yoğun silindirik 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 [95] 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. Silindirin dış tarafı helezon tüp içinde dolaştırılan su ile hızlıca soğutulmaktadır. Ayrıca 1905 yılında Niven [96] tahta, kum ve talaş üzerindeki ölçümlerinde radyal ısı akış metodunu kullanmıştır. Bu metot 1840 yıllarında Andrews'ın [97] ve 1888 yılında Schleiermacher'ın [98] geliştirdiği sıcak tel metoduyla benzerlik göstermektedir. Ayrıca Kannuluik ve Martin [99] tozlar üzerinde ölçüm için kullandıkları sıcak tel metodunu aynı zamanda gazlar içinde kullanmışlardır.

İlk deneylerde kenar korumaları pek kullanılmamıştır [100-103]. Numunenin uçlarında gerçekleşen ısı kayıpları, uzun numuneler kullanılarak ve elektrik güçleri uçlardan uzak bir bölümden ölçülerek en aza indirilmiştir. Isı kayıplarını engellemek için numunenin iki ucunda da eksenel koruma kullanılan korumalı silindirik metot ilk kez 1939 yılında Powell [104] tarafından yüksek sıcaklıkta Armco demiri üzerindeki ölçümlerde kullanılmıştır. Korumalı silindirik metotta genelde numune levha kümelerinden oluşmuştur ve ortasında ısıtıcı veya soğutucu bulunan eş eksenli merkezi boşluk vardır. Numunedeki sıcaklıklar termal çiftlerle veya 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 ℓ merkezi ısıtıcı telin uzunluğu, T_1 ve T_2 'ler ise sırasıyla r_1 ve r_2 'deki sıcaklık değerleridir.

2.2.1.3.1.2. Küresel ve Elipsoidal Radyal Isı Akış Metodu

Küresel metotta ısıtıcı tamamen içi boş küre şeklindeki numunenin içerisine yerleştirilir. İçteki ısıtıcı tarafından sağlanan ısı radyal doğrultuda hiçbir ısı kaybına uğramadan numuneden geçer. Teorik olarak bu metot idealdir. Fakat pratik olarak bu metodun bir çok zor tarafı vardır. Örneğin tüm radyal yönlerde sabit ısı verebilen küresel bir ısıtıcı elde etmek oldukça zordur. Numuneyi küresel yapmak da zor bir

seçenektir. Termal çiftlerin küresel izotermeler boyunca yerleştirilmesi de zor olan durumlardan birisidir. İşte tüm bu olumsuzluklar bu metodun yaygın olarak kullanılmasını engellemiştir. Laws, Bishop ve McJunkin [105] katılarda bu metodu kullanan ilk bilim adamları olarak bilinirler (gevşek yapıli katılar hariç). Bu metotla ısı iletkenliğı (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. Elipsoida metot, küresel metotla benzerlikler göstermesine rağmen kıyaslandığında daha fazla avantajlara sahiptir. Bu metot Adams ve McQuarrie [106-108] tarafından geliştirilmiştir. Küre yerine elipsoida 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 elipsoida metot diğerlerine oranla daha az kullanılmaktadır.

2.2.1.3.1.3. Yoğun Küresel ve Yoğun Silindirik Radyal Isı Akış Metotları

Yoğun küresel ve yoğun silindirik radyal ısı akış metotları çoğunlukla tozlar, fiberler ve diğer gevşek yapıli maddeler üzerindeki ölçümlerde kullanılmaktadır. Numune silindirik veya küresel iki kabuk arasındaki boşluğa doldurulur. Bu kabuklardan iç taraftaki küre veya silindir ısıtıcı ya da soğutucudur. Yoğun küre sisteminde eksenel ısı akışını engellemek için genelde kenar korumaları kullanılır. Yoğun küre metodu ilk kez 1860 yılında Peclet [109] tarafından iç kısımdaki kabuk ısıtıcı olarak sıcak suyla doldurularak kullanılmıştır. Fakat onun öncü çalışmalarında ne yazık ki kararlı durum elde edilememiştir. Daha sonra Nusselt [110] yalıtım malzemeleri üzerinde, iç kabuğa elektrikli ısıtıcı yerleştirerek başarılı ölçümler yapmıştır. 1872 yılında Stefan tarafından silindir metodu gazlar üzerinde uygulanmıştır. Bu çalışma daha sonra gevşek yapıli maddelerin ısı iletkenliğı ölçümünde benimsenmiştir.

2.2.1.3.1.4. de Senarmont'un Levha Metodu

de Senarmont [111-115] 1847-1848 yıllarında kristal yapıya sahip maddelerin ısı iletkenliklerindeki anizotropiyi tayin etmek için radyal ısı akış levha metodunu kullanmıştır. Fakat bu metot ısı iletkenliğinin mutlak değerlerinin ölçümünde verimli olamamıştır. Ayrıca bu metotta radyal ısı kaybı engellenememiştir. Bu metotta ince levha şeklinde bir numune ince film şeklinde beyaz balmumuyla kaplanmıştır. Merkezi bir noktaya ısı uygulanmış ve levhanın merkezindeki bir deliğe ince gümüş tüp sıkıca yerleştirilmiştir. Isının verildiği bölge etrafında balmumu erimeye başlamış ve erimiş balmumunun sınır çizgileri görünür bir izoterm oluşturmuştur. Bu da farklı yönlerdeki ısı iletkenliğinin bir şeklini ortaya koymuştur. Eğer cisim izotropik ise eriyen balmumunun eğrisi daire şeklinde olur. Eğer cisim anizotropik ise eğri elips olur. 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. Yoğun Silindir Metodu

Bu metot radyoaktif ve reaktif [116-118] gibi özel maddeler üzerinde ölçümler yapmak için kullanılır. Sıradan maddeler için uygun değildir. Çünkü mutlak metoda göre çok büyük avantajları yoktur. Bu metotta ısı iletkenliği bilinen yoğun silindirik referans örneğiyle çevrelenmiş bir silindirik numune kullanılır. Numunenin ortasındaki eş eksenli merkezi boşluk, ısı akışını hem numune hem de referans örneği üzerinden geçiren bir ısı kaynağı ihtiva etmektedir. Radyoaktif ve reaktif maddelerin ölçümünde bu metodun kullanılmasının avantajı numuneyi saran referans örneğinin ayrıca hermitik muhafaza olarak görev yapmasıdır. Bu metotta ısı iletkenliği (2.8) denklemiyle tayin edilir.

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

Burada T_1 ve T_2 numune üzerindeki r_1 ve r_2 noktalarında ölçülen sıcaklıklardır. T_3 ve T_4 ise referans numunesinin r_3 ve r_4 noktalarında ölçülen sıcaklıklardır.

2.2.1.3.2.2. Disk Metodu

Robinson'un [119] iletken disk metodu olarak isimlendirdiği bu metot yalıtkan maddeler üzerindeki karşılaştırmalı ölçümler için 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 yapılır. Fakat ısı akışı tam radyal değildir. Isı akışı iletken diskin içinde merkeze doğru radyal yönde ilerlerken aynı zamanda diskten numunelere ve soğuk levhalara da akış gerçekleşmektedir. Sonuç olarak diskin kararlı hal sıcaklığı merkezine doğru düşer ve bu düşüşün oranı numunelerin ısı iletkenliklerine bağlıdır.

2.2.1.4. Doğrudan Elektriksel Isıtma Metodu

Doğrudan elektriksel ısıtma metodunda numune üzerinden geçen elektrik akımıyla ısıtılır. Bu yüzden bu metot kuvvetli elektriksel iletkenler için sınırlı tutulmuştur. Doğrudan elektriksel ısıtma metodu diğer metotlara göre daha kesin avantajlara sahiptir. Bu metotta çok yüksek sıcaklıklara kolayca ulaşılabilen ve bu sıcaklıklarda diğer metotlardan daha basit deneysel teknikler ve cihazlar kullanılmaktadır. Ayrıca bu metotta oldukça küçük numuneler kullanılabilen ve sistemin dengeye ulaşması için çok kısa zamana ihtiyaç duyulmaktadır. Aynı zamanda bu metot aynı numune üzerindeki bir takım fiziksel özelliklerin incelenmesine de imkan tanımaktadır. Bu metot numune geometrisine göre 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 uygun elektrik akımları geçirilir. Isı iletkenliğinin hesaplanabilmesi için gerekli olan potansiyel düşmeler ve sıcaklıklar ölçülür. Silindirik çubuk metodunun üç farklı şekli aşağıda incelenmiştir.

2.2.1.4.1.1. Doğrusal Isı Akış Metodu

Bu metotta radyal ısı kayıplarını engellemek için çubuk çok iyi yalıtılmıştır. Böylece numunede oluşan ısı numunenin iki ucuna doğru akacaktır. Bu metot Kohlrausch [120-123] tarafından geliştirilmiştir. Eğer çubuğun iki ucu da aynı sıcaklıkta tutulabilirse ve ufak sıcaklık değişimlerinde ısısal ve elektriksel iletkenlikler sıcaklıktan bağımsız varsayılırsa ısı iletkenliği (2.9) ifadesiyle elde edilebilir.

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

Burada ρ elektriksel öz direnç, V_1 ve V_3 'ler numune üzerindeki ve 2 numaralı bölgeye eşit fakat zıt uzaklıklarda bulunan 1. ve 3. bölgedeki elektriksel potansiyeller, T_1 ve T_2 ise 1. ve 2. bölgedeki sıcaklıklardır.

2.2.1.4.1.2. Radyal Isı Akış Metodu

Bu metotta kalın çubuk ya da tüp kullanılır ve radyal ısı akışına izin verilir. Kararlı hal durumunda numunede oluşan ısı numunenin uçlarından radyal bir şekilde yüzeye doğru akmaya başlar ve ısı konveksiyon ve ışıma ile çevreye taşınır. Bu metot ilk kez Mendenhall tarafından geliştirilmiş ve Angell [124] tarafından uygulanmıştır. Silindirik çubuk numune göz önüne alındığında ve ufak sıcaklık değişimlerinde ısısal ve elektriksel iletkenliklerin sıcaklıktan bağımsız olduğunu varsayarak ısı iletkenliği şu şekilde ifade edilir.

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

Burada I elektrik akımı, E numunenin merkezi bölgesinden ℓ uzunluğundaki elektrik potansiyel düşmesi, T_1 ve T_2 ise eksen ve yüzeydeki sıcaklıklardır. Bu sıcaklıklar metaller üzerinde tam ve kesin ölçümler yapılabilmesi için çok düşüktür. Powell ve Schofield [125] bunu zayıf iletme sahip karbon ve grafitte kullanmışlardır.

2.2.1.4.1.3. İnce Çubuk Yaklaşım Metodu

Bu metodun genel kullanımı şu şekildedir; uzun ve ince bir flaman elektriksel olarak vakum altında ısıtılır ve ısıma yoluyla 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 [126] 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 [127-140] bulunmaktadır. Taylor, Powell ve çalışma arkadaşları [136,138-140] bu metot üzerinde ilerlemeler kaydetmişlerdir. İlk defa Thomson etkisini hesaba kattılar ve çeşitli fiziksel özelliklerde sıcaklığa bağımlılığı dahil ettiler. Böylece genel denklemleri doğrudan kullanarak gelişmiş hesaplama teknikleri sayesinde matematiksel yaklaşımlara ve belli deneysel şartlarla mukayese yapmaya ihtiyaç kalmamıştır.

Taylor, Powell ve arkadaşlarının araştırmalarının sonuçlarından birisi de uygun ekipmanla yüksek sıcaklıklarda fiziksel özellikleri tayin edebilen yeni bir metot geliştirmeleridir. Çok amaçlı olarak kullanılabilen bu düzenek kesin olarak ısı iletkenliğini, elektriksel öz direnci, hem toplam hem de spektral yarıküresel emitansı, Thomson katsayısını, Lorenz fonksiyonunu aynı numune üzerinde ölçebilen tek düzendir. Bu düzenek ayrıca özgül ısıyı, entalpiyi, ısı dağılma gücünü, ısı genişlemesini, Seebeck katsayısını, Peltier katsayısını ve Richardson katsayısını da ölçebilmektedir.

2.2.1.4.2. Dikdörtgen Çubuk Metodu

Bu metot Longmire [141] tarafından geliştirilmiştir ve radyal ısı akış metodunun geometrik olarak değiştirilmiş bir çeşitidir. Kullanılan numune uzun kare çubuk şeklindedir. Bu özel numune geometrisi her yüzeyde ısı ölçümlerinin yapılabilmesi için elverişlidir. Numune vakum altında elektriksel olarak ısıtıldığında ısımayla oluşan ısı kaybı, radyal bir sıcaklık gradyenti oluşturur ve dikdörtgen çubuğun geniş yüzeyindeki merkez çizgisinin sıcaklığı, dar yüzeyindeki merkez çizgisi sıcaklığından yüksek

olacaktır. Bu farklı sıcaklıklarda, elektriksel iletkenliğin ölçülmesiyle ısı iletkenliği belirlenebilir.

2.2.1.5. Termoelektriksel Metot

Termoelektriksel metot Borelius [142] tarafından geliştirilmiştir. Borelius 1917 yılında aynı maddenin hem Peltier ısısı hem de ısı iletkenliği hesaplamıştır. Bu metot özellikle termoelektrik maddeler üzerinde yapılan ölçümler için oldukça uygundur. 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 dengelenmektedir. Böylece ısı iletkenliğini (2.11) bağıntısı ile bulabiliriz.

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

Burada πI Peltier ısı üretim oranı, ΔT uçlar arasındaki sıcaklık farkı, A kesit alanı, ℓ ise uzunluk olarak ifade edilir. $\pi = S \times T$ olarak ifade edilebilir. S Seebeck sabitidir. π değeri, ΔT sıcaklık farkı oluştuğunda uçlar arasındaki potansiyel farkından Seebeck sabiti ölçülerek yukarıdaki ifadeden elde 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. Metal alaşımlar üzerinde ölçüm yapmak için Borelius metodu Sendström [143-144] tarafından kullanılmıştır.

Geçici termoelektrik metodu Herinckx ve Monfils tarafından geliştirilmiştir. Bu metotta numuneden bir doğru akım geçirilir ve numune boyunca potansiyel düşme sonucunun zamana bağımlılığı gözlenir.

2.2.1.6. Isısal Karşılaştırma Metodu

Isısal karşılaştırma metodu Powell [145-148] tarafından geliştirilmiştir. Bu metot ısı iletkenliğinin hem hızlı hem de kolay bir şekilde ölçülmesini sağlayan basit bir karşılaştırmalı metottur. Isısal karşılaştırma metodunun esas kısmını izole edilmiş ve

yönlendirilmeli ucu olan sonda oluşturmaktadır. Sonda oda sıcaklığının üzerinde 15-20 °C’ de tutulan bir ısı haznesi ile beraberdir. Bir yüzey termal 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. Sondanın temas ucunun bilinen ısı iletkenliği K_1 ve T_1 sıcaklığında, test maddesinin yüzeyinin ısı iletkenliği K_2 ve oda sıcaklığında (T_2) ise ve sonda ucunun sıcaklığı aniden ortalama T sıcaklığına düşüyorsa (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 termal çiftin gösterdiği potansiyel farktır. Isı iletkenliği bilinen birçok referans numunelerinden kalibrasyon eğrisi elde edilerek, bilinmeyen numunenin ısı iletkenliği kalibrasyon eğrisi üzerinden emk okumasıyla tayin edilebilir. Powell [149] bu metot üzerinde geniş çaplı incelemeler yaparak sonradan ortaya çıkan gelişmeleri tartıştı [150]. Isısal karşılaştırmalı sistemi [151] katıların ve sıvıların ısı iletkenliklerinin hızlı bir şekilde ölçülebilmesini sağlayan bir düzenek olarak geliştirilmiş ve Hindistan’da ticari olarak satışına başlanmıştır.

2.2.2. Kararsız Hal Metotları

Kararsız hal durumlarında numune üzerindeki ısı akışı zamanla değişir. Numune boyunca belirli bölgelerde değişikliğe uğrayan sıcaklık değişim hızı deneylerle ölçülür ve ısı akış hızı ölçümüne ihtiyaç duyulmaz. Bu metotlar normalde ısı yayılma yönünü 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 ısı akış metotları olmak üzere iki ana kategoriye ayrılırlar.

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. Bu nedenle ısı değişim hızı genlik azalma oranı ölçümlerinden bulunabilir. Ya da numune üzerinde belli pozisyonlardaki sıcaklık dalgalarının faz farkı ölçülerek de ısı değişim hızı tayin edilebilir. Birçok periyodik ısı akışı metodunda ısı akışı çizgisel (eksenel) doğrultudadır. Ayrıca radyal doğrultudaki ısı akış metotları da kullanılır.

2.2.2.1.1. Çizgisel Isı Akış Metodu

Periyodik ısı akış metodu ilk olarak Angström [152] tarafından 1863 yılında geliştirilmiştir. Bu metotta sinüzoidal sıcaklık değişimleri üretebilen değişken bir ısı kaynağı uzun ve ince bir çubuk numunenin merkezine yerleştirilmiştir ve sıcaklıklar çubuğun uçlarından zamanın fonksiyonu olarak iki şekilde ölçülmüştür. Bu sıcaklık-zaman ölçümlerinden hız (v) ve sıcaklık dalgasının genlik azalması (δ) (ısı değişim hızının hesaplanması için) tayin edilebilir. Bu metot King [153], Star, Sidles, Abeles [154-156] tarafından geliştirilmiştir ve modifiye edilmiştir. Isı değişim hızı (2.13) bağıntısıyla hesaplanabilir.

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

Uzun çubuk kullanılarak yapılan Angstrom metodunun bir takım kısıtlamaları vardır. Bazı durumlarda numunenin uzun bir çubuk şeklinde olması pek kullanışlı olmayabilir. Ayrıca yüksek sıcaklıklarda zayıf iletkenler üzerinde ölçüm yaparken yanal ısı kayıplarını uzun bir çubuk şeklindeki numunede kontrol altına almak zor olabilir. Bu nedenle küçük plaka ya da disk şeklinde numuneler kullanılan metotlar geliştirilmiştir [157-159].

2.2.2.1.2. Radyal Isı Akış Metodu

Bu metotta silindir şeklindeki numuneler kullanılır. Bu numune periyodik sıcaklık değişimi oluşturabilen bir ısı kaynağı ile ısıtılır ve zamanla sıcaklık değişimleri ölçülür. Isı değişim hızı sıcaklık titreşimlerinin faz farkından veya frekansla birlikte titreşimlerin genlik değişimlerinden hesaplanabilir. Tanasaw [160] bu metodu 1935 yılında nemli maddeler üzerinde ölçüm yapmak için kullanmıştır. O'nun metodunda silindirik bir numunenin yüzeyinde sinüzoidal bir sıcaklık oluşturulmuş ve farklı radyal uzaklıklardaki sıcaklıklar (ısı değişim hızını hesaplayabilmek için) ölçülmüştür. Flippov ve arkadaşları bu tarzda [161] bir metot geliştirmişler ve yüksek sıcaklıklarda metaller [162] ve erimiş metaller üzerinde ölçümler yapmışlardır. Ayrıca kararsız hal radyal ısı akışı metodu yalıtkanlar üzerinde ölçüm yapılırken de başvurulmuş önemli bir yöntemdir.

2.2.2.2. Geçici Isı Akış Metotları

Geçici ısı akışı metodu Neumann [163,164] tarafından 1862 yılında hem doğrusal 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 hesaplanabilir. Zayıf iletkenler üzerinde ölçüm yaparken Neumann başka bir metot 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 belli başlı çeşitlerini inceleyelim.

2.2.2.2.1. Doğrusal Isı Akış Metodu

Doğrusal periyodik ısı akış metoduna benzer olarak geçici doğrusal ısı akış metodu da uzun çubuk kullanılan ve küçük levha (ya da disk) kullanılan metotlar olmak üzere iki ana kategoriye ayrılır.

2.2.2.2.2. Flaş Metodu

Flaş metodu, doğrusal geçici ısı akış metodu gibi küçük ince disk numune geometrisi kullanmasına rağmen onu diğer metotlar arasında özel kılan bir niteliğe sahiptir. Bu metotta disk numunesinin bir yüzeyine ısısal enerji ışığı düşürülür. Fakat ısımanın süresi geçici ısı akışının numune üzerinde yayılma süresinden kısadır. Bu metot Parker ve arkadaşları [165] tarafından 1961 yılında geliştirilmiştir. Flaş tüpü ya da lazer gibi bir ısı kaynağı ince disk numunesinin ön yüzüne enerji ışıması olmasını sağlar. Numunenin arka yüzünde zamanın bir fonksiyonu olarak sıcaklık otomatik olarak kaydedilir. Isı değişim hızı, numunenin kalınlığından (ℓ) 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 [163,164] tarafından zayıf iletkenler üzerinde ölçüm yapmak amacıyla kullanılmıştır. Bu metotta kullanılan numuneler başlangıçta küresel şekilli idi. Modern düzeneklerde silindir şeklinde numuneler kullanılmaktadır. Başlangıçta düzenli sıcaklıkta bulunan içi boş ya da dolu bir uzun silindirik numune, eksenel ya da dış yüzeyinden ısıtılır ve farklı radyal uzaklıktaki sıcaklıklar zamanın bir fonksiyonu olarak ölçülür. Ginnings [166] ve arkadaşları [167] tarafından geliştirilen metotlarda silindirik numuneler sürekli dış yüzeyden ısıtılmışlardır.

2.2.2.2.4. Çizgisel Isı Kaynağı ve Sonda Metodu

Çizgisel ısı kaynağı Stalhane ve Pyk [168] tarafından 1931 yılında geliştirilmiş ve seramik maddeler [169] üzerinde ölçüm yapmakta kullanılmıştır. Bu metot tozlar gibi

gevşek yapıllı 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 ısısını 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 $(T_2 - T_1)$ değerleri t_1 ve t_2 zamanlarındaki sıcaklıkları ifade etmektedir. Sonda metodu pratik bir çizgisel ısı kaynağı metodudur. Burada ısı kaynağı sondanın içerisine konur. Böylece koruma ve numunenin içine daha rahat ulaşılması sağlanır. Bu metot Hooper ve arkadaşları [170,171] tarafından geliştirilmiştir.

2.2.2.2.5. Hareketli Isı Kaynağı Metodu

Hareketli ısı kaynağı metodu Rosenthal ve arkadaşları [172-174] tarafından geliştirilmiştir. Sabit yoğunlukta hareketli ısı kaynağı tarafından ısıtılan uzun boru şeklindeki numune içinde yarı kararlı hal sıcaklık dağılımı oluşumunu sağlamak bu metodun genel yöntemidir. 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 düşme ve yükselme kısımlarındaki tepe değerleridir.

2.2.2.2.6. Karşılaştırmalı Metot

Geçici ısı akışını kullanan karşılaştırmalı metot Hsu 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 getirilirler. Test numunesi ile referans numunesinin temas yüzeylerindeki geçici sıcaklık belirli zamanda ölçülebilir. Bu ölçümden numunenin ısı değişim hızı hesaplanabilir.

Bir başka geçici ısı akışı karşılaştırmalı metodu ise Deem tarafından kullanılmıştır. Bu ölçüm metodunda boyutları aynı olan ve 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 Faktor) 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 [175].

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’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 ρ 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 [176] .

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

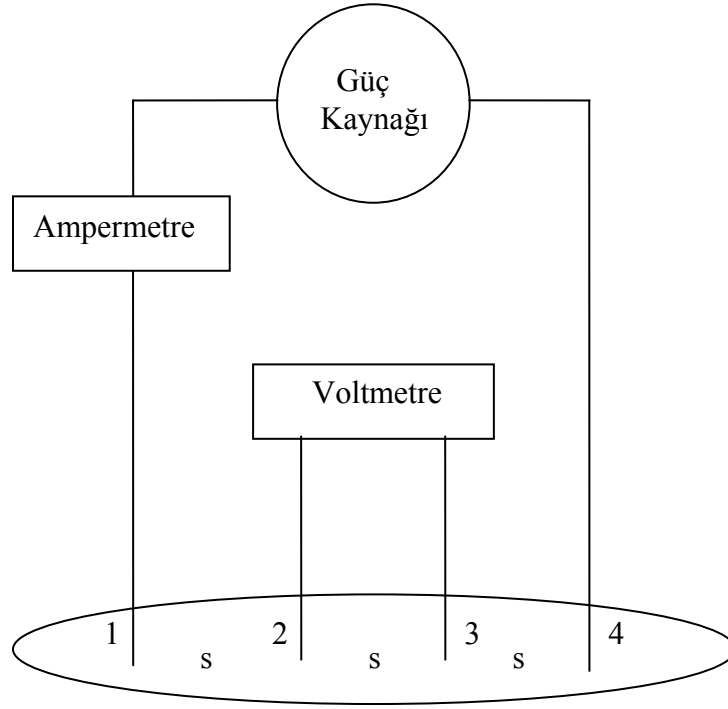
(2.18) denklemindeki G katsayısı numunenin boyutlarını yani yüzey geometrik sınırları ve kalınlığını, elektriksel kontakların numune üzerindeki konumunu ve diziliş düzenini

içeren bir katsayıdır ve “Geometrik Düzeltme Katsayısı/Faktörü” (Resistivity Correction Factor, RCF) olarak tanımlanır.

İki-nokta ölçümü ile elde edilen R_{toplam} direnç değeri numunenin direncinin dışında başka ek dirençleri de ihtiva eder. Bu ek dirençler iletken telin (R_{tel}), numuneye akımı aktaran iğne uçların (prob, pin) (R_{prop}), gerekirse problemleri numuneye tutturan iletken lehimin (R_{pasta}), kontak ucu ve numune temas ara yüzeyinin dirençlerinin (R_{konsak}) toplamıdır. Bu nedenle numunenin hesaplanan ρ 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 bağı olan iletken tel kablolar ve diğerk 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 tekniğı daha uygun olacaktır. Bu durum özellikle kontak direnci numune direncine oranla yüksek olan iyi iletkenlerin ve yarıiletkenlerin öz direncinin belirlenmesinde ortaya çıkar. Dört nokta dc elektriksel iletkenlik ölçme tekniğinde kullanılan kontakların dirençleri ölçümde hesaba girmez ve hesaplanan değerk 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. problemlerden akım, 2. ve 3. problemlerden 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 verilenden farklı olmamakla beraber (2.19) denklemindeki gibidir.

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



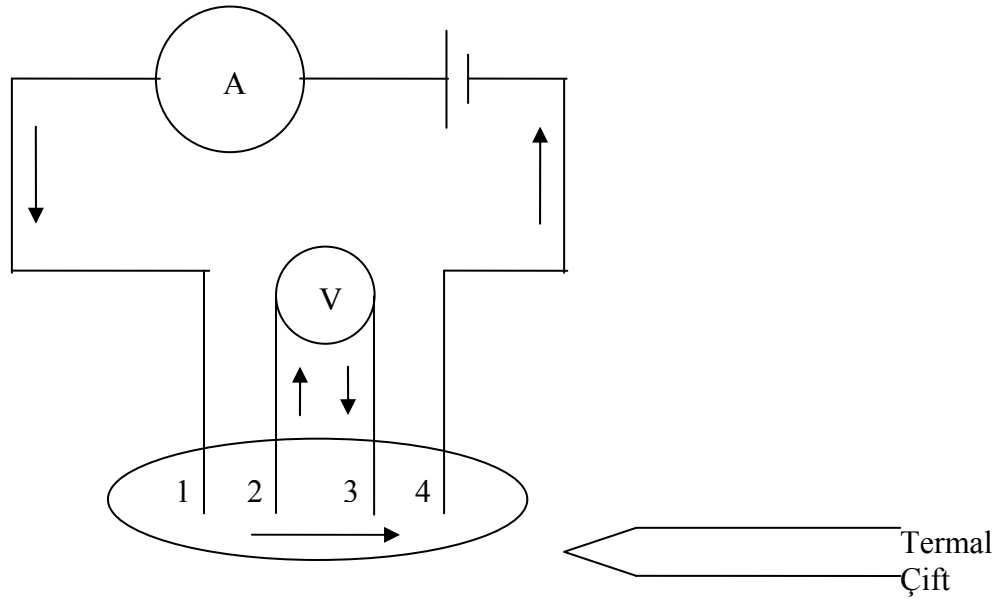
Şekil 2.2. Dört nokta dc elektriksel iletkenlik ölçüm tekniğinin şematik gösterimi.

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 ρ 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. 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. kontakla doğrudur. Akım geçişi esnasındaki numune üzerine düşen gerilim 2. ve 3. kontaklardan okunur. Burada elektriksel iletkenlik aşağıdaki denklem ile hesaplanır.

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

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 ısısal ve elektriksel iletkenliğin belirlenmesi için yapılan çalışmalar ile ilgili literatür taraması yapılmıştır. Gelecek bölümde ise kullandığımız deneysel teknik hakkında geniş bilgiler verilecektir.

3. BÖLÜM

DENEYSEL SİSTEMLER VE BİR DENEYİN YAPILIŞI

3.1 Giriş

Isısal iletkenliğin belirlenmesinde kullanılan en yaygın metotlardan biri radyal ısı akış metodudur. Radyal ısı akış metodu kararlı durum metotlarından ve numunenin geometrisine bağlı olarak silindirik veya küresel radyal ısı akış metodu olarak adlandırılır.[20] Bu metot alaşımların ve saf malzemelerin ısısal iletkenliklerinin ölçümünde sıklıkla kullanılır.[21-38]

Bu bölümde ısısal iletkenliğin belirlenmesini sağlayan deney düzeneği detaylarıyla anlatılacaktır. Kullanılan metot hakkında bilgi verilecektir.

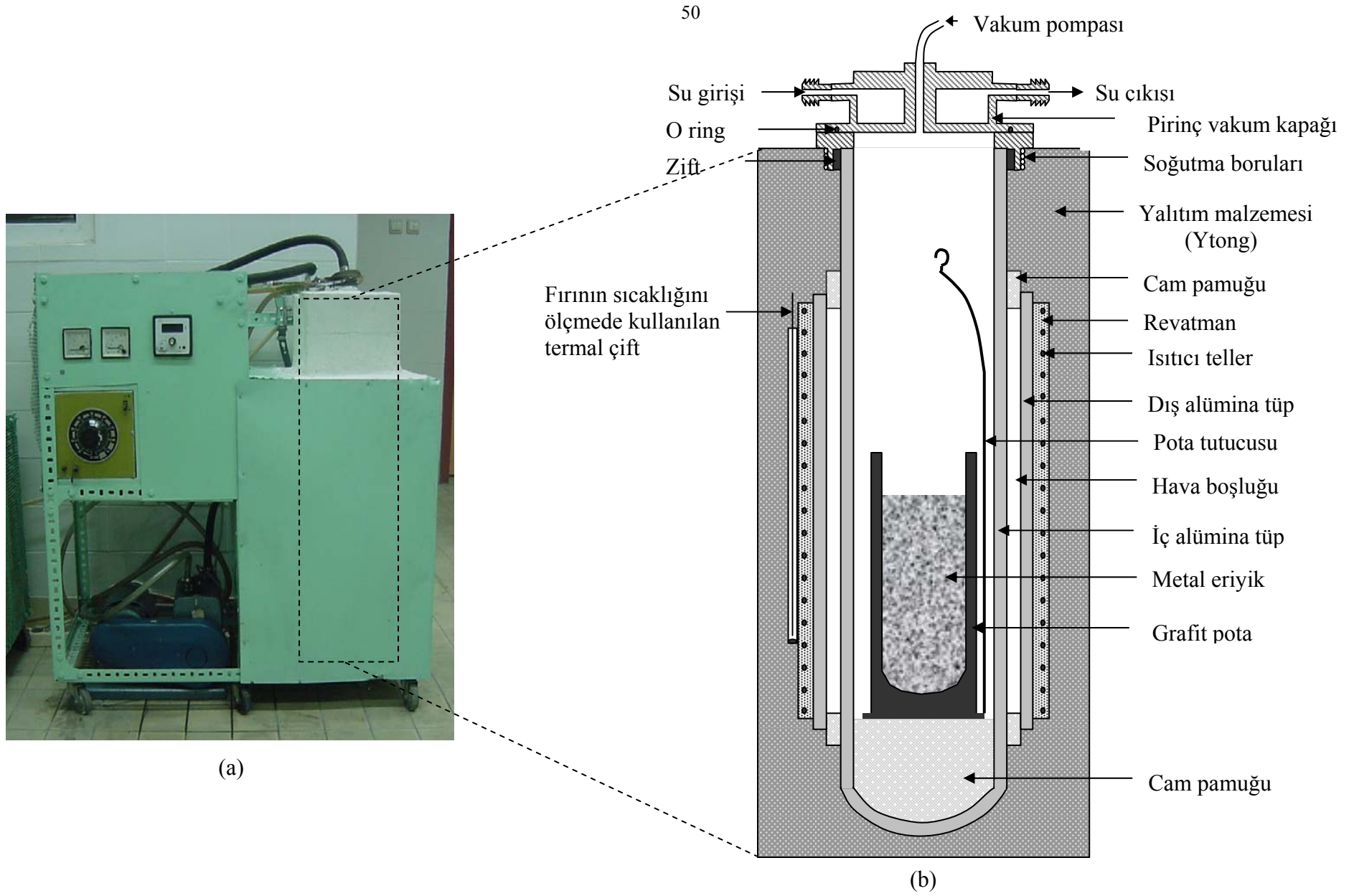
3.2. Deneysel Sistemler

Bu tez çalışmasında; vakumlu eritme fırını, döküm fırını ve radyal ısı akış fırını olmak üzere üç ayrı fırın kullanılmıştır. Bu kesimde, tezin gerçekleşmesinde kullanılan bu 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 [177].

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.



Şekil 3.1. Vakumlu eritme fırınının a) Fotoğrafi b) Şematik gösterimi [177].

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

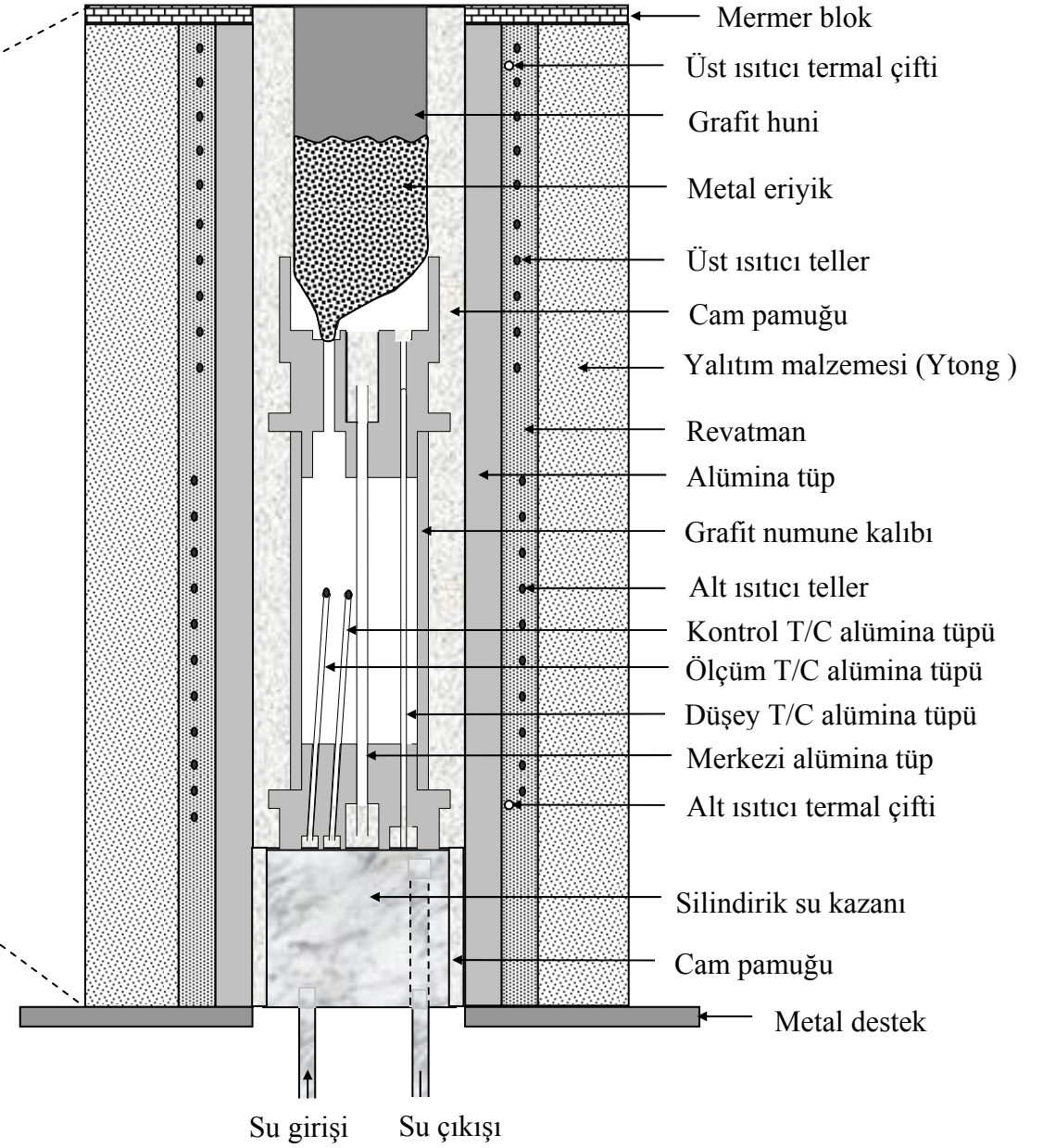
Fırının ısı kaybını önlemek için alümina tüplerin etrafına gaz beton (Ytong) tuğlası yerleştirilmiştir. Vakumlu ortam oluşturabilmek için bir ucu kapalı alümina tüpün açık ucuna vakum pompasını bağlayacak şekilde pirinçten bir soğutma sistemi yapılmıştır. Vakumlama esnasında hava sızmamaları için iç 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 ± 2 °C hassaslıkta kontrol edebilmektedir. 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 Ω ve 28.725 Ω 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 ± 2 °C hassaslıkta kontrol edebilmektedir.



(a)



(b)

Şekil 3.2 Döküm fırınının (a) fotoğrafı (b) şematik gösterimi [177].

3.2.3. Radyal Isı Akış Fırını

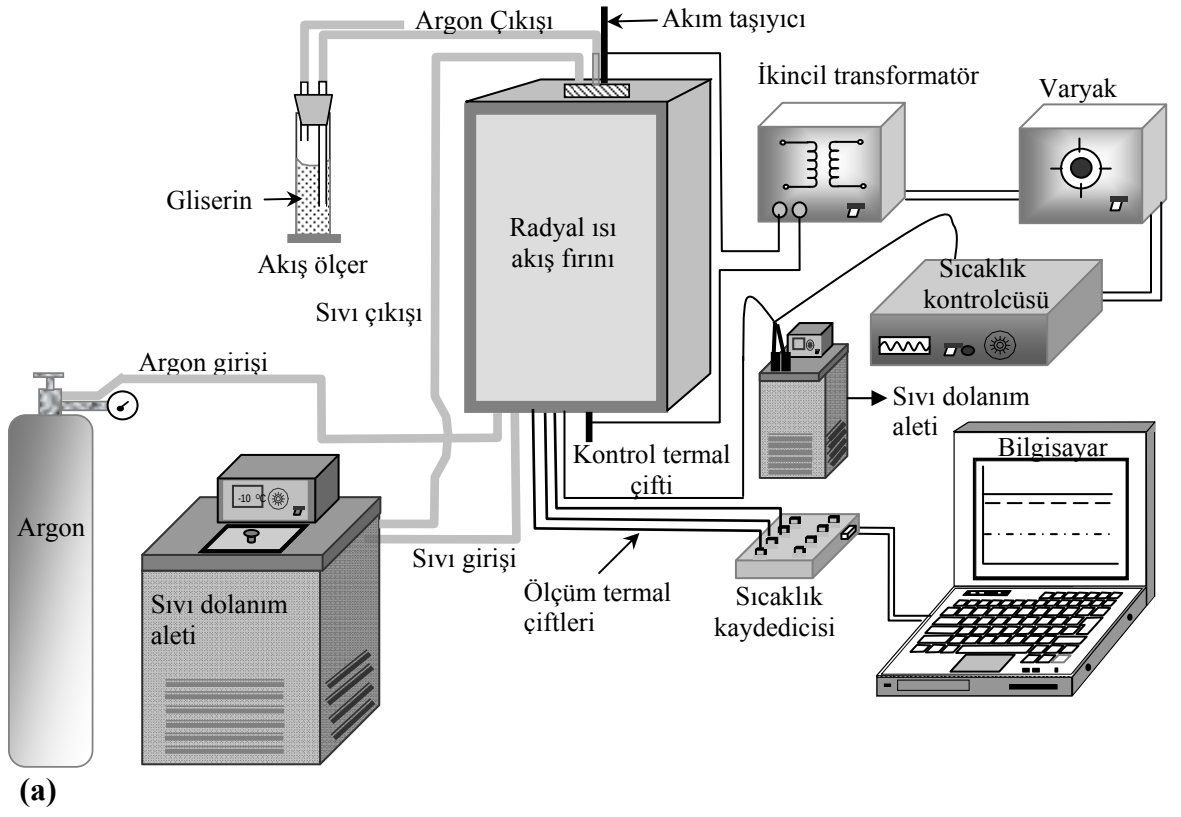
Bu tez çalışmasında hem düşük hem de yüksek erime sıcaklığına sahip alaşımların katı-sıvı arayüzey enerjilerinin ölçümünün yapılabileceği yeni bir radyal ısı akış sistemi kullanılmıştır. Radyal ısı akış sisteminin Şekil 3.3.a'da blok diyagramı, Şekil 3.3.b'de fotoğrafı ve Şekil 3.4'de şematik gösterimi verilmiştir.

Kullanılan radyal ısı akış düzeneği; dış ısıtıcı sistem, merkezi ısıtma sistemi, soğutma sistemi, pozitif basınç sistemi ve sıcaklık kontrol sisteminden oluşan beş ana başlıkta incelendi. Dış ısıtıcı sistem, numune üzerindeki sıcaklık gradyentini ayarlama amaçla kullanılmaktadır. Merkezi ısıtma sistemi, silindirik numuneyi merkezden ısıtarak radyal doğrultuda sabit bir sıcaklık gradyenti elde etmek için kullanılır. Soğutma sistemi, deney süresince içerisinde su geçirilen bir soğutma kazanından oluşup, sıcaklık gradyentinin artırılması ve numunenin dış yüzeyinin sabit sıcaklıkta tutulabilmesi amacıyla kullanılır. Pozitif basınç sistemi, deney sırasında yüksek sıcaklıklarda grafit numune kalıbının oksijenle birleşerek erozyona uğramaması için fırının argon ortamında tutulması amacıyla kullanılır. Sıcaklık kontrol sistemi ise deney süresince numunenin sıcaklığını sabit tutmak ve katı-sıvı arayüzeyinin hareket etmesini engellemek için kullanılır.

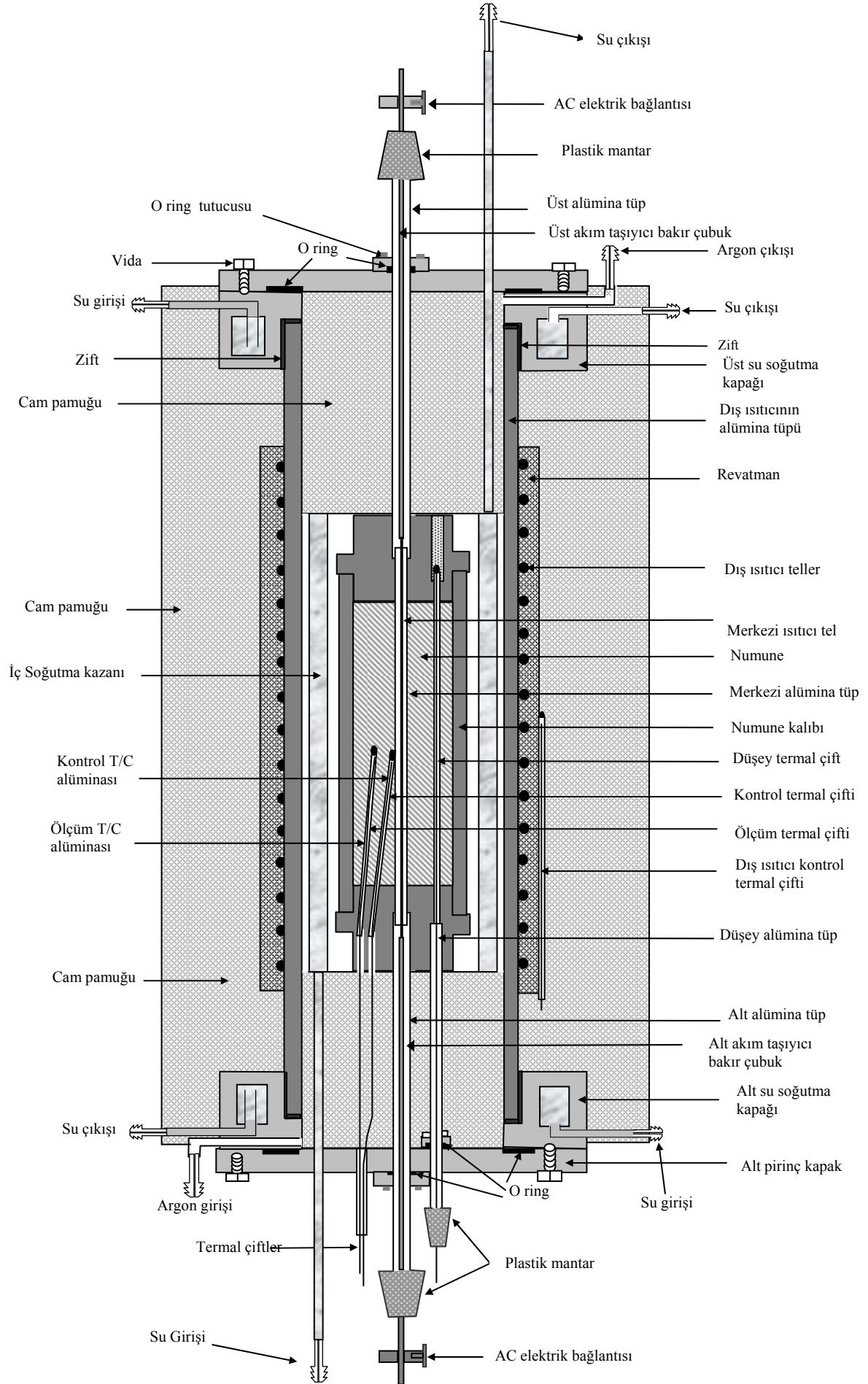
3.2.3.1. Dış Isıtıcı Sistem

Radyal ısı akış fırınında dış ısıtıcı sistem, 80 x 90 x 600 mm ebatlarında alümina tüpün etrafına 1,2 mm çapında Kanthal A1 teli sarılarak oluşturulmuştur. Isıtıcı tel, tüpün tam orta kısmında 30 cm'lik homojen sıcak bir bölge elde edilecek şekilde ve sarımlar arası mesafelerin eşit olmasına dikkat edilerek sarılmıştır. Telin çok sıkı sarılmasına ve sarımların birbirlerine temas etmemesine özen gösterilmiştir. Elektrik bağlantısı için hazırlanan dört kat akım kolunun her iki ucu katlanarak alüminaya sıkıca sabitlenmiştir.

Isıtıcı tel elle sarılarak her sarımdan sonra tellerin birbirlerine temas edip etmediği kontrol edilmiştir. Fırının orta noktasının sıcaklığını ölçmekte kullanılacak termal çifti yerleştirmek amacıyla hazırlanan bir ucu oksijen kaynağıyla kapatılan 1,2 mm çapındaki alümina boru kapalı ucu fırının tam orta noktasına gelecek şekilde revatmanla sabitlenmiştir.



Şekil 3.3. Radyal ısı akış sisteminin (a) Blok diyagramı, (b) Fotoğrafi.



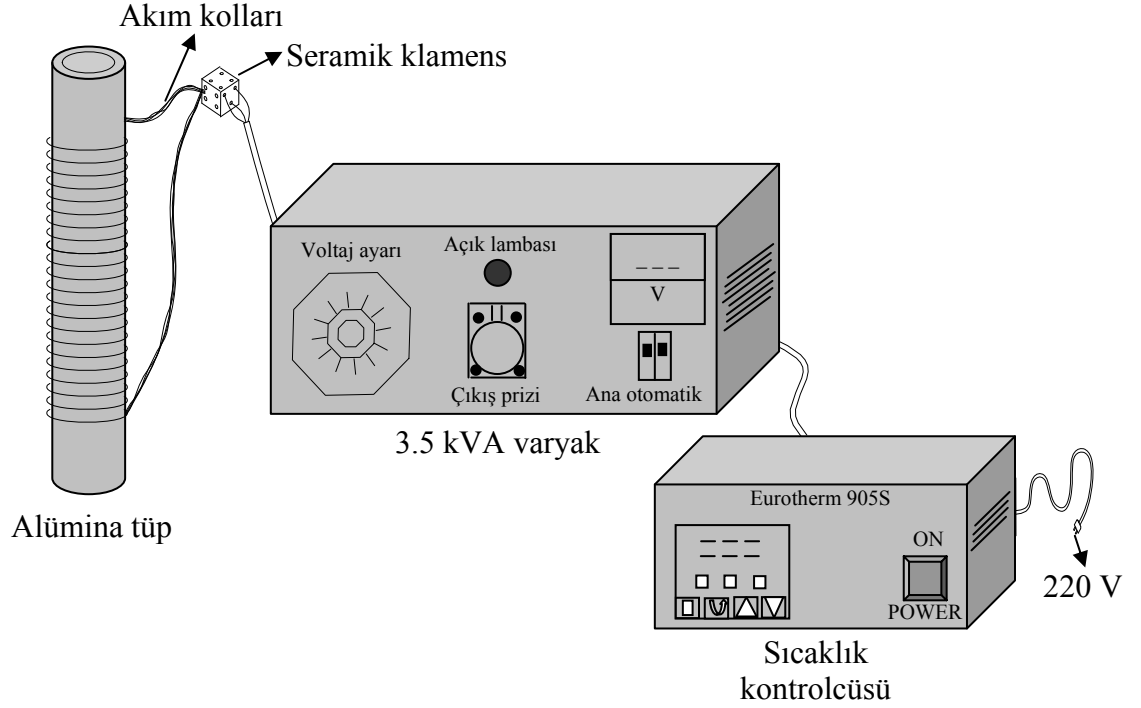
Şekil 3.4. Radyal ısı akış fırınının şematik gösterimi.

Ayrıca alümina tüp etrafına sarılan ısıtıcı tellerin birbirlerine temas etmesini engellemek amacıyla üzerleri de revatmanla kaplanmıştır.

Tüpün etrafına sarılan Kanthal A1 telinin kaç metre olacağı, kaç sarım elde edileceği ve sarımlar arası boşluğun ne kadar olacağı şu şekilde hesaplanmıştır. Kullanacağımız telin direncinin 28Ω civarında olması halinde fırının istenilen sıcaklığa rahatça çıkacağı ve 2.65 mm çapındaki Kanthal A1 telinin 1 metresinin direncinin $R_1=0.26 \Omega$ olduğu bilinmektedir. Isıtıcı olarak sarılan 1,2 mm çapındaki Kanthal A1 telinin 1 metresinin direnci (R_2) ise aşağıdaki orandan bulunur:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho \frac{\ell}{A_1}}{\rho \frac{\ell}{A_2}} \Rightarrow R_2 = 1.268 \Omega \quad (3.1)$$

Bir metresi 1.268Ω olan telden toplam direnci 28Ω olan ısıtıcı elde edebilmek için 22 m tel kullanılmalıdır. Alümina tüpün çapı net 90 mm olarak ölçüldüğüne göre, tüp etrafına her bir sarımda 0.2826 m tel kullanıldı. Bir sarım için 0.2826 m tel gerektiğine göre 22 m tel kullanılarak yaklaşık 77 sarım yapılabilirdi. Bu 77 sarım hiç boşluk bırakılmadan sarılsa $77 \times 1.2 = 92$ mm yer kaplar. 30 cm'lik bölgede $30 - 9.2 = 20.8$ cm boşluk kalır. Böylece sarımlar arasında bırakılacak boşluklar yaklaşık 4 mm olarak bulundu. Sonuçta dış ısıtıcı sistem, 1.2 mm çapındaki Kanthal A1 teli kullanılarak sarımlar arası yaklaşık 4 mm olacak şekilde 77 sarımdan oluşmaktadır. Dış ısıtıcı telin direnci teorik olarak 27.81Ω hesaplandı ve ohmmetre ile de 28.5Ω olarak ölçüldü. Isıtıcı tel sarılıp akım kolları hazırlanan alümina tüp alt ve üst kapaklar yardımıyla fırına yerleştirilebilecek hale getirildi. Akım kolları seramik klamens yardımıyla 3 cm çapındaki kabloyla kontrolcüye bağlı olan 3.5 kVA'lık varyağa bağlandı. Dış ısıtıcının sıcaklığı Eurotherm 905S model sıcaklık kontrolcüsü ile kontrol edildi. Dış ısıtıcıya sabit bir güç verebilmek için 3.5 kVA'lık bir varyak kullanıldı. Radyal ısı akış fırınının dış ısıtıcı sisteminin elektrik bağlantısının şematik gösterimi Şekil 3.5'de gösterildi. Isıl işlem esnasında grafit numune kalıbının erozyona uğramaması için numunenin bulunduğu ortamın vakumlu ya da argon gazı ortamında olması gerekir. Bu amaçla alümina tüpün uç kısımlarını kapatacağımız kapakların sızdırmaz olması gerekir.



Şekil 3.5. Radyal ısı akış fırınının dış ısıtıcı sisteminin şematik gösterimi.

Alt ve üst kapaklarla alümina tüpün uçları arasındaki boşluk zift ile izole edildi. Deney esnasında ziftin eriyerek argon gazının sızmasını engellemek için alt ve üst kapaklardan sürekli su geçirildi ve soğutuldu. Isıtıcı teli sarılmış ve akım kolları hazırlanmış alümina tüp pirinçten yapılan soğutma kapaklarına sabitlendi. Pirinç kapaklar, iç içe geçmiş iki silindir ve bir diskten oluşmaktadır. İç içe geçirilmiş borular disk üzerine gümüş kaynağı ile lehimlendi. Diskin ortası alümina boruya uygun şekilde delindi. Bu kapakların pirinçten yapılmasının sebebi; pirincin oksitlenmemesi ve suyu kazanın dışına terletmemesidir. Su geçirilerek soğutulan kapakların şematik gösterimi Şekil 3.6'da gösterilmiştir.



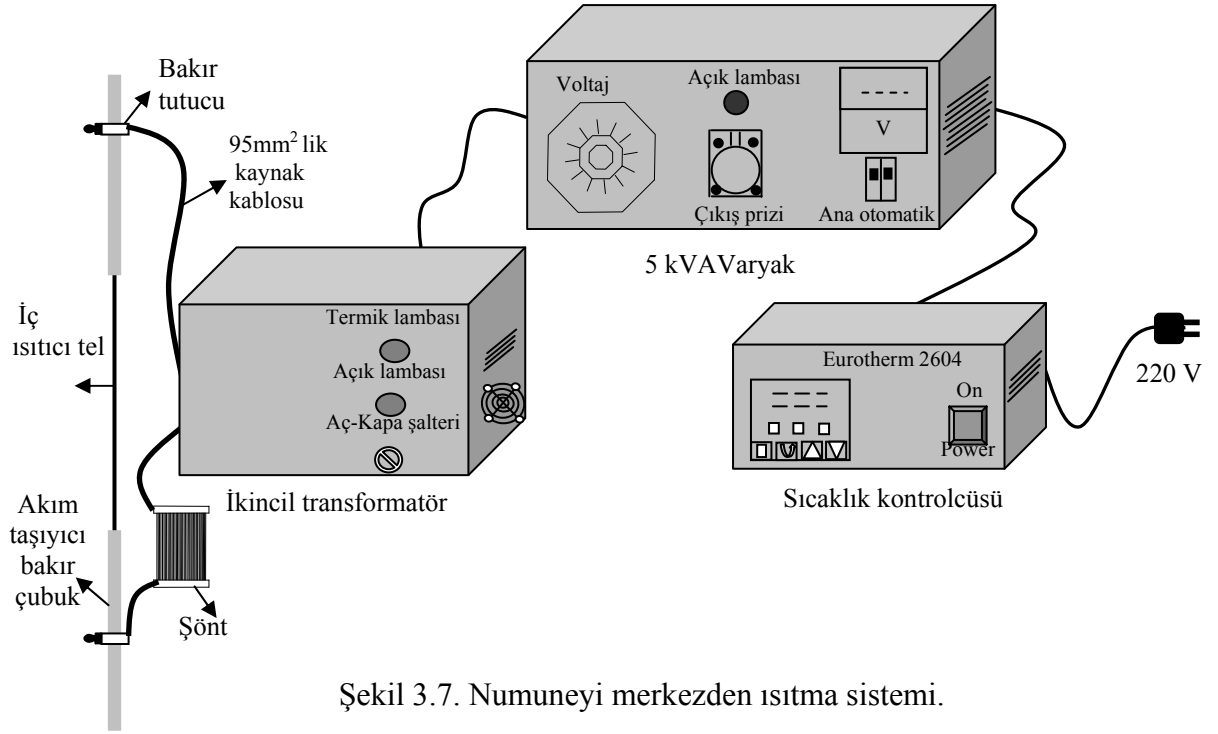
Şekil 3.6. Pirinçten yapılan soğutma kapağının (a) Şematik gösterimi, (b) Fotoğrafı.

3.2.3.2. Merkezi Isıtma Sistemi

Silindirik numuneyi merkezden ısıtıp, radyal doğrultuda sabit bir sıcaklık gradyenti elde etmek amacıyla Şekil 3.7’de gösterilen merkezi ısıtıcı sistem hazırlandı. Radyal ısı akış fırınında numuneyi merkezden ısıtmak için 1,7 mm çapında Kanthal A1 teli kullanıldı. Numune boyunca ısı dağılımını kontrol etmek amacıyla merkezi ısıtıcı telin boyu numune boyundan 8-10 mm fazla yapıldı. Gerektiğinde akım taşıyıcı bakır çubuklar aşağı-yukarı hareket ettirilerek düşey doğrultuda ısı dağılımının homojen olması sağlandı. Merkezi ısıtıcı telin her iki ucuna 1,6 mm’lik paftayla 1 cm boyunda vida yolu açıldı. Yaklaşık 40 cm boyunda ve 6 mm çapındaki akım taşıyıcı bakır çubuklara da 1,6 mm’lik klavuz ile 1 cm derinliğinde yuva açıldı. Numunenin merkezinden geçirilen merkezi ısıtıcı telin uçlarına akım taşıyıcı bakır çubuklar vidalandı. Alt ve üst bakır çubukları yalıtmak için 8 x 10 x 400 mm ebatlarındaki alümina borular numune kalıbına tutturuldu.

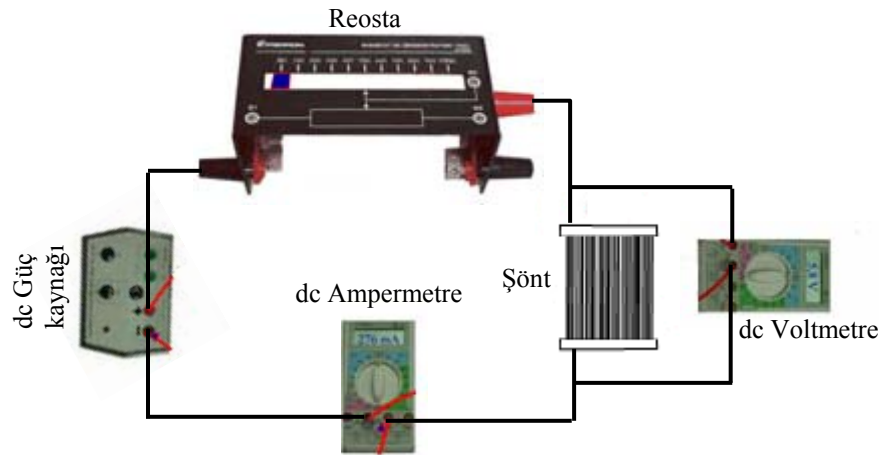
Merkezi ısıtıcı tele sabit bir güç vermek için merkezi ısıtıcı ile Eurotherm 2604 model kontrolcü arasına birbirine seri olacak şekilde 5 kVA ’lık bir varyak ve 250 A’lık bir ikincil transformatör bağlandı. İkincil transformatör devrede yüksek akım - düşük voltaj sağlaması amacıyla kullanıldı. Deney esnasında merkezi ısıtıcı tel üzerinden çok yüksek akım geçeceği için ikincil transformatör ile bakır çubuklar arasında 200 A’ye dayanıklı 95 mm² kesit alanına sahip elektrik kabloları bağlandı. Numune fırına yerleştirildikten sonra bakır çubuklar ikincil transformatör ile beslendi. Merkezi ısıtıcının şematik gösterimi Şekil 3.7’de verildi.

Merkezi ısıtıcı tele verilen giriş gücünü tayin etmek için merkezi ısıtıcı telden geçen akım değerinin ölçülmesi gerekir. Merkezi ısıtıcı tel üzerindeki akım çok yüksek olduğundan ve ısıtıcı telin direnci sıcaklıkla değişeceğinden dolayı bu akımın değeri doğrudan multimetre ile ölçülememektedir. Isıtıcı tel üzerindeki akımı tayin etmek için toplam direnci belirli olan ve ısıtıcı tele akım taşıyan kablo üzerine seri olarak bağlanan bir şönt ihtiyaç duyulmaktadır. Şönt, iki adet dikdörtgen bakır lama arasına 30 adet Kanthal A1 telinin gümüş kaynağı ile paralel olarak lehimlenmesi ile yapıldı. Tellerin her biri 2,5 mm çapında ve 20 cm uzunluğundadır. Şönt direncinin hassas bir şekilde ölçülebilmesi için Şekil 3.8’de görülen devre kuruldu. Şönt için ölçülen voltaj değerleri ve hesaplanan şönt direnci Tablo 3.1’de gösterildi.



Şekil 3.7. Numuneyi merkezden ısıtma sistemi.

Yapılan ölçümler ve hesaplamalar sonucunda şönt için ortalama şönt direnci $R_{\text{şönt}} = (1.893 \pm 0.013) 10^{-3} \Omega$ olarak bulundu. Şönt direncinin tespit edilmesiyle ısıtıcı tele verilen gücün hesaplanması kolaylaştı. Şöntün uçları arasındaki potansiyel fark ölçülüp dirence bölünerek devreden geçen akım bulundu. Bu akım değeri ısıtıcı telin iki ucu arasındaki potansiyel fark ile çarpılarak ısıtıcı tele verilen toplam güç hesaplandı.



Şekil 3.8. Şönt direncinin deneysel ölçüm devresi.

Tablo 3.1 Şönt direncinin ölçüm verileri.

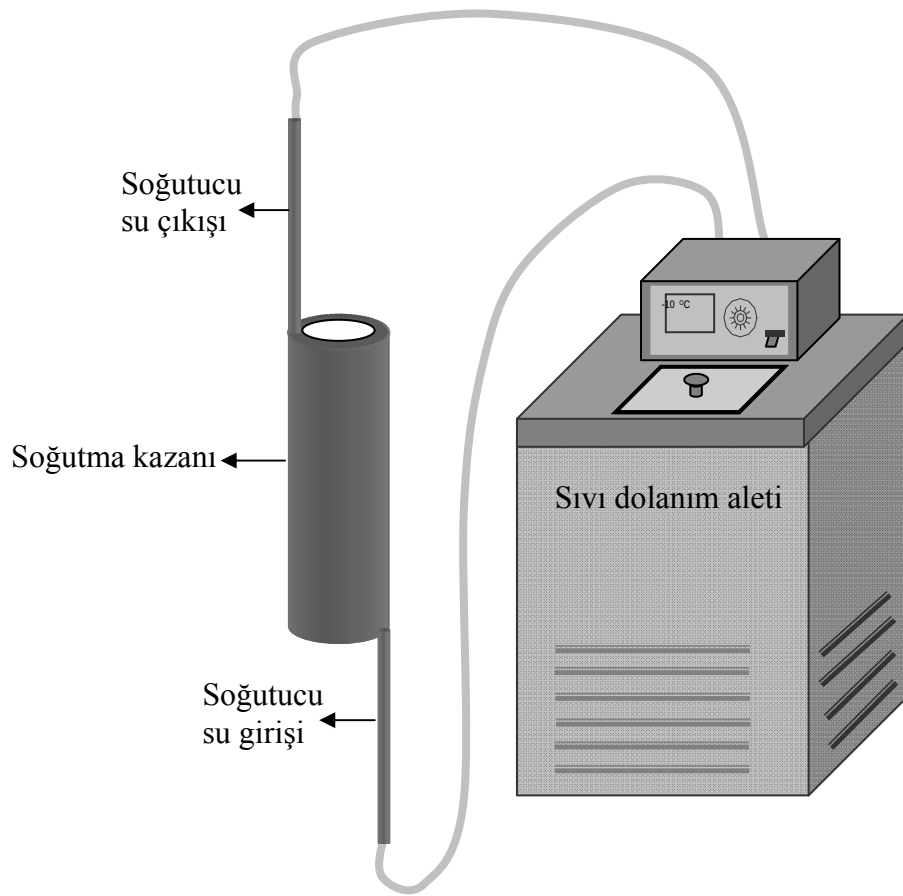
Sıra No	V _{şönt} (mV)	I _{şönt} (mA)	R _{şönt} (mΩ)
1	0.0370	20.0450	1.846
2	0.0560	30.0200	1.865
3	0.0750	40.1200	1.869
4	0.0950	50.2000	1.892
5	0.1140	60.1920	1.894
6	0.1330	70.3180	1.891
7	0.1520	80.3360	1.892
8	0.1700	90.3670	1.881
9	0.1890	100.3830	1.883
10	0.2090	110.4710	1.892
11	0.2530	133.8060	1.891
12	0.2740	144.8240	1.892
13	0.2960	156.0600	1.897
14	0.3170	167.1540	1.896
15	0.3380	178.3500	1.895
16	0.3590	189.5200	1.894
17	0.3800	200.6480	1.894
18	0.4030	211.8370	1.902
19	0.4230	223.0370	1.897
20	0.4660	245.2840	1.900
21	0.5080	267.3280	1.900
22	0.5500	289.5660	1.899
23	0.5930	311.9360	1.901
24	0.6350	334.1680	1.900
25	0.6770	356.4860	1.899
26	0.7200	378.9560	1.900
27	0.7630	401.2180	1.902
28	0.8480	445.8960	1.902
29	0.9330	490.5020	1.902
30	1.0180	520.0450	1.846

$$R_{\text{şönt}} = (1.893 \pm 0.013) 10^{-3} \Omega$$

3.2.3.3. Soğutucu Sistemi

Numunenin dış yüzeyini soğutarak numune üzerindeki sıcaklık gradyentini artırabilmek için soğutma sistemi kullanıldı. Soğutma kazanı iç çapları 45 mm ve 68 mm olan ve boyları 200 mm olan iki paslanmaz çelik borunun iç içe geçirilerek alt ve üstüne disk kaynatılmasıyla yapıldı. Şematik olarak Şekil 3.9'da görülen soğutma sisteminde, soğutma kazanına su alttan girerek kazanı doldurmakta ve çıkıştan tahliye olmaktadır. Bu su devir daimi sistemi daha önce şebeke suyu ile sağlanıyordu. Şebeke suyunun sıcaklığı, mevsime ve günün saatlarına göre azda olsa değişmektedir. Bu ise numune üzerindeki sıcaklık gradyentinin değişmesine sebep olmaktadır. Dolayısıyla soğutmanın

etkin olabilmesi için soğutma kazanından geçecek sıvının sıcaklığının daha düşük ve kontrol edilebilir olması gerekmektedir. Bunu için soğutma kazanına PolyScience dijital kontrollü ısıtmalı/soğutmalı akışkan dolanım sistemi bağlanmıştır. Bu araç 13 litre sıvı kapasitesiyle birlikte, geçirilen sıvının sıcaklığını -40°C ile 200°C aralığındaki bir sıcaklıkta kontrol edebilmektedir. Ayrıca 11-24 litre/dakika basınç hızına, 8-18 litre/dakika emiş hızına sahiptir. Şekil 3.9'da soğutucu sistemin şematik gösterimi verilmiştir.

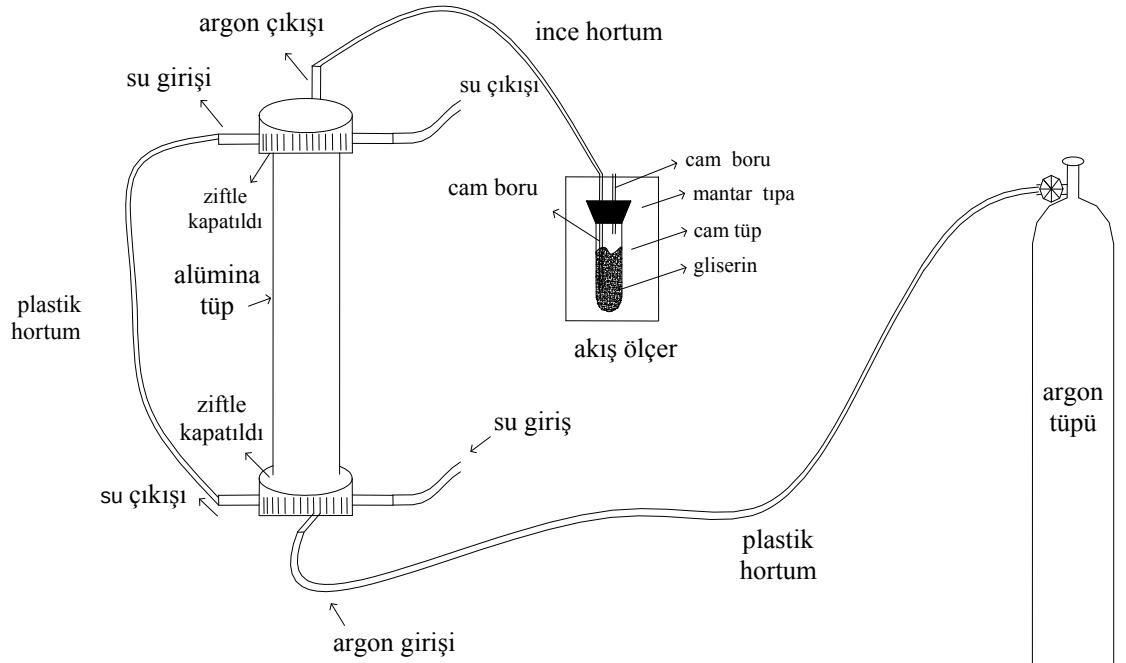


Şekil 3.9. Soğutucu sistemin şematik gösterimi.

3.2.3.4. Pozitif Basınç Sistemi

Numune deney esnasında ısıl işlem görürken, yüksek sıcaklıklarda grafit numune kalıbının erozyona uğramaması için argon ortamında tutulması gerekmektedir. Özellikle yüksek sıcaklıklarda grafit oksijenle daha rahat tepkimeye girmekte ve deforme olmaktadır. Deney esnasında fırının içerisine oksijen girdiği zaman (özellikle 400

°C'nin üzerinde) oksijen grafit ile reaksiyona girerek karbondioksit ve karbon monoksit gazları oluşturmakta ve grafit numune kalıbının dış yüzeyi erozyona uğramaktadır. Numune kalıbının erozyona uğraması ise numune üzerindeki sıcaklık dağılımının bozulmasına neden olmaktadır. Bu istenmeyen durumun oluşmaması için deney boyunca sistemin içerisindeki basıncın açık hava basıncından büyük olması gerekir yani sistem pozitif bir basınç altında tutulmalıdır. Alümina tüpün ortasında bulunan numuneyi sürekli argon ortamında tutmak için şematik olarak Şekil 3.10'da görülen pozitif basınç sistemi kuruldu. Pozitif basınç sisteminde, alt kapaktan argon girerek sisteme dolmakta ve böylece numune sürekli argon ortamında tutulmaktadır. Üst kapağın argon çıkışından tahliye olan argon, akış ölçere verilerek ortamdaki argon kontrol edilmektedir. Akış ölçerde argon çıkışı gözleniyorsa ve çıkan argon miktarı uzun süre değişmiyorsa, sızdırmazlık sağlanmış demektir. Eğer argon miktarında azalma varsa, argon başka bir boşluktan dışarı sızıyor demektir ve bu sızıntıyı engellemek için tedbir alınmalıdır.

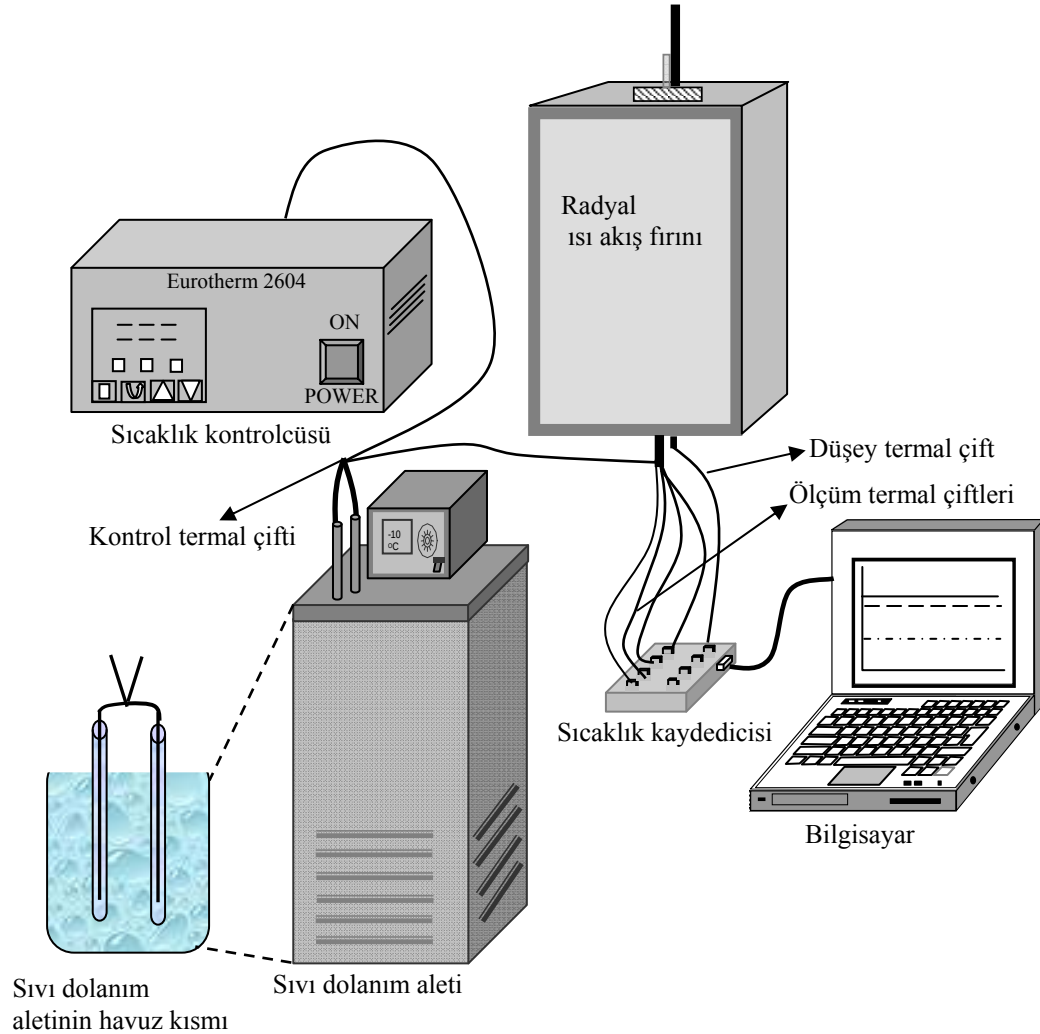


Şekil 3.10. Pozitif basınç sisteminin şematik gösterimi.

3.2.3.5. Sıcaklık Kontrol ve Ölçüm Sistemleri

Radyal ısı akış fırınında sıcaklık ölçümleri için *K-tipi* termal çiftler kullanıldı. *K-tipi* termal çift 0.5 mm kalınlığında ve 100 cm uzunluğundadır. *K-tipi* termal çiftin yeterince kalın olması deney esnasında kıvrılıp bükülmeyi mümkün olduğu kadar engellemektedir. Etrafının yalıtımlı olması da büyük bir avantaj sağlamaktadır. Deneylerde kullanılan *K-tipi* termal çiftlerden biri kontrolcü, biri düşey sıcaklık ölçümü ve en az ikisi de ölçüm içindir. Düşey termal çift ise numune boyunca hareket edebilecek şekilde yerleştirilmiştir.

Kontrol termal çiftinin birleştirilmiş ucu sıcaklığı ölçülecek bölgeye yerleştirilirken diğer ucu sıcaklığı 0°C olan antifrizli su havuzunun içindeki cam boruların içlerine yerleştirildi. Deney süresince termal çiftin uçlarının 0°C sıcaklığı hızlı algılaması için cam tüplerin içerisine etil alkol dolduruldu ve antifrizli suyun sıcaklığı ısıtmalı veya soğutmalı kapalı devre akışkan dolanım sistemi yardımıyla 0°C'de tutuldu.

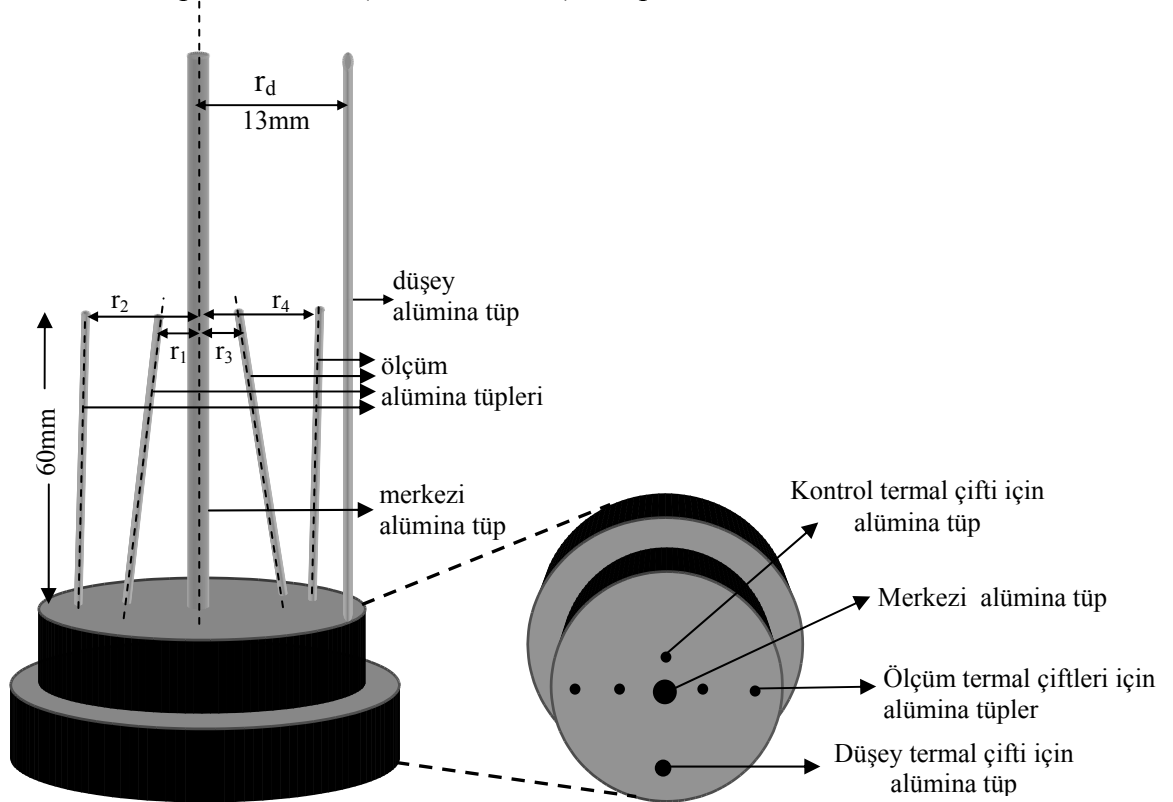


Şekil 3.11. Sıcaklık kontrol ve ölçüm sisteminin şematik gösterimi.

Düşey ve ölçüm termal çiftleri ise Pico TC08 model Sıcaklık Kaydedicisi (Data Logger) ve dizüstü bilgisayara bağlantıları yapılarak sıcaklıkları zamanın fonksiyonu olarak bilgisayara kayıt edildi. Sıcaklık kontrol ve ölçüm sisteminin şematik gösterimi Şekil 3.11’de gösterilmiştir. Isısal iletkenlik katsayısı ölçümü deneylerinde dört tane ölçüm termal çifti kullanıldı. Isı iletkenlik katsayısı ölçümü deneylerinde kullanılan termal çiftlerin numune içinde konumları şematik olarak Şekil 3.12’de gösterilmiştir. Burada r_1 , r_2 , r_3 ve r_4 mesafeleri ölçüm termal çiftlerinin numunenin merkezine olan uzaklıklarını göstermektedir.

Radyal ısı akış sisteminde merkezi ısıtıcı telin sıcaklığı Eurotherm 2604 tipi sıcaklık kontrolcüsü ile kontrol edildi. Eurotherm 2604 tipi kontrolcü numunenin sıcaklığını ± 0.01 °C hassasiyetle kontrol edebilmektedir. Bu kontrolcü ile sıcaklık programlanabilmekte, zaman sabitleri ayarlanabilmekte, ramp özelliği ile istenilen hızda ısıtılıp soğutulabilmekte ve çıkış gücü ayarlanabilmektedir.

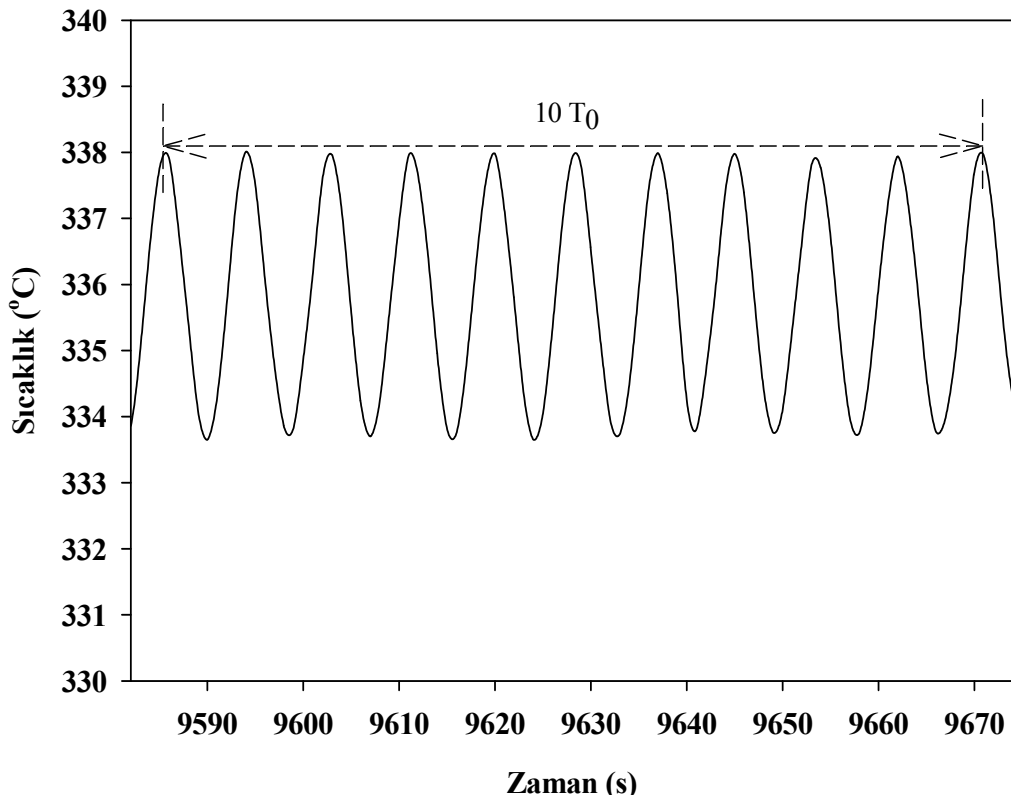
İyi bir sıcaklık kontrolü sağlamak için her deneyden önce salınım periyodu ölçülerek kontrolcünün PID parametreleri (zaman sabitleri) hesaplanmalıdır.



Şekil 3.12. Isı iletkenlik katsayısı ölçümü deneylerinde kullanılan termal çiftlerin numune içindeki boyuna konumları.

Burada P bant aralığını, I integral sabitini, D ise türev sabitini göstermektedir. Her deneyde alaşım, deney yapılacak sıcaklık, kontrol termal çiftinin merkezi ısıtıcı tele olan uzaklığı gibi deneysel etkenlerin değişmesi sebebiyle her bir sistem için PID parametreleri yeniden bulunmalıdır. Kontrolcünün PID parametreleri şöyle bulunur. Numune kademeli olarak erime sıcaklığının 10 °C altına kadar ısıtılır. Bu sıcaklıkta numunenin ısıyı çekmesi için yaklaşık 2-3 saat beklenir. Kontrolcüde salınımı elde edebilmek için kontrolcünün T_D ve T_I değerleri sıfıra indirilir ve P_B değeri yüksek bir değere ayarlanır. Sistem kararlı hale geldikten sonra salınım elde edilene kadar P_B değeri yavaş yavaş düşürülür.

Salınımın başladığı bant aralığı değeri P_o 'dır. Salınım sıcaklık kaydedicisi ile kaydedilir. Şekil 3.13'de herhangi bir ötektik kompozisyon için sıcaklık kaydedicisi ile elde edilmiş salınım periyodunun bulunuşu gösterilmiştir. Bulunan salınım periyodundan (T_o) ve bant aralığı değerinden (P_o) faydalanan zaman sabitleri (PID parametreleri) Ziegler-Nicholls metodu [178] ile hesaplanır.



Şekil 3.13. Salınım periyodunun tespiti.

$$P_B = 1.67 \times P_o$$

$$T_I = 0.5 \times T_o$$

$$T_D = 0.12 \times T_o$$

İyi bir sıcaklık kontrolü için bu sabitlerin, her deneyde, yeniden ölçülmesi gerekmektedir.

3.3. Isısal İletkenliğin Ölçümü İçin Bir Deneyin Yapılışı

3.3.1. Numune Kalıbının Hazırlanması

Şekil 3.14’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 hazırlanan numune kalıbının şematik gösterimi Şekil 3.15’de verilmiştir. Numune kalıbı 40 mm çapındaki grafit çubukların tornada işlenmesi ile yapıldı. Numune kalıbı olarak grafit kullanmamızın sebebi ise ısı iletkenliğinin metallerinkine yakın olması, çoğu metal ile etkileşmeye girmemesi ve kolay işlenebilir bir malzeme olmasıdır.

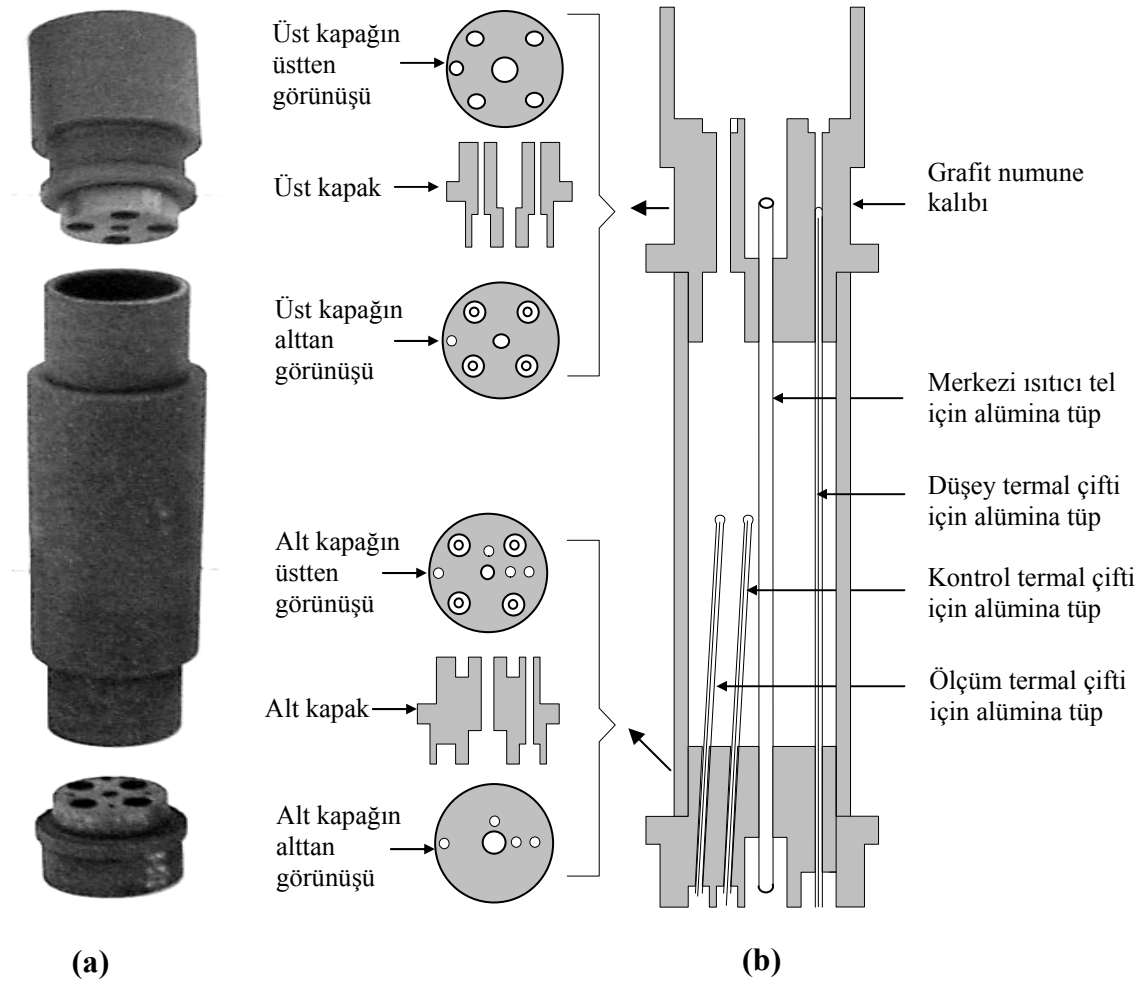


Şekil 3.14. Grafitten yapılmış olan pota, huni ve numune kalıbının fotoğrafı.

Numune kalıbı; alt kapak, üst kapak ve silindirik boru şeklinde üç parçadan oluşmaktadır. Bu parçalar ayrı ayrı yapıp sonunda birleştirilerek numune kalıbı oluşturulur. Alt ve üst kapaklar silindirik boruyu kırmayacak bir sıkılıkta geçecek

şekilde yapılır. Kapaklar gevşek girecek şekilde yapılırsa döküm anında sıvı sızmaktadır. Çok sıkı yapılması halinde ise kapaklar silindirik boruya geçerken boruyu çatlatmaktadır. Silindirik borunun iç çapı 30 mm, dış çapı 40 mm ve boyu 160 mm olacak şekilde yapılmıştır. Numune kalıbının alt ve üst kapakları birbirine simetrik ölçülerde yapılmıştır fakat üst kapağın üst tarafında döküm esnasında sıvının taşmasını engelleyecek olan havuz kısmı vardır.

Döküm yapıldıktan sonra havuz kısmı kesilip atılmakta ve numune kalıbının alt ve üst kapakları simetrik hale gelmektedir. Alt kapağa merkezi alümina tüp için 3 mm çapında, düşey termal çift için 2 mm çapında, ölçüm ve kontrol termal çiftleri için 1.2 mm çapında delikler açılır. Alt kapağa ölçüm ve kontrol termal çiftleri için açılan delikler 3-4 derece açılı delinmiş olup bu deliklere yerleştirilen alüminaların uçları merkezi alüminaya yaklaşık 1 mm mesafededir. Üst kapağa ise aynı şekilde merkezi alümina ve düşey termal çift delikleri açıldı.



Şekil 3.15. Radyal ısı akış tekniğinde kullanılan numune kalıbının (a) Fotoğrafı, (b) Şematik gösterimi.

Üst kapağın havuz kısmına döküm esnasında sıvı alaşımın kalıba dolmasını kolaylaştıracak 6 mm çapında dört delik açıldı. Kalıba döküm yapılan alaşımın katılaştıktan sonra kalıp içerisinde sabitlenmesini sağlamak amacıyla alt ve üst kapakların iç taraflarına dörder tane boşluk açıldı.

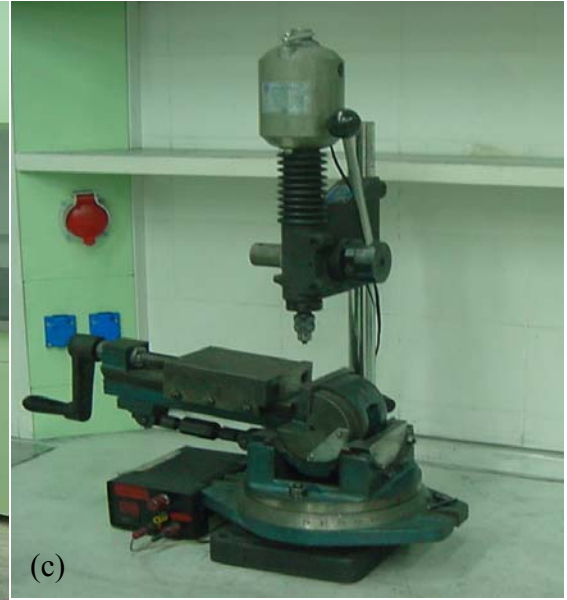
Numune kalıbının ayrıntıları Şekil 3.15’de gösterilmiştir. Bu grafitleri işlemede kullanılan cihazların fotoğrafları ise Şekil 3.16’da görülmektedir. Ölçüm ve kontrol termal çiftlerinin alüminalarının uç tarafları oksijen kaynağı ile birleştirilerek deney esnasında termal çiftler ile sıvı alaşımın temas etmemesi sağlandı.

Hazırlanan numune kalıbının alt kapağına alümina borular sıkı bir şekilde yerleştirildi. Alüminaların merkezi alüminaya olan uzaklıkları hassas bir şekilde ölçüldü ve kaydedildi. Merkezi alümina ve düşey termal çift için sabitlenen alümina üst kapaktaki konumlarına denk gelecek şekilde alt ve üst kapaklar silindirik boruya çok dikkatli bir şekilde geçirildi. Tek yönlü katılaştırma esnasında alümina boruların etrafında boşluk oluşmaması için her bir alümina borunun içerisine dökümden sonra çıkartmak üzere uygun kalınlıklarda teller yerleştirildi. Merkezi alümina borunun ve düşey termal çiftin alümina borusunun kapaklara giren uçları cam pamuğu ile tıkanarak döküm esnasındaki muhtemel sızmaların önüne geçildi.

3.3.2. Numune Kalıbının Döküm Fırınına Yerleştirilmesi

Şekil 3.17’de görüldüğü gibi hazırlanan numune kalıbının etrafı radyal soğumaları engellemek amacıyla cam pamuğu ve yanmaz iplerle sarıldı. Numune kalıbı iki tel ile bağlanarak kalıbın döküm fırınının içerisine rahat girip çıkarılması sağlandı.

Bu tel yardımıyla numune kalıbı döküm fırını içerisine yerleştirildi. Bir klavuz tel yardımıyla huni havuz kısmındaki deliklerden birine yerleştirildi. Grafit huninin etrafı sıvı alaşımın taşmaması için cam pamuğu ile sıkıca tıkandı. Böylece numune kalıbımız döküme hazır hale getirildi.



Şekil 3.16. Numune yapımında kullanılan aletlerin fotoğrafları. a) Torna tezgahı, b) Sütunlu matkap, c) Masaüstü matkap.

3.3.3. Alaşımın Hazırlanması

Hazırlanacak olan alaşımın oranları ilgili faz diyagramından tespit edilir. Alaşımın bileşimi tespit edilirken ve bileşimlerin kütle hesabı yapılırken faz diyagramı dikkatli bir şekilde incelenmelidir. Alaşımda kullanılan malzemelerin saf olmasına özellikle dikkat edilmelidir.



Şekil 3.17.(a) Döküm fırınına yerleştirilmek üzere hazırlanan ve (b) etrafına cam pamuğu sarılan numune kalıbının fotoğrafı.

Bu tez çalışmasında alaşımların hazırlanması için %99.99 saflıkta bakır, %99.9 saflıkta bizmut, %99.99 saflıkta kalay, %99.99 saflıkta alüminyum ve %99.99 saflıkta çinko kullanıldı. Bileşenler, uygun oranlarda Şekil 3.18’de gösterilen 0.1 mg’a duyarlı AND GX-600 tipi hassas terazi ile tartıldı. Şekil 3.19’da alaşım yapımında kullanılan malzemeler gösterilmiştir.



Şekil 3.18. Alaşımı oluşturan metallerin tartılmasında kullanılan hassas terazi.

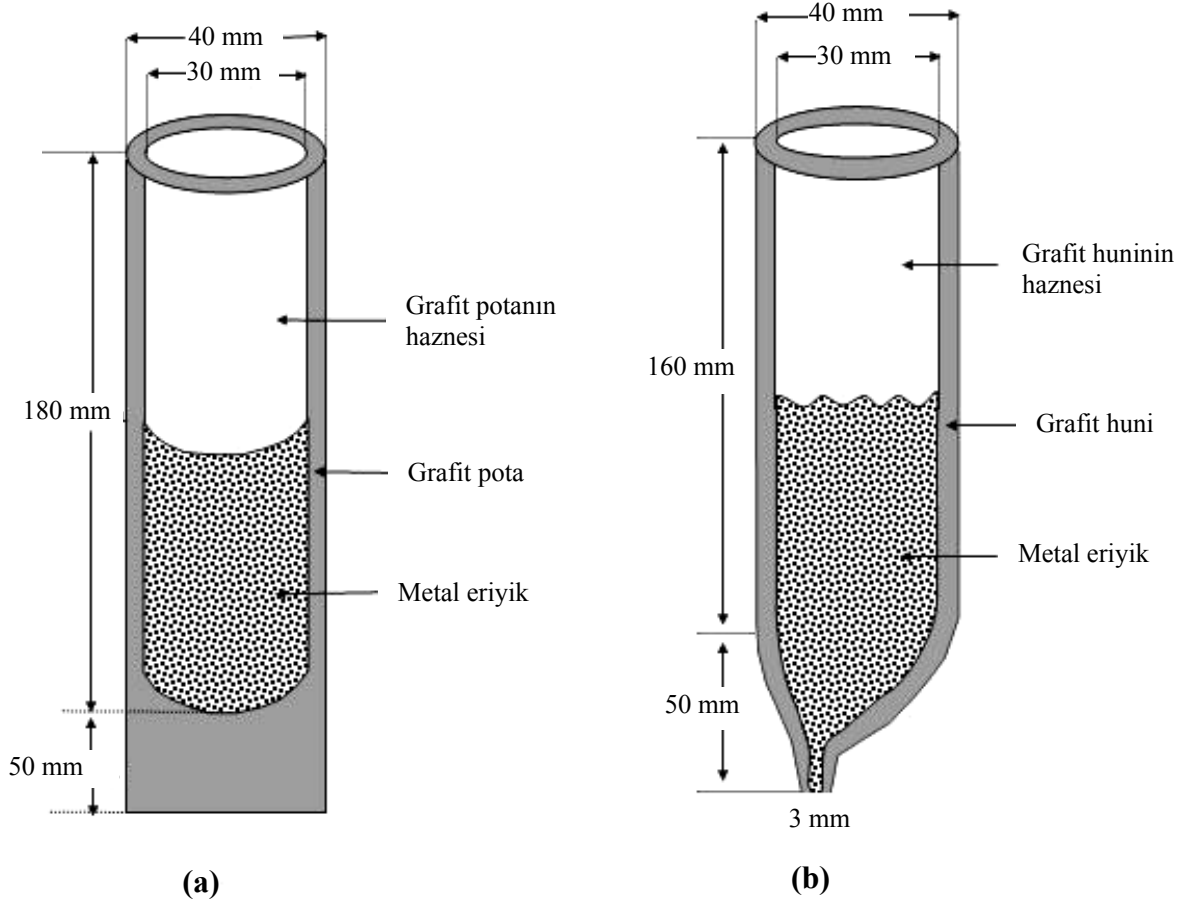


Şekil 3.19 (a) Al-Cu-Sn alaşımının yapımında kullanılan metaller
(b) Al-Bi-Zn alaşımının yapımında kullanılan metaller

3.3.4. Alaşımın Dökümünün Yapılması

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

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 döküldü. Şekil 3.20.a'da vakumlu eritme fırınında alaşımı oluşturacak metalleri eritmede kullanılan grafit pota ve Şekil 3.20.b'de ise döküm fırınında döküm yapmak amacıyla kullanılan grafit huni görülmektedir.



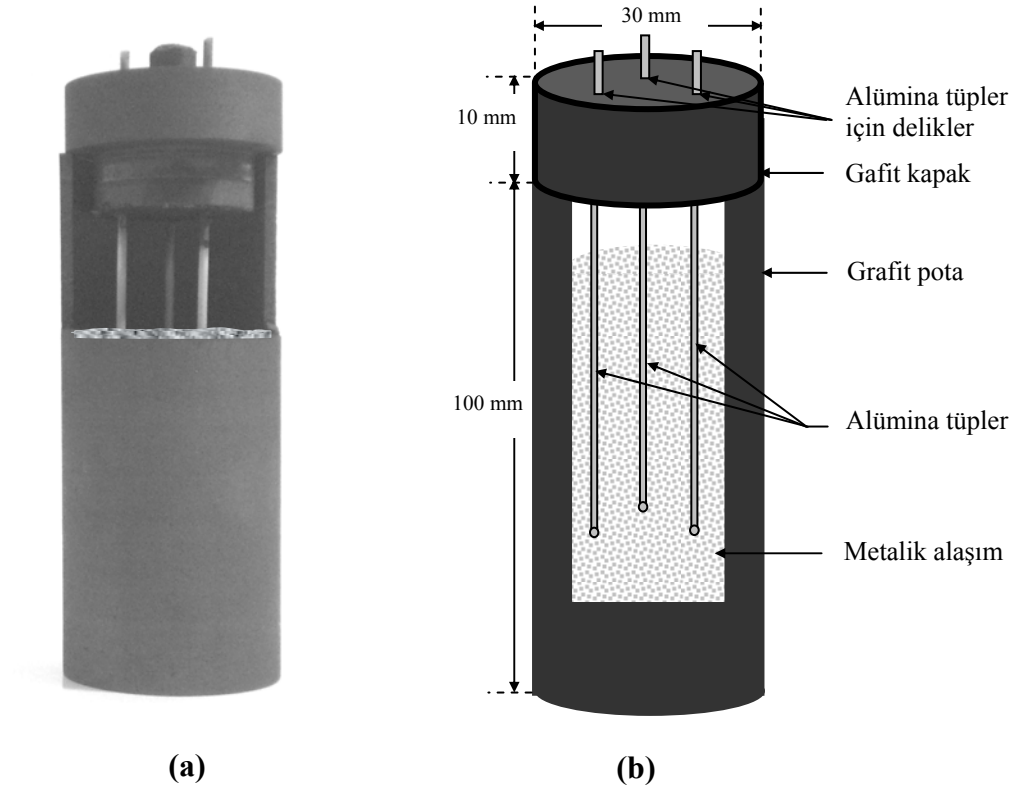
Şekil 3.20. Grafitten yapılmış a) Pota, b) Huninin şematik gösterimi.

Numune kalıbı üzerine yerleştirilen huni çıkarılır ve ince bir grafit çubuk ile sıvı alaşım tekrar karıştırılarak numune kalıbı içerisinde olabilecek hava kabarcıklarının dışarıya çıkması sağlanır. Döküm fırınının alt ısıtıcısı 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 havuz kısmı kesilip atılır. Böylece simetrik hale gelen numune, radyal fırına yerleştirilecek hale getirilmiş olur.

3.3.5. Numunelerin Erime Sıcaklıklarının Tayini (Kalibrasyon)

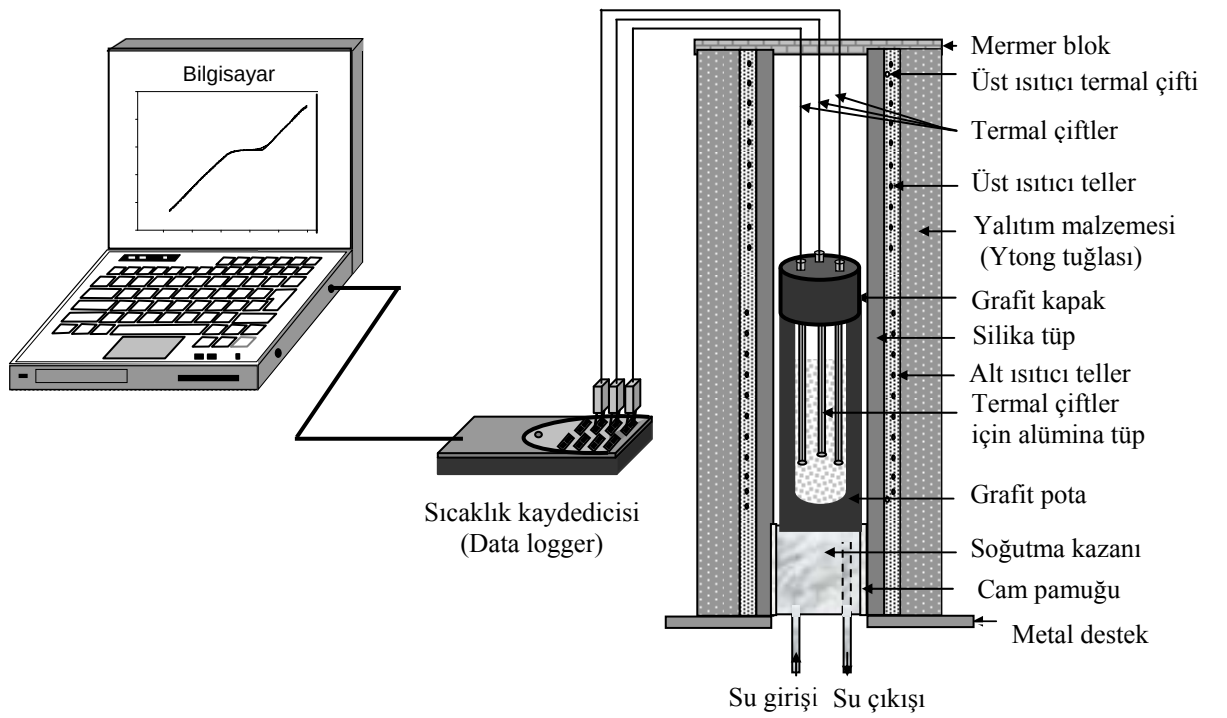
Radyal ısı akış fırınında yapılacak deneylere başlamadan önce numunenin erime sıcaklığının tayin edilmesi gerekir. Bunun için şematik gösterimi ve fotoğrafı Şekil 3.21’de verilen 100 mm boyunda ve 30 mm çapında silindir şeklindeki grafit pota hazırlanır. Hazırlanan grafit pota döküm fırını içine uygun tel tutucularla yerleştirilerek döküm fırını alaşımın faz diyagramından tahmin edilen erime sıcaklığının yaklaşık 50 °C üzerine kadar ısıtılır.

Vakum fırınında hazırlanan eriyik haldeki alaşımın bir kısmı ısıtılan bu pota içine dökülerek pota üzerine, içindeki alaşımın sıcaklık değişimini okuyabilmek için yerleştirilecek termal çiftlerin konulduğu eşit boyutta ve eşit uzaklıktaki üç alümina tüpün bulunduğu 10 mm boyunda 30 mm çapındaki grafit kapak yerleştirilir (Şekil 3.21). Böylece şematik gösterimi Şekil 3.22’de verilen sıcaklık ölçüm düzeneği kurulur.



Şekil 3.21. Kalibrasyon potasının (a) Fotoğrafı, (b) Şematik gösterimi.

Döküm fırınının alt ve üst ısıtıcıları kapatılarak alaşım kendiliğinden çok yavaş bir şekilde soğumaya bırakılır. Soğutulan alaşım içindeki sıcaklık değişimi Pico TC-08 model sıcaklık kaydedicisi vasıtasıyla bilgisayar ortamına kaydedilir ve kaydedilen soğuma eğrisinden alaşımın erime sıcaklığı belirlenir. Kullanılan sıcaklık kaydedicisinin fotoğrafı Şekil 3.23’de verilmektedir.

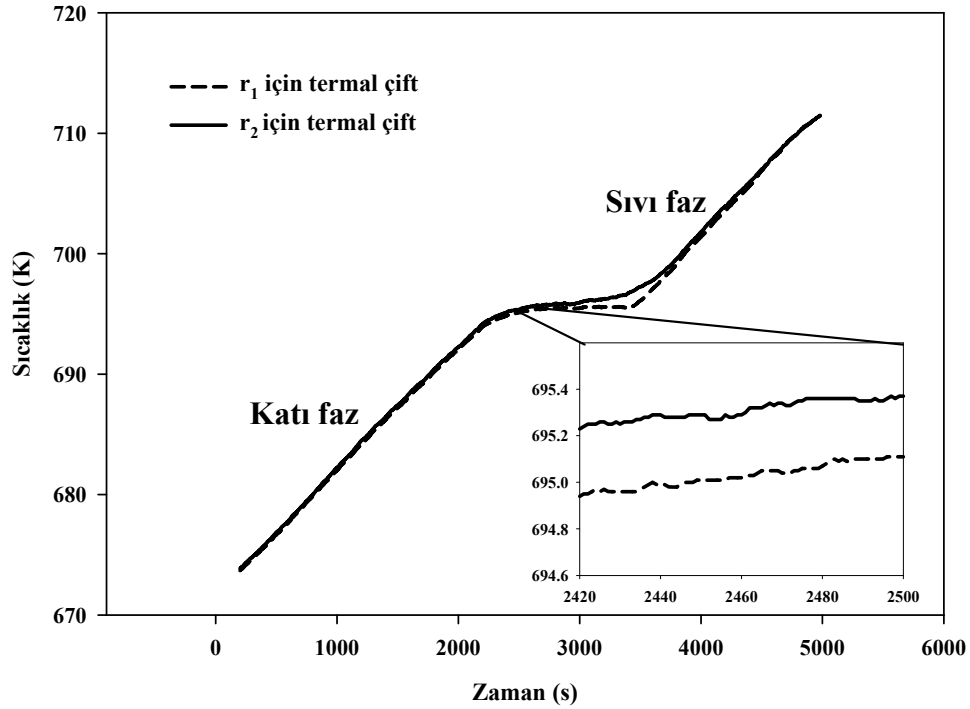


Şekil 3.22. Alaşımın erime sıcaklığının tayininde kullanılan deneysel düzeneğin şematik gösterimi.



Şekil 3.23. Sıcaklık değişimlerinin kaydedilmesinde kullanılan Pico TC-08 model sıcaklık kaydedicisi.

Şekil 3.24’de herhangi bir alaşım sistemi için termal çiftler yardımıyla elde edilen ısınma eğrisi verilmektedir. Bu grafikten de görüldüğü gibi termal çiftler arasında 0.5 K kadar sıcaklık farkı bulunmaktadır.

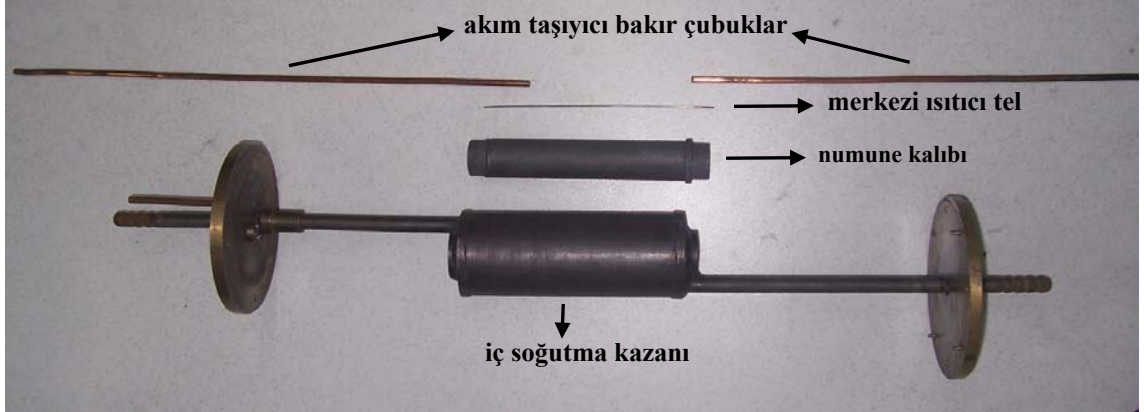


Şekil 3.24. Erime sıcaklığında termal çiftlerin kalibrasyonu.

3.3.6. Numunenin Radyal Isı Akış Fırınına Yerleştirilmesi

Soğutma kazanını radyal ısı akış fırınına yerleştirmeden önce sırasıyla şu işlemler yapılır. Önce merkezi ısıtıcı tel numune kalıbı içerisine takılır. Numune kalıbı soğutma kazanının içerisine yerleştirilir ve merkezi ısıtıcı telin uçlarına bakır çubuklar vidalanır. Daha sonra bakır çubukların yalıtımı için kullanılan alümina tüpler numune kalıbına sabitlenir. Termal çiftler de numune içerisine yerleştirilip sabitlendikten sonra sistem, radyal ısı akış fırınına yerleştirilir. Merkezi ısıtıcı tel, akım taşıyıcı bakır çubuklar, numune kalıbı ve soğutma kazanı Şekil 3.25’de gösterilmiştir.

Muhtemel argon sızıntılarını engellemek için boruların etrafı parafilm ile tıkanır. İç kazan (ve numune) yavaşça kaldırılarak alt kapak vidalarıyla fırına tutturulur. Daha sonra üst kapak vidalanır. İç soğutucu kazanın su giriş ve çıkış hortumları bağlanarak kelepçeyle sıkıştırılır.



Şekil 3.25. Merkezi ısıtıcı tel, akım taşıyıcı bakır çubuklar, numune kalıbı ve soğutma kazanı.

Bakır akım taşıyıcı çubuklara varyak girişleri bağlanır. Numune kalıbı içerisine yerleştirilen kontrol, düşey ve ölçüm termal çiftlerinden, düşey termal çifti numune boyunca hareket edebilecek şekilde yerleştirilir.

Ölçüm ve düşey termal çiftleri ise Pico TC-08 model sıcaklık kaydedicisine bağlanır. Kontrol termal çifti kontrolcüye bağlanır ve bağlı uçlar 0 °C'deki antifrizli suyun içerisinde alkol doldurulmuş olan cam tüplere daldırılır. Havuz içerisindeki antifrizli suyun sıcaklığı ± 0.01 °C hassasiyetinde -40 °C ile 200 °C sıcaklık aralığında çalışabilen Poly Science 9702 dijital kontrollü ısıtmalı/soğutmalı akışkan dolanım sistemi ile kontrol edilerek sistem deney yapılacak duruma getirilir.

3.3.7. Radyal Isı Akış Fırınında Bir Deneyin Yapılışı

Deneye başlamadan önce iç soğutucu kazandan su geçirilmeye başlanır. Yukarıda detayları anlatılan pozitif basınç sisteminde argon kaçağı olup olmadığı kontrol edilir. Varyak en düşük güç seviyesinde açılır ve numune yavaş yavaş ısıtılır. Her kademede numunenin ısıyı çekmesi beklenir ve her bir termal çiftin ölçtüğü sıcaklıklar, şönt'ün uçları arasındaki potansiyel fark, akım taşıyıcı bakır çubukların uçları arasındaki potansiyel fark ve düşey termal çiftin ölçtüğü sıcaklık değerleri ölçülür. Numune içindeki sıcaklıklar ve numune üzerinde düşey doğrultudaki sıcaklık dağılımı kontrol edilir. Deney esnasında veriler Hewlett Packard 34401 A model multimetre ile hassas bir şekilde ölçülür. Merkezi ısıtıcı tel yukarı-aşağı hareket ettirilerek düşey doğrultudaki sıcaklık dağılımı kontrol edilir ve sıcaklığın numunenin orta kısmında maksimum

olması sağlanır. Sabit sıcaklık gradyenti numunenin merkezden ısıtılması ve dış yüzeyinin de su ile soğutulmasıyla elde edilir. Isı iletkenlik katsayısının hassas bir şekilde ölçülebilmesi için sıcaklık kontrolünün çok iyi olması gerekir. Bunun için ± 0.01 °C sıcaklık kontrolü sağlayan Euroterm 2604 model kontrolcü kullanılır. Şönt'ün uçları arasındaki potansiyel farkı ölçülüp dirence bölünür ve devreden geçen akım bulunur. Bu akım değeri ısıtıcı tel üzerindeki potansiyel farkıyla çarpılarak ısıtıcı tele verilen toplam güç hesaplanır. Bu tez çalışmasında Zn-%41.8 ağırlık.Bi-%0.6 ağırlık.Al ve Sn-%30 ağırlık.Al- %15 ağırlık.Cu üçlü metalik alaşımlarının katı fazlarının ısısal iletkenliklerinin ölçümünde silindirik radyal ısı akış metodu kullanıldı. Faz diyagramları yardımıyla alaşımı oluşturan malzemelerin oranları belirlendi ve gerekli hesaplamalar yapılarak malzemeler vakumlu eritme fırınında eritildi. Sıvı hale gelen alaşım daha önceden hazırlanan numune kalıbına dökülerek döküm fırınında kalıp haline getirildi. Radyal ısı akış fırınına yerleştirilen numune merkezinden geçen ince bir tel ile ısıtılıp numunenin dış kısmı da soğutulurak numune üzerinde çap doğrultusunda bir sıcaklık gradyenti oluşturuldu. Belirlenen kompozisyonda hazırlanan alaşımların ısısal iletkenlikleri radyal ısı akış metoduyla sıcaklığın fonksiyonu olarak 50 °C aralıklarla ölçüldü. Alınan değerler ve yapılan hesaplamalar 4. bölümde ayrıntılı olarak anlatılmıştır.

3.4. Metalografik İşlemler

Termal çiftlerin alüminalarının uç noktalarında boşluk olup olmadığını kontrol etmek için numune metalografik işlemlere tabi tutulur. Numune radyal fırından çıkarılarak termal çiftlerin uç noktalarının bulunduğu noktalara yakın yerden kesilir. Daha sonra termal çiftlerin alüminalarının uç noktalarına kadar zımparalanır. Alümina tüplerin uçlarında boşluk olup olmadığı kontrol edilir. Eğer boşluk var ise bu deney geçersiz sayılır. Daha sonra görüntü analiz sistemi kullanılarak her bir termal çiftin merkeze olan uzaklığı ± 10 µm hassaslıkta ölçülür. Numunelerin kesilmesi, zımparalanması, ve parlatılması gibi metalografik işlemler sonunda, açığa çıkan mikroyapıların fotoğrafları görüntü analiz sistemi ile çekilir. Bu süreçler aşağıda ayrıntılı olarak anlatılacaktır.

3.4.1. Numunenin Kesilmesi

Metal numuneleri istenilen boyutlarda kesmek için Metacut-M 250 kesme aleti ve 250 mm çaplı, 1.5 mm kalınlığında Dimos-M elmas kesici kullanıldı. Şekil 3.26'da numune kesme cihazının fotoğrafı gösterilmiştir. Burada dikkat edilmesi gereken husus, kesme

esnasında numunede herhangi bir yapı değişiminin oluşmasına engel olmaktır. Örneğin düşük erime sıcaklığına sahip bir malzeme (In-Bi-Sn ötektik alaşımı 60 °C’de erimektedir) kesim esnasında ısınabilir ve eriyebilir.



Şekil 3.26. Numune kesme cihazı.

Keski kullanarak yapılan kesme işlemlerinde ise yapıda bozulmalar olabilir. Prensip olarak, numune yapısında minimum yapı değişimi yapan ve en az ısı oluşturan kesme tekniğinin kullanılması gerekir. Radyal ısı akış fırınından çıkarılan numunenin grafit kalıbı, numuneye zarar vermeyecek şekilde itina ile çıkarılır. Kumpas ile numune boyu ölçülür ve termal çiftlerin uç noktalarına gelecek yerden numunedeki tane yapısına zarar vermeden ve en az ısı oluşturacağı düşünülen Metacut-M 250 kesme aleti ile yavaş yavaş kesilir.

3.4.2. Numunelerin Zımparalanması

Numunelerin zımparalanması silisyum karbür (SiC) taneleri ve magnetit tozu içeren zımpara kâğıtlarıyla yapıldı. Kullanılan zımpara kâğıtları ve tane büyüklükleri Tablo 3. 2’de verilmiştir.

Tablo 3.2. Bazı zımpara kâğıtları ve tane büyüklükleri [179].

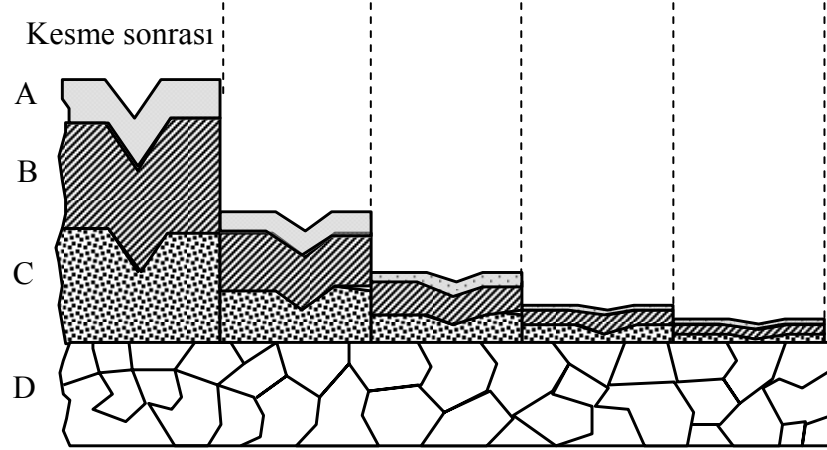
Zımpara Tane No (Grid)	Tane Boyutu (μm)
80	210-177
150	105-88
180	88-74
240	53-45
320	37-31
400	31-27
600	22-18
800	15-11
1000	
1200	
2500	

Zımpara kâğıtlarında birim alana düşen tane sayısı (grid) arttıkça mikron cinsinden tane boyutu azalmaktadır. 80-600 gridler kaba, 800-2500 gridler ise ince zımpara olarak sınıflandırılır. Numuneler, 80 gridlik zımpara kâğıdından başlayarak 2500 gride kadar, kabadan inceye doğru kademeli olarak zımparalanır. Numunelerin zımparalanmasında kullanılan bazı zımpara kâğıtlarının fotoğrafı Şekil 3.27’de verilmektedir.



Şekil 3.27. Numuneleri zımparalamada kullanılan bazı zımpara kâğıtları.

Her bir numune kaba zımparalarla 10-15 dakika, ince zımparalarla ise 20-25 dakika süreyle zımparalandı. Numune yüzeyinde zımparalama işlemiyle oluşan şekil değişikliğinin şematik gösterimi Şekil 3.28’de verilmiştir.



Şekil 3.28. Numune kesme cihazı ile kesilmiş numunedeki yüzey durumu (A, B, C tabakaları zımparalama işlemiyle oluşan şekil değişikliklerini D ise orijinal iç yapıyı göstermektedir) [180].

3.5. Sonuç ve Tartışma

Bu bölümde ısısal iletkenliğin belirlenmesi için kullanılan cihazlar, deney düzenekleri ve malzemeler ayrıntılı olarak anlatılmıştır. Bu çalışmalar sonucunda elde edilen parametreler kullanılarak katı fazın ısısal iletkenliğinin katsayısının hesaplanması, alaşımların Lorentz sabitlerinin belirlenmesi ve bu değerler kullanılarak Wiedemann-Franz kanunu yardımıyla alaşımların elektriksel iletkenliklerinin hesaplanması bir sonraki bölümde anlatılacaktır.

4. BÖLÜM

DENEYSEL SONUÇLAR

4.1. Giriş

Bu tez çalışmasında, Zn-%41.58 ağ.Bi-%0.6 ağ.Al ve Sn-%30 ağ.Al- %15 ağ.Cu üçlü metalik alaşımlarının ısısal iletkenlikleri ölçüldü ve Wiedemann-Franz kanunu kullanılarak elektriksel iletkenlikleri hesaplandı. İlk olarak alaşımların katı fazlarının ısısal iletkenlikleri, sıcaklığa bağlı olarak radyal ısı akış fırını yardımı ile ölçüldü. Daha sonra aynı alaşımların elektriksel iletkenlikleri, ısısal iletkenlik değerleri ve Lorentz sabitleri kullanılarak Wiedemann-Franz kanunundan hesaplandı. Ayrıca aynı malzemelerin ısısal ve elektriksel sıcaklık katsayıları da, ısısal ve elektriksel iletkenliğin sıcaklığa göre değişim grafiklerinden belirlendi.

Bu bölümde, ölçülen parametreler ayrıntıları ile izah edilecek, deneysel ölçümlerin hata analizi yapılacak ve elde edilen sonuçların literatürdeki benzer çalışmalarla mukayesesi yapılacaktır.

4.2. Katı Fazın Isısal İletkenliğinin Ölçümü

Alaşımların katı fazlarının ısısal iletkenliklerinin bulunmasında kullanılabilecek birçok metot olmasına rağmen, bunlar arasında en kullanışlı ve hassas sonuç vereni radyal ısı akış metodudur. Radyal ısı akış metotları Mc Elroy ve Moore tarafından sınıflandırılarak incelenmiştir [181].

Bu tez çalışmasında Zn- %41.58 ağ.Bi- %0.6 ağ.Al ve Sn- %30 ağ.Al- %15 ağ.Cu üçlü metalik alaşımların katı fazlarının ısısal iletkenliklerinin ölçümünde silindirik radyal ısı akış metodu kullanılmıştır. Bu metotta numune, eksen boyunca merkezden ince bir tel ile ısıtılır ve numunenin dış kısmı soğutulularak numune üzerinde çap doğrultusunda 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 kaydedicisi yardımıyla bilgisayara kaydedilir. Numune içindeki termal çiftlerin konumlarının üstten görünüşü ve termal çiftlerin boyuna konumları Şekil 3.12’de gösterilmiştir. Bu çalışmada ısısal iletkenliği ölçmek için kullandığımız silindirik numune kalıbının şematik gösterimi ise Şekil 3.15.b’de verilmiştir.

Radyal ısı akış sisteminde numune üzerindeki sıcaklığın kararlı olduğu durumda numune üzerindeki sıcaklık gradyenti Fourier kanunundan faydalanarak,

$$G_K = \frac{dT}{dr} = -\frac{Q}{A K_K} = -\frac{Q}{2 \pi r \ell K_K} \quad (4.1)$$

ile ifade edilir. Burada Q ısıtıcı tele verilen toplam giriş gücü, K_K katı fazın belirlenen sıcaklıktaki ısısal iletkenliği, A ısı akışına dik yüzeyin alanı, r katı-sıvı arayüzeyinin ısıtıcı telin merkezine olan uzaklığı ve ℓ ise ısıtıcı telin boyudur. Katı fazın ısısal iletkenliğini elde edebilmek için Denklem 4.1’in integrali alınır,

$$\int_{T_1}^{T_2} dT = -\frac{Q}{2 \pi \ell K_K} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r} \quad (4.2)$$

olur. Buradan iki nokta arasındaki sıcaklık farkı,

$$T_1 - T_2 = \frac{Q}{2 \pi \ell K_K} \ln \frac{r_2}{r_1} \quad (4.3)$$

şeklinde elde edilir. Buradaki r_1 ve r_2 termal çiftlerin ısıtıcı telin merkezine olan uzaklıkları, T_1 ve T_2 ise sırasıyla 1. ve 2. termal çiftin r_1 ve r_2 konumlarındaki sıcaklıklarıdır. Böylece katı fazın ısısal iletkenliği,

$$K_K = \frac{1}{2 \pi \ell} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) \frac{Q}{T_1 - T_2} \quad (4.4)$$

olarak elde edilir. (4.4) denkleminde deneysel sabitlerden oluşan $\frac{1}{2 \pi \ell} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right)$ terimi, a_0 olarak yazılırsa,

$$K_K = a_0 \frac{Q}{T_1 - T_2} \quad (4.5)$$

olur. Katı fazın ısısal iletkenliğini deneysel olarak hassas bir şekilde ölçebilmek için özellikle şu aşamalara dikkat edildi. Öncelikle Q , ℓ , r_1 , r_2 , T_1 ve T_2 gibi deneysel parametreler hassas olarak ölçüldü. Numunenin yarıçapını büyötmek suretiyle termal çiftler arasındaki mesafe artırılarak sıcaklık farkı ölçümünden kaynaklanan hatalar en aza indirildi. Dış soğutucu kazan kullanılarak sıcaklık gradyenti artırıldı.

Her bir kararlı hal sıcaklığında en az iki saat beklenilerek numune üzerindeki sıcaklığın kararlı hale gelmesi sağlandıktan sonra Hewlett Packard 34401A model multimetre ile $\pm 1 \mu V$ hassaslıkta, ısıtıcı tel ve şönt üzerindeki voltaj düşmeleri ve her bir termal çiftin bulunduğu noktalardaki okuduğu sıcaklık değerleri Pico TC-08 model veri kaydedicisi (data logger) ile bilgisayara aktararak kaydedildi. Bu işlemler hem ısıtma hem de soğutma esnasında yapıldı. Numune boyunca düşey sıcaklıklar ise düşey termal çift ile ölçüldü.

Alaşımların katı fazının ısı iletkenlik katsayısının ölçümünde altı adet K tipi termal çift kullanıldı. Bunlardan biri kontrolcü, biri düşey sıcaklık ölçümü ve diğer dört tanesi ise sıcaklık ölçümü içindir. Isı iletkenlik katsayısını ölçmek için hazırlanan numune kalıbında, ölçüm termal çiftleri arasındaki mesafenin mümkün olduğu kadar büyük olmasına dikkat edildi. Kalıbın iç çapı 30 mm, yüksekliği ise 120 mm olacak şekilde ayarlandı. Önceden belirlenen bileşimlerde hazırlanan alaşımlar Kesim 3.2.1’de anlatıldığı gibi vakumlu eritme fırınında eritilip homojen hale gelmesi için bir kaç defa karıştırıldı ve döküm fırınında erime sıcaklığının yaklaşık 50 °C üzerinde hazır bekletilen numune kalıbına dökümü yapıldı. Numune aşağıdan yukarıya doğru soğutulup doğrusal olarak katılaştırılması sağlandı ve döküm tamamlandıktan sonra, numune döküm fırınından çıkarılıp radyal ısı akış fırınına yerleştirildi. Belirlenen kompozisyonda hazırlanan alaşımların ısısal iletkenliği radyal ısı akış metoduyla sıcaklığın fonksiyonu olarak 50 °C aralıklarla ölçüldü.

Radyal ısı akış fırınından çıkarılan numune termal çiftlerin ölçüm aldığı bölgeden kesilerek bu bölge parlatıldı. Numune içinde ölçüm alınan bölgelerde herhangi bir boşluk olmadığı gözlemlendi. r_1 , r_2 , r_3 ve r_4 mesafeleri görüntü analiz sistemiyle $\pm 10 \mu m$ hassaslıkta ölçüldü. Böylece a_0 katsayısı bulundu. Ölçülen değerler Denklem (4.5)’de yerlerine yazılarak belirlenen kompozisyondaki alaşımların katı fazının ısısal iletkenlikleri belirlendi. Zn-Bi-Al alaşımı için elde edilen sonuçlar Tablo 4.1 ve Şekil

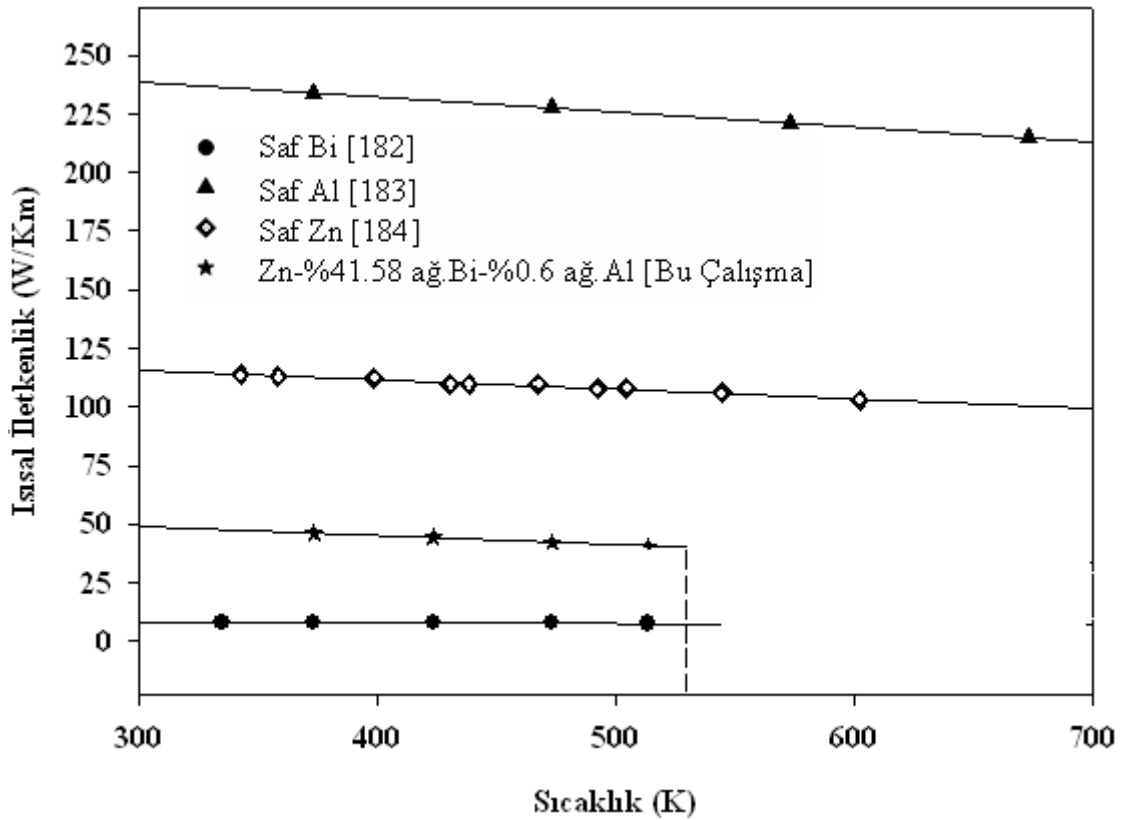
4.1’de, Sn-Al-Cu alaşımı için elde edilen sonuçlar ise Tablo 4.2 ve Şekil 4.2’de verilmiştir.

Şekil 4.1 ve Şekil 4.2’den de grldėđđ gibi alaşımların erime sıcaklıklarındaki ısısal iletkenlik grafiklerin uzantılarını alarak belirlendi. Zn- %41.58 aė.Bi- %0.6 aė.Al ve Sn- %30 aė.Al- %15 aė.Cu alaşımlarının erime noktalarındaki ısısal iletkenlik değerleri sırasıyla 39.66 W/Km ve 69.46 W/Km olarak bulunmuştur.

Tablo 4.1 Zn-%41.58 aė.Bi-%0.6 aė.Al alaşımında katı fazın ısısal iletkenlik ölçüm verileri.

T (K)	V _{sh} (mV)	V _h (V)	I (A)	Q (W)	T ₁ (K)	T ₂ (K)	ΔT (K)	K _k (W/Km)
373	32.40	1.91	17.12	32.70	375.95	374.02	1.93	46.00
423	40.20	2.52	21.24	53.54	425.05	423.23	1.82	44.46
473	50.02	3.13	26.43	82.75	474.09	471.12	2.97	42.14
523	57.05	3.31	30.15	99.80	513.08	509.36	3.72	40.59

$$r_1 = 2.90 \pm 0.01 \text{ mm}, r_2 = 11.50 \pm 0.01 \text{ mm}, \ell = 14.50 \pm 0.05 \text{ cm}, R_{\text{řont}} = (1.893 \pm 0.013) 10^{-3} \Omega, a_0 = 1.5121 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$$

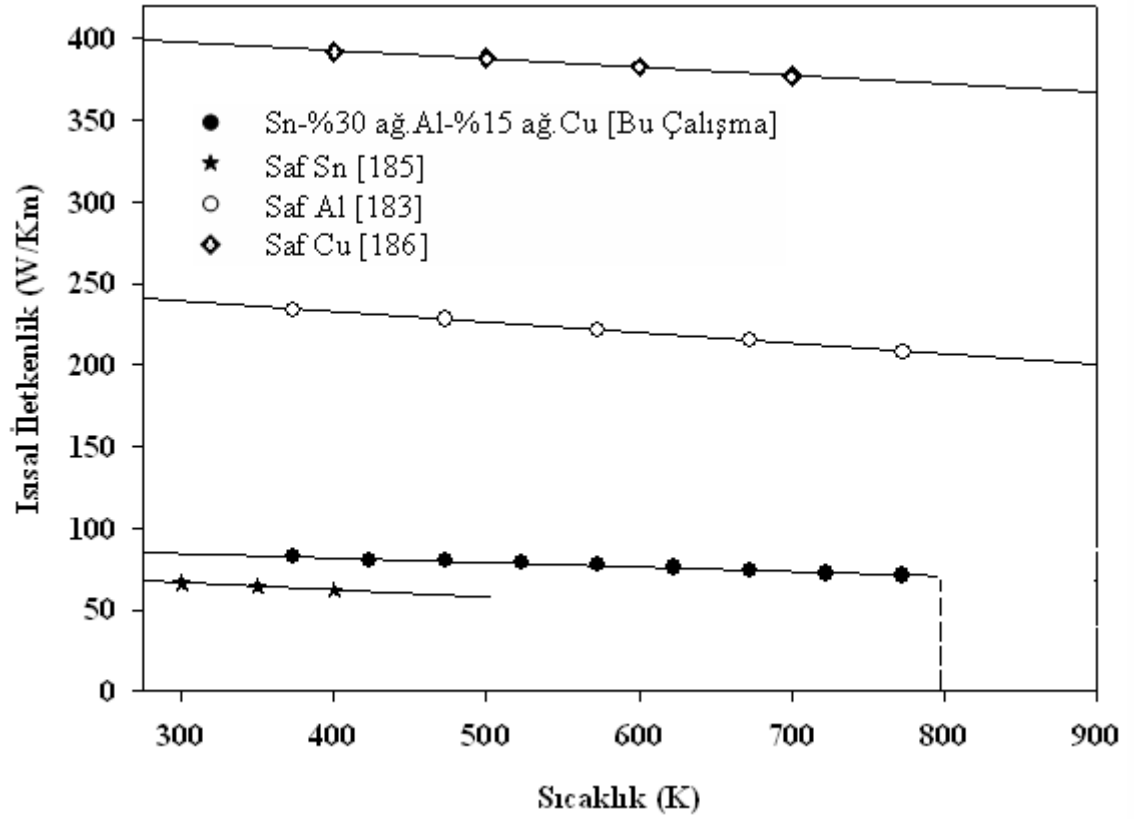


Şekil 4.1. Zn-%41.58 aė.Bi-%0.6 aė.Al, saf Zn, saf Bi ve saf Al için katı fazın ısısal iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi.

Tablo 4.2 Sn-%30 ağırlık Al-%15 ağırlık Cu alaşımında katı fazın ısısal iletkenlik ölçüm verileri.

T (K)	V _{sh} (mV)	V _h (V)	I (A)	Q (W)	T ₁ (K)	T ₂ (K)	ΔT (K)	K _k (W/Km)
373	44.3	2.34	23.41	54.79	375.31	374.32	0.98	82.51
423	51.6	2.71	27.27	73.90	424.51	423.15	1.36	80.71
473	63.75	3.44	33.69	115.74	474.05	471.89	2.15	80.03
523	75.25	4.17	39.77	165.65	522.85	519.75	3.10	79.38
573	86.7	4.78	45.82	219.04	572.68	568.48	4.19	77.60
623	98.5	5.49	52.06	285.81	623.43	617.84	5.59	75.96
673	110.45	6.24	58.37	364.27	672.99	665.67	7.32	73.97
723	121.65	6.80	64.29	436.89	722.68	713.68	8.99	72.22
773	132.9	7.74	70.24	543.33	770.91	759.56	11.35	71.16

$r_1 = 3.04 \pm 0.01$ mm, $r_2 = 11.67 \pm 0.01$ mm, $\ell = 14.40 \pm 0.05$ cm, $R_{\text{şönt}} = (1.893 \pm 0.013) \cdot 10^{-3} \Omega$, $a_0 = 1.4867 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$



Şekil 4.2. Sn-%30 ağırlık Al-%15 ağırlık Cu, saf Sn, saf Al ve saf Cu için katı fazın ısısal iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi.

4.3. ısısal Sıcaklık Katsayısının Hesaplanması

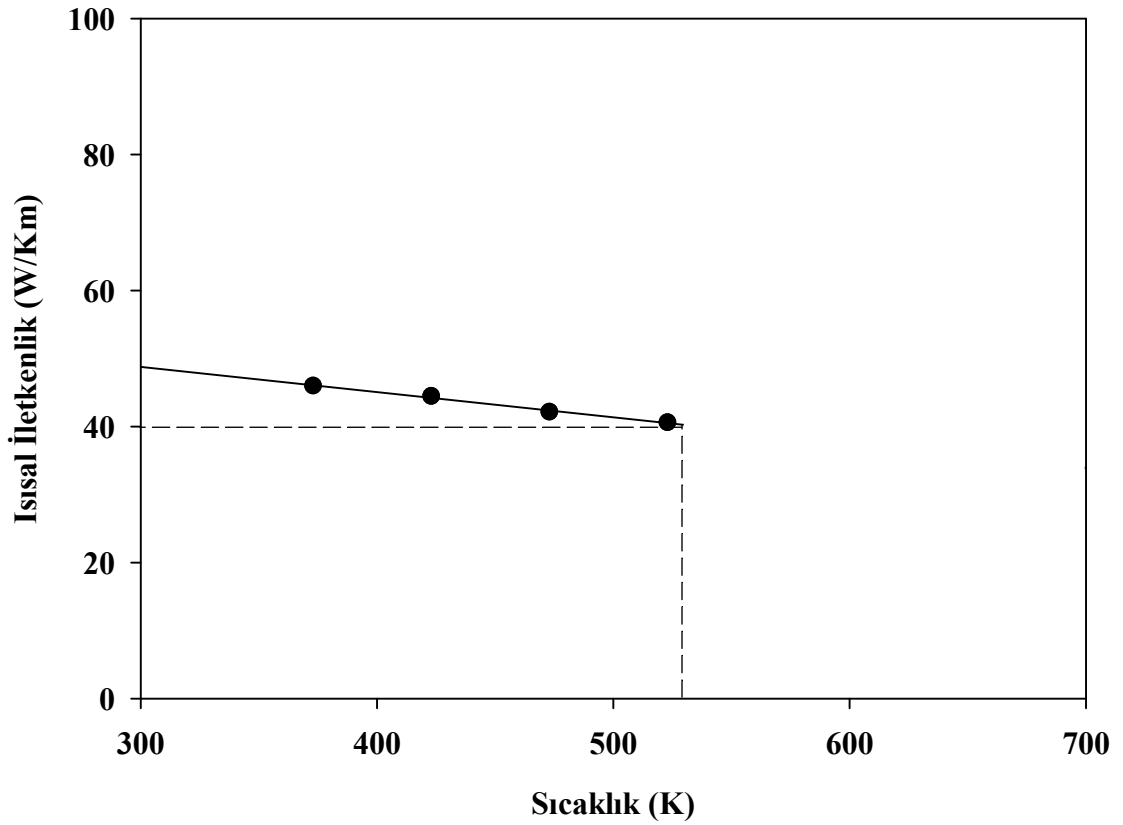
Katı fazın ısısal iletkenliğinin sıcaklığa bağlı değişimi,

$$K_K = K_{K0} [1 + \alpha_T (T - T_0)] \quad (4.6)$$

denklemleri ile verilir. Burada K_K katı fazın T sıcaklığındaki ısı iletkenlik katsayısı, K_{K0} $T_0=300$ K oda sıcaklığındaki ısı iletkenlik katsayısı ve α_T ise ısısal sıcaklık katsayısıdır. Denklem (4.6) dan,

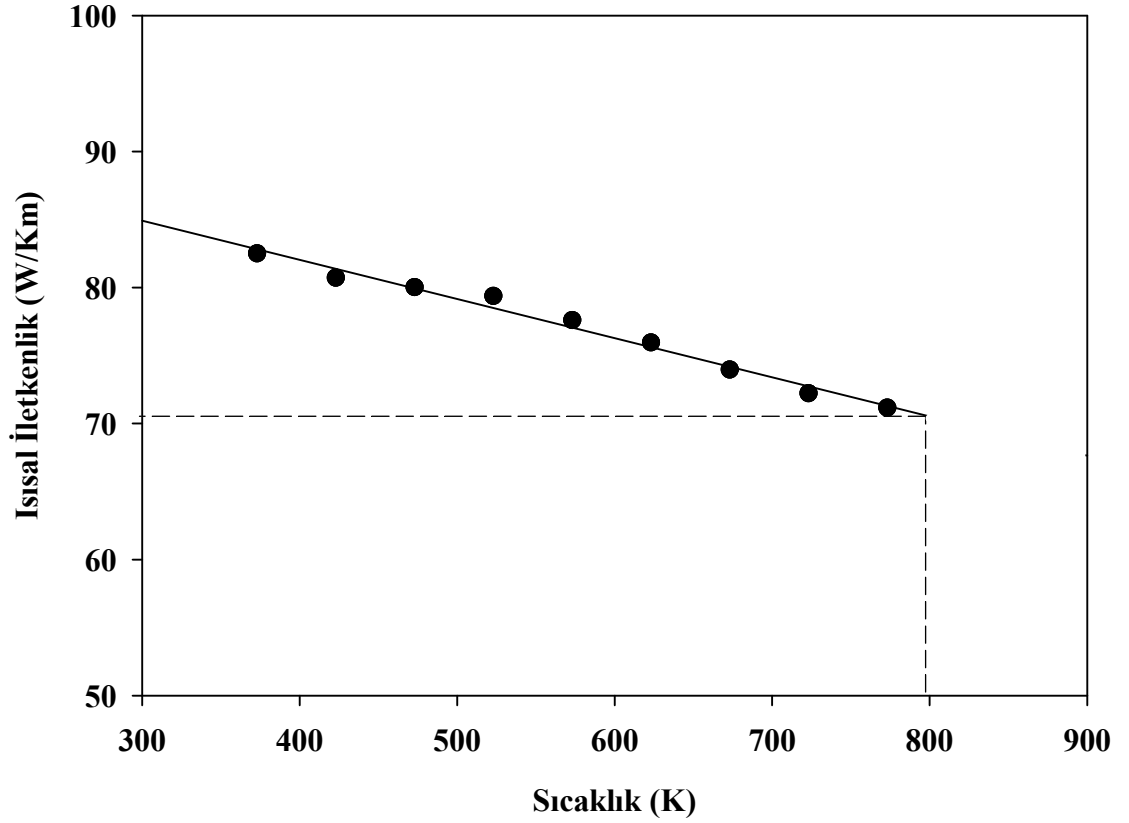
$$\alpha_T = \frac{K_K - K_{K0}}{K_{K0} (T - T_0)} = \frac{1}{K_{K0}} \frac{\Delta K}{\Delta T} \quad (4.7)$$

olarak yazılabilir. Denklem (4.7)'den ısısal sıcaklık katsayısının, ısısal iletkenliğin sıcaklığa bağlı grafiğinin eğiminden faydalanarak elde edilebileceği görülmektedir.



Şekil 4.3. Zn-%41.58 ağ.Bi-%0.6 ağ.Al alaşımı için ısısal iletkenliğin sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.3'deki grafiğin eğimi denklem (4.7)'de kullanılarak Zn-%41.58 ağ.Bi-%0.6 ağ.Al alaşımı için ısısal sıcaklık katsayısı $\alpha_T=0.000811217 \text{ K}^{-1}$ olarak bulunmuştur.



Şekil 4.4. Sn-%30 ağ.Al-%15 ağ.Cu alaşımı için ısısal iletkenliğin sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.4'deki grafiğin eğimi denklem (4.7)'de kullanılarak Sn-%30 ağ.Al-%15 ağ.Cu alaşımı için ısısal sıcaklık katsayısı $\alpha_T=0.000340868 \text{ K}^{-1}$ olarak bulunmuştur.

4.4. Katı Fazın Isı İletkenlik Katsayısının Ölçümündeki Hata Analizi

Katı fazın ısısal iletkenliği ölçülürken güç ölçümünden, ısıtıcı telin boyunun ölçümünden, termal çiftlerin konumlarının merkeze olan uzaklıklarının ölçümünden ve sıcaklık ölçümlerinden kaynaklanan deneysel hatalar olabilir. Dolayısıyla katı fazın ısısal iletkenliğinin ölçümündeki muhtemel toplam hata,

$$\left| \frac{\Delta K_K}{K_K} \right| = \left| \frac{\Delta Q}{Q} \right| + \left| \frac{\Delta(T_1 - T_2)}{(T_1 - T_2)} \right| + \left| \frac{\Delta \ell}{\ell} \right| + \left| \frac{\Delta r_1}{r_1} \right| + \left| \frac{\Delta r_2}{r_2} \right| \quad (4.8)$$

olarak ifade edilebilir. Isıtıcı tele verilen toplam giriş gücü,

$$Q = V_{ısıtıcı} I = V_{ısıtıcı} \left(\frac{V_{şönt}}{R_{şönt}} \right) \quad (4.9)$$

denkleminde hesaplanır. Burada $V_{şönt}$ şöntün, $V_{ısıtıcı}$ merkezi ısıtıcı telin uçları arasındaki gerilimdir ve $R_{şönt}$ ise şöntün direncidir. Güç ölçümünden kaynaklanabilecek deneysel hatalar, şöntün direncinin, şöntün uçları arasındaki ve merkezi ısıtıcı telin uçları arasındaki gerilimin ölçümünden kaynaklanan hataların toplamıdır ve

$$\left| \frac{\Delta Q}{Q} \right| = \left| \frac{\Delta R_{şönt}}{R_{şönt}} \right| + \left| \frac{\Delta V_{ısıtıcı}}{V_{ısıtıcı}} \right| + \left| \frac{\Delta V_{şönt}}{V_{şönt}} \right| \quad (4.10)$$

şeklinde yazılabilir. Şöntün ve ısıtıcı telin uçları arasındaki potansiyel farkı Hewlett Packard 34410A model multimetre ile % 1 hata ile ölçüldü. Şöntün direnci ise Hewlett Packard 34410A model multimetre ile yaklaşık % 1 hata ile ölçüldü. Böylece güç ölçümünden gelebilecek toplam yüzde hata yaklaşık olarak % 3 olarak tespit edildi.

Isıtıcı telin boyunun ölçümünden ve termal çiftlerin merkeze olan uzaklıklarının ölçümünden gelebilecek hata,

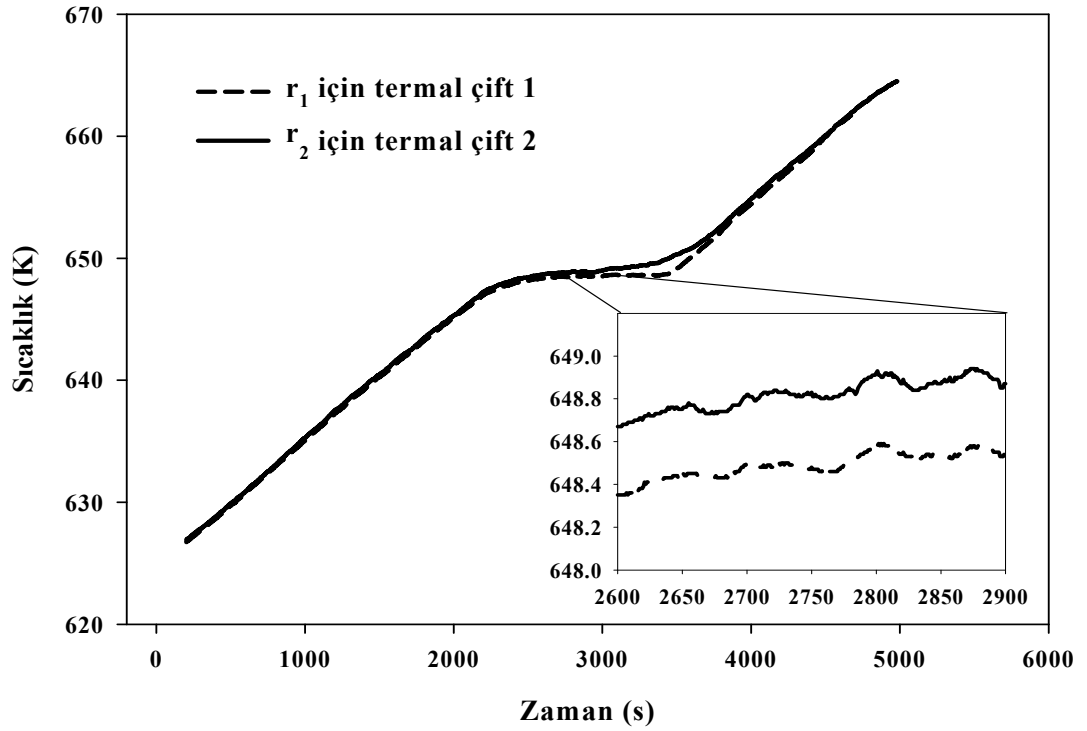
$$\left| \frac{\Delta \ell}{\ell} \right|; \quad \left| \frac{\Delta r}{r} \right| = \left| \frac{\Delta r_1}{r_1 \ln(r_2 / r_1)} \right| + \left| \frac{\Delta r_2}{r_2 \ln(r_2 / r_1)} \right| \quad (4.11)$$

olarak ifade edilebilir. Isıtıcı telin boyunu ölçerken kullandığımız cetvelle en fazla ± 0.5 mm hatayla ölçümler yapılabilmektedir. Deneylerde kullandığımız ısıtıcı tellerin boyları en fazla 140 mm olduğundan merkezi ısıtıcı telin boyunun ölçümünden gelebilecek yüzde hata yaklaşık % 0.4 olacaktır. Sıcaklık ölçümü yapan termal çiftlerin numune içindeki konumlarının fotoğrafı Olympus DP12 tipi dijital kamera monte edilmiş Olympus BX51 tipi optik ışık mikroskobu ve bilgisayardan oluşan görüntü analiz sistemiyle çekildi. r_1 ve r_2 mesafeleri de bu fotoğraflardan Adobe Photoshop CS programıyla $\pm 10 \mu\text{m}$ hassasiyetle ölçüldü. Belirtilen mesafeler genelde 2 mm ve 12mm arasında olduğundan mesafe ölçümünden gelebilecek hata yaklaşık % 0.1 ve toplamda % 0.5 olacaktır. Dolayısıyla ısıtıcı telin boyunun ve termal çiftlerin merkeze olan uzaklıklarının ölçümünden gelebilecek hata yaklaşık % 1 olmaktadır.

Sıcaklık farkının ölçümünden gelebilecek hata,

$$\left| \frac{\Delta T^*}{\Delta T} \right| = \left| \frac{\Delta T^*}{T_1 - T_2} \right| \quad (4.12)$$

olup, ΔT^* Şekil 4.5’de görüldüğü gibi erime sıcaklığını belirlerken termal çiftlerin birbirlerine göre okudukları sıcaklık farkıdır yani okuma hatası olup yaklaşık 0.1°C aralığındadır ve $\Delta T = T_1 - T_2$ ise ötektik sıcaklığa yakın kararlı durum sıcaklığında birbirlerinden r_1 ve r_2 uzaklıklarında bulunan termal çiftlerin okuduğu sıcaklık değerleri arasındaki farkı Tablo 4.1’ den de görüldüğü gibi $2.4\text{-}9.2^\circ\text{C}$ ’dir. Dolayısıyla sıcaklık farkının ölçümünden gelebilecek hata yaklaşık % 4’dür



Şekil 4.5. Al-Bi-Zn alaışımının kalibrasyon eğrisi.

Sonuç olarak güç ölçümünden % 3, ısıtıcı telin boyunun ve termal çiftlerin konumlarının merkeze olan uzaklığının ölçümünden % 1 ve sıcaklık farklarının ölçümünden de % 4 hata geldiğinden; katı fazın ısısal iletkenliğinin ölçümünden gelebilecek toplam hata yaklaşık olarak % 8 olur.

4.5. Wiedemann–Franz Kanunu Yardımı ile Elektriksel İletkenliğin Tespiti

Elektriksel iletkenliğin sıcaklığa göre değişimi Wiedemann-Franz kanunundan elde edilir. Sıcaklığa göre elektriksel iletkenliğin değişimini Wiedemann-Franz kanunundan belirlemek için K_K değerinin yanında L değerinin de bilinmesi gereklidir. Denklem (1.61)'e bakıldığında Lorentz sabitinin değeri sabit bir sayı olup malzemenin cinsine bağlı değilmiş gibi görünse de Lorentz sabitinin değeri malzemelerin özelliklerine göre değişir. L 'nin değeri saf metaller için bilinirken, alaşımlar için bilinmemektedir. Alaşımlar için Lorentz sabiti;

$$L_a = \sum_{i=1}^n x_i L_i \quad (4.13)$$

şeklindedir. Burada x_i i. maddenin ağırlık kesrini, L_i ise i.maddenin Lorentz sabitini gösterir. Bu nedenle elektriksel iletkenliğin sıcaklığa göre değişimini hesaplamakta kullanılan alaşımların Lorentz sabiti (4.13) denklemiyle alaşımı oluşturan saf maddelerin x_i ve L_i değerleri kullanılarak bulunabilir.

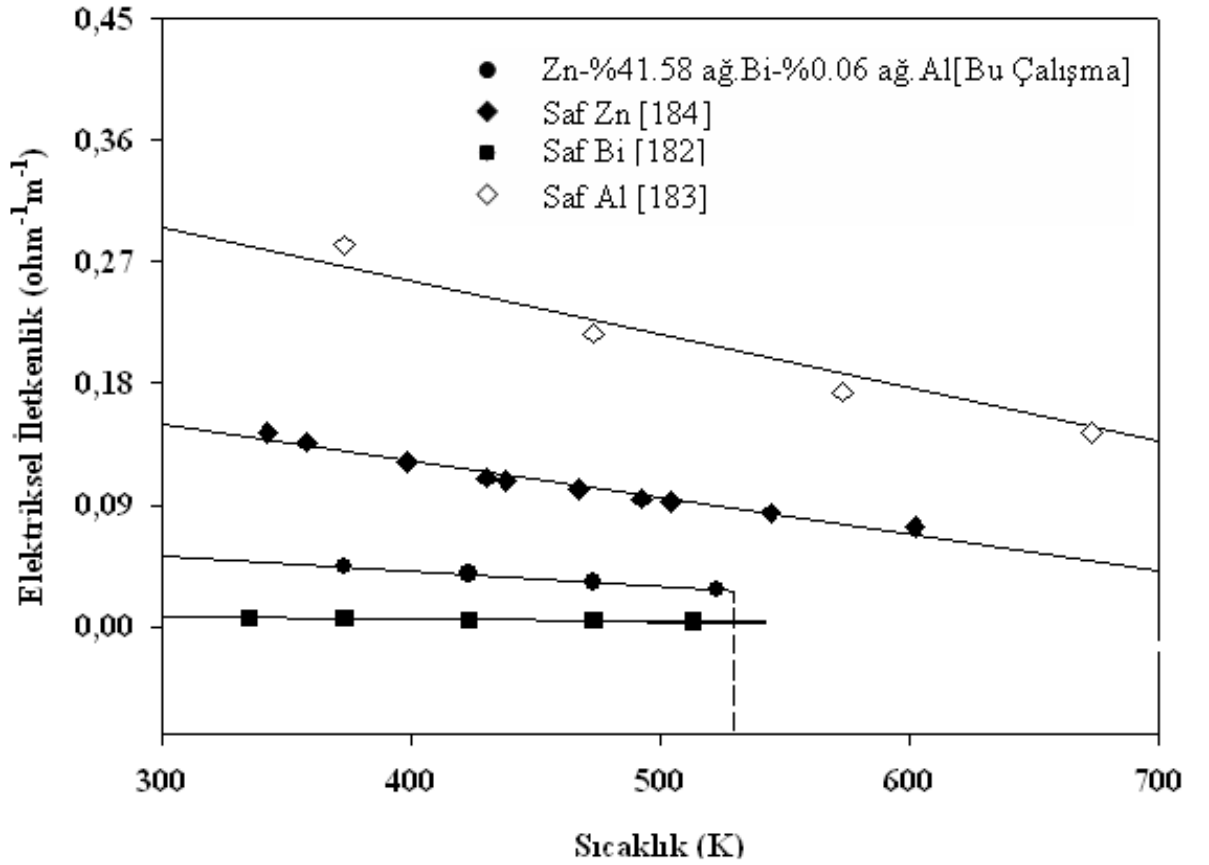
Böylece daha önce elde edilen K_K değerleri ve (4.13) denkleminde elde edilen alaşımın L değerleri kullanılarak alaşıma ait elektriksel iletkenlik değerleri (1.60) denkleminde elde edilir.

Tablo 4.3 Alaşım sistemlerine ait Lorentz sabitleri.

Alaşım Sistemi	$L_1 \times 10^{-8}$	% X_1	$L_2 \times 10^{-8}$	% X_2	$L_3 \times 10^{-8}$	% X_3	$L_{(Alaşım)}$ ($W\Omega K^{-2}$) $\times 10^{-8}$
Zn-%41.58 ağırlık Bi-%0.6 ağırlık Al	2.31	0.578	3.31	0.415	2.22	0.006	2.73
Sn-%30ağırlık Al-%15ağırlık Cu	2.52	0.55	2.22	0.30	2.23	0.15	2.39

Tablo 4.4 Zn-%41.58 ağı.Bi-%0.6 ağı.Al için elektriksel iletkenlik değerleri.

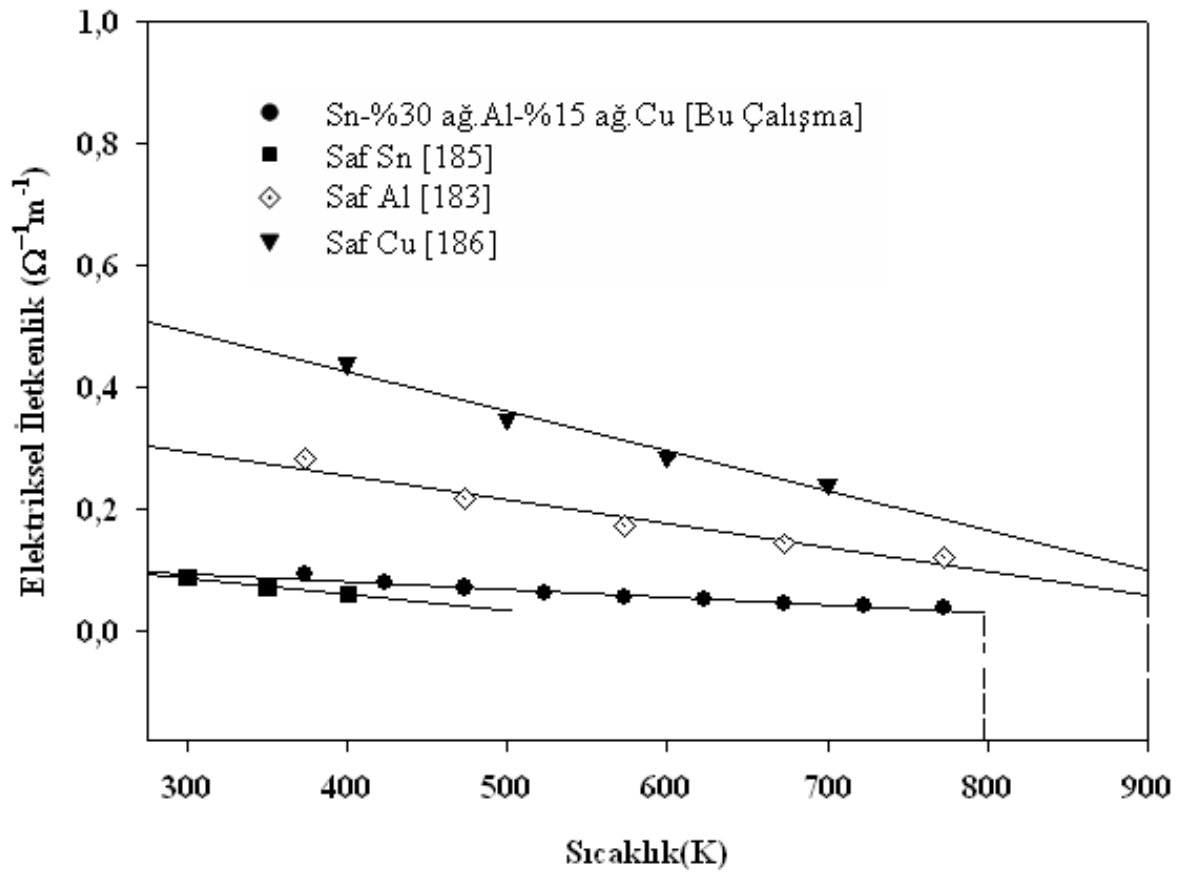
Sıcaklık (K)	Isı İletim Katsayısı (W/Km)	Lorentz Sabiti ($W\Omega/K^2$) x 10^{-8}	Elektriksel İletkenlik ($1/\Omega m$) x 10^8
373	46.00	2.73	0.045
423	44.46	2.73	0.039
473	42.14	2.73	0.033
523	40.59	2.73	0.028



Şekil 4.6. Zn-%41.58 ağı.Bi-%0.6 ağı.Al, saf Zn, saf Bi ve saf Al için katı fazın elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi.

Tablo 4.5 Sn-%30 ağırlık Al-%15 ağırlık Cu için hesaplanan elektriksel iletkenlik değerleri.

Sıcaklık (K)	Isı İletim Katsayısı (W/Km)	Lorentz Sabiti ($W\Omega/K^2$) $\times 10^{-8}$	Elektriksel İletkenlik ($\times 10^8/\Omega m$)
373	105.25	2.39	0.118
423	102.96	2.39	0.102
473	102.08	2.39	0.090
523	101.26	2.39	0.081
573	98.99	2.39	0.072
623	96.89	2.39	0.065
673	94.35	2.39	0.059
723	92.12	2.39	0.053
773	90.78	2.39	0.049



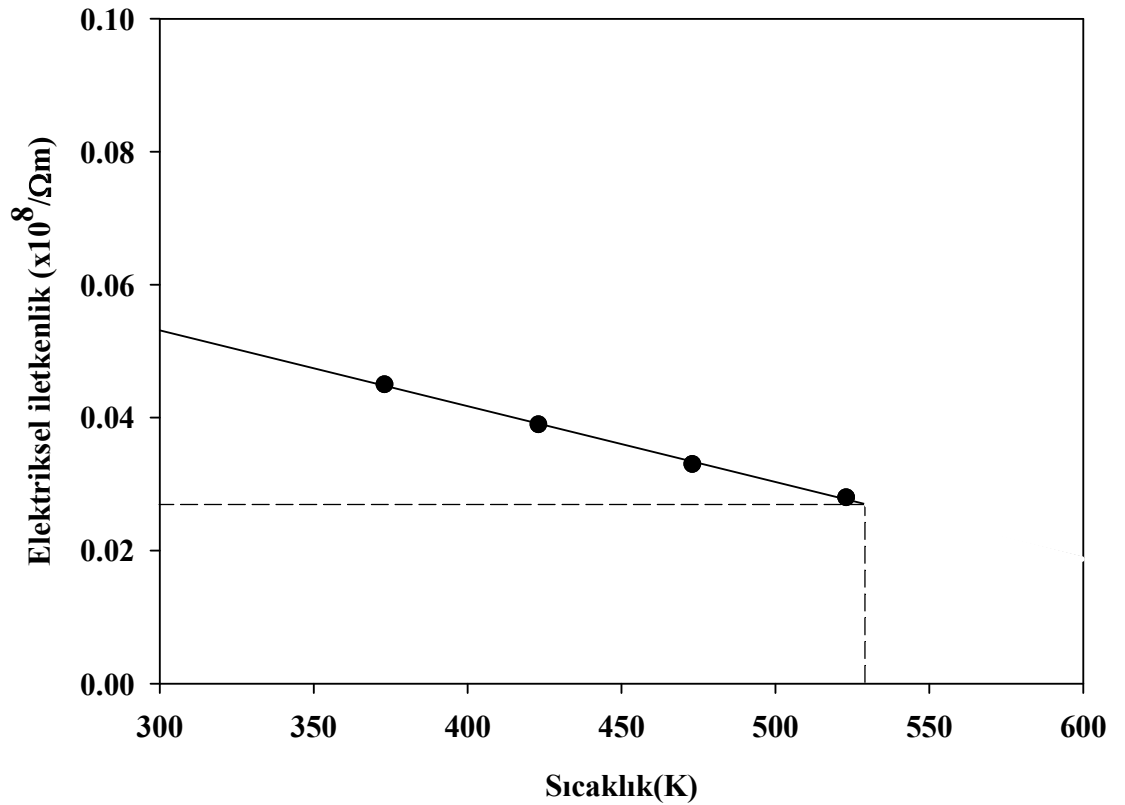
Şekil 4.7. Sn-%30 ağırlık Al-%15 ağırlık Cu, saf Sn, saf Al ve saf Cu için katı fazın elektriksel iletkenliğinin sıcaklıkla değişimi.

4.6. Elektriksel Sıcaklık Katsayısının Hesaplanması

Katı fazın elektriksel iletkenliğinin sıcaklığa bağlı değişimi,

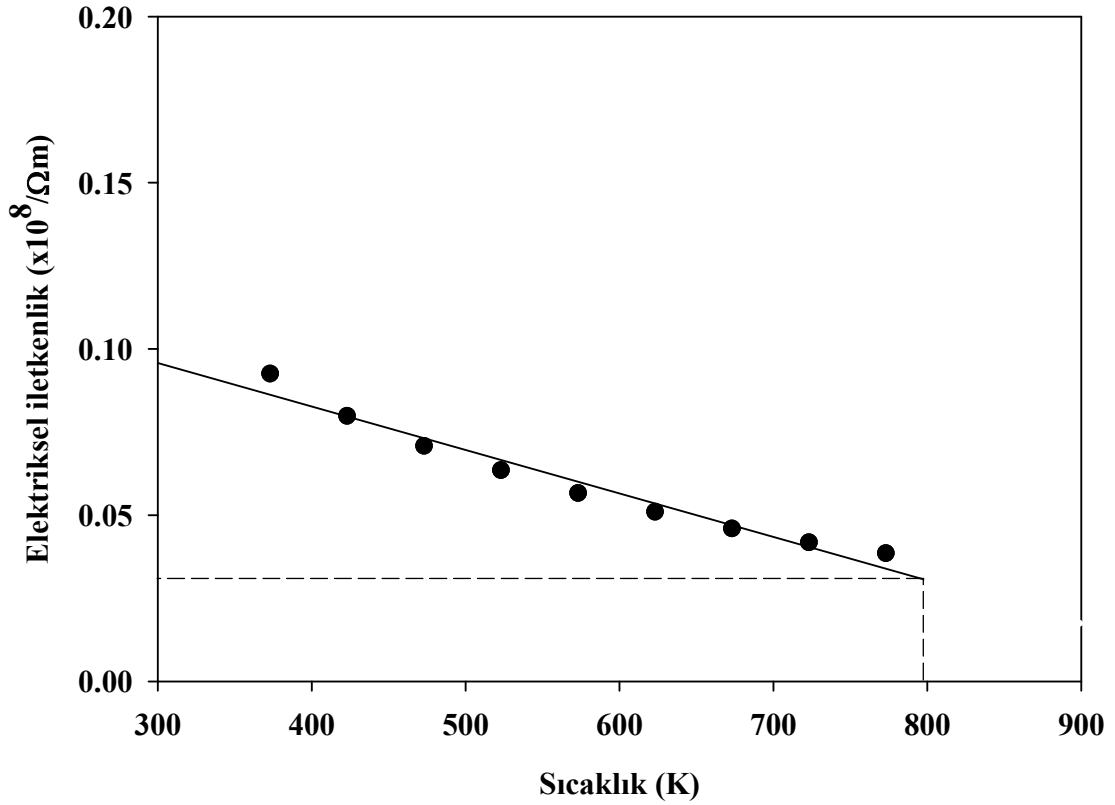
$$\alpha_E = \frac{\sigma_K - \sigma_{K0}}{\sigma_{K0}(T - T_0)} = \frac{1}{\sigma_{K0}} \frac{\Delta\sigma}{\Delta T} \quad (4.12)$$

ile verilir. Burada σ_K katı fazın T sıcaklığındaki elektriksel iletkenliği, σ_{K0} numunenin $T_0=300$ K oda sıcaklığındaki elektriksel iletkenliği, α_E ise elektriksel sıcaklık katsayısını göstermektedir. Denklem (4.12)'den elektriksel sıcaklık katsayısının, Şekil 4.8'deki elektriksel iletkenliğin sıcaklığa bağlı grafiğinin eğiminden faydalanarak elde edilebileceği görülmektedir.



Şekil 4.8. Zn-%41.58 ağ.Bi-%0.6 ağ.Al alaşımı için elektriksel iletkenliğin sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.8’deki grafiğin eğimi denklem (4.12)’de kullanılarak Zn-%41.58 ağ.Bi-%0.6 ağ.Al alaşımı için elektriksel sıcaklık katsayısı $\alpha_E=0.00215077 \text{ K}^{-1}$ olarak hesaplanmıştır.



Şekil 4.9. Sn-%30 ağ.Al-%15 ağ.Cu alaşımı için elektriksel iletkenliğin sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.9’daki grafiğin eğimi denklem (4.12)’de kullanılarak Sn-%30 ağ.Al-%15 ağ.Cu alaşımı için elektriksel sıcaklık katsayısı $\alpha_E=0.001355 \text{ K}^{-1}$ olarak hesaplanmıştır.

4.7. Sonuç ve Tartışma

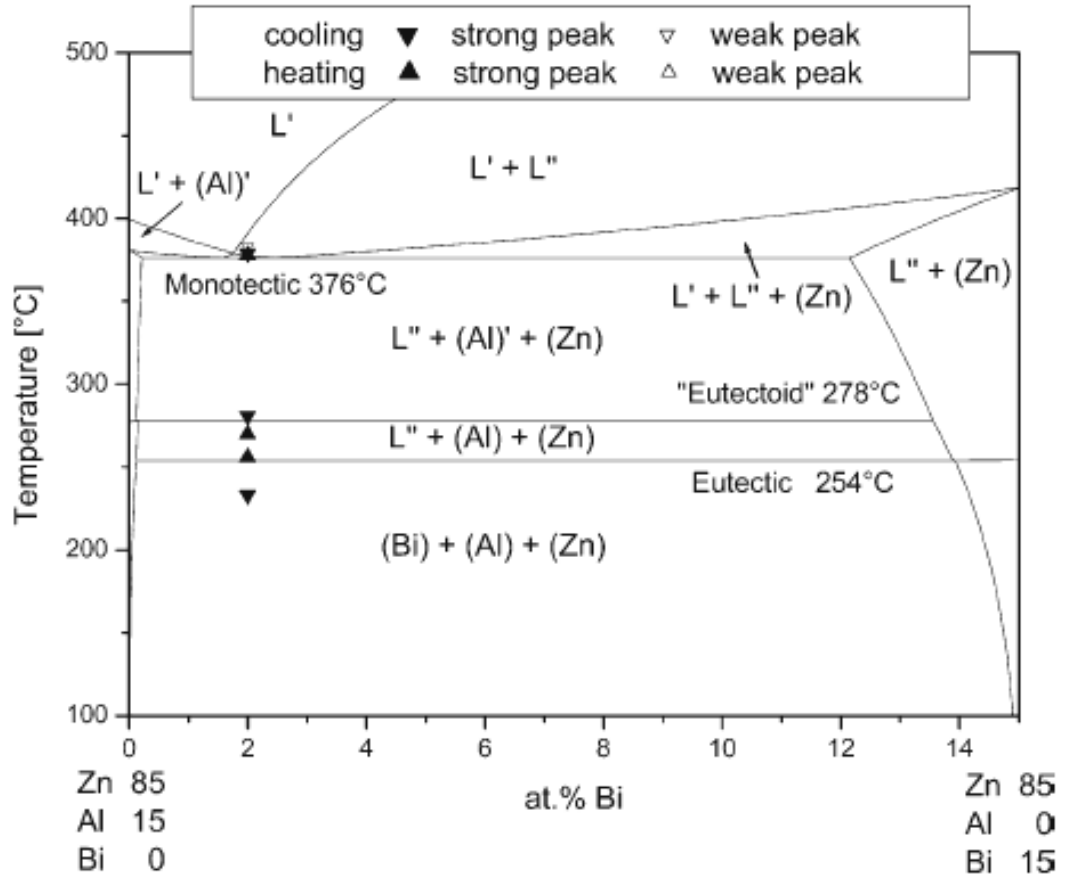
Metalik alaşımların ısısal ve elektriksel iletkenlikleri, maddelerin özelliklerini belirleyen erime sıcaklığı, erime entalpisi, özgül ısı gibi fiziksel parametreler olup faz dönüşüm olaylarında büyük bir öneme sahiptir. Isısal iletkenliğin deneysel tayininde kullanılan en yaygın metot radyal ısı akış metodudur.

Bu tez çalışmasında Zn-Bi-Al ve Sn-Al-Cu üçlü metalik alaşım sistemlerinde ısısal iletkenliğin belirlenmesi için radyal ısı akışı metodu kullanıldı. Yani bu alaşım sistemlerinde belirlenen bileşimde hazırlanan silindirik numune, merkezden ince bir ısıtıcı telle ısıtılarak katı fazın ısısal iletkenliği sıcaklığın bir fonksiyonu olarak ölçüldü. Katı fazın erime sıcaklığındaki ısısal iletkenliği ise ısısal iletkenlik-sıcaklık grafiğinin uzantısı alınarak bulundu. Ayrıca ısısal iletkenliğin sıcaklığa bağlı değişim grafiğinin eğiminden faydalanarak her bir alaşım sisteminin ısısal sıcaklık katsayıları hesaplandı. Her bir alaşım sistemi için elde edilen ısısal iletkenliğin sıcaklıkla değişim grafiği, alaşımı oluşturan saf maddelerin ısısal iletkenlikleri ile kıyaslanmış ve elde edilen değerlerin literatürdeki değerlerle uyumlu olduğu gözlenmiştir.

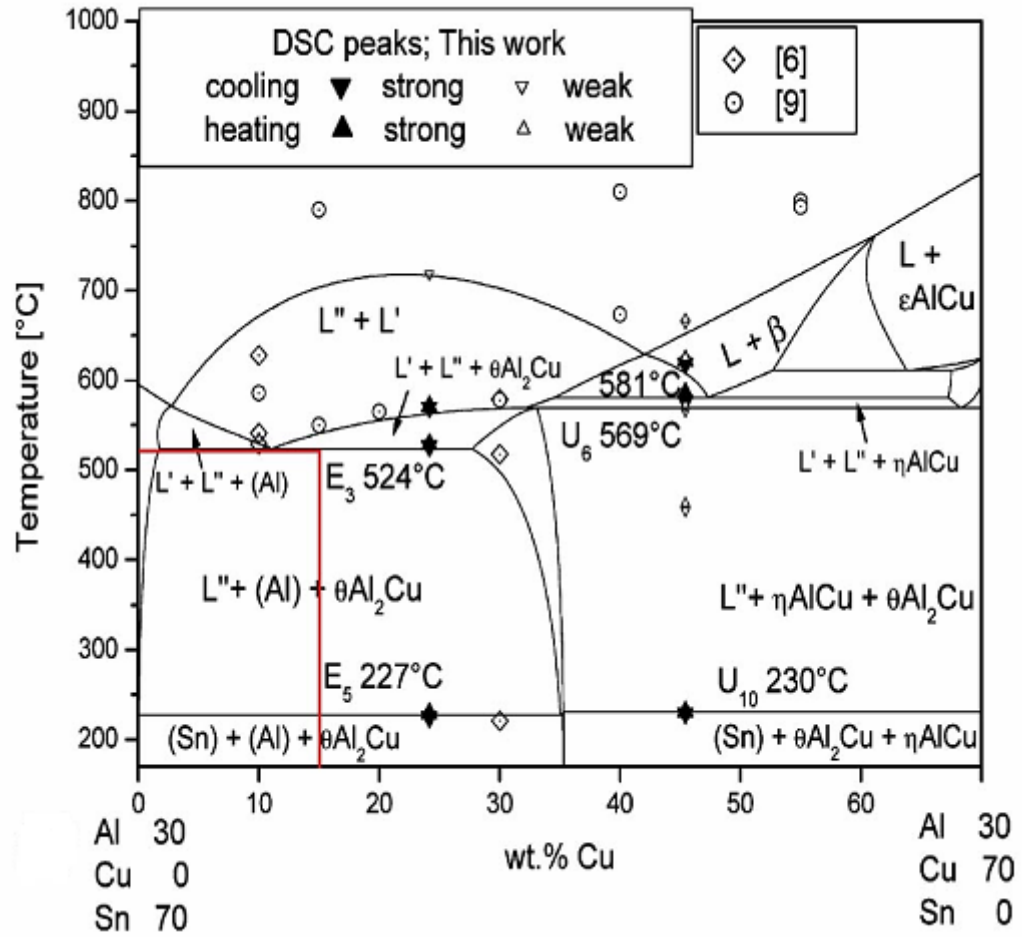
Daha sonra alaşımı oluşturan maddelerin Lorentz sabitleri kullanılarak alaşım sistemlerinin Lorentz sabitleri hesaplandı. Deneysel olarak elde edilen ısısal iletkenlik ve hesaplanan Lorentz sabitleri ile elektriksel iletkenlik değerleri bulundu. Ayrıca elektriksel iletkenliğin sıcaklıkla değişim grafiği yardımıyla her bir alaşım sisteminin elektriksel sıcaklık katsayıları da hesaplanmıştır.

EKLER

EK- 1. Bi-Zn-Al Alaşımının Faz Diyagramı [187].



EK -2. Sn-Al-Cu Alaşımının Faz Diyagramı [188].



KAYNAKLAR

1. Karaoğlu, B., Katıhal Fiziğine Giriş, s. 77, İstanbul, 1996.
2. Karaoğlu, B., Katıhal Fiziğine Giriş, s. 84, İstanbul, 1996.
3. Karaoğlu, B., Katıhal Fiziğine Giriş, s. 81-82, İstanbul, 1996.
4. C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 7th Ed. 1986.
5. Karaoğlu, B., Katıhal Fiziğine Giriş, s. 103-105, İstanbul, 1996.
6. Karaoğlu, B., Katıhal Fiziğine Giriş, s. 89-90, İstanbul, 1996.
7. Onaran, K., Malzeme Bilimi, 8. Baskı, s. 172-173, İstanbul Teknik Üniversitesi, 2000.
8. Karaoğlu, B., Katıhal Fiziğine Giriş, s. 108-109, İstanbul, 1996.
9. Karaoğlu, B., Katıhal Fiziğine Giriş, s. 111-112, İstanbul, 1996.
10. Onaran, K., Malzeme Bilimi, 8. Baskı, s. 101-102, İstanbul Teknik Üniversitesi, 2000.
11. Onaran, K., Malzeme Bilimi, 8. Baskı, s. 102, İstanbul Teknik Üniversitesi, 2000.
12. Onaran, K., Malzeme Bilimi, 8. Baskı, s. 102-103, İstanbul Teknik Üniversitesi, 2000.
13. Onaran, K., Malzeme Bilimi, 8. Baskı, s. 103, İstanbul Teknik Üniversitesi, 2000.
14. Onaran, K., Malzeme Bilimi, 8. Baskı, s. 103, İstanbul Teknik Üniversitesi, 2000.
15. Onaran, K., Malzeme Bilimi, 8. Baskı, s. 103-104, İstanbul Teknik Üniversitesi, 2000.
16. Onaran, K., Malzeme Bilimi, 8. Baskı, s. 104, İstanbul Teknik Üniversitesi, 2000.
17. Karaoğlu, B., Katıhal Fiziğine Giriş, s. 112-113, İstanbul, 1996.

18. Karaoğlu, B., Katıhal Fiziğine Giriş, s. 112, İstanbul, 1996.
19. Karaoğlu, B., Katıhal Fiziğine Giriş, s. 116-117, İstanbul, 1996.
20. 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 (1970) p. 17a.
21. H. L. Callendar and J. T. Nicolson, Brt. Assoc. Adv. Sci., Rept. Ann. Meeting, 22 (1897) 418-422.
22. C. Niven, On a method of finding the conductivity for heat, Proc. Roy. Soc. A76 (1905) 34-48.
23. R. W. Powell, Further measurement of the thermal and electrical conductivity of iron at high temperatures, Proc. Phys. Soc. 51 (1939) 407-418.
24. M. F. Angel, Thermal conductivity at high temperatures, Phys. Rev. 33 (1911) 411-432.
25. D. L. McElroy and J. P. Moore, Radial heat flow methods for the measurements of the thermal conductivity of solids, In Thermal Conductivity, (R. P. Tye ed.), Academic Press, London, Vol. I (1969) 185-239.
26. M. Gündüz and J. D. Hunt, The measurement of solid-liquid surface energies in the Al-Cu, Al-Si, Pb-Sn systems, Acta Metall. 33 (9) (1985) 1651-1672.
27. M. Gündüz and J. D. Hunt, Solid-liquid surface energies in the Al-Mg systems, Acta Metall. 37 (7) (1989) 1839-1845.
28. N. Maraşlı and J. D. Hunt, Solid-liquid surface energies in the Al-CuAl₂, Al-NiAl₃ and Al-Ti systems, Acta Mater. 44 (3) (1996) 1085-1096.
29. K. Keşlioğlu, N. Maraşlı, Solid-liquid interfacial energy of the eutectoid β phase in the Al-Zn eutectic system, Mat. Sci. Eng. A 369 (2004) 294-301.

30. K. Keşlioğlu, N. Maraşlı, Experimental determination of solid-liquid interfacial energy for Zn solid solution in equilibrium with the Zn-Al eutectic liquid, *Metall. Mater. Trans. A* 35A (2004) 3665-3672.
31. K. Keşlioğlu, M. Gündüz, H. Kaya, E. Çadırılı, Solid-liquid interfacial energy in the Al-Ti system, *Mater.Lett.* 58 (2004) 3067-3073.
32. M. Erol, N. Maraşlı, K. Keşlioğlu, M. Gündüz, Solid-liquid interfacial energy of bismuth in the Bi-Cd eutectic system, *Scripta Mater.* 51 (2004) 131.
33. K. Keşlioğlu, M. Erol, N. Maraşlı, M. Gündüz, Experimental determination of solid-liquid interfacial energy for solid Cd in Bi-Cd liquid solutions, *J. Alloy. Compd.* 385 (2004) 207.
34. M. Erol, K. Keşlioğlu, N. Maraşlı, Solid-liquid interfacial energy of the solid Mg_2Zn_{11} phase in equilibrium with Zn-Mg eutectic liquid *J. of Physics: Condens Matter* 19 (2007) 176003.
35. M. Erol, K. Keşlioğlu, R. Şahingöz, N. Maraşlı, Experimental determination of thermal conductivity of solid and liquid phases in Bi-Sn and Zn-Mg binary eutectic alloys, *Met. and Mater. Int.* 11 (2005) 421.
36. B. Saatçi, N. Maraşlı, M. Gündüz, Thermal conductivities of solid and liquid phases in Pb-Cd and Sn-Zn binary eutectic alloys, *Thermochim. Acta*, 454 (2007) 128-134.
37. M. Erol, K. Keşlioğlu, N. Maraşlı, Measurement of solid-liquid interfacial energy for solid Zn in equilibrium with the ZnMg eutectic liquid, *Metall. Mater. Trans. A* 38 (7) (2007) 1539-1545.
38. N. Maraşlı, S. Akbulut, Y. Ocak, K. Keşlioğlu, U. Büyük, H. Kaya and E. Çadırılı, Measurement of solid-liquid interfacial energy in the In-Bi eutectic alloy at low melting temperature, *J. of Physics: Condensed Matter*, 19 (2007) 506102.

39. Franklin, B., "Meteorological Observations"(written in reply to Cadwallader Colden, Nov. 19, 1753 an 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.
40. Fordyce, G., "An Account of an Experiment on Heat", *Phill. Trans. Roy. Soc. (London)*, 77, 310—7, 1787.
41. Ingen-Hausz, J. "On Metals as Conductors of Heat", *J. de Physique*, 34, 68, 380, 1789.
42. Despretz, C., "On the Conductivity of Several Solid Substances", *Ann. Chim. Phys.*, 19, 97-106, 1822
43. 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.
44. Forbes, J.D., "On Experiments on the Laws of the Conduction of Heat", *Britt. Assoc. Adv. Sci., Rept. Ann. Meeting*, 22, 260-1, 1852.
45. 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.
46. 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.
47. Angström, A. J., "A New Method of Determining the Thermal Conductivity of Solids," *Ann. Physik*, 2, 114, 513-30, 1861.
48. Thomson, W. (Lord Kelvin), "Heat", in *Encyclopaedia Britannica*, Vol. 11, 9th Ed., 1880; reprinted in *Mathematical and Physical Papers*, Vol. 3, Cambridge University Press, 113-235, 1890.
49. Preston, T., *The Theory of Heat*, Macmillan and Co., London, 719 pp., 1894; 4th Ed. (J. R. Cotter, ed.), Macmillan an Co., Ltd., London, 836 pp., 1929.
50. 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

51. 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)
52. Ingersoll, L. R., "Methods of Measuring Thermal Conductivity in Solids and Liquids", J. Optical Soc. Am., 9,495-501, 1924.
53. Griffiths, E., "A Survey of Heat Conduction Problems", Proc. Phys. Soc. (London), 41, 151-79, 1929.
54. Partington, J. R., "Thermal Conductivity of Solids", in An Advanced Treatise on Physical Chemistry, Vol. III, Longmans, Green and Co., London, 410-61, 1952.
55. 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)
56. Kingery, W.D., Property Measurements at High Temperatures, John Wiley and Sons, Inc., New York, 416pp., 1959.
57. Slack, G. A., "Heat Conduction in Solids, Experimental", in Encyclopaedic Dictionary of Physics (Thewlis, J., editor-in-chief), Vol. 3, Pergamon Press, Oxford, 601-6, 1961.
58. Tye, R. P. (ed), Thermal Conductivity, Vol. 1 and 2, Academic Press, London, 422 pp. and 353 pp., 1969.
59. Carslaw, H.S. and Jaeger, J. C., Conduction of Heat in Solids, Oxford University Press, 1946; 2nd Ed., 510 pp., 1959.
60. Ingersoll, L.R., Zobel, O. J., and Ingersoll, A. C., Heat Conduction, McGraw-Hill, New York, 1948; 2nd Ed., University of Wisconsin Press, 325 pp., 1954.
61. Jakob, M., Heat Transfer, Vol. 1, John Wiley and Sons, Inc., New York, 758 pp., 1949.
62. Schneider, P.J., Conduction Heat Transfer, Addison Wesley Publ. Co., Cambridge, Mass., 395 pp., 1955.
63. Arpaci, V. S., Conduction Heat Transfer, Addison Wesley Publ. Co., Reading, Mass., 550 pp., 1966.
64. Biot, J. B., Traite de Physique, Vol. 4, Paris, 669, 1816.

65. 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.
66. Berget, A., "Measurement of the Thermal Conductivity of Mercury, of Its Absolute Value", *Compt. Rend.*, 105,224-7, 1887.
67. Berget, A., "Thermal Conductivity of Mercury and Certain Metals.", *J. Phys. (Paris)*, 2,7,503-18, 1888.
68. 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.
69. 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
70. 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.
71. 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.
72. Schofield, F. H., "The Thermal and Electrical Conductivities of Some Pure Metals", *Proc. Roy. Soc. (London)*, A107, 206-27, 1925.
73. 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, 17-18, 1967.
74. Poensgen, R., "A Technical Method for Investigating the Thermal Conductivity of Slabs of Material," *VDI Zeitschrift*, 56(41), 1653-8, 1912.

75. Jakob, M., "Measurement of the Thermal Conductivity of Liquids, Insulating Materials, and Metals", vdi Zeitschrift, 66, 688-93, 1922.
76. 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.
77. Wilkers, G. B., "Thermal Conductivity, Expansion, and Specific Heat of Insulators at Extremely Low Temperatures", Refrig. Eng. 52(1), 37-42, 1946.
78. Schröder, J., "A Simple Method of Determining the Thermal Conductivity of Solids", Philips Tech. Rev., 21(12), 357-61, 1959-60.
79. 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.
80. 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, 1967.
81. 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.
82. Lodge, O. J., "On a Method of Measuring the Absolute Thermal Conductivity of Crystals and Other Rare Substances. Part I", Phil. Mag., 5, 110-7, 1878.
83. Lees, C. H., "On the Thermal Conductivities of Crystals and Other Bad Conductors", Phil. Trans. Roy. Soc. (London), A183, 481-509, 1892.
84. 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.
85. 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.

86. Franci, J. and Kingery, W. D., "Apparatus for Determining Thermal Conductivity by a Comparative Method. Data for Pb, Al₂O₃, BeO, and MgO", J. Am. Ceram. Soc., 37, 80-4, 1954.
87. Stuckes, A. D. and Chasmar, R. P., "Measurement of the Thermal Conductivity of Semiconductors", Rept. Meeting of Semiconductors (Phys. Soc., London), 119-25, 1956.
88. 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.
89. Mirkovich, V. V., "Comparative Method and Choice of Standards for Thermal Conductivity Determinations", J. Am. Ceram. Soc., 48(8), 387-91, 1965.
90. Christiansen, C., "Some Experiments on Heat Conduction", Ann. Physik, 3,14, 23-33, 1881.
91. 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.
92. 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.
93. 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.
94. Powell, R. W. and Tye, R. P., "The Thermal and Electrical Conductivities of Some Nickel-Chromium (Nimonic) Alloys", The Engineer, 209, 729-32,1960.
95. Callendar, H. L. And 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.

96. Niven, C., "On a Method of Finding the Conductivity for Heat", Proc. Roy. Soc. (London), A76, 34-48, 1905.
97. Andrews, T., Proc. Roy. Irish Acad., 1, 465, 1840.
98. Schleiermacher, A., "On the Heat Conduction in Gases", Ann. Physik Chemie, 34(8a), 623-46, 1888.
99. Kannuluik, W. G. and Martin, L.H., "Conduction of Heat in Powders ", Proc. Roy. Soc., A141, 144-58, 1933.
100. Kingery, W. D., "Thermal Conductivity. VI. Determination of Conductivity of Al₂O₃ by Spherical Envelope and Cylinder Methods", J. Am. Ceram. Soc., 37, 88-90, 1954.
101. Feith, A. D., "A Radial Heat Flow Apparatus for High Temperature Thermal Conductivity Measurements", USAEC Rept. GEMP-296. 1-29, 1964.
102. Gassbrenner, C. J. and Slack, G. A., "Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3 K to the Melting Point", Phys. Rev., 134(4A), a1058-69, 1964.
103. Banaev, A. M. and 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.
104. Powell, R. W., "Further Measurements of the Thermal and Electrical Conductivity of Iron at High Temperatures", Proc. Phys. Soc. (London), 51, 407-18, 1939.
105. Laws, F. A., Bishop, F. L., and McJunkin, P., "A Method of Determining Thermal Conductivity", Proc. Am. Acad. Arts Sci., 41(22), 455-64, 1906.
106. Adams, M. and 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.

107. Adams, M., "Thermal Conductivity; III. Prolate Spheroidal Envelope Method; Data for Al_2O_3 , BeO, MgO, ThO_2 , and ZrO_2 ," J. Am. Ceram. Soc. 37(2), 74-9, 1954.
108. 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.
109. Peclet, E., *Traite de la Chaleur*, Vol . I, Paris, 1860.
110. Nusselt, W., "Thermal Conductivity of Thermal Insulators", VDI Zeitschrift, 52(23), 906-12, 1908
111. de Senarmont, H., "Memoir on the Conductivity of Crystalline Substances for Heat", Ann. Chim. Phys., 3, 21, 457-70, 1847.
112. de Senarmont, H., "Memoir on the Conductivity of Crystalline Substances for Heat", Compt. Rend., 2, 25, 459-61, 1847.
113. de Senarmont, H., "Memoir on the Conductivity of Crystalline Substances for Heat", Ann. Chem. Phys., 3, 22, 179-211, 1848.
114. de Senarmont, H., "Experiments on the Effects of Mechanical Agents on the Thermal Conductivity of Homogeneous Solids", Ann. Chim. Phys., 3, 23, 257-67, 1848.
115. de Senarmont, H., "Thermal Conductivity in Crystallized Substances", Ann. Physik, 73, 191-2, 1848.
116. Cohen, I., Lustman, B., and Eichenberg, J. D., "Measurement of the Thermal Conductivity of Metal-Clad Uranium Oxide during Irradiation", J. Nuclear Materials, 3(3), 331-53, 1961.
117. Dumas, J. P., Mansard, B., and 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. (English translation of the original French Report)
118. Clough, D. J. and Sayers, J. B., "The Measurement of the Thermal Conductivity of UO₂ under Irradiation in the Temperature Range 150-1600 C", UKAEA Rept. AERE-R-4690, 1-55, 1964.
 119. Robinson, H. E., "The Conductive-Disk Method of Measuring the Thermal Conductivity of Insulations", Bull. Intl. Inst. Refrig. Annexe 1962-1, 43-50, 1962.
 120. Kohlraush, F., "On Thermoelectricity, Heat and Electricity Conduction", Göttingen Nachr., Feb. 7, 1874.
 121. 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.
 122. Kohlrausch, F., "On the Stationary Temperature State of a Conductor Heated by an Electric Current", Sitz. Berlin Akad., 38, 711-8, 1899.
 123. Kohlrausch, F., "On the Stationary Temperature State of an Electrically Heated Conductor", Ann. Physic, 1, 132-58, 1900.
 124. Angell, M. F., "Thermal Conductivity at High Temperatures", Phys. Rev., 33(5), 421-32, 1911.
 125. Powell, R. W. and Schofield, F. H., "The Thermal and Electrical Conductivities of Carbon and Graphite to High Temperatures", Proc. Phys. Soc. (London). 51(1), 153-72, 1939.
 126. 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.
 127. Osborn, R. H., "Thermal Conductivities of Tungsten and Bolybdenum at Incandescen Temperatures", J. Opt. Soc. Am., 31, 48-32, 1941.

128. Krishnan, K. S. and Jain, S. C., "Determination of Thermal Conductivities at High Temperatures ", *Britt. J. Appl. Phys.*, 5, 426-430, 1954.
129. 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.
130. 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.
131. Gumenyuk, V. S. and 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.
132. 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.
133. Rudkin, R. L., Parker, V. J., and 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.
134. Filippov, L. P. and Simonova, Yu. N., "Measurement of Thermal Conductivity of Metals at High Temperatures", *High Temperature (USSR)*, 2(2), 165-168, 1964.
135. 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.
136. Taylor, R. E., Powell, R. W., Nalbantyan, M., and Davis, F., "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.

137. 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 Pres, New York, 317-337, 1969.
138. Taylor, R. E., Powell, R. W., Davis, F., and Nalbantyan, M., "Evaluation of Direct Electrical Heating Methods", in Thermal Conductivity-Proceedings of the Eighth Conference (Ho, C. Y. and Taylor, R. E., eds), Plenum Pres, New York, 339-354, 1969.
139. Taylor, R. E., Davis , F. E., Powell, R. W., and Kimbrough, W. D., "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.
140. Taylor, R. E., Davis, F. E., and Powell, R. W., "Direct Heating Methods for Measuring Thermal Conductivity of Solids at High Temperatures", High Pressures-High Temperatures, 1, 663-673, 1969.
141. Longmire, C.L., "Method for Determining Thermal Conductivity at High Temperature", Rev. Sci. Instrum., 28(11), 904-906, 1957.
142. Borelius , G., "A Method for the Combined Measurement of Peltier Heat and Thermal Conductivity", Ann. Physik, 4, 52, 398-414, 1917.
143. Sedström, E., "Peltier Heat and Thermal and Electrical Conductivity of Some Solid Metallic Solutions", Ann. Physik, 4, 59, 134-144, 1919.
144. Sedström, E., "On the Knowledge of Gold-Copper Alloys", Ann. Physik, 75,549-555, 1924.
145. 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.

146. 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.
147. 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.
148. 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.
149. 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.
150. Powell, R. W., DeWitt, D.P., Wolfla, L.H., and Finch, R. Technique for Thermal Conductivity Measurements", in Temperature Measurements Society – Sixth Conference and Exhibit, Western Periodicals Co., Nort Hollywood, Calif., 233-244, 1969.
151. Danielson, G. C. And 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.
152. Angström, A. J., "New method of Determining the Thermal Conductivity of Bodies", Phil. Mag., 25, 130-142, 1863
153. King, R. W., "A Method of Measuring Heat Conductivities", Phys. Rev., 6(6), 437-445, 1915.
154. Star, C., "An Improved Method for the Determination of Thermal Diffusivities" Rev. Sci. Instrum., 8(1), 61-64, 1937.
155. Sidles, P. H. and Danielson, G. C., "Thermal Diffusivity of Metals at High Temperature," J. Appl. Phys., 25(1), 58-66, 1954.

156. Abeles, B., Cody, G. D., and Beers, D. S., "Apparatus for the Measurement of the Thermal Diffusivity of Solids at High Temperatures," J. Appl. Phys., 31(9), 1585-1592, 1960.
157. Cowan, R. D., "Proposed Method of Measuring Thermal Diffusivity at High Temperatures", J. Appl. Phys., 32(7), 1363-1370, 1961.
158. Hirschman, A., Dennis, J., Derksen, W., and Monahan, T., "An Optical Method for Measuring the Thermal Diffusivity of Solids", in International Developments in Heat Transfer, Part IV, ASME, New York, 863-9, 1961.
159. Wheeler, M. J., "Thermal Diffusivity at Incandescent Temperatures by a Modulated Electron Beam Technique", Brit. J. Appl. Phys., 16(3), 365-6, 1965.
160. 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.
161. Filippov, L. P. and Pigal'skaya, L. A., "Measurement of the Thermal Diffusivity of Metals at High Temperatures", High Temperature, 2(3), 351-8, 1964.
162. Pigal'skaya, L. A. And 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.
163. Neumann, F., "Experiments on the Thermal Conductivity of Solids", Am. Chim. Phys., 3, 66, 183-7, 1862.
164. Neumann, F., "Experiments on the Calorific Conductibility of Solids", Phill. Mag., 25, 63-5, 1863.
165. Parker, W. J., Jenkins, R. J., Butler, C. P., and Abbott, G. L., "Flash Method of Determining Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity," J. Appl. Phys., 32(9), 1679-84, 1961.

166. 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.
167. Cape, J. A., Lehman, G. W., and Nakata, M. M., "Transient Thermal Diffusivity Technique for Refractory Solids", J. Appl. Phys., 34(12), 3550-5, 1963.
168. Stalhane, B. and Pyk, S., "New Method for Measuring the Thermal Conductivity Coefficient", Tekn. Tidskr., 61(28), 389-393, 1931.
169. Stalhane, B. and Pyk, S., "Determination of the Thermal Conductivity of Ceramic Bodies at High Temperatures", Tekn. Didskr., 64(48), 445-448, 1934.
170. Hooper, F. C. and Lepper, F. R., "Transient Heat Flow Apparatus for the Determination of Thermal Conductivitis", Heating, Piping andA ir Conditionin, ASHVE J. Sect. 22(8), 129-134, 1950.
171. Hooper, F. C. and Chang, S. C., "Development of the Thermal Conductivity Probe", Heating, Piping, and Air Conditioning, ASHVE J. Sect. 24(10), 125-129, 1952.
172. Rosenthal, D. and Ambrosio, A., "A New Method of Determining Thermal Diffusivity of solids at Various Temperatures", Trans. ASME, 73(7), 971-974, 1951.
173. Rosenthal , D. and Friedmann, N. E., "Thermal Diffusivity of Metals at High Temperatures", J. Appl. Phys., 25(8), 1059-60, 1954.
174. Rosenthal, D. and Friedmann, N. E., "The Determination of Thermal Diffusivity of Aliminium Alloys at Various Temperatures By Means of a Moving Heat Source", Trans. ASME, 78(8),1175-80, 1956.
175. Baker, H., Alloy Phase Diagrams Vol. 3, p.359.
176. Keşlioğlu, K., Katı-Sıvı Arayüzey Enerjisinin Ölçümü, Doktora Tezi Erciyes Üniversitesi, (2002).

177. Keşlioğlu, K., Katı-Sıvı Arayüzey Enerjisinin Ölçümü, Doktora Tezi Erciyes Üniversitesi, (2002).
178. Eurotherm 900 EPS (Enhanced Programmer Controllers) Series Handbook, Eurotherm Limited, 1990.
179. Geçkinli, A.E., Metalografi, I. Kısım, İTÜ Kütüphanesi, 1989.
180. Wronski, C. R. M., The Size Dependence of the Melting Point of Small Particles of Tin, Brit. J. of Appl. Phys., 18, 1731-1737, 1967.
181. Mc Elroy, D. L., and Moore, J. P., "Radial Heat Flow Methods for the Measurements of the Thermal Conductivity of Solids," (R. P. Tye. Ed.), Vol. 1, Chapter 4, 185-239, Academic Press, London, 1969.
182. Touloukian, Y.S., Powell R.W., Ho, C.Y., Klemens PG, Thermal Conductivity Metallic Elements and Alloys, Vol.1. p. 39-40, New York, Washington, 1970.
183. Touloukian, Y.S., Powell R.W., Ho, C.Y., Klemens PG, Thermal Conductivity Metallic Elements and Alloys, Vol.1. p. 60, New York, Washington, 1970.
184. Touloukian, Y.S., Powell R.W., Ho, C.Y., Klemens PG, Thermal Conductivity Metallic Elements and Alloys, Vol.1. p. 498, New York, Washington, 1970.
185. Touloukian, Y.S., Powell R.W., Ho, C.Y., Klemens PG, Thermal Conductivity Metallic Elements and Alloys, Vol.1. p. 408, New York, Washington, 1970.
186. Touloukian, Y.S., Powell, R.W., Ho, C.Y., Klemens PG, Thermal Conductivity Metallic Elements and Alloys, Vol.1. p. 81, New York, Washington, 1970.
187. Gröbner, J., Mirkovic, D., Schmid-Fetzer, R., Monotectic four-phase reaction in Al–Bi–Zn alloys, Acta Mater. 53, 3271-3280, 2005.

188. Gröbner, J., Mirkovic, D., Schmid-Fetzer, R., Liquid demixing and microstructure formation in ternary Al-Sn-Cu alloys, *Materials Science and Engineering* 487, 456-467, 2008

ÖZGEÇMİŞ

Adı : Ferhat

Soyadı : YILDIZ

Doğru Yeri : DEVELİ

Doğum Tarihi: 05/05/1976

İlköğrenimini Yahyalı ilçesi Yerköy İlk Öğretim okulunda ve Orta öğrenimini Ankara Bahçelievler Deneme Lisesi'nde tamamladı. Yüksek öğrenimini 1994-1998 yılları arasında Atatürk Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde tamamladı. 2007 yılında Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Bölümünde yüksek lisans yapmaya hak kazandı. Halen aynı bölümde yüksek öğrenimine devam etmektedir.

Adres : Yenidoğan Mah. Şafak Sok. Sarıyıldız St. 3/10 TALAS/KAYSERİ

Telefon : 05354719144

E-mail : yildizf@erciyes.edu.tr