

**YALOVA ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**İNDÜKSİYONLU GAZ ISITICILARININ TERMODİNAMİK ANALİZİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Alper KELEŞOĞLU**

**Enerji Sistemleri Mühendisliği Anabilim Dalı**

**Enerji Sistemleri Mühendisliği Programı**

**TEMMUZ 2019**



**YALOVA ÜNİVERSİTESİ ★ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**İNDÜKSİYONLU GAZ ISITICILARININ TERMODİNAMİK ANALİZİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Alper KELEŞOĞLU  
(165103003)**

**Enerji Sistemleri Mühendisliği Anabilim Dalı**

**Enerji Sistemleri Mühendisliği Programı**

**Tez Danışmanı: Doç. Dr. Ümit ÜNVER  
İkinci Tez Danışmanı: Doç. Dr. Halil Murat ÜNVER**

**TEMMUZ 2019**



YALOVA Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'nün 165103003 numaralı Yüksek Lisans Öğrencisi **Alper KELEŞOĞLU**, ilgili yönetmeliklerin belirlediği gerekli tüm şartları yerine getirdikten sonra hazırladığı “**İNDÜKSİYONLU GAZ ISITICILARININ TERMODİNAMİK ANALİZİ**” başlıklı tezini aşağıda imzaları olan jüri önünde başarı ile sunmuştur.

**Tez Danışmanı :** **Doç. Dr. Ümit ÜNVER**

Yalova Üniversitesi



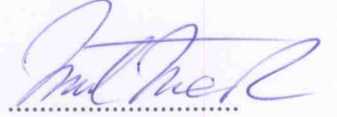
**Eş Danışman :** **Doç. Dr. H. Murat ÜNVER**

Kırıkkale Üniversitesi




**Jüri Üyeleri :** **Doç. Dr. Ümit ÜNVER**

Yalova Üniversitesi



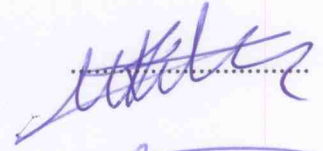
**Doç. Dr. H. Murat ÜNVER**

Kırıkkale Üniversitesi



**Prof. Dr. Muhsin KILIÇ**

Uludağ Üniversitesi



**Prof. Dr. Ömer KAYNAKLI**

Uludağ Üniversitesi



**Doç. Dr. Müslüm ARICI**

Kocaeli Üniversitesi



**Teslim Tarihi :** **24 Temmuz 2019**

**Savunma Tarihi :** **07 Ağustos 2019**



## ÖNSÖZ

Yüksek lisans eğitimim boyunca her konuda bilgi ve deneyimlerini özveriyle paylaşan, tez çalışmam boyunca yol gösteren ve cesaretlendiren danışman hocalarım Doç. Dr. Ümit ÜNVER ve Doç. Dr. Halil Murat ÜNVER'e vermiş oldukları destek ve yardımlarından dolayı şükranlarımı sunarım.

Çalışmalarım sırasında karşılaştığım problemleri çözmemde destek olan Doç. Dr. Müslüm ARICI, Dr. Öğretim Üyesi Taylan GÜNEŞ ve Arş. Gör. Muhammet Biberöglü'na teşekkürlerimi sunarım.

Çalışmalarım sırasında desteklerini esirgemeyen Sistem Teknik Sanayi Fırınları Yönetim Kurulu Başkanı Sayın Mehmet ÖZDEŞLİK'e, Genel Müdür Sayın Levent SİNDEL'e ve çalışma arkadaşlarıma şükranlarımı sunarım.

Bu tez çalışması için 2017/YL/0014 proje numarasıyla destek sağlayan Yalova Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Koordinatörlüğüne teşekkürlerimi sunarım.

Son olarak beni bu günlere getiren, hayatımın her aşamasında beni teşvik eden başta babaannem Nermin KARAKUŞ olmak üzere babam Selim, annem Emine ve kardeşim Gizem KELEŞOĞLU'na sonsuz sevgi ve saygılarımı sunarım.

Temmuz 2019

Alper KELEŞOĞLU

(Enerji Sistemleri Mühendisi)





## İÇİNDEKİLER

### Sayfa

ÖNSÖZ.....	v
İÇİNDEKİLER .....	vii
KISALTMALAR .....	xi
SEMBOL LİSTESİ.....	xiii
ÇİZELGE LİSTESİ.....	xix
ŞEKİL LİSTESİ.....	xxi
ÖZET.....	xxvii
SUMMARY .....	xxix
<b>1. GİRİŞ .....</b>	<b>1</b>
1.1 Tezin Amacı .....	3
<b>2. İNDÜKSİYONLA ISITMA .....</b>	<b>5</b>
2.1 İndüksiyonla Isıtmanın Tarihi Gelişimi .....	8
2.2 İndüksiyonla Isıtmanın Avantajları .....	9
2.3 İndüksiyonla Isıtmanın Kullanım Alanları.....	10
2.4 Materyallerin Sınıflandırılması .....	11
2.4.1 Diyamanyetik materyaller.....	12
2.4.2 Paramanyetik materyaller .....	12
2.4.3 Ferromanyetik materyaller .....	12
2.5 Dalma Derinliği.....	13
2.6 Isı Üretimi .....	15
2.6.1 Eddy akımlarından kaynaklı ısı üretimi .....	15
2.6.2 Histerezisten kaynaklı ısı üretimi.....	16
2.6.3 Anizotropi etkisinden kaynaklı ısı üretimi.....	18
<b>3. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI .....</b>	<b>21</b>
3.1 İndüksiyonla Akışkan Isıtma Sistemleri .....	21
3.2 İndüksiyonla Isıtmanın Sayısal Simülasyonu .....	37
<b>4. İNDÜKSİYONLU GAZ ISITICISININ TRANSFORMATÖR EŞDEĞER DEVRESİYLE MODELLENMESİ .....</b>	<b>45</b>
4.1 Eşdeğer Devre Bileşenlerinin Hesaplanması .....	47
4.1.1 İndüksiyon bobininin sargı direnci .....	49
4.1.2 Mıknatıslanma reaktansı .....	50
4.1.3 İndüksiyon bobini ve kovanın kaçak akı reaktansı .....	53
4.1.4 Kovan direnci .....	53
4.2 İndüksiyonlu Gaz Isıtıcısında Güç Aktarımı.....	54
4.3 İndüksiyonlu Gaz Isıtıcısının Elektromanyetik Performansı .....	55
<b>5. İNDÜKSİYONLU GAZ ISITICISININ SAYISAL SİMÜLASYON TEORİSİ .....</b>	<b>57</b>
5.1 İndüksiyonla Isıtmada Kullanılan Sayısal Yöntemler.....	57
5.2 İndüksiyonlu Gaz Isıtıcısının Sayısal Simülasyonu .....	61

5.2.1 Elektromanyetizma modülü .....	64
5.2.1.1 Maxwell denklemleri.....	65
5.2.1.2 Yarı manyeto-statik yaklaşımı .....	66
5.2.1.3 Yapısal bağıntılar .....	66
5.2.1.4 Alan şiddetlerinin vektör potansiyeli cinsinden ifade edilmesi .....	70
5.2.1.5 Frekans domeni denklemleri .....	72
5.2.1.6 Manyetik geçirgenliğin lineerleştirilmesi.....	73
5.2.1.7 Aksisimetrik koordinatlarda elektromanyetizma .....	74
5.2.1.8 Alanlar arası sınır şartları .....	75
5.2.1.9 Elektromanyetizma ve ısı transferi modüllerini birbirlerine bağlayan fizik bağıntıları .....	75
Elektromanyetik ısı kaynağı.....	75
Sınır elektromanyetik ısı kaynağı.....	76
Sıcaklık bağıntısı .....	76
5.2.2 Akışkanlar mekaniği modülü .....	76
5.2.2.1 Akış tipinin belirlenmesi .....	77
5.2.2.2 Sınır tabaka kavramı ve hız sınır tabakası.....	77
5.2.2.3 Hidrodinamik giriş bölgesi.....	79
5.2.2.4 Türbülanslı akış parametreleri.....	80
5.2.2.5 Türbülans hız profili.....	81
5.2.2.6 Türbülanslı akışta kayma gerilmesi.....	84
5.2.2.7 Kolmogorov teoremi .....	87
5.2.2.8 Reynolds ortalamalı Navier-Stokes (RANS) yaklaşımı.....	92
5.2.2.9 Aksisimetrik koordinatlarda akış .....	95
5.2.2.10 Türbülans modelleri arasındaki farklılıklar.....	96
5.2.2.11 $k - \epsilon$ türbülans modeli .....	99
5.2.2.12 Duvar fonksiyonları.....	100
5.2.3 Isı transferi modülü .....	102
5.2.3.1 Isı transferi mekanizmaları.....	102
İletim .....	102
Taşınım.....	103
Işınım.....	104
5.2.3.2 Katılarda ısı transferi.....	105
5.2.3.3 Prandtl sayısı ve ısı sınır tabaka .....	106
5.2.3.4 Duvar sıcaklık fonksiyonları .....	107
5.2.3.5 Akışkanlarda ısı transferi .....	108
5.2.3.6 Isı transferi ve akışkanlar mekaniği modüllerini birbirlerine bağlayan fizik bağıntısı: izotermal olmayan akış .....	109
5.3 Ağ Örgüsü .....	110
5.3.1 En/boy oranı .....	111
5.3.2 Çarpıklık.....	112
5.3.3 Büyüme oranı .....	113
5.3.4 İlk eleman yüksekliği .....	113

5.4 Çözüm Algoritması .....	114
<b>6. DENEYSEL ÇALIŞMA .....</b>	<b>117</b>
6.1 Deney Düzenegi .....	117
6.2 Deney Prosedürü ve Ölçüm Aletleri .....	119
6.3 Belirsizlik Analizi .....	124
<b>7. SAYISAL SİMÜLASYON METODU .....</b>	<b>125</b>
7.1 Kabuller ve Sayısal Model Kısasları .....	125
7.2 Geometrinin Oluşturulması .....	129
7.3 Materyal Özelliklerinin Tanıtılması .....	130
7.4 Mesh Yapısının Oluşturulması .....	134
7.5 Başlangıç ve Sınır Şarhlarının Tanıtılması .....	136
7.6 Çözüm .....	138
7.7 Parametrik Analiz .....	138
7.7.1 Kanal giriş Reynolds sayısına bağlı parametrik analiz .....	138
7.7.2 Bobin gücüne ve kanal giriş Reynolds sayısına bağlı parametrik analiz .....	139
7.7.3 Kovan uzunluğunun kovan iç çapına olan oranına bağlı parametrik analiz .....	139
7.7.4 Kanal iç çapının kovan iç çapına olan oranına bağlı parametrik analiz .....	139
7.7.5 Isıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı tip akış düzelticilere bağlı parametrik analiz .....	140
7.7.6 Farklı akışkanlara bağlı parametrik analiz .....	140
<b>8. İNDÜKSİYONLU GAZ ISITICISININ TERMAL ANALİZİ .....</b>	<b>143</b>
8.1 Kovandan Havaya Aktarılan Isıl Gücün Tayini .....	144
8.2 Bobinden Havaya Aktarılan Isıl Gücün Tayini .....	147
<b>9. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA .....</b>	<b>151</b>
9.1 Sistemin Geçici Rejim Performansına Ait Elde Edilen Bulgular .....	151
9.2 Sistemin Sürekli Rejim Performansına Ait Elde Edilen Bulgular ve Sayısal Modelin Doğrulanması .....	154
9.3 Parametrik Analiz Sonucu Elde Edilen Bulgular .....	185
9.3.1 Kanal giriş Reynolds sayısına bağlı bulgular .....	185
9.3.2 Bobin gücüne ve kanal giriş Reynolds sayısına bağlı bulgular .....	192
9.3.3 Kovan uzunluğunun kovan iç çapına olan oranına bağlı bulgular .....	197
9.3.4 Kanal iç çapının kovan iç çapına olan oranına bağlı bulgular .....	201
9.3.5 Isıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı parametrik analiz bulguları .....	205
9.3.6 Farklı akışkanlara bağlı bulgular .....	210
<b>10. SONUÇLAR VE TARTIŞMA .....</b>	<b>215</b>
<b>KAYNAKLAR .....</b>	<b>219</b>
<b>ÖZGEÇMİŞ .....</b>	<b>231</b>



## KISALTMALAR

<b>AC</b>	: Alternatif Akım
<b>BEM</b>	: Sınır Eleman Yöntemi
<b>DC</b>	: Doğru Akım
<b>DNS</b>	: Doğrudan Sayısal Simülasyon
<b>FDM</b>	: Sonlu Farklar Yöntemi
<b>FEM</b>	: Sonlu Elemanlar Yöntemi
<b>FVM</b>	: Sonlu Hacimler Yöntemi
<b>HAD</b>	: Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği
<b>IEM</b>	: İntegral Denklem Yöntemi
<b>LES</b>	: Büyük Eddy Simülasyonu
<b>RANS</b>	: Reynolds Ortalamalı Navier-Stokes
<b>WHO</b>	: Dünya Sağlık Örgütü
<b>EPDM</b>	: Etilen Propilen Dien Monomer



## SEMBOL LİSTESİ

.	: Skaler Çarpım
$a$	: Sarım Sayısı Oranı
$A$	: Alan
$\mathbf{A}$	: Manyetik Vektör Potansiyeli
$\mathbf{B}$	: Manyetik Akı Yoğunluğu
$B$	: Denklem Sabiti
$\mathbf{B}_r$	: Artık Manyetik Akı Yoğunluğu
$\mathbf{B}_s$	: Doygunluk Akı Yoğunluğu
$C$	: Kondansatör Sığası
$\cos\varphi$	: Harmoniksiz Sinüzoidal Dalga Formuna Göre Ölçülen Güç Faktörü
$C$	: Katsayı
$C_p$	: Özgül Isı
$C_{\varepsilon 1}$	: $k - \varepsilon$ Model Sabiti
$C_{\varepsilon 2}$	: $k - \varepsilon$ Model Sabiti
$C_\mu$	: $k - \varepsilon$ Modeli Türbülans Viskozitesi Sabiti
$dA$	: Diferansiyel Kontrol Yüzeyi
$dF$	: Diferansiyel Kontrol Yüzeyine Etkiyen Yatay Kuvvet
$D$	: Çap
$\mathbf{D}$	: Elektrik Akı Yoğunluğu
$\mathbf{D}_r$	: Artık Elektrik Akı Yoğunluğu
$E$	: Enerji
$\mathbf{E}$	: Elektrik Alan Şiddeti
$f$	: Frekans
$f$	: Skaler Büyüklük
$\mathbf{g}$	: Yerçekimi İvmesi
$h$	: Isı Taşınım Katsayısı
$F$	: Görüş Faktörü
$\mathbf{F}$	: Hacimsel Kuvvet
$\mathbf{H}$	: Manyetik Alan Şiddeti
$\mathbf{H}_c$	: Zorlayıcı Manyetik Alan Şiddeti
$\mathbf{H}^*$	: Manyetik Alan Şiddeti Kompleks Eşleniği
$I$	: Akım
$\mathbf{J}$	: Akım Yoğunluğu
$\mathbf{J}_e$	: Kaynak Akım Yoğunluğu
$\mathbf{J}_s$	: Yüzey Akım Yoğunluğu
$k$	: Isı İletim Katsayısı
$k$	: Türbülans Kinetik Enerjisi
$K_{vk}$	: Von Kármán Sabiti
$l$	: Uzunluk
$L$	: Endüktans

$L$	: İntegral Skalası Uzunluk Ölçütü
$\dot{m}$	: Kütleli Debi
$\mathbf{M}$	: Manyetizasyon
$Ma$	: Mach Sayısı
$N$	: Sarım veya Katman Sayısı
$Nu$	: Nusselt Sayısı
$n$	: Dalga Numarası
$\hat{n}$	: Birim Vektör
$\mathbf{P}_e$	: Polarizasyon
$P$	: Basınç
$PF$	: Harmoniklerin ve Diğer Bozulmaların Dikkate Alındığı Güç Faktörü
$P$	: Elektriksel Güç
$Pr$	: Prandtl Sayısı
$\tilde{P}$	: Hidrostatik Basınç Değişimi
$R$	: Direnç
$R$	: Bağımlı Değişken
$\mathcal{R}$	: Relüktans
$Re$	: Reynolds Sayısı
$\mathbf{r}$	: Konum Vektörü
$r$	: Silindirik Koordinat Bileşeni
$\mathbf{S}$	: Şekil Değiştirme Tensörü
$T$	: Sıcaklık
$T^+$	: Boyutsuz Sıcaklık
$T_c$	: Curie Sıcaklığı
$t$	: Kalınlık
$t$	: Zaman
$\mathbf{u}$	: Hız
$u_\eta$	: Kolmogorov Hız Ölçütü
$u^+$	: Boyutsuzlaştırılmış Hız
$V$	: Gerilim
$y^+$	: Boyutsuzlaştırılmış Mesafe
$z$	: Silindirik Koordinat Bileşeni
$w$	: Genişlik
$w$	: Hata Oranı
$\dot{q}$	: Isı Akısı
$\dot{Q}$	: Isıl Güç
$\mathbf{x}$	: Vektörel Çarpım
$x$	: Bağımsız Değişken
$X$	: Reaktans
$\mathbf{X}$	: Vektörel Büyüklük



## YUNAN SİMGELERİ

$\nabla$	: Diverjans
$\alpha$	: Açı
$\alpha_p$	: Termal Genleşme Katsayısı
$\beta$	: Duvar Çözünürlüğü Boyutsuz Bileşeni
$\chi_e$	: Elektriksel Duyarlılık
$\chi_m$	: Manyetik Duyarlılık
$\varepsilon$	: Yayıcılık Katsayısı
$\varepsilon$	: Türbülans Yitim Oranı
$\varepsilon_e$	: Elektriksel Geçirgenlik
$\mu$	: Dinamik Viskozite
$\mu_e$	: Manyetik Geçirgenlik
$\mu_t$	: Türbülans (Eddy) Viskozitesi
$\sigma$	: Stefan-Boltzmann Sabiti
$\sigma_e$	: Elektriksel İletkenlik
$\sigma_k$	: Kinetik Enerji İçin Türbülans Prandtl Sayısı
$\sigma_\varepsilon$	: Viskoz Yitim İçin Türbülans Prandtl Sayısı
$\rho$	: Yoğunluk
$\rho_{el}$	: Elektriksel Özdirenç
$\rho_e$	: Elektriksel Güç Yoğunluğu
$\tau_e$	: Yük Gevşeme Süresi
$\tau$	: Kayma Gerilmesi
$\tau_v$	: Viskoz Gerilme Tensörü
$\tau_\eta$	: Kolmogorov Zaman Ölçütü
$\delta$	: Dalma Derinliği
$\delta$	: Hız Sınır Tabaka Kalınlığı
$\delta_T$	: Isıl Sınır Tabaka Kalınlığı
$\delta^+$	: Duvar Çözünürlüğü
$\delta_1^+$	: Duvar Çözünürlüğü Boyutsuz Bileşeni
$\delta_2^+$	: Duvar Çözünürlüğü Boyutsuz Bileşeni
$\nu$	: Kinematik Viskozite
$\omega$	: Açısal Frekans
$\theta$	: Silindirik Koordinat Bileşeni
$\eta$	: Verim
$\eta$	: Kolmogorov Uzunluk Ölçütü
$\lambda$	: Taylor Skalası Uzunluk Ölçütü
$\varphi$	: Herhangi bir Akış Parametresi
$\varphi$	: Bağlı Nem

## ÜST İNDİSLER

—	: Ortalama Büyüklük
'	: Salınım Büyüklüğü
*	: Kompleks Eşlenik
ao	: Ağırlıklı Ortalama

## ALT İNDİSLER

0	: Vakum
1	: Materyal 1
2	: Materyal 2
a	: Aktarılan
an	: Anlık
ao	: Ağırlıklı Ortalama
b	: Bobin
ba	: Başlangıç
c	: Kuplaj
co	: Comsol
ç	: Çekirdek
ç	: Çıkan
d	: Dış
dı	: Atalet Alt Bölge ve Viskoz Yitim Bölgelerini Ayıran Sınır
e	: Etkin
E	: Eddy
em	: Elektromanyetik
ebg	: En Büyük Girdap Akımı
el	: Elektriksel
f	: Film
fi	: Filonenko
g	: Giren
h	: Hava
hd	: Hidrodinamik
hi	: Histerezis
ış	: Işınım
i	: İç
il	: İletim
ia	: İzotropik ve Anizotropik Bölgelerini Ayıran Sınır

iz	: İzolasyon
k	: Kovan
ka	: Katman
kan	: Kanal
kar	: Karışım
ko	: Kondansatör
kr	: Kararlı Hal
kv	: Konakov
ky	: Katı Yüzey
l	: Laminer
<i>L</i>	: İntegral Skalası
m	: Miknatıslama
max	: Maksimum
mi	: Minimum
ms	: Multisim
p	: Primer
P	: Basınç
pp	: Petukhov-Popov
r	: Bağlı
re	: Rezonans
ref	: Referans
s	: Sekonder
sis	: Sistem
ş	: Şebeke
t	: Toplam
ta	: Taşımım
th	: Termal
<i>T</i>	: Taylor Skalası
tr	: Türbülans
te	: Termoelastik Sönümlleme Etkisi
teo	: Teorik
o	: Optimum
vy	: Viskoz Yitim
y	: Yeni
w	: Duvar
$\eta$	: Kolmogorov Skalası
$\delta$	: Viskoz Alt Tabaka
$\tau$	: Sürtünme
@	: Belirli Bir Noktadaki Değer
$\infty$	: Ortam



## ÇİZELGE LİSTESİ

### Sayfa

Çizelge 4.1 : İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının geometrik boyutları .....	48
Çizelge 5.1 : En sık kullanılan sayısal metodların kıyaslanması .....	58
Çizelge 5.2 : Türbülans modelleri. ....	97
Çizelge 6.1 : Deney düzeneği bileşenlerinin özellikleri. ....	119
Çizelge 6.2 : Ölçüm aletlerinin özellikleri ve hassasiyetleri. ....	121
Çizelge 7.1 : Başlangıç ve sınır şartları .....	137
Çizelge 8.1 : Kovan içi ısı taşınım katsayısının belirlenmesinde kullanılan Nusselt korelasyonları.....	146
Çizelge 8.2 : Kovan içi Nusselt korelasyonlarında kullanılan sürtünme faktörü denklemleri.. ....	147
Çizelge 8.3 : Bobin dışı-kanal arası ısı taşınım katsayısının belirlenmesinde kullanılan Nusselt korelasyonları.....	149
Çizelge 8.4 : Bobin dışı-kanal arası Nusselt korelasyonlarında kullanılan sürtünme faktörü denklemleri. ....	150
Çizelge 9.1 : Elektriksel performans parametreleri. ....	155
Çizelge 9.2 : Bobin-kovan eşdeğer devre elemanlarının değerleri.....	156
Çizelge 9.3 : Multisim programında simülasyonu yapılan indüksiyonlu gaz ısıtıcısının sonuçları .....	158
Çizelge 9.4 : Düzeltme katsayısının uygulanması ile elde edilen değerler. ....	159
Çizelge 9.5 : Kuplaj verimi.....	160
Çizelge 9.6 : Simülasyonun mesh yapısından bağımsızlığı .....	177
Çizelge 9.7 : Simülasyonun kalıntılardan bağımsızlığı .....	179
Çizelge 9.8 : I. bölge ortalama ısı taşınım katsayısı .....	182
Çizelge 9.9 : II. bölge ortalama ısı taşınım katsayısı.....	184



## ŞEKİL LİSTESİ

### Sayfa

Şekil 2.1 : Bobin konfigürasyonunun malzeme üzerindeki akım yoğunluğu dağılımına etkisi (Zinn ve Semiatin, 1988).....	6
Şekil 2.2 : Malzeme üzerindeki güç dağılımının bobin ile malzeme arasındaki mesafe ile değişimi (Davies, 1990).....	14
Şekil 2.3 : Dalma derinliğinin malzeme yarıçapı boyunca değişimi (Rudnev, 2017). .....	14
Şekil 2.4 : İndüksiyonla ısıtma işleminde bobin ve Eddy akımının yönleri (Curran ve Featherstone, 1988). ....	15
Şekil 2.5 : Ferromanyetik bir materyale ait (a) Histerezis eğrisinin gelişimi, (b) Tam histerezis eğrisi.....	16
Şekil 2.6 : ST-52'ye ait farklı sıcaklıklardaki histerezis eğrisi.....	18
Şekil 4.1 : Transformatör eşdeğer devresi. ....	45
Şekil 4.2 : İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının eşdeğer devresi.....	46
Şekil 4.3 : İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının boyutları. ....	47
Şekil 4.4 : Farklı katmanlara sahip bobin geometrisinin manyetik akının izlediği yola olan etkisi (a) İnce bobin, (b) Kalın bobin. ....	48
Şekil 4.5 : İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının dalma derinliğine bağlı manyetik devreleri (a) Dalma derinliğinin kovanın et kalınlığından küçük olduğu durum, (b) Dalma derinliğinin kovanın et kalınlığından büyük olduğu durum. ....	52
Şekil 4.6 : İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının genel elemanları. ....	56
Şekil 5.1 : Sınır tabaka kalınlığının Reynolds sayısı ile değişimi (Çengel ve Cimbala, 2015). ....	78
Şekil 5.2 : Hız sınır tabakasının akış doğrultusu boyunca gelişimi (Çengel ve Cimbala, 2015).....	79
Şekil 5.3 : Türbülanslı akışta hız profili (Çengel ve Cimbala, 2015).....	82
Şekil 5.4 : Türbülanslı akışta hız profili tabakalarının boyutsuz sayılar ile gösterimi (Kundu ve Cohen, 2002). ....	84
Şekil 5.5 : Kolmogorov enerji spektrumu. ....	91
Şekil 5.6 : Türbülans çözücülerinin kapsamları. ....	95
Şekil 5.7 : Duvar fonksiyonları ile hız profili arasındaki ilişki (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).....	100
Şekil 5.8 : Akış doğrultusunda hız ve ısı tabakanın şematik gösterimi (Çengel ve Cimbala, 2015).....	106
Şekil 5.9 : Farklı karaktere sahip akışkanlar için Pr sayısına bağlı olarak hız ve ısı sınır tabaka gelişimi (Çengel ve Cimbala, 2015). ....	107
Şekil 5.10 : Çarpıklığın şematik gösterimi (a) Çevrel çember doğrultusunda, (b) Üçgensel ve dikdörtgensel elemanlar için.....	112
Şekil 5.11 : Sayısal simülasyonların iterasyon akış şeması.....	116
Şekil 6.1 : İndüksiyonlu gaz ısıtıcısı deney düzeneği.....	117

<b>Şekil 6.2</b> : Akış düzleştirici yapısı.....	118
<b>Şekil 6.3</b> : İndüksiyonlu gaz ısıtıcısı ölçüm istasyonu.....	120
<b>Şekil 6.4</b> : Oto transformatör öncesi ve bobindeki akım-gerilim değerlerini ölçmek için oluşturulan düzenek.....	121
<b>Şekil 7.1</b> : Sayısal model geometrisi.....	130
<b>Şekil 7.2</b> : Havanın sıcaklıkla değişen özellikleri (a) Isı iletim katsayısı, (b) Özgül ısı, (c) Yoğunluk, (d) Dinamik viskozite.....	131
<b>Şekil 7.3</b> : ST-52'nin sıcaklıkla değişen özellikleri (a) Isı iletim katsayısı, (b) Özgül ısı, (c) Elektriksel İletkenlik, (d) <b>B-H</b> eğrisi (20°C'de). ....	132
<b>Şekil 7.4</b> : Bakırın sıcaklıkla değişen özellikleri (a) Isı iletim katsayısı, (b) Özgül ısı, (c) Elektriksel İletkenlik.....	133
<b>Şekil 7.5</b> : Cam yünü için ısı iletim katsayısının sıcaklıkla değişimi. ....	133
<b>Şekil 7.6</b> : Mesh yapısı.....	135
<b>Şekil 7.7</b> : Sayısal modelin şematik gösterimi.....	136
<b>Şekil 7.8</b> : Kovan içerisine ve ısıtıcı uçlarına yerleştirilen akış düzleştiricilerinin şematik gösterimi (a) Hem kovan içi hem de ısıtıcı uçlarındaki akış düzleştiricilerinin 72-72-36 altın üçgeni olduğu durum, (b) Hem kovan içi hem de ısıtıcı uçlarındaki akış düzleştiricilerinin 36-36-108 altın üçgeni olduğu durum, (c) Hem kovan içi hem de ısıtıcı uçlarındaki akış düzleştiricilerinin elips yapısında olduğu durum. ....	141
<b>Şekil 9.1</b> : Geçici rejimde bobin güç ve akımının zamana bağlı değişimi.....	151
<b>Şekil 9.2</b> : Geçici rejimde kovan içerisinden çıkan hava sıcaklığının zamana bağlı değişimi. ....	152
<b>Şekil 9.3</b> : Geçici rejimde bobin-kanal arasından çıkan hava sıcaklığının zamana bağlı değişimi. ....	153
<b>Şekil 9.4</b> : Geçici rejimde laboratuvar ortamındaki ve kanal içerisindeki giriş hava sıcaklığının zamana bağlı değişimi. ....	154
<b>Şekil 9.5</b> : Güç analizöründen alınan akım-gerilim dalga karakteristiği (a) Şebeke tarafı, (b) Bobin tarafı.....	156
<b>Şekil 9.6</b> : Multisim programında simülasyonu yapılan indüksiyonlu gaz ısıtıcısının eşdeğer devresi. ....	157
<b>Şekil 9.7</b> : Düzeltme katsayısının uygulandığı eşdeğer devre ve elde edilen sonuçlar. ....	160
<b>Şekil 9.8</b> : Manyetik akı yoğunluğu konturu. ....	161
<b>Şekil 9.9</b> : Kovan üzerine indüklenen akım yoğunluğunun vektörel gösterimi.....	162
<b>Şekil 9.10</b> : Kovan uç kesit alanında indüklenen akım yoğunluğu vektörel gösterimi. ....	162
<b>Şekil 9.11</b> : Kovan et kalınlığı üzerindeki farklı noktalardaki volumetrik ısıl güç üretimi.....	163
<b>Şekil 9.12</b> : Elektrik alan çizgileri. ....	164
<b>Şekil 9.13</b> : Hız konturu. ....	165
<b>Şekil 9.14</b> : Hız akım çizgileri. ....	166
<b>Şekil 9.15</b> : Toplam basınç konturu. ....	166



<b>Şekil 9.16</b> : Türbülans (Eddy) viskozitesi konturu.....	167
<b>Şekil 9.17</b> : Türbülans kinetik enerjisi konturu.....	168
<b>Şekil 9.18</b> : Türbülans yitim oranı konturu.....	168
<b>Şekil 9.19</b> : Türbülans ısı akısı konturu.....	169
<b>Şekil 9.20</b> : İletim ısı akısı konturu.....	169
<b>Şekil 9.21</b> : Birim kütle başına kinetik enerji konturu.....	170
<b>Şekil 9.22</b> : Taşınım ısı akısı konturu.....	170
<b>Şekil 9.23</b> : Sistemin sürekli rejimdeki termal kamera görüntüsü (a) Gerçek görüntü, (b) Termal görüntü.....	171
<b>Şekil 9.24</b> : Kovan içi sıcaklık dağılımı.....	172
<b>Şekil 9.25</b> : Sıcaklık konturu (28,5°C – 177°C).....	173
<b>Şekil 9.26</b> : Enerji akısı konturu.....	173
<b>Şekil 9.27</b> : Sıcaklık konturu (28°C – 60°C).....	174
<b>Şekil 9.28</b> : Bağıl nem konturu.....	174
<b>Şekil 9.29</b> : Kanal çıkış çapı boyunca havanın sahip olduğu toplam basınç profili.....	175
<b>Şekil 9.30</b> : Kanal çıkış çapı boyunca havanın sahip olduğu hız profili.....	176
<b>Şekil 9.31</b> : $y^+$ değerinin kontrol hacmi duvarları boyunca değişimi.....	177
<b>Şekil 9.32</b> : Kanal çıkış çapı boyunca havanın sahip olduğu sıcaklık profili.....	178
<b>Şekil 9.33</b> : Kovan iç yüzeyindeki sıcaklık dağılımları.....	180
<b>Şekil 9.34</b> : Kovan iç yüzeyi boyunca Nusselt sayısının değişimi.....	181
<b>Şekil 9.35</b> : Bobin dış yüzeyi sıcaklık dağılımları.....	182
<b>Şekil 9.36</b> : Bobin dış yüzeyi boyunca Nusselt sayısının değişimi.....	183
<b>Şekil 9.37</b> : Kovan ve bobin sıcaklarının kanal Reynolds sayısına bağlı değişimi.....	185
<b>Şekil 9.38</b> : Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının kanal Reynolds sayısına bağlı değişimi.....	186
<b>Şekil 9.39</b> : Havanın kovan içerisine ve bobin dışı-kovan arasına giriş Reynolds sayısının kanal Reynolds sayısına bağlı değişimi.....	187
<b>Şekil 9.40</b> : I. bölge ısı taşınım katsayısının kanal Reynolds sayısının 25000-300000 aralığındaki değişimi.....	188
<b>Şekil 9.41</b> : I. bölge ısı taşınım katsayısının kanal Reynolds sayısının 300000-1000000 aralığındaki değişimi.....	189
<b>Şekil 9.42</b> : II. bölge ısı taşınım katsayısının kanal Reynolds sayısının 25000-300000 aralığındaki değişimi.....	189
<b>Şekil 9.43</b> : II. bölge ısı taşınım katsayısının kanal Reynolds sayısının 300000-1000000 aralığındaki değişimi.....	190
<b>Şekil 9.44</b> : Kanaldaki basınç farkının kanal Reynolds sayısına bağlı değişimi.....	191
<b>Şekil 9.45</b> : Kuplaj veriminin kanal Reynolds sayısına bağlı değişimi.....	191
<b>Şekil 9.46</b> : Kovan ve bobin sıcaklarının kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi (grafikte her bir bobin gücü için sütunlar, soldan sağa doğru, kritik Reynolds sayıları olarak belirlenen 25000, 78213, 300000, 1000000 değerleri için verilmiştir).....	192
<b>Şekil 9.47</b> : Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi (grafikte her bir bobin gücü için	

	sütunlar, soldan sağa doğru, kritik Reynolds sayıları olarak belirlenen 25000, 78213, 300000, 1000000 değerleri için verilmiştir).....	193
<b>Şekil 9.48</b>	: I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi (grafikte her bir bobin gücü için sütunlar, soldan sağa doğru, kritik Reynolds sayıları olarak belirlenen 25000, 78213, 300000, 1000000 değerleri için verilmiştir).....	194
<b>Şekil 9.49</b>	: Kanaldaki basınç farkının kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi (grafikte her bir bobin gücü için sütunlar, soldan sağa doğru, kritik Reynolds sayıları olarak belirlenen 25000, 78213, 300000, 1000000 değerleri için verilmiştir).....	195
<b>Şekil 9.50</b>	: Kuplaj veriminin kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi (grafikte her bir bobin gücü için sütunlar, soldan sağa doğru, kritik Reynolds sayıları olarak belirlenen 25000, 78213, 300000, 1000000 değerleri için verilmiştir).....	196
<b>Şekil 9.51</b>	: Kovan ve bobin sıcaklarının kovan uzunluğu/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi (Parantez içerisindeki değerler kg cinsinden kovanın kütesidir).....	197
<b>Şekil 9.52</b>	: Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının kovan uzunluğu/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi. ....	198
<b>Şekil 9.53</b>	: I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının kovan uzunluğu/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi. ....	199
<b>Şekil 9.54</b>	: Kanaldaki basınç farkının kovan uzunluğu/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi. ....	199
<b>Şekil 9.55</b>	: Kuplaj veriminin kovan uzunluğu/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi. ....	200
<b>Şekil 9.56</b>	: Kovan ve bobin sıcaklarının kanal iç çapı/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi (Parantez içerisindeki değerler kg cinsinden kovanın kütesidir).....	201
<b>Şekil 9.57</b>	: Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının kanal iç çapı/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi. ....	202
<b>Şekil 9.58</b>	: I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının kanal iç çapı/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi. ....	203
<b>Şekil 9.59</b>	: Kanaldaki basınç farkının kanal iç çapı/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi. ....	203
<b>Şekil 9.60</b>	: Kuplaj veriminin kanal iç çapı/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi. .	204
<b>Şekil 9.61</b>	: Kovan ve bobin sıcaklarının ısıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı değişimi. ....	205
<b>Şekil 9.62</b>	: Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının ısıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı değişimi. ....	206
<b>Şekil 9.63</b>	: I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının ısıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı değişimi. ....	207
<b>Şekil 9.64</b>	: Kanaldaki basınç farkının ısıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı değişimi. ....	208

<b>Şekil 9.65</b> : Kuplaj veriminin ısıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı değişimi. ....	209
<b>Şekil 9.66</b> : Kovan ve bobin sıcaklarının farklı akışkanlara göre değişimi. ....	210
<b>Şekil 9.67</b> : Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının farklı akışkanlara göre değişimi. ....	211
<b>Şekil 9.68</b> : I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının farklı akışkanlara göre değişimi. ....	212
<b>Şekil 9.69</b> : Kanaldaki basınç farkının farklı akışkanlara göre değişimi. ....	212
<b>Şekil 9.70</b> : Kuplaj veriminin farklı akışkanlara göre değişimi. ....	213





## İNDÜKSİYONLU GAZ ISITICILARININ TERMODİNAMİK ANALİZİ

### ÖZET

Gelişen teknoloji ile dünya üzerindeki enerji ihtiyacı gün geçtikçe artmaktadır. Bu kapsamda enerjinin ve enerji verimliliğinin korunması, sürdürülebilir bir toplum için kilit husus haline gelmiştir. Devletlerin ekonomilerinde önemli bir kalem haline gelen enerji giderlerinin, enerji tasarrufu ile azaltılması kapsamında elektrik enerjisinin kullanımının düşürülmesi büyük bir payı elinde tutmaktadır. Elektrik enerjisinden yapılacak tasarruf, gereksiz kullanım ve kaçakların önüne geçilmesiyle sağlanabileceği gibi, aynı işi daha düşük enerji ile gerçekleştirebilecek cihazların geliştirilmesiyle de sağlanabilmektedir. İklimlendirme sektörü, başta küresel ısınma olmak üzere insanoğlunun ve canlıların yaşamını tehdit eden faktörler sebebiyle devletlerin uygulamaya koydukları çevreci politikalar kapsamında sürekli kendini yenileyen bir sektördür. Bunun için iklimlendirme sistemlerinin çevreci politikalara uygun olarak geliştirilmesi önem arz etmektedir. Bu doğrultuda, bir yandan mahal şartlandırmaya yönelik fosil yakıtlara dayanan ısıtma sistemlerinin yerini elektrik enerjisiyle çalışan sistemlere yöneltme çabası, diğer yandan elektrik enerjisiyle çalışan sistemlerin efektif ısıtma işlemini sağlamaları için teknoloji geliştirme aşamaları devam etmektedir. Bu kapsamda indüksiyonla ısıtma sistemleri ise bahsedilen diğer teknolojilere alternatif olarak gelişim aşamasındaki bir teknolojidir. İndüksiyonla ısıtma teknolojisinde bir bobin içerisine yerleştirilen elektriksel iletken eleman, akışkanı yanma işlemi olmadan ısıtır böylece çevresinde hava ısıtma işleminden kaynaklanan karbon bazlı ve diğer sera gazı emisyonlarını belirgin bir şekilde ortadan kaldırarak dünya ortamının kalitesini artırmaktadır.

Tez kapsamında daha önce geliştirilen prototiplerden elde edilen bulgular ve öneriler doğrultusunda, bu prototiplerin sadeleştirilmesiyle elde edilen K5 tipi indüksiyonlu gaz ısıtıcısının dairesel hava kanalı içerisindeki performansı, geçici ve sürekli rejim altında elektrik, termodinamik ve akışkanlar mekaniği disiplinleri açısından incelenmiştir. Konvansiyonel rezistanslı ısıtıcılar yerine indüksiyonlu hava ısıtıcılarının kullanılmasıyla, elektrik kaçaklarından kaynaklı tehlikelerin, çevre kirliliğinin, korozyonun, ısıtıcıdaki bakteri ve/veya virüslerin üremesinin önlenmesi, ömrü uzun ve bakım ihtiyacı bulunmayan bir ısıtıcı sisteminin elde edilmesi planlanmıştır. Deneysel iş akışkanı olarak hava kullanılmış ve kanal içerisinde sahip olduğu termal ve akış karakteristiğinin tespit edilmesi amacıyla sonlu elemanlar metodunu kullanan Comsol Multiphysics® ile sayısal simülasyonlar gerçekleştirilmiştir. Simülasyonda izlenen metot ve elde edilen bulgular, deneysel sonuçlar ve literatürde verilen diğer doğrulama yöntemleri izlenerek doğrulanmıştır. Literatürden derlenen Nusselt korelasyonlarının ısıtıcıda uygulanabilirliği

tartışılmıştır. Isıtıcı prototipinin performans parametreleri olarak, kovan ve bobinin sıcaklık değerleri, havanın farklı noktalarda sahip olduğu sıcaklık değerleri, kovan içi (I. Bölge) ve bobin dışı-kanal arası (II. Bölge) ısı taşınım katsayısı, kanaldaki basınç kaybı, elektriksel kuplaj verimi ve termal verim belirlenmiştir. Sistemin performans parametrelerini farklı koşullar altında analiz etmek için doğrulanmış simülasyon modeli kullanılarak parametrik çalışmalar yapılmıştır. Bu kapsamda, havanın göz önüne alınan çözümleme bölgesine giriş Reynolds sayısının değişimi, farklı bobin güçleri, kanal iç çapının kovan iç çapına olan oranının değişimi, kovan uzunluğunun kovan iç çapına olan oranının değişimi, farklı gaz akışkanların ve kovan içerisi ile ısıtıcı uçlarına koyulan akış düzelticinin etkisi incelenmiştir. Ayrıca, sistemin elektromanyetik performansının belirlenmesi adına eşdeğer devre analizine bağlı simülasyonlar Multisim v.14 programı vasıtasıyla gerçekleştirilmiştir.

DeneySEL çalışma sonucu ısıtıcının termal ve elektriksel veriminin sırasıyla %100 ve %94,46 olduğu belirlenmiştir. Kovan ve bobin sıcaklığının ortalama 159,6 °C ve 58,2 °C olması durumunda havanın kanaldan çıkış sıcaklığı 30,5 °C olduğu tespit edilmiştir.

# **THERMODYNAMIC ANALYSIS OF INDUCTION GAS HEATERS**

## **SUMMARY**

The energy demand among the worldwide is increasing every day parallel to the developing technology. Within this scope, preserving energy and energy efficiency has become a key point for a sustainable society. Reducing the energy costs by reducing the usage of electricity has a large share among the state's economics. Electricity savings can be achieved by avoiding unnecessary use and leakage, as well as by developing devices that can perform the same work with lower energy. The air conditioning sector renews itself within the scope of the environmental policies which are put into practice by the state's due to the factors that threatening the lives of human beings and living things, especially global warming. Therefore, it is important to develop the air conditioning systems in accordance with environmental policies. In this context, technology development stages are in progress in order to ensure that heating systems based on fossil fuels for space conditioning are replaced by systems that operate with electrical energy and on the other hand to ensure the effective heating of systems working with electrical energy. By means of this aspect, induction heating systems are an emerging technology as an alternative to other technologies. In the case of induction heating technology, an electrically conductive material placed in a coil that heats the fluid without combustion, thereby improving the quality of the earth environment by significantly eliminating carbon-based and other greenhouse gas emissions caused by air heating.

In accordance with the findings and suggestions obtained from the prototypes previously developed, the performance of the K5 type induction gas heater is realized by simplification of these prototypes in the circular air channel has been examined under the transient and steady state regimes in terms of the disciplines of electricity, thermodynamics and fluid mechanics. By using induction air heaters instead of conventional resistance heaters, it is planned to prevent the dangers caused by electricity leakages, environmental pollution, corrosion, and the growth of bacteria and/or viruses in the heater, and to obtain a heating system with long service life. In the experiments, air was used as a working fluid and numerical simulations were carried out with Comsol Multiphysics®, which uses the finite element method to determine the thermal and flow characteristics that was in the air duct. The method and results obtained in the simulation were confirmed by experimental results and other validation methods given in the literature. On the other hand, the applicability of Nusselt correlations from the literature to the heater was discussed. Temperature values achieved on shell and coil, temperature values of the air in different points of the heater, heat transfer coefficient inside the shell (I. Region) and outside of the coil

(II. Region), pressure loss in the duct, electrical coupling efficiency and thermal efficiency was determined as performance parameters of the heater. In order to analyse the performance parameters of the system under different conditions, parametric studies were performed using a validated simulation model. Within this scope, the change of the Reynolds number of the air at the inlet of the considered analysis zone, the different coil powers with the change of the Reynolds number, the change in the ratio of the inner diameter of the channel to the inner diameter of the shell, the change in the ratio of the shell length to the inner diameter of the shell, the effect of different gases and the flow rectifier placed in the shell and heater ends was investigated. In addition, in order to determine the electromagnetic performance of the system, simulations related to equivalent circuit analysis were performed by Multisim v.14.

As a result of the experimental study, the thermal and electrical efficiency of the heater was calculated as 100% and 94.46%, respectively. It was determined that the exit temperature of the air from the duct is 30.5°C when the average temperature of the shell and coil is 159.6°C and 58.2°C.



## 1. GİRİŞ

Gelişen teknoloji ile dünya üzerindeki enerji ihtiyacı gün geçtikçe artmaktadır. Bu kapsamda enerjinin ve enerji verimliliğinin korunması, sürdürülebilir bir toplum için kilit husus rolü haline gelmiştir. Dünya çapındaki bilim ve teknoloji topluluğu, fosil yakıtların yakılması, petrol kullanımının giderek yaygınlaşması, ormanlardaki ağaçların ve bitkilerin ticari kullanım amacıyla bilinçsizce kesilmesi ve kullanılması, uygun olmayan su kullanımı ile kara ve okyanuslarda bulunan aşırı çöp yığınlarının sebep olduğu kirlenmeler gibi gerçekler karşısında dünya flora ve faunasının yanı sıra milyonlarca insanın sağlığı hakkında endişe etmektedir. Yukarıda bahsedilen maddeler, atmosferdeki CO<sub>2</sub> ve CH<sub>4</sub> konsantrasyonunu artırmakta ve bu durumun sonucu olarak küresel ısınma tehlikesi ortaya çıkmaktadır. Devletlerin son yıllarda enerji ve küresel ısınma konusunda almış oldukları kararlar ve atmış oldukları adımlar, konunun ne denli önemli olduğunun somut bir göstergesidir. Bu kapsamda enerji talebinin karşılanabilmesi adına hali hazırda kullanılan ve küresel ısınma tehlikesine sebep olan geleneksel (kömür, petrol, doğalgaz vb. fosil yakıtlar) kaynaklara alternatif olarak temiz enerji kaynakları olarak nitelendirilen yenilenebilir (güneş, rüzgâr, jeotermal, dalga enerjisi vb.) kaynakların kullanımına yönelik çalışmalar devletlerin çeşitli alanlardaki destek programları ve yatırımları doğrultusunda hız kazanmıştır. Geleneksel kaynakların sınırlı olması nedeniyle gün geçtikçe artan enerji fiyatları ise devletlerin bu yatırımlarına ivme kazandırmıştır. Günümüzde yatırımların yoğunlaştığı güneş ve rüzgâr enerjisinden elektrik enerjisi elde etmek için kurulan tesislerin, her ne kadar ürettikleri birim enerji miktarı başına ilk yatırım maliyetleri fosil yakıt kullanan tesislere göre daha fazla olsa da zamanla fosil yakıt maliyetlerinin artışına bağlı olarak daha ekonomik ve temiz bir çözüm yolu olacakları değerlendirilmektedir. Devletlerin ekonomilerinde önemli bir kalem haline gelen enerji giderlerinin enerji tasarrufu ile düşürülmesi kapsamında elektrik enerjisinin kullanımının düşürülmesi büyük bir payı elinde tutmaktadır. Elektrik enerjisinden yapılacak tasarruf, gereksiz kullanım ve kaçakların önüne geçilmesiyle sağlanabileceği gibi, aynı işi daha düşük enerji ile gerçekleştirebilecek cihazların geliştirilmesiyle de sağlanabilir.

Enerjinin evsel ve endüstriyel alanda en çok kullanılan biçimlerinden biri olan ısı, temelde bir prosesin başlayabilmesi, devam etmesi ve konfor şartlarının sağlanması açısından önem arz etmektedir. Mahal şartlandırma veya bir diğer adıyla iklimlendirme sistemleri içerisinde elektrik enerjisi ile çalışan ısıtma sistemlerini ana başlıklarıyla aşağıda belirtilen maddeler ile sıralamak mümkündür.

- Rezistanslı ısıtma sistemleri,
- Sıcak hava kazanları,
- Elektrikli yağlı radyatörler,
- Radyant ısıtma sistemleri,
- Isı pompaları,
- İndüksiyonla ısıtma sistemleri.

Yukarıda maddelenen ısıtma teknolojilerinin arasında rezistanslı ısıtma sistemleri endüstriyel ve evsel anlamda en çok kullanılan ısıtma sistemidir. Ancak özellikle sıvıların ısıtılması amacıyla kullanılan rezistanslı ısıtma sistemlerinin bazı dezavantajları vardır. Bunlardan bazıları; hacimsel debinin yüksek olması durumunda sıvının istenen sıcaklığa çıkma süresinin uzunluğu, suda ihtiva eden kirecin zamanla ısıtıcı içerisinde birikmesi, rezistansların arızalanması veya patlaması durumunda karşılaşılabilecek elektrik kaçağı riski, rezistansların mutlak suretle sıvı içerisinde bulundurulma zorunluluğu ve sızdırmazlık problemleridir (Altıntaş ve diğ., 2012). Bu durum, sistemde yanıcı ve parlayıcı akışkan ısıtılması durumunda daha büyük tehlikeleri beraberinde getirmektedir.

Elektrik enerjisinin ısıya dönüşümü enerjinin kullanılabilirliğinin bir ölçütü olarak değerlendirilen ekserji açısından incelendiğinde, verimsiz bir proses olduğu bilinmektedir (Cullen ve Allwood, 2010). Ayrıca, rezistanslı ısıtıcılar yüksek güç tüketip lokal ısınmaya sebep olurlar, bu nedenle bir odanın ısıtılması için uzun süre beklenilmesi gerekir. Öte yandan, ülkemizde bina ısıtmasında elektrik kullanımı, doğalgaz fiyatlarının daha uygun olması sebebiyle ekonomik açıdan daha maliyetli olmaktadır. Bununla birlikte ülkemizde olduğu gibi tüm dünyada konfor şartlarının sağlanması için rezistanslı ısıtıcılara yoğun bir talep vardır. Son yıllarda radyant ısıtıcıların satışa sunulmasıyla birlikte evsel konfor şartlarının sağlanması amacıyla bu tip ısıtıcıların da kullanılmaya başlandığı bilinmektedir.

Endüstriyel üretkenlik ve bina yönetim yeteneklerinin artması, verimli bir termal kontrole sahip, düşük maliyetli, yüksek verimli, güvenilir ve ekolojik yeni ısıtma ekipmanları gerektirmektedir. Bu kapsamda indüksiyonla ısıtma sistemleri ise bahsedilen diğer teknolojilere alternatif olarak gelişim aşamasındaki bir teknolojidir. İndüksiyonla ısıtma teknolojisinde bir bobin içerisine yerleştirilen elektriksel iletken yanma işlemi olmadan akışkanı ısıtır ve böylece çevresinde hava ısıtma işleminden kaynaklanan karbon bazlı ve diğer sera gazı emisyonlarını belirgin bir şekilde ortadan kaldırarak atmosferik hava kalitesini artırır.

### **1.1 Tezin Amacı**

İklimlendirme sektörü başta küresel ısınma olmak üzere insanoğlunun ve canlıların yaşamını tehdit eden faktörler sebebiyle devletlerin uygulamaya koydukları çevreci politikalar kapsamında sürekli kendini yenileyen bir sektördür. Bu doğrultuda iklimlendirme sistemlerinin çevreci politikalara uygun olarak geliştirilmesi önem arz etmektedir. Bu kapsamda, bir yandan mahal şartlandırmaya yönelik fosil yakıtlara dayanan ısıtma sistemlerinin yerini elektrik enerjisiyle çalışan sistemlere yöneltme çabası diğer yandan elektrik enerjisiyle çalışan sistemlerin efektif ısıtma işlemini sağlamaları için teknoloji geliştirme aşamaları devam etmektedir.

İndüksiyonlu ısıtma sistemlerinin kızgın buhar üretimi ve patlayıcı gazların ısıtma işleminden iklimlendirme sistemlerine kadar geniş bir yelpazeye hitap eden alternatif bir sistem olduğu yapılan literatür çalışmasıyla ortaya koyulmuştur. Mahal şartlandırma söz konusu olduğunda, yani iş akışkanının hava olduğu durumda indüksiyonlu gaz ısıtıcıları kapsamında yapılan çalışmalar, rezistanslı ısıtma sistemleri gibi diğer elektrikli mahal şartlandırma sistemleriyle rekabet edebilmek için termal verimin artırılması üzerine gerçekleştirilmiştir (Unver, 2016; Yüksel, 2016; Unver ve diğ., 2018a; Unver ve diğ., 2018b). Isıtıcı prototipi içerisindeki disklerin çıkartılması, giriş-çıkış kesit alanının artırılması, yalıtım uygulaması ve giriş-çıkış geometrisinin farklılaştırılması gibi yapılan çalışmalar sonucunda, indüksiyonlu gaz ısıtıcısının termal verimi %29,09'dan %85,95'e çıkarılmıştır.

Tez çalışması kapsamında öncül prototiplerin yer aldığı çalışmalarda belirtilen öneriler dikkate alınarak hijyenik temiz hava sağlamak amacıyla geliştirilen indüksiyonlu gaz ısıtıcısının performansı dairesel hava kanalı içerisinde test edilmiştir. Konvansiyonel rezistanslı ısıtıcılar yerine indüksiyonlu hava ısıtıcılarının

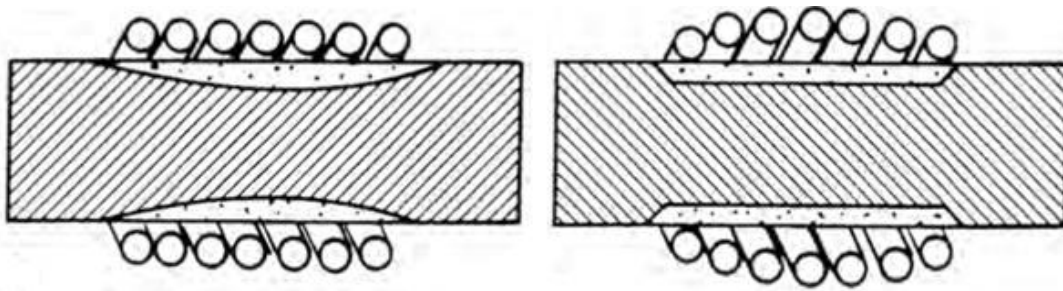
kullanılmasıyla elektrik kaçaklarından kaynaklı tehlikelerin, çevre kirliliğinin, korozyonun, ısıtıcıdaki bakteri ve/veya virüslerin üremesinin önlenmesi ve bakım ihtiyacı bulunmayan uzun ömürlü bir ısıtıcı sisteminin elde edilmesi planlanmıştır. İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının dairesel hava kanalı içerisindeki performansı elektromanyetizma, akışkanlar mekaniği ve ısı transferi disiplinleri açısından incelenmiştir. Literatürden derlenen Nusselt korelasyonlarının ısıtıcıda uygulanabilirliği tartışılmıştır. Ayrıca, indüksiyonla akışkan ısıtma uygulamalarında kullanılmak üzere sayısal metotlar değerlendirilmiş ve altyapısı verilmiştir. Sonlu elemanlar metodunu kullanan Comsol Multiphysics® ile gerçekleştirilen sayısal simülasyonların doğrulanması için deneysel çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Doğrulanmış sayısal model temel alınarak indüksiyonlu gaz ısıtıcısının optimum çalışma koşullarının tespit edilmesi için farklı kanal giriş Reynolds sayısı, farklı bobin gücü, farklı kovan uzunluğunun kovan iç çapına olan oranı, farklı kanal iç çapının kovan iç çapına olan oranı, ısıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan akış düzelticilerinin etkisi ve farklı iş akışkanları için ısıtıcının performansı ele alınmıştır.

## 2. İNDÜKSİYONLA ISITMA

İndüksiyonla ısıtma metalürji, elektromanyetizma ve ısı transferi disiplinlerini ihtiva eden karmaşık bir süreci ifade etmektedir. İndüksiyonla ısıtma işlemi elektromanyetik enerjinin ısı enerjisine dönüşümüne dayanmaktadır. Isı enerjisi, değişken manyetik alan içerisine bırakılan malzeme bünyesindeki elektronların hareketlenmesi sonucu elde edilmektedir. Bu kapsamda ısıtma işleminin büyük çoğunluğu Eddy veya Foucoult akımları tarafından sağlanmaktadır. Manyetik histerezis ve anizotropi etkisi de ısı üretimine katkıda bulunmaktadır (Güneş, 2018). Ancak bu iki kavrama dayanan ısı üretimi Eddy akımlarımdan kaynaklı ısı üretiminden çok daha küçük olduğu için genelde ihmal edilmektedir (Rappaz ve Świerkosz, 1996). Isıtma işleminin temelini elektromanyetizma ile ısı transferi disiplinleri arasındaki bağlantıyı sağlayan ısıtılacak malzeme ve manyetomotor kuvvet kaynağı indüksiyon bobininin karakterleri oluşturmaktadır. Isıtma işlemi açısından ısıtılacak malzemenin geometrik, elektriksel, manyetik ve termofiziksel özelliklerinin bilinmesi gerekmektedir. Malzemenin ısıtılabilmesi için elektriksel olarak iletken ve manyetik olarak geçirgen olması istenmektedir. Ancak sistem tasarımında bahsi geçen malzeme özelliklerinin sıcaklıkla olan değişimine dikkat edilmelidir (Sewell ve diğ., 1989).

Bobinler indüksiyonla ısıtma sistemlerinin en kompleks elemanlarıdır. Bobinin endüktans değeri etkileşimde olduğu yük ve çevresine koyulacak herhangi bir iletken malzeme ile değişebildiğinden rezonans frekansı değişecek ve ısıtıcıdan elde edilen performans düşecektir (Altıntaş ve diğ., 2012). Alternatif akım (AC) devre teorisi gereği, yük empedansı kaynak empedansının karmaşık eşleniğine eşit olduğunda maksimum güç aktarımı gerçekleşir. İndüksiyonla ısıtma uygulamalarında maksimum güç aktarımına önce eşdeğer güç kaynağının empedans değeri belirlenerek, daha sonra ise uygun bir empedans eşleştirme devresi ve eşdeğer yük empedansı seçilerek çalışma frekansında karmaşık bir eşleşim elde edilmesiyle ulaşılır. Kaynak empedansı tipik olarak yük empedansından çok daha yüksektir. Empedans, bobinin konfigürasyonu veya şekli, bobin ve kovan arasındaki boşluk,

kovanın et kalınlığı, frekans, iletkenlik ve manyetik geçirgenlik gibi çeşitli değişkenlerin bir fonksiyonudur (Egan ve Furlani, 1991). Yükün içerisinde indüklenerek akımların birbirlerini sönmemesini engellemek ve böylece güç aktarımını en üst düzeye çıkarmak için en basit kural, ısıtılacak parça yarıçapının dalma derinliği değerinden 10 kat fazla olmasıdır (Walter ve Ceglia, 2011). İndüksiyon bobininde, çalışma koşullarına ve üretilen manyetik alanın frekansına bağlı olarak (genelde orta ve yüksek frekansta çalışan sistemler için) yakınlık ve oluk etkisi nedeniyle birtakım kayıplar meydana gelmektedir (Zinn ve Semiatin, 1988). Kayıpların minimuma indirilmesi için bobin dizaynına dikkat edilmelidir. Bu kapsamda, bobin sarım sayısı ve uzunluğu, katman sayısı, akım yönü ve spiralleri arasındaki boşluk, bobin ile kovan yüzeyi arasındaki mesafe ve bobin istifleme kalitesi gibi hususlar bobin gürültü faktörleri olarak kabul edilir ve malzeme üzerindeki ısıtmanın homojenliğini etkilerler (Huang ve Huang, 2010). Bobin malzemesi olarak düşük öz dirence sahip olması ve kaynak hammadde sıkıntısı bulunmaması nedeniyle yüksek iletkenliğe sahip bakırdan imal edilen indüktörler indüksiyonla ısıtma bobinlerinin imalatında kullanılmaktadır. İndüksiyonla ısıtma uygulamalarında indüksiyon bobini tasarlarken yüzeyde eşdeğer olarak oluşmayan güç yoğunluğu dağılımı ve uç etkileri göz önüne alınmalıdır (Ahmed ve diğ., 1989). Ayrıca, Şekil 2.1’de gösterildiği gibi bobinin geometrik konfigürasyonunun malzeme üzerindeki akım yoğunluğu dağılımını etkilediğine dikkat edilmelidir (Jakubovičová ve diğ., 2016).



**Şekil 2.1** : Bobin konfigürasyonunun malzeme üzerindeki akım yoğunluğu dağılımına etkisi (Zinn ve Semiatin, 1988).

Bobin ile yük arasındaki mükemmel olmayan eşleşimden kaynaklanan kaçak manyetik akı, bobinler izole edilmemişse ve mevcut akım seviyesi yüksekse, işletme personeli için tıbbi bir tehlike oluşturmaktadır. Koppel ve diğ. (2017), çalışmalarında indüksiyonla yüzey sertleştirme işlemi esnasında oluşturulan manyetik alanın işçiler üzerindeki etkilerini araştırmışlardır. Çalışmaları kapsamında bobinden çevreye

yayılan manyetik alanı haritalandırmışlar ve işçilerin bobin etrafındaki konumlarına ve taşıdıkları metal eşya miktarına göre manyetik alanın tesiri hakkında risk planlaması yapmışlardır. Sonuç olarak sistemin çalışması esnasında işçilerin sistem etrafında bulunma sıklığının minimuma indirgenmesi ile hamile ve hassas işçilerin görevlendirilmemesi gerektiğini belirtmişlerdir. Yüksek etkili akı yoğunlaştırıcı iletken malzemelerle tamamen sarılmış bir bobin kullanarak kaçak akı miktarı büyük ölçüde azaltılabilmektedir (Frogner ve diğ., 2011). Dünya sağlık örgütünün (WHO) kılavuzuna göre 30 cm'de manyetik akım yoğunluğu 100  $\mu$ T'nin altında olmalıdır. Bununla birlikte, sürekli manyetik alan içerisinde çalışan işçiler için WHO'nun yönergesine göre 30 cm'de sınır 500  $\mu$ T'dir (Frogner ve diğ., 2011).

İndüksiyonla ısıtma işleminde, ısıtılacak malzemeye dışarıdan harici bir ısı kaynağı vasıtasıyla ısı enerjisi verilmeyip elektromanyetizma vasıtasıyla üzerinde ısı enerjisinin üretilmesi sağlanmaktadır. Isıtma işlemi iki farklı şekilde gerçekleştirilebilmektedir. Bunlardan ilki, doğru akım uygulanan bir indüksiyon bobini içerisinde hareket halinde bulunan malzeme üzerinde oluşan değişken manyetik alandan kaynaklı ısı üretiminin gerçekleştirilmesidir. İkincisi ise bobinden alternatif akım geçirilmesi ile oluşan değişken manyetik alan içerisine bırakılan malzeme üzerinde gerilim oluşturulmasına dayanmaktadır. Konfigurasyon ne olursa olsun indüksiyonla ısıtma daima değişen bir manyetik alan ile gerçekleşmektedir (Davies, 1990). Günümüzde uygulama çeşidine bağlı olarak her iki tip ısıtma şekli de kullanılmaktadır. Ancak, maliyetin daha düşük olması ve daha yüksek verim elde edilmesi sebebiyle ikinci tip ısıtma şekli sıklıkla tercih edilmektedir.

İndüksiyonla ısıtma kavramına dayanan indüksiyonla ısıtma sistemleri temelde güç kaynağı, güç düzenleme ünitesi, indüksiyon bobini ve ısıtılacak malzemenin oluşmaktadır. Isıtma işlemine bağlı olarak bobine sağlanan akımın frekans değeri, yüzey sertleştirme gibi ısı üretiminin ısıtılacak parça üzerinde sınırlı bir bölgede gerçekleşmesi isteniyorsa kHz seviyesinden MHz'e kadar değişebilir. Eğer ergitme amacı ile kullanılacaksa şebeke frekansı mertebelerinde olması istenmektedir. Böylece güç kaynağı olan şebekeden çekilen akımın frekansı, bobine aktarılmadan uygulanacak ısı işlemi tipine bağlı olarak güç düzenleme ünitesinde güç elektroniği elemanları vasıtasıyla (MOSFET, IGBT) yükseltilir veya değişmeden aktarılır. Bu kapsamda indüksiyonla ısıtma sistemlerini frekansa göre aşağıda belirtilen üç ana başlık altında incelemek mümkündür:

- Şebeke frekansında çalışan ısıtma sistemleri (50 Hz / 60 Hz)
- Orta frekansta çalışan ısıtma sistemleri (50 Hz / 50 kHz)
- Yüksek frekansta çalışan ısıtma sistemleri (50 kHz / 10 MHz)

## 2.1 İndüksiyonla Isıtmanın Tarihi Gelişimi

İndüksiyonla ısıtma sistemlerinin temelini oluşturan elektromanyetik indüksiyon kavramı Fransız fizikçi François Arago'nun döner manyetik alan içerisine koyulan iletken maddelerin mıknatıslanabildiği keşfine dayanmaktadır. Arago'nun çalışmalarına farklı bir boyutta bakan Danimarkalı fizikçi Hans Christian Ørsted, 1819 yılındaki denemeleri esnasında akım taşıyan bir telin etrafındaki pusulanın saptığını raporlayarak manyetizma ve elektrik arasındaki ilişkiyi ortaya çıkarmıştır. Ørsted'in bulgusu üzerine, elektromanyetizma ve elektrodinamik kavramlarını ortaya atan Fransız fizikçi Andre Marie Ampere, iletken tel etrafında oluşan manyetik alanın açıklanması üzerine çalışmıştır. Ampere'in çalışmalarından bağımsız olarak İngiliz bilim insanı Michael Faraday, 1831 yılında bir demir nüve üzerine sardığı iki farklı bobinin ilkinde (primer tarafına) harici bir kaynaktan gerilim uyguladığında ikinci bobin üzerinde (sekonder tarafında) anlık olarak bir akım (daha sonraları Eddy akımları olarak anılacaktır) oluştuğunu gözlemlemiştir. Deneylerinde, primer sarımların sürekli gerilim altında kalması durumunda sekonder sarımlar üzerinde sürekli akım akmadığını ve ayrıca primer tarafına ilk anda uygulanan gerilim ile sekonder üzerinde oluşan akımın yönü ile gerilimin ortadan kaldırılması durumunda, sekonder bobin üzerindeki oluşan akım yönünün ters yönde olduğunu gözlemlemiştir. Faraday'ın bu keşfi sonucunda elektromanyetizmanın temel kanunlarından olan Faraday kanunu ortaya atılmış ve kanun çerçevesinde; bir devrede oluşacak elektromotor kuvvetin, o devre üzerindeki manyetik akımın zamana bağlı değişimi ile doğru orantılı olduğu belirtilmiştir. Faraday'ın çalışmalarından etkilenen Alman fizikçi Heinrich Lenz, 1834 yılında Lenz kanununu ortaya atmıştır. Lenz, etkileşim içerisinde bulunan iki iletken materyalden birinin üzerinden akım geçirildiğinde diğeri üzerinde indüklenen gerilim sonucu oluşacak akımın ilk iletkene göre ters yönde oluşacağı bulgusuna ulaşmıştır. Faraday ve Lenz'in elde ettiği indüksiyon ile ilgili bulgular günümüzde sıklıkla kullandığımız elektrik motoru ve transformatörlerin temelini oluşturmuştur. 1855 yılında Fransız fizikçi Léon Foucault, Eddy akımlarını gözlemleyen ilk bilim insanı olarak tarihe adını yazdırmış



olsa da elektromanyetik indüksiyon kavramı ve Eddy akımlarının oluşumu hakkında ilk bilimsel çalışma Heaviside tarafından 1884 yılında “The Induction of Current in Cores” başlığı ile literatüre kazandırılmıştır. Ancak, o dönemde Heaviside’ın ortaya attığı prensiplerin deneme çalışmaları, kondansatör teknolojisinin yetersizliği sebebiyle frekans değişiminin gözlemlenememesinden dolayı yapılamamıştır. İlerleyen dönemlerde, ikinci dünya savaşından sonra gerçekleşen otomotiv endüstrisindeki gelişmeler ile indüksiyonla ısıtmanın önemi artmış ve daha yaygın kullanım alanları doğmuştur. Elektromanyetik indüksiyon kavramına dayanan elektriksel elemanların işlevleri esnasında istenmeyen yan ürün olarak ısı enerjisi ortaya çıkmaktadır. Üretilen bu ısı enerjisi, 1900’lü yılların başına kadar laminasyon yapısının indüklenen akım yoğunluğunu düşürmesinin keşfiyle birlikte azaltılmaya çalışılmıştır. Ancak, üretilen bu ısı enerjisinin metallerin ergitilmesi için kullanılmaya başlanmasıyla ve yapılan denemelerin özellikle demir ve türevleri için etkin bir ısıtma işlemi olarak kanıtlanmasından sonra indüksiyonla ısıtma sistemleri sanayide etkin bir şekilde kullanılmaya başlanmıştır. Günümüzde evlerimizde kullandığımız indüksiyon ocakları ise indüksiyonla ısıtmanın 1900’lü yıllardan bugüne gelişiminin en somut örneklerinden bir tanesidir. Yarı iletken teknolojisinin gelişimi ve düşük frekansa nazaran yüksek frekansta çalışabilecek kapasitede indüksiyon fırınlarının yapılmasıyla metal endüstrisinde indüksiyon fırınları bugün halen sıklıkla kullanılan sistemlerin başında gelmektedir (Rudnev ve diğ., 2017).

## 2.2 İndüksiyonla Isıtmanın Avantajları

İndüksiyonla ısıtma sistemlerinin diğer ısıtma teknolojilerine kıyasla sahip olduğu avantajlar aşağıda maddeler halinde verilmiştir (Bay ve diğ., 2003a; Favennec ve diğ., 2003; Codrington ve diğ., 2009; Kranjc ve diğ., 2010; Tavakoli ve diğ., 2010; Frogner ve diğ., 2011; Paya ve diğ., 2013).

- Malzeme üzerindeki herhangi bir bölgenin hızlı ve hassas ısıtılmasını (yüzeysel ve bölgesel ısıtmaya imkân vermesi) sağlar.
- Ergitme işleminde alaşımların mükemmel ve homojen bir şekilde karışmasını sağlar.
- Isıtma sırasında, bobin iletkenine doğrudan temas etmediği için işlem gören malzemenin yüzeyinde aşırı ısıdan kaynaklı hasar meydana gelmez. Dolayısıyla termal deformasyon gibi etkilere neden olmaz.

- Isı doğrudan malzeme içerisinde olduğundan ısıtma süresi minimum seviyededir ve termal verim yüksektir. Dolayısıyla birim zamanda yapılan iş fazladır.
- Sistemin otomasyon kabiliyeti yüksektir (anlık olarak sistemin başlatılıp durdurulabilmesi ve ısıtma işleminin değişken ısıtma güçlerine hızlı bir şekilde ulaşabilmesi).
- Tekrarlanabiliridir.
- Sıcaklık ölçümü için kolaylık sağlar (parçanın tüm yüzeyinin sıcaklık dağılımının gözlemlenmesine olanak tanır.).
- Fırın iç sıcaklığını devamlı koruma şartı bulunmamaktadır.
- Elektriksel güç yalnızca ısıtma amacıyla kullanılmaktadır.
- Düşük işçilik maliyetine sahiptir ve kolay bakım imkânı sunar.
- Katı hal elektroniği parçalarının güvenilirliğinden ve minimum hareketli parça içermesinden dolayı indüksiyonla ısıtma sistemlerinin bakım maliyetleri genellikle alternatiflerinden daha düşüktür.
- Çevreye karşı herhangi bir emisyonu bulunmadığından çevreci bir teknolojidir.
- Fosil yakıt kullanan fırınlardan daha temiz çalışma ortamı sağlar.
- Gaz karışımlarından veya katı ve sıvı yakıtların buharından kaynaklı herhangi bir patlama olayına sebebiyet vermez.
- Fosil yakıt kullanan veya rezistanslı fırınlardan daha az yer kaplar.
- Günümüz teknolojiyle de uyuşan indüksiyonla ısıtma, son yıllarda ortaya çıkan hammadde ve yakıt darboğazına karşılık alternatif bir sistemdir.
- Bu teknoloji, enerji tüketimini azaltmakla kalmayıp aynı zamanda geleneksel yöntemlere kıyasla üretim maliyetlerini ve çevrim sürelerini de azaltma potansiyeline sahiptir.

### **2.3 İndüksiyonla Isıtmanın Kullanım Alanları**

Jacot ve diğ. (1996), sürekli döküm çelik levhaların manyetik olarak karıştırılması, alüminyum alaşımlarının yarı/sürekli dökümü, toz metal ergitme, metal yüzdürme gibi malzeme işleme ile ilgili çeşitli endüstriyel uygulamalarda elektromanyetik indüksiyonun sıklıkla kullanıldığını vurgulamışlardır. Drobenko ve diğ. (2007), metal endüstrisinde elektromanyetik alanla ısıtma işlemi olarak tanımlanan

indüksiyonla ısıtma işleminin çeliklerin sertleştirilmesi, temperlenmesi, normalizasyonu, ergitilmesi, lehimlenmesi, dövme öncesi ön ısıtma işlemi ve diğer ısıtma işlemlerinde kullanıldığını belirtmişlerdir. Jain (2017) metallerde gerilim giderme, tanecik boyutunu ayarlama ve istenilen sertlik seviyesine ulaşmada, Okman ve diğ. (2009) metallerin serbest şekillendirme proseslerinde, Frogner ve diğ. (2011) sinterleme, yapıştırma, sıkı geçme, kristal çekme, meyve/sebze kurutma ve boyaların kürlenmesinde, Cho (2012) yarı iletken yonga plakası işleme, yüksek hızlı sızdırmazlık uygulamalarında, ambalajlama ve organik kaplamaların kürlenmesinde, Pijls ve diğ. (2017) metalik implant yüzeylerindeki bakteri popülasyonunun azaltılmasında, Rudnev ve diğ. (2017) metallerin lehimleme/kaynak işlemlerinde, gıda endüstrisinde sterilizasyon amacıyla ve plastik enjeksiyon kalıplarının ısıtılmasında indüksiyonla ısıtma sistemlerinin kullanıldığını belirtmişlerdir. Nart ve Sert (2009) kaplamaların ara yüzeylerinde oluşan termal gerilmelerin bulunması adına yaptıkları çalışmada indüksiyonla ısıtmayı kullanmışlardır. Chaboudez ve diğ. (1997) elektriksel iletken bir malzemenin indüksiyonla ısıtılması sırasında mıknatıslanma özelliği kazandırılması veya polarize edilmesinin de mümkün olduğunu belirlemişlerdir. Patidar ve diğ. (2015) yüksek sıcaklıklarda tahribatsız muayene işlemlerinde farklı boyutlardaki malzemelerin homojen ısıtılmasında indüksiyonla ısıtmanın tercih edildiğini belirtmişlerdir. İndüksiyonla ısıtmanın kullanım alanı yalnızca bu tip uygulamalarla sınırlı olmayıp akışkan ısıtma dahil çok daha çeşitli uygulamalarda kullanılmaktadır (Tomita ve diğ., 2016).

## 2.4 Materyallerin Sınıflandırılması

Bir materyali manyetik olarak, manyetize edilme şekline göre karakterize etmek mümkündür. Materyalin bünyesinde ihtiva ettiği manyetik bölge veya domen, atomların tek tek manyetik momentlerinin birbiriyle hizalandığı bir bölgedir. Bundan dolayı, bütün materyal için mıknatıslanma büyüklüğü domen içerisindeki atomların sahip olduğu mıknatıslanmanın vektörel toplamıdır. Karakterizasyon, materyalin bünyesinde ihtiva ettiği manyetik domenlerin konfigürasyonu sonucu elde edilecek manyetik duyarlılığının " $\chi_m$ " (veya bağlı geçirgenliğinin " $\mu_{e,r}$ ") büyüklüğüne ve işaretine bağlıdır. Materyaller, manyetik veya anti-manyetik olabilirler (Deney düzeneğinde kullanılan ve hava kanalı materyalleri olan suntalam ve EPDM ses yalıtım bariyeri bu tip materyal grubuna dâhildir.). Bu duruma ek olarak manyetik

materyalleri niteliklerine göre üç ayrı başlık altında incelemek mümkündür (Cullity ve Graham, 2009).

#### **2.4.1 Diyamanyetik materyaller**

Diyamanyetik materyallerde net manyetik moment, elektron yörüngelerinin simetrik ve aynı dönüş yönüne sahip olmasından dolayı sifıra eşittir. Harici uygulanan kuvvetli bir manyetik alan şiddeti vasıtasıyla elektronların açısal hızında değişiklik meydana gelir ve yönleri değişir. Bu etkiyle birlikte diyamanyetik malzemeler mıknatıslanabilmektedir. Ancak, harici uygulanan manyetik alan ortadan kaldırıldığında bu tip materyallerde kalıcı mıknatıslanma gözlemlenmez (Cullity ve Graham, 2009). Lenz yasası gereği, indüklenen manyetik moment, uygulanan alan şiddetine ters yönde oluşacağından manyetik akı yoğunluğu değeri bu tip malzemelerde azalma eğilimindedir. Materyalde meydana gelecek bu değişiklik çok küçük mertebelerde negatif bir manyetik duyarlılık ( $\chi_m \approx -10^{-5}$  gibi) ve geçirgenlik değerinin ( $\mu_{e,r} < 1$ ) oluşmasına yol açmaktadır. Bu tip materyallere altın, bakır, gümüş ve su örnek olarak gösterilebilir (Fisk, 2011).

#### **2.4.2 Paramanyetik materyaller**

Diyamanyetik materyallerden farklı olarak paramanyetik materyallerde farklı dönüş yönüne sahip elektronlar bulunmaktadır. Bu sebepten dolayı, bu tip materyallerde net manyetik moment değeri sıfırdan farklıdır. Ancak, bu manyetik momentler materyal içerisinde rastgele dağılmış durumdadır. Manyetik momentlerin materyal içerisindeki rastgele dağılımından dolayı mıknatıslanması sıfır kabul edilmektedir. Haricen uygulanan bir manyetik alan şiddeti ile birlikte materyal içerisinde bulunan manyetik domenlerin, uygulanan alan doğrultusunda yönlenmesiyle net bir mıknatıslanma elde edilir. Materyalde gerçekleşen bu domen hareketliliği sonucu çok küçük pozitif değerlerde duyarlılık ( $\chi_m \approx 10^{-5} \sim 10^{-2}$  aralığında) veya geçirgenlik ( $\mu_{e,r} \approx 1$ ) elde edilir. Fakat, alan ortadan kalktığında, domenler başlangıçta sahip oldukları rastgele doğrultudaki yönlerine geri dönerler. Alüminyum, titanyum, krom, molibden ve tungsten paramanyetik materyallerin örnekleridir (Cullity ve Graham, 2009).

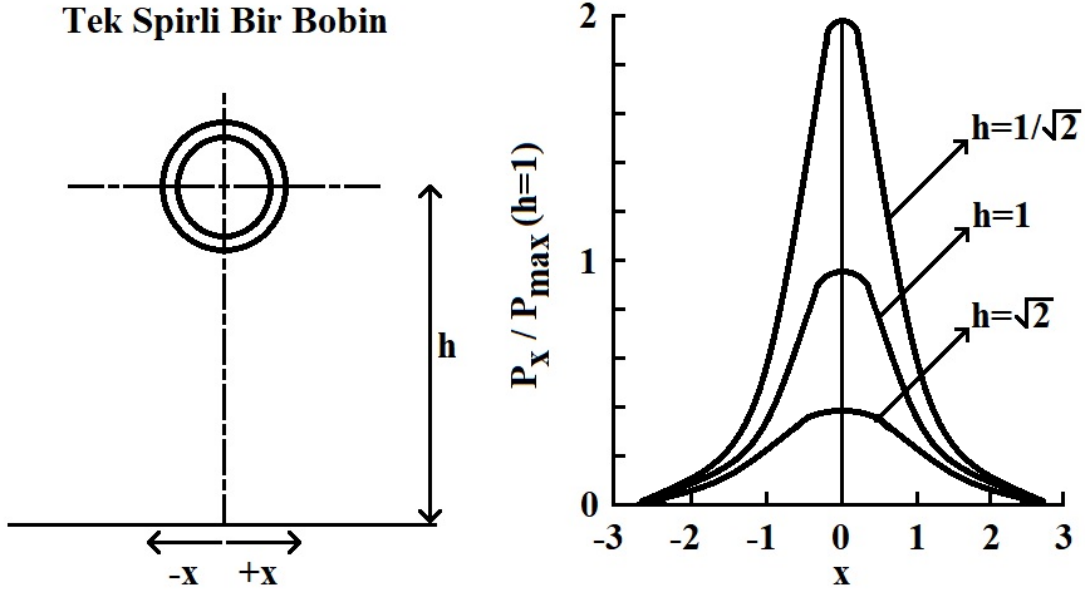
#### **2.4.3 Ferromanyetik materyaller**

Ferromanyetik materyaller, bir manyetik alan yokluğunda bile kalıcı bir mıknatıslanma gösterir ve paramanyetik materyallerdeki gibi dipoller net manyetik

momente sahiptirler. Ancak, paramanyetik materyallerden farklı olarak ferromanyetik materyallerde, domenler materyal içerisinde rasgele yönlenmemiştir ve etki alanları boyunca birbirleriyle etkileşimde bulunmaktadır. Her bir domende bulunan atomlara ait elektronların sahip olduğu yörüngesel hareket, manyetik momentin oluşmasına katkıda bulunur, ancak elektronun kendi etrafında dönme (spin) momenti ile karşılaştırıldığında katkısı çok küçüktür. Bu durum, ferromanyetik materyaller için paramanyetik materyallerden birkaç kat daha büyük manyetik duyarlılık oluşumuna sebebiyet verir. Kobalt, nikel ve demir (yüzey merkezli kübik kristal yapılı) gibi ferromanyetik malzemeler için duyarlılık değerinin  $10^6$  büyüklüğüne kadar ulaşması mümkündür. Böylece, manyetik geçirgenlik değerinin de birden çok daha büyük olduğu söylenebilir (Cullity ve Graham, 2009). Deney düzeneği kapsamında kullanılan ve kovan materyali olan ST-52 (S355J0, AISI 1524, G15240) çeliği bu tip materyal grubuna dâhildir.

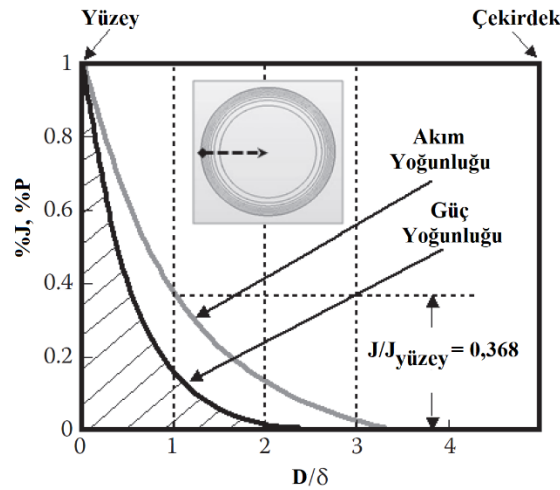
## **2.5 Dalma Derinliği**

İndüksiyonla ısıtmada dalma derinliği, iletken malzemede ısı üretimini açıklamada önemli bir kavram niteliği taşımaktadır. Bobin tarafından oluşturulan manyetik alan içerisine bırakılan malzeme üzerinde oluşan Eddy akımlarının yoğunluğu dalma derinliği ile ilişkilendirilmektedir. Buna göre malzeme üzerindeki dalma derinliği değeri bobine uygulanan akımın frekansı arttıkça azalmaktadır. Böylece, bir malzemenin manyetik geçirgenlik değeri ne kadar yüksek ise malzeme üzerinde o denli yüksek bir manyetik akı yoğunluğunun oluşacağı anlamı doğmaktadır. Ancak, aynı zamanda manyetik geçirgenlik değerinin artması ile dalma derinliği azalacaktır. Malzeme içerisinde akım yoğunluğunun fazla veya az olduğu bölgelerin bulunması, malzeme direncinin değişkenlik gösterdiği anlamına gelmektedir. Bu nedenle, malzemenin toplam direnç ifadesi de dalma derinliği ile birlikte değişmektedir. Teoride bobin içerisine yerleştirilen bir malzemenin merkezinde ve bobine en yakın noktasında manyetik alan çizgilerinin yoğunlaştığı bilinmektedir. Bu durumun bir sonucu olarak bu bölgede malzemenin sahip olduğu endüktans ve dolayısıyla sabit frekans altında reaktans değeri de daha yüksek olacaktır. Şekil 2.2'den görüldüğü gibi Eddy akımları ise reaktansın yüksek olduğu bölgede oluşacağından dolayı malzeme üzerindeki maksimum ısı üretimi bu bölgede gerçekleşecektir (Zinn ve Semiatin, 1988).



**Şekil 2.2 :** Malzeme üzerindeki güç dağılımının bobin ile malzeme arasındaki mesafe ile değişimi (Davies, 1990).

Bu kapsamda, Eddy akımlarının yoğunluğunun malzemenin yüzeyinden merkezine doğru azalacağı sonucuna ulaşılmaktadır. Teoride, dalma derinliği kavramı gereği malzeme üzerine indüklenen akım yoğunluğunun malzeme yüzeyinden merkezine doğru eksponansiyel olarak azaldığı kabul edilmektedir.



**Şekil 2.3 :** Dalma derinliğinin malzeme yarıçapı boyunca değişimi (Rudnev, 2017).

Bu durumda ise Şekil 2.3'te gösterildiği gibi malzeme üzerinde oluşan Eddy akımlarının yoğunluğunun %63'ünün ve Eddy akımlarından kaynaklı ısı üretiminin %86'sının malzeme yüzeyinde olduğu sonucuna ulaşılmaktadır. Dalma derinliği,

bobin akımının frekansına, malzemenin manyetik geçirgenliğine ve öz direncine bağlı bir parametredir ve değeri denklem (2.1) ile hesaplanmaktadır.

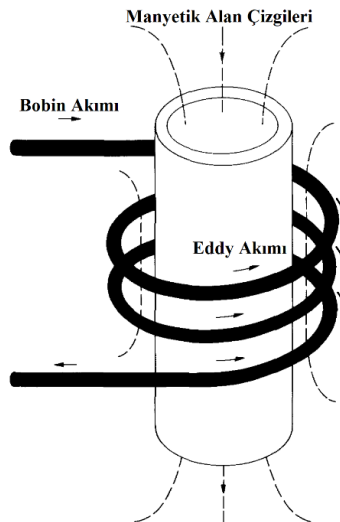
$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho_{el}}{\mu_{e,0}\mu_{e,r}\omega}} = \sqrt{\frac{2\rho_{el}}{\mu_{e,0}\mu_{e,r}2\pi f}} = \sqrt{\frac{\rho_{el}}{\mu_{e,0}\mu_{e,r}\pi f}} \quad (2.1)$$

Burada  $\delta$  dalma derinliğini (m),  $\rho_{el}$  malzemenin öz direncini ( $\Omega.m$ ),  $\mu_{e,0}$  vakumun manyetik geçirgenliğini ( $4\pi 10^{-7}$  H/m),  $\mu_{e,r}$  malzemenin bağıl manyetik geçirgenliğini,  $\omega$  açısal frekansı (rad/s) ve  $f$  bobin akımının frekans değerini (Hz) nitelemektedir.

## 2.6 Isı Üretimi

### 2.6.1 Eddy akımlarından kaynaklı ısı üretimi

Bobine ulaşan frekansı belli alternatif akım sayesinde ilk olarak Faraday ve Amper kanunu gereği bobin etrafında değişken bir manyetik alan oluşur. Daha sonrasında sırasıyla Lenz, Ohm ve Foucoult kanunları gereği ısıtılacak malzeme üzerinde gerilim indüklenir ve indüklenen gerilim sonucu malzeme üzerinde Şekil 2.4'te gösterildiği gibi bobinden geçen akımın yönünün tersi yönde Eddy akımları oluşur.



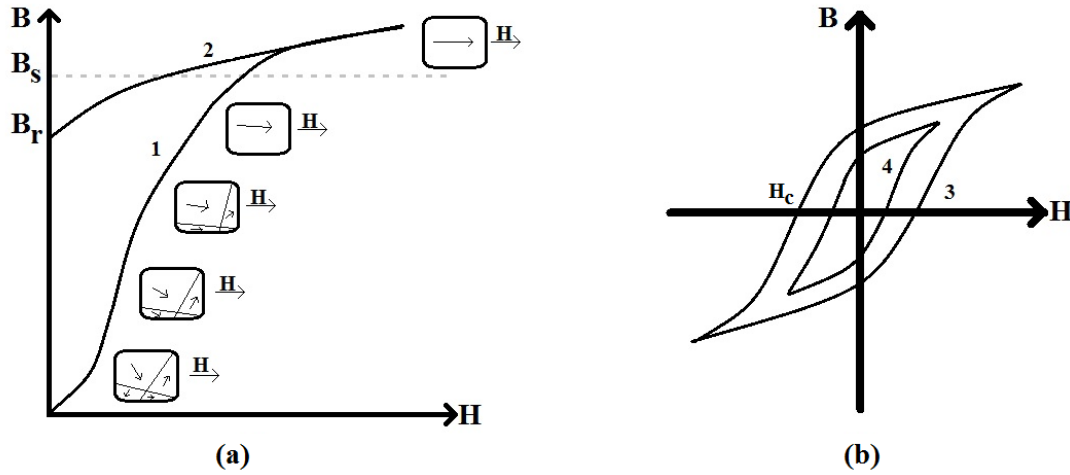
**Şekil 2.4 :** İndüksiyonla ısıtma işleminde bobin ve Eddy akımının yönleri (Curran ve Featherstone, 1988).

Oluşan Eddy akımları Joule kanunu gereği malzemenin öz direncine bağlı olarak malzeme üzerinde ısı üretimine sebep olur. Eddy akımlarıyla üretilen ısı miktarının dalma derinliği ile değiştiği unutulmamalıdır. Üretilen ısı Fourier kanunu gereği

ısıtılan malzeme içerisinde iletim mekanizmasıyla aktarılır. Bobinden geçirilen akımın şiddeti artırıldıkça parça üzerinde oluşan ısı enerjisi de artar. Artan akım şiddetiyle birlikte bobinin sıcaklık değeri de artacaktır. Bu nedenle, bobin üzerinde gerçekleşen kayıpları minimuma indirmek amacıyla yüksek güçlerde çalışan indüksiyonla ısıtma sistemi bobinlerinin içerisinde genellikle su dolaştırılarak bobinin soğutulması sağlanır (Zinn ve Semiatin, 1988).

## 2.6.2 Histerezisten kaynaklı ısı üretimi

Ferromanyetik bir materyalde, harici uygulanan manyetik alan ile elde edilecek akı yoğunluğu arasındaki ilişki lineer değildir. Ferromanyetik materyallere ait mıknatıslanma özelliğini gösteren tipik bir histerezis eğrisi Şekil 2.5'te verilmiştir.



**Şekil 2.5 :** Ferromanyetik bir materyale ait (a) Histerezis eğrisinin gelişimi, (b) Tam histerezis eğrisi.

Şekil 2.5(a)'da görüldüğü gibi başlangıçta, mıknatıslanmamış numunedeki manyetik domenler farklı yönlerde dağınık haldedir. Numuneye harici bir manyetik alan uygulandığında domenler, uygulanan manyetik alanla aynı yönde olacak şekilde hizaya girmeye başlar. Uygulanan manyetik alan şiddetinin büyüklüğü değişmediği sürece bu yönlendirme işlemi, materyalin manyetik doygunluk noktasına "**B<sub>s</sub>**" ulaşınca ve tüm alanlar sıralanana kadar devam etmektedir. Domenlerin bu hareketi 1 nolu eğri ile gösterilmektedir. Materyal, manyetik doygunluğa ulaştıktan sonra manyetik akı yoğunluğu ve manyetik alan arasındaki ilişki lineer olarak devam etmektedir (Cullity ve Graham, 2009).

Manyetik alan şiddetinin büyüklüğü azaltıldığında veya tamamen ortadan kalktığında, materyal mıknatıslanma esnasında oluşan eğriyi takip etmeyecek ve



Şekil 2.5(a)'da belirtilen 2 nolu eğriyi takip edecektir. Materyalin bu davranışı histerezis olarak adlandırılmaktadır. Ferromanyetik materyaller kolayca mıknatıslanabildiği için üzerine uygulanan manyetik alan şiddeti büyüklüğü ortadan kalksa bile manyetik akı yoğunluğunun değeri sifira eşitlenmez ve her ferromanyetik materyalin karakteristik özelliği olan artık manyetik akı yoğunluğu değerine “ $B_r$ ” indirgenir. Bu noktaya, kalıcı akı yoğunluğu denir ve materyal üzerine bir manyetik alan uygulanmadığı sürece mıknatıslanmış halde kalır. Numunedeki manyetik akı yoğunluk değerini sifira eşitlemek için başlangıçta uygulanan manyetik alana ters yönde bir manyetik alan “ $H_c$ ” uygulanmalıdır. Ters yönde uygulanan manyetik alan şiddeti zorlayıcı kuvvet olarak isimlendirilmektedir. Histerezis eğrisinin boyutu ve şekli uygulamada önemlidir. Histerezis eğrisinde bir döngü içindeki alan, materyalde oluşan mıknatıslanma döngüsü başına enerji kaybını temsil eder ve bu enerji kaybı ısı olarak ortaya çıkar (Cullity ve Graham, 2009). Bu durumda, Şekil 2.5(b)'de gösterildiği gibi, uygulanan aynı manyetik alan şiddeti altında sert (3 numara, histerezis döngüsü içerisinde kalan alan geniş) bir ferromanyetik malzemenin yumuşak (4 numara, histerezis döngüsü içerisinde kalan alan dar) bir ferromanyetik malzemeye kıyasla, histerezis kayıplarından dolayı daha fazla ısı enerjisi üreteceği anlamına gelmektedir. Histerezis eğrisi malzemenin kimyasal kompozisyonuna, üretim tekniklerine ve uygulanan ısı işleme göre farklılık göstermektedir (Maclaren, 1911). Rudnev ve diğ. (2017), indüksiyonla ısıtma uygulamalarının büyük bir çoğunluğunda histerezisten kaynaklı ısı üretiminin Eddy akımları tarafından üretilen ısıya kıyasla toplam ısı üretimi içerisindeki etkisinin %7'yi geçmediği belirtmişlerdir. Bir ferromanyetik materyalde sıcaklık artarsa, mıknatıslanma kabiliyeti azalır. Bunun nedeni, atomların ısıl titreşimlerinin büyüklüğünün artması ve manyetik momentin rastgele oluşturulmasına ve mıknatıslanmanın azalmasına yol açmasıdır. Manyetik doyum noktası mutlak sıfır sıcaklığında maksimum değerine sahiptir ve değeri sıcaklık arttıkça azalır. Her materyal için mıknatıslanma yeteneğinin aniden düştüğü bir sıcaklık değeri vardır ve bu noktada materyalde manyetik özellikler kaybolur. Bu sıcaklığa, ferromanyetik malzemeler için Curie sıcaklığı “ $T_c$ ” denir. Curie sıcaklığı materyallerin karakteristik özelliğidir ve her materyal için farklı değere sahiptir. Curie sıcaklığı, materyalin termofiziksel özellikleri incelendiğinde, özgül ısı değerinin artan sıcaklığa karşı pik yaptığı noktaya karşılık gelmektedir. Ayrıca ısıtma işlemi esnasında materyal üzerinde Curie sıcaklığının aşılması durumunda manyetik

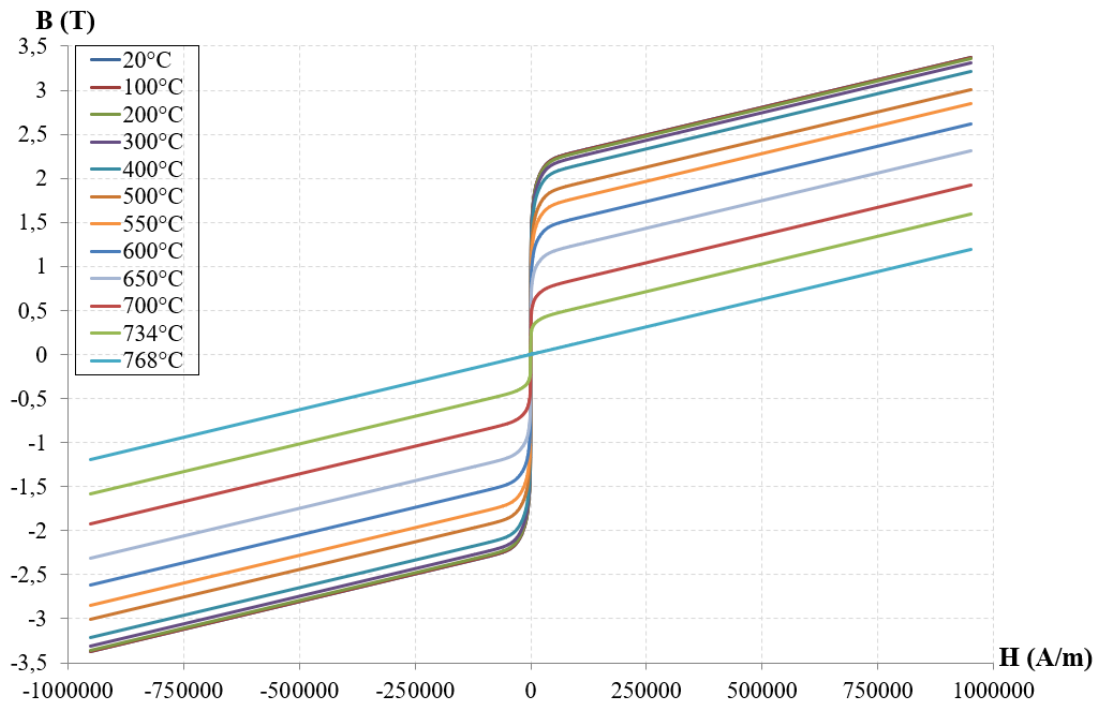
geçirgenlik 1'e eşitleneceğinden dolayı histerezis etkisi gözlemlenmez (Frogner ve diğ., 2011). Tez kapsamında incelenen düşük karbonlu karbon çeliği olan ST-52 için bu sıcaklık yaklaşık olarak 768°C'ye eşittir (Cullity ve Graham, 2009).

Şekil 2.6'da Comsol Multiphysics® programı ile elde edilen farklı sıcaklıklardaki ST-52 çeliğindeki histerezis eğrileri gösterilmektedir. Curie sıcaklığındaki eğrinin lineer ve uygulanan tüm manyetik alan şiddeti değerlerinde, vakumun manyetik geçirgenlik değeri ile aynı eğime sahip olduğu görülmektedir. Bu durumda, materyalin sahip olduğu bağıl manyetik geçirgenlik değeri bire eşittir.

Manyetik geçirgenliğin sıcaklığa bağlı değişimi denklem (2.2) ile ifade edilir.

$$\mu_{e,@T} = \mu_{e,0} + (\mu_{e,20} - \mu_{e,0}) \left(1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^6\right) \quad (2.2)$$

Burada,  $\mu_{e,@T}$  materyalin herhangi bir sıcaklıktaki manyetik geçirgenliğini (H/m) ve  $\mu_{e,20}$  materyalin 20°C'deki manyetik geçirgenliğini (H/m) belirtmektedir.



Şekil 2.6 : ST-52'ye ait farklı sıcaklıklardaki histerezis eğrisi.

### 2.6.3 Anizotropi etkisinden kaynaklı ısı üretimi

Manyetik anizotropi, malzemenin üzerine harici bir manyetik alan uygulandığında gösterdiği davranışın kristallografik yöne bağlı olma durumudur. Curie sıcaklığı

altındaki ferromanyetik malzemeler manyetik domenler ihtiva etmektedirler ve farklı kristal yapısına sahip aynı tip malzemede histerezis eğrisi anizotropi etkisi nedeniyle farklı karaktere sahip olabilmektedir. Eğrinin karakterini etkileyen başlıca faktörler; malzemenin tek ya da çok kristalli olma durumu, çok kristalli olması durumunda tanelerin tercihli yönelme eğilimi, malzeme üzerinde gözeneklerin ve ikincil fazların varlığı, malzeme üzerinde daha önceden uygulanan ön gerilimler ve sıcaklık değişimidir. Malzemelerin kristallografik yönüne bağlı olarak, uygulanacak en küçük manyetik alan şiddetinde maksimum mıknatıslanma etkisinin tayin edilmesinde kullanılan anizotropi kavramı, malzemelerin manyetik doygunluk değerlerinin belirlenmesinin de bir ölçütüdür. Eğer malzemenin kristallografik yönü dışındaki bir yönden harici bir manyetik alan uygulanırsa malzemenin mıknatıslanması için gereken manyetik alan şiddeti büyüklüğü artacaktır. Bu durumun dolaylı bir sonucu olarak malzeme içerisindeki manyetik domenlerin büyüme ve küçülme oranları farklılaşacak ve domenler arası sürtünmeler artacaktır. Sürtünme, domen duvarlarının alan değişimi kadar hızlı şekilde değişim gösterememesinden kaynaklanmaktadır. Genellikle MHz seviyelerinde gözlemlenen bu tip kayıplar malzeme üzerinde ısı enerjisinin oluşmasına katkıda bulunmaktadır (Garcia ve diğ., 1994).



### 3. LİTERATÜR ARAŞTIRMASI

#### 3.1 İndüksiyonla Akışkan Isıtma Sistemleri

Metallerin elektromanyetik indüksiyon ile ısıtılması işlemi her ne kadar 1884 yılında Heaviside tarafından yazılan makale ile ele alınsa da akışkanların ısıtılmasına dair ilk bulgular 1970 yılında Henry J. Burnett tarafından alınan patente dayanmaktadır. Burnett almış olduğu patentte, toroidal ve kare kesite sahip manyetik çekirdek üzerine sarmış olduğu bobine güç uygulayarak çekirdeğin ısınmasını ve daha sonra fan vasıtasıyla bobin-çekirdek grubu üzerinden geçirdiği havanın manyetik özelliği olmayan metalik kanatçıklar ile yönlendirilerek ısıtılması konusu üzerinde durmuştur. Hava, hem bobin üzerinde bobin iletkeninin sahip olduğu dirençten dolayı hem de indüksiyon yoluyla çekirdek üzerinde oluşan ısıyı transfer ederek ısınacağından dolayı, geliştirdiği ısıtıcıyı birleşik rezistanslı ve indüksiyonlu ısıtıcı olarak isimlendirmiştir. Buluşunun parlayıcı ve yanıcı gazların ısıtılması işlemi için kullanılması durumunda elektriksel ark kaçaklarına sebep olmamasından dolayı, sistemin çarpılmaya ve patlamaya karşı olan dayanıklılığını sahip olduğu en önemli üstünlüğü olarak belirtmiştir (Burnett, H.J., 1970). Daha sonra 1972 yılında yeni bir patent alarak ilk patentte, manyetik özelliği olmayan metalik kanatçıklar yerine manyetik kanatçıklar kullanmayı tercih etmiş, böylece çekirdeğin yanı sıra kanatçıkların da ısınmasını sağlayarak havanın cihazdan daha homojen sıcaklıklarda çıkmasını sağlamıştır (Burnett, H.J., 1972).

George Virgin (1985), almış olduğu patentte kış aylarında evsel konfor şartlarının sağlanmasında rezistanslı ısıtıcıların tükettikleri elektrik enerjisi miktarının fazla olması sebebiyle alternatif olarak indüksiyonlu ısıtıcıların kullanılması üzerinde durmuştur. Virgin, manyetik özelliği bulunan birçok konsantrik silindirin en dış katmanı üzerine sarmış olduğu bobin ile silindirlerin ve dolayısıyla silindirlerin içerisinden fan vasıtasıyla geçirilecek havanın ısıtılmasını sağlamıştır. Aynı zamanda Burnett'ten farklı olarak havanın ısıtılması yerine buhar üretimi ile konfor şartlarının sağlanabileceğini belirtmiştir. Bu doğrultuda geliştirdiği sistemde, üzerine bobin sarılı dikey bir tankın içerisine manyetik özelliği bulunan metal toplar yerleştirmiş ve

harici bir tanktan su temini sağlayarak atmosferik basınç altında elde ettiği buharı ısıtma maksadıyla kullanmıştır.

Fichtner ve Klaus (1986), farklı bir dizayn anlayışla aldıkları patentte güçlü ve kararsız yapıdaki kimyasalların ısıtılması maksadıyla elektromanyetik indüksiyon kavramına dayanan bir ısıtıcı geliştirmişlerdir. Daha önceki yıllarda öne sürülen durgun tasarımların aksine mekanik olarak dışarıdan çevrilen permanent magnetlerin sarılı olduğu bir rotoru döndürerek etrafında oluşturduğu manyetik alandan faydalanmışlardır. Elde edilen manyetik alan ile rotorun içerisinde döndüğü iletken duvar üzerinde Eddy akımlarının oluşmasını ve dolayısıyla malzemenin ısınmasını sağlamışlar ve herhangi bir akışkanı ısıtabileceklerini öne sürmüşlerdir. Ayrıca, geliştirdikleri prototipin taşınabilir olmasının ve ihtiyaç duyulduğu anda devreye girebilme özelliğine sahip olduğunu belirtmişlerdir.

Curran ve Featherstone (1988), çalışmalarında indüksiyonlu akışkan ısıtıcılarının çalışma prensibi hakkında detaylı bilgi vermişlerdir. Yağ ısıtma amacıyla kurdukları deney düzeneğinde hat üzerindeki bir borunun etrafına bobin sararak sabit güç altında ısıtılmasını sağlamışlar ve farklı debiler için denemeler yapmışlardır. Elde ettikleri bulgularda, bobin terminallerine sağlanan gücün eşit olması durumunda yağın debisinin artmasıyla birlikte ısıtıcıdan daha düşük sıcaklıkta çıktığını ve borunun yüzey sıcaklığının azaldığını, ancak kazandığı ısı gücünün arttığını gözlemlemişlerdir. Bu duruma ek olarak sistemin sürekli rejime girme süresinin uzadığını ancak termal verimin arttığını belirlemişlerdir. Sistemin termal verimini artırmak adına boru içerisinde kanatçıklı bir yapıda olmasıyla sağlanabileceğini vurgulamışlardır.

Alavi (1999), almış olduğu patentte Fichtner ve Klaus gibi permanent magnetleri kullanmayı tercih etmiş ve geliştirilen diğer prototiplerden farklılıklarını detaylı bir şekilde açıklamıştır. İndüksiyonla akışkan ısıtma uygulamalarında permanent magnetlerin kullanılması durumunda yüksek güç yoğunluğu değerlerine ulaşılabileceğinden bahsetmiş ve ısı üretimine etkiyen parametreleri şu şekilde sıralamıştır; manyetik alan şiddetinin büyüklüğü, permanent magnet dizilişindeki boyutlar ve kullanılan magnet sayısı, ısıtılan materyalin manyetik niteliği ve permanent magnetlerin bulunduğu rotor arasındaki bağıl hız. Ayrıca, iletken malzemenin sahip olduğu geometri, öz direnç ve bağıl manyetik geçirgenlik değerlerinin sistemin performansına etki ettiğini belirtmiştir.

Iguchi (1993), elektromanyetik indüksiyon kavramına dayanan, şebeke frekansında çalışabilen ve kolay kontrol edilebilen su ve buhar ısıtıcı geliştirmiştir. Cihazının buhar eldesi için kullanılması durumunda herhangi bir basınçlı kaba ihtiyaç olmadığını ve atmosferik basınç altında 300°C'ye varan sıcaklık mertebelerine ulaşabildiğini belirtmiştir. Rezistanslı ısıtmada gerçekleşen akışkan ile ısıtıcı eleman arasındaki sıcaklık farkının yüksek olma durumundan kaynaklı organik ve inorganik materyallerin ısıtıcı eleman yüzeyinde birikme durumunun cihazda bulunmadığını ve bu nedenle ısı transferi açısından sistemin kararlı ve ömrünün daha uzun olduğunu vurgulamıştır. Ayrıca, elektrik tüketim maliyetlerinin rezistanslı ısıtmaya göre daha düşük olduğunu eklemiştir.

Uchihori ve diğ. (1995), şebeke frekansında çalışan sistemlerin aksine yüksek frekansta çalışan indüksiyonlu akışkan ısıtıcılar üzerinde durmuşlardır. Çalışmaları kapsamında güç faktörü değişmeksizin 20-50 kHz frekanslarda çalışabilen bir invertör sistemi geliştirmişlerdir. İndüksiyonla ısıtma prensibine dayanan akışkan ısıtıcıların temelde boru yüzeyinin ısıtıldığı veya boru içerisine koyulacak iletkenin ısıtıldığı sistemler olmak üzere iki farklı türünün olduğunu belirtmişlerdir. Geliştirdikleri invertör sistemini her iki tür için de denemişler ve iş akışkanı olarak su kullanılması durumunda 800°C'ye kadar çıkmayı başararak kızgın buhar elde etmişlerdir. Boru içerisine koyulan iletken geometrilerini farklılaştırmışlar ve çok ince paslanmaz çelikten imal ederek denemelerini gerçekleştirmişlerdir. Sistemin yüksek frekansta çalışma özelliğinden dolayı ince paslanmaz levhaların çok kısa sürede ısındıklarını gözlemlemişler ve bu sayede sistemin devreye girme süresinin rezistanslı ısıtıcılara oranla çok daha kısa sürede gerçekleştiğini vurgulamışlardır. Ayrıca, sistemin toplam ağırlığının ve boyutlarının rezistanslı ısıtıcılara oranla daha küçük olması nedeniyle taşınabilir ve yüksek ısı hacme sahip kompakt bir yapıda olduğunu eklemiştir.

Kenada ve diğ. (1999), sabit frekans altında değişken güçlerde regüle edilebilen, gerilim beslemeli, yarı rezonanslı ve sıfır gerilim altında yumuşak anahtarlama imkânı sunan invertörlü indüksiyonlu akışkan ısıtıcıyı tanıtmışlardır. Bu kapsamda 4 kW'lık güç ve 25 kHz frekansta çalışan sistemlerinin, sıcak su eldesi, kızgın buhar üretimi ve motorlarda egzoz gazının temizlenmesinde kullanılan metal katalizörün ısıtılması gibi alanlarda kullanılabileceğini belirtmişlerdir. Paslanmaz çelik gövde içerisine yerleştirdikleri ferromanyetik metal plakalar vasıtasıyla akışkanın ısıtıcıdan

geçmesi durumunda doğal bir türbülans etkisi kazanacağını ve çıkışta uniform sıcaklık dağılımına sahip olacağını savunmuşlardır. Sıvı ve gaz yakmalı sistemlerden daha verimli olduğunu iddia ettikleri sistemlerinden atmosferik basınçta 1000°C'ye kadar kızgın buhar elde edilebileceğini belirtmişlerdir. Deneyleerde, ısıtıcının 220 saniye içerisinde oda sıcaklığındaki suyu, doymuş buhar haline getirdiğini gözlemlemişlerdir.

Nakamizo ve diğ. (1999), Yamaguchi Üniversitesinde 1995 yılından itibaren yapılan yüksek frekanslı indüksiyonlu akışkan ısıtıcıların tasarımları üzerinde durmuştur. Önceki prototiplerin geometrilerine hem alternatif tasarımlar ortaya koymuşlar hem de bu tasarımlarda kullanılan malzemenin 1200°C gibi yüksek sıcaklıklarda kullanılabileceğini belirtmişlerdir. Oda sıcaklığındaki suyu kızgın buhar haline dönüştürmek için gerçekleştirdikleri sürekli ve geçici rejimdeki deneysel çalışmalarda yeni prototiplerin hem doymuş buhar hem de kızgın buhar eldesi için geçen süreyi kısalttıkları, ayrıca sistemin kontrol edilebilirliğini artırdığı sonucuna ulaşmışlardır.

Guo ve diğ. (1999), sıcak su, kuru hava ve yüksek sıcaklıkta kızgın buhar elde etmek amacıyla manyetik ve elektriksel iletkenlik özelliği bulunmayan seramik ve kuvarstan imal ettikleri tankın içerisine yerleştirmiş oldukları kalınlığı 50 µm olan ince paslanmaz levhadan oluşan beş farklı geometrik konfigürasyona ve seri rezonans devresine sahip yüksek frekansta çalışan indüksiyonlu akışkan ısıtıcı prototipleri geliştirmişlerdir. Bazı prototiplerde paslanmaz çelik yerine preslenmiş karbon ya da titanyum alaşımlarının kullanılabileceği üzerinde durmuşlar ve bobin iletkeni olarak su soğutmalı bakır boru ile litz kablo kullanmayı tercih etmişlerdir. Prototiplerin ince levhalardan imal edilmesinden dolayı birim hacim başına ısıl güç yoğunluğu çok yüksek olduğundan ve akışkanın sıcaklık kontrolünün bu nedenle son derece hızlı gerçekleştirilebildiğinden bahsetmişlerdir. Prototiplerin performanslarını sürekli ve geçici rejimde incelemişler ve elde ettikleri performansın, prototiplerin daha küçük ölçekte tasarlanması durumunda değişmediğini deneysel olarak kanıtlamışlardır. Isıtıcının yanı sıra geliştirdikleri inverter ve anahtarlama devresinin yüksek verime sahip olmasından dolayı elektrik enerjisinden ısı enerjisine dönüşüm veriminin de yüksek olduğunu, bu kapsamda sistemin 100-1200°C sıcaklıktaki buhar üretimi için kullanılması durumunda dönüşüm veriminin %90'ın üzerinde olduğunu iddia etmişlerdir. Geliştirdikleri ısıtma sisteminin genelde kılıflı ısıtıcıların



kullanıldığı kimyasal distilasyon işlemlerinde kullanılabileceğini ve akışkanın hareketini sağlamak için ekstradan bir pompaya ihtiyaç duyulmadığını belirtmişlerdir. Ayrıca, sürekli bakıma ihtiyaç duymamasından dolayı sistemin güvenilirliğinin, boru hattı sistemlerinde sıvıyı ısıtmak için kullanılan geleneksel bir kılıflı ısıtıcınınkinden çok daha yüksek olduğunu iddia etmişlerdir. İndüksiyonlu akışkan ısıtıcısının, kılıflı rezistanslı ısıtıcıdan daha kısa sürede istenen sıcaklığa çıktığını saptamışlardır.

Tanaka ve diğ. (2000), çalışmalarında sabit frekanslı değişken güç regülasyon şemasında çalışabilen, voltaj beslemeli yarı rezonatörlü IGBT'leri kullanan, sıfır gerilim altında yumuşak anahtarlamalı PWM yüksek frekanslı invertörü kullanan, yeni bir kavramsal elektromanyetik indüksiyonla akışkan ısıtma cihazı prototipini geliştirmişlerdir. Endüstriyel ve kimyasal boru hattı sistemlerinde kullanmasını planladıkları bu yenilikçi indüksiyonla akışkan ısıtma prototipinin; temelde manyetik olmayan seramik tekerlekli silindirik kap, çalışma bobini olarak litz kablo ve iletken karbon seramiklerden oluştuğunu ve doymuş buhar jeneratörü, kızgın buhar jeneratörü, sıcak su ve sıcak hava üreticisi, motordaki egzoz gazı temizleme için metal katalizör ısıtması için umut verici basit, yüksek etkili, düşük gürültülü invertör tipi elektromanyetik indüksiyonlu bir ısıtıcı olduğunu belirtmişlerdir. Atmosfer basıncı altında kızgın buhar elde etmek için iki kademedeki oluşan bir düzenek kurmuşlar ve 1200°C'ye kadar kızgın buhar elde etmişlerdir. Kızgın buhar ısıtmada kullanılan bu sistemin gaz yakmalı ve rezistanslı buhar jeneratörlerinden çok daha kısa sürede kızgın buhar sağladığını öne sürmüşlerdir. İndüksiyonla akışkan ısıtma prensibinin benzersiz özelliklerinin; temizlik, kompaktlık, yüksek verim, hızlı sıcaklık tepkisi, istikrarlı ve kesin sıcaklık kontrolü, sıcaklık izlemede mükemmel kontrol edilebilirlik ve yüksek güvenilirlik olduğunu belirtmişlerdir. Ayrıca, indüksiyonla ısıtmanın hava ısıtma uygulamalarında kullanılabileceğini ifade etmişlerdir.

Sadakata ve diğ. (2002), elektromanyetik indüksiyon prensibiyle çalışan spiral tip sıcak su kazanı üzerinde çalışmışlardır. Geliştirdikleri yüksek frekansta çalışan yumuşak anahtarlamalı IGBT güç elektroniği elemanlarını kullanan ve diyot doğrultuculu prototiplerde polikarbonat şase içerisine spiral yapıda ince AISI316 kalite paslanmaz çelik levha yerleştirmişler ve üzerine spiraller arası dalma derinliği etkisini azaltmak amacıyla litz kablo sarmışlardır. Isıtıcılarının uniform sıcaklık

dağılımına, geniş ısı transfer alanına, erozyona ve termal deformasyona sebep vermeyen geometriye ve düşük ısıl kapasiteye sahip olduğunu belirtmişlerdir. Isıtıcılarının düşük ısıl kapasiteye sahip olmasını bir avantaj olarak yorumlamışlar ve sistemde biriken ısı miktarı çok düşük olacağından termal verimin yüksek olacağı sonucuna ulaşmışlardır. Isıtıcılarının sahip olduğu kuplaj katsayısının 0,693 olduğunu belirlemişlerdir.

Terai ve diğ. (2002), çalışmalarında Sadakata ve diğ.'nin 2002 yılında gerçekleştirdikleri çalışmayı baz alarak tekil bir indüksiyonlu su ısıtıcısı yerine birbirine seri bağlı ikili indüksiyonlu su ısıtıcısının performansını belirlemişlerdir. Her iki ısıtıcıyı da ayrı ayrı kontrol mekanizmaları ile çalışabilir durumda tasarlamışlar ve farklı darbe oranlarında test etmişlerdir. Buna göre, sabit 1 L/dk debiye sahip suyu tekil ısıtıcının darbe oranı ne olursa olsun 30 s içerisinde sürekli rejime ulaştırdığını, ancak ikili ısıtıcıda bu sürenin uzamasına rağmen çıkış sıcaklığının arttığını gözlemlemişlerdir. Darbe oranının artmasıyla birlikte suyun tekil ve ikili ısıtıcı sistemden çıkış sıcaklığının arttığı sonucuna ulaşmışlardır. Bunun yanı sıra ısıtıcıların birbirine paralel bağlanmaları durumunda daha fazla hacimsel debiye sahip suyun ısıtılabilceğini belirtmişlerdir.

Kurose ve diğ. (2003), IGBT'leri kullanan, voltaj kaynaklı, yüksek frekanslı ve yumuşak anahtarlamalı PWM invertörü olan çift katmanlı metal köpüklü indüksiyonlu akışkan ısıtıcısının sürekli rejim performansını incelemişlerdir. Metal köpüğü materyali olarak, sıcaklığa karşı olan tepki süresinin kısa olmasından dolayı nikel elementini tercih etmişlerdir. İndüksiyonla ısıtmanın doğası gereği bobinin oluşturacağı manyetik alan metal köpüğün yüzeyinden merkezine doğru azalacağından ve metal köpüğün merkezinden geçecek olan akışkan azalan alan şiddetinden kaynaklı Eddy akım üretimini düşüreceğinden ve efektif bir ısıtma işlemi tabii tutulamayacağından dolayı ısıtıcının merkezine bir çubuk yerleştirmişlerdir. Farklı faz açlarına göre test ettikleri sistemin sürekli rejime ulaşma süresinin 25 ile 180 s arasında sürdüğü sonucuna ulaşmışlardır.

Ahmed ve diğ. (2003), boru hatlarına doğrudan endekslenebilen, orta frekansta çalışan (20 kHz), direkt kontrol edilebilen, PWM modüllü, sıfır gerilim anahtarlamalı ve IGBT'leri kullanan indüksiyonlu akışkan ısıtıcılarının performansını deneysel ve numerik metotlarla incelemişlerdir. Oluşturdukları deney düzeneğinde metal olmayan bir boru üzerine sarmış oldukları litz kablo vasıtasıyla borunun içerisine

yerleştirdikleri spiral şeklinde sarılmış paslanmaz sacı ısıtmışlardır. Geliřtirdikleri ısıtıcının spiral şeklindeki SUS316 kalite ince paslanmaz sacıtan imal edilmesiyle dūřuk ısı kapasitesine, kompakt yapısı nedeniyle geniş ısı transfer alanına ve akışkanın ısıtıcı çıkışında uniform bir sıcaklık dağılımina sahip olduğunu belirtmişlerdir. Isıtıcının kontrolünde kullandıkları IGBT'leri kullanan yūksık frekanslı PWM invertōrūn, geniş yumuşak anahtarlama işlem aralığına sahip olması, sabit frekans altında PWM kontrolūnū sağlayabilmesi, geniş gerilim regūlasyonu imkānı sunması ve IGBT'lerin dūřuk pik gerilimlerinde çalışması gibi ōzelliklerinden dolayı avantajlı olduğunu vurgulamışlardır. Kontrol değişkeni olarak darbe tekrarlamaya zamanını dikkate almışlar ve iř akışkanını olarak suyun kullanılması durumunda farklı darbe tekrarlamaya zamanları için suyun çıkış sıcaklıklarını zamana bağlı olarak kayıt altına almışlardır. Buna gōre sabit debide akan suyun sıcaklığının darbe tekrarlamaya zamanının artmasıyla birlikte arttığını gōzlemlemiřlerdir. Ayrıca, geliştirdikleri prototipin geleneksel gaz yakan ve rezistanslı boylerden daha kısa sūrede su sıcaklığını istenen seviyelere çıkardığını iddia etmişlerdir.

Yıldız ve Alan (2006a), indūksiyonlu sıvı ısıtıcılarına ait 2006 yılına kadar yapılan yayınların derleme çalışmasını yapmışlardır. Bu kapsamda akışkanın geçtiği borunun doğrudan ısıtılması, akışkanın aktığı hattın içerisine yerleştirilen metal plakaların, delikli blokların veya rulo biçimindeki metal plakanın ısıtılması gibi temelde dōrt farklı konfigūrasiyona sahip prototipleri ele almışlar ve elde edilen bulguları incelemişlerdir. İndūksiyonlu ısıtıcıların rezistanslı ısıtıcılara karşı bazı ūstūnlüklerinin bulunduğunu ancak halen gelişim aşamasında bir teknoloji olduğunu vurgulamışlardır.

Yıldız ve Alan (2006b), sıcak su elde etmek amacıyla geliştirdikleri şebeke frekansında ve tek fazda çalışan 2,2 kW kapasitedeki indūksiyonlu sıvı ısıtıcısının performansını farklı su debileri için deneysel olarak incelemişlerdir. Maksimum verimi elde etmek amacıyla invertōrde bulunan IGBT'lerin anahtarlama frekansını ısıtıcının rezonans frekansına eřit olacak şekilde 13 kHz olarak seçmişlerdir. Isıtıcı yūksık frekansta çalıştığından AWG-1 tipi 10 spirlik litz kablo kullanmayı tercih etmişler ve ısıya dayanıklı plastik boru üzerine sarmışlardır. Ayrıca, ısıtıcı eleman olarak rulo haline getirdikleri krom-nikel sac kullanmışlardır. Isıtıcının 13°C giriş sıcaklığına ve 0,8 L/s hacimsel debiye sahip suyu 52,43°C'ye, aynı giriş sıcaklığına fakat 4 L/s hacimsel debiye sahip suyu ise 20,55°C'ye ısıttığını gōzlemlemiřlerdir.

Luo ve Ding (2009), meskenlerde kullanılan tanksız elektrikli kombilere alternatif olarak geliştirdikleri indüksiyonlu sıcak su üreticini tanıtmışlardır. Rezistanslı kombilerin kullanıcılar tarafından istenmeyen özelliklerini; duş esnasında sıcak sudan önce bir miktar soğuk su gelme durumu, sıcak suyun ancak kombi aktif olduğunda sağlanması, sıcak suya ihtiyaç kalmadığında kombinin dolaşım hattını ısıtmaması ve en düşük güç tüketimi moduna geçmesiyle dolaşım hattındaki suyun ortam sıcaklığına kadar soğuması, kombinin tekrar aktif hale gelmesiyle suyun ve taşınım etkisiyle tüm dolaşım hattını tekrar ısıtması ve bu sebepten kalorifer sistemleri gibi suyun devir daim ettirildiği sistemlerde kullanımının uygun olmaması, yüksek debide sıcak su temininin sağlanması gerektiği durumlarda sistemin sıcaklık kontrolünde bir takım zorluklar yaşanması ve elektrik ark kaçağı riski taşıdığından güvenilirliğinin sağlanamaması olarak belirten yazarlar çalışmalarında bu dezavantajların üstesinden gelmeyi amaçlamışlardır. 30 kHz frekansta çalışan tanksız indüksiyonlu sıcak su ısıtıcısının bahsedilen dezavantajları içermediğini belirten yazarlar, rezistanslı kombilere göre kullanımının kolay, sıcak su sağlama süresinin çok daha kısa, daha az maliyetli, kontrol edilebilirliğinin yüksek ve güvenli olduğunu iddia etmişlerdir.

Handa (2009), yüksek basınçta sıkıştırılmış doğal gaz veya hidrojeni yakıt olarak kullanan araçların düşük sıcaklıklardaki çalışma performansını artırmak, ayrıca basınçlı tank ile o-ring, contalar ve tank giriş çıkışındaki metal bileşenler gibi hat ekipmanlarının termal gerilmelerden kaynaklı deformasyonunun önüne geçebilme amacıyla geliştirdikleri indüksiyonlu gaz ısıtıcısının patentini almıştır. Bu kapsamda hali hazırda var olan tanklarda bulunan manyetik özelliğe sahip metalik astar ve karbon fiber reçinenin tankın etrafına sarılan indüksiyon bobini sayesinde 20 Hz – 50 kHz frekans aralığında aracın bulunduğu iklim koşulları dikkate alınarak istenen sıcaklık mertebesine çıkarılabileceğini belirtmiştir. -60°C'ye varan koşullarda bulunan araçlarda yüksek basınçlı gazın kaçak ihtimalinin yüksek olduğunu ve geliştirdiği sistem ile bu durumu engellediğini vurgulamıştır.

Tomita ve diğ. (2009), yüksek frekansta çalışan indüksiyonlu kızgın buhar üreticinde litz kablonun soğutulmasının sistem performansına olan etkisini incelemişlerdir. Bunun için kuvarstan yapılmış borunun içerisine boru eksenine dik olarak 41 adet 0,1 mm kalınlığa sahip paslanmaz dairesel levhalar, dışına ise izolasyonu sağlamak amacıyla seramik yalıtım ve litz kablonun soğutulmasını sağlamak için 21 sarımdan

meydana gelen polimer boru yerleştirmişlerdir. Litz kablonun soğutulmasıyla birlikte su tankından çekilen soğutma suyunun ekstradan bir boyler kullanımına ihtiyaç duyulmayacak şekilde 100°C'ye ısındığını gözlemlemişlerdir. Elde ettikleri bu sonuç ile daha önceki çalışmalarda iki kademeli olarak tasarlanan indüksiyonlu kızgın buhar üreticinin artık tek kademede istenen buhar kalitesini sağlayabileceğini vurgulamışlardır.

Yıldız ve Alan (2009), çalışmalarında bina ısıtılmasında kullanılmak üzere hem durgun hem de hareket halindeki akışkanı ısıtma kabiliyeti olan bir indüksiyonlu sıcak su üretici geliştirmişlerdir. Isıttıkları ferromanyetik materyali, oluşturulan yüksek frekanslı manyetik alandan maksimum derecede faydalanabilecek şekilde ısıtıcı içerisine konuşlandırmışlar ve etrafından dolaştırdıkları suyun ısıtılmasını sağlamışlardır. Toplam gücü 2,2 kW olan sistemin 30 dakikalık bir süre boyunca performansını aynı güçte çalışan rezistanslı ısıtıcı ile kıyaslamışlardır. İndüksiyonlu ve rezistanslı ısıtıcının ayrı ayrı çalıştırılmalarıyla geçen süre sonunda kaloriferde dolaşan suyun sıcaklığının 15°C'den sırasıyla 45°C ve 40°C'ye ulaştığını gözlemlemişlerdir. Bu sayede geliştirdikleri prototipin rezistanslı ısıtıcıya oranla daha hızlı, güvenli ve %30 daha verimli olduğunu iddia etmişlerdir.

Manuel ve Khan (2009), yüksek lisans tezleri kapsamında sıcak su boilerlerinin rezistans ve indüksiyonla ısıtılması konusunda çalışmışlardır. Metal şaseye sahip boileri etrafına sarmış oldukları bobin ve %97 verimle çalıştığını iddia ettikleri invertör vasıtasıyla ısıtılmasını sağlamışlardır. Sistem veriminin rezonans halinde ve sinüzoidal dalga formu yerine kare dalga formu ile çalışması durumunda maksimum olacağını belirtmişlerdir.

Sun ve diğ. (2009), 1,9 m uzunluğa ve 90,5 mm iç çapa sahip yüksek sıcaklıklara dayanıklı krom-tantal-alüminyum alaşımından oluşan ferromanyetik özellikli bir borunun etrafına sardıkları bobin vasıtasıyla geliştirdikleri indüksiyonlu hava ısıtıcısının performansını farklı ısıtma güçleri, başlangıç sıcaklıkları ve hava debileri için belirlemişlerdir. Isıtıcı gücünün 80 kW'a ayarlanması durumunda havanın ortalama 52°C/dk rampayla ısındığını ve sıcaklığının 900°C'nin üzerine çıktığını belirlemişlerdir. Havanın ısınma rampasının akış hızının artmasıyla birlikte azaldığını, ısıtıcı gücünün artmasıyla birlikte arttığını gözlemlemişlerdir. Ayrıca sistemin başlangıçta daha sıcak olmasının ısınma rampasını olumlu yönde etkilediğini eklemişlerdir.

Acero ve diğ. (2010), set üstü indüksiyon ocaklarında kullanılan bobin ve ferromanyetik çelikten imal edilen tabana sahip tencere arasındaki elektriksel kuplaj katsayısını saptamak adına farklı bir metot geliştirmişlerdir. Sistemin çektiği akımın dışında oluşan harmoniklerin etkisini ihmal ederek yapılan hesaplamaların hassas olmadığını savunmuşlar ve tencere içerisindeki kütlesi belli olan suyun, sistemin çalışma zamanına bağlı olarak kaynamasıyla birlikte kütlesindeki azalmayı ve sistemin enerji dengesini dikkate alarak kuplaj katsayısının daha hassas elde edilebileceğini savunmuşlardır. Bunun için yüksek frekanslarda %95'in üzerinde verime sahip olduğunu belirttikleri litz kablodan tasarladıkları indüksiyon bobinini, tencerenin içine ve dışına konuşlandırmışlardır. İndüksiyon bobininin tencere içerisine koyulduğu durumda kuplaj katsayısının 1'e eşit olduğunu belirtmişler ve tencerenin dışında olduğu durum için kuplaj katsayısını hesaplamışlardır. Yük hücresinin kalibrasyonunu sağlamak adına rezistanslı ısıtıcı kullanmışlar ve 600-2400 W aralığında seri deneyler gerçekleştirerek 0,99 civarlarında korelasyon katsayısına sahip kalibrasyon eğrileri elde etmişlerdir. Böylece, her iki konfigürasyondan da tenceden çevreye olan ısı kayıp büyüklüklerin belirlemişlerdir. 3,5 kW'a kadar kapasite ve 30-75 kHz arasında çalışma frekansına sahip olan deney düzeneklerinde çalışma frekansının artması durumunda kuplaj katsayısının azaldığını gözlemlemişlerdir.

Garza (2011), sıcaklık kontrol cihazının yönlendirmesi ile sabit ve değişken açısız hızlarda dönebilen bir şaft üzerine konuşlandırmış olduğu hareketli spiral iletken elemanın ısınmasını sağlayarak, şaft üzerinde bulunan radyal bıçaklara sahip plakanın ortam şartlarındaki havayı ısıtıcı içerisine ve daha sonra hareketli iletkenin etrafından geçirerek havanın ısıtılmasını sağlamıştır. Isıtıcı çalışırken iletken elemanın sıcaklığının 250°C'ye ulaşabildiğini belirtmiştir. Geliştirdiği indüksiyonlu hava ısıtıcısı havayı harici bir fan kullanmaya ihtiyaç duymadan çevre atmosferden alıp ısıtarak geri verdiği için diğer ısıtıcılardan daha az enerjiye ihtiyaç duyduğunu ve dolayısıyla daha verimli olduğunu iddia etmiştir.

Altıntaş ve diğ. (2012), tasarladıkları PWM kontrol modülüne sahip mikro kontrol denetimli ve teflon boru içerisine yerleştirilmiş rulo biçimindeki 0,2 mm kalınlığında paslanmaz sacdan imal ettikleri yaklaşık 3 kW kapasiteye sahip olan sıvı ısıtıcısının performansını deneysel olarak belirlemişlerdir. Isıtıcıya güç sağlamak için şebekeden çekilen 220 V'luk AC gerilimi ilk olarak köprü tipi diyot vasıtasıyla doğru akım

(DC) gerilime dönüştürmüşler, daha sonra yine köprü tipi bir invertör kullanarak elde ettikleri DC gerilimi AC gerilime çevirerek 16,66 kHz frekansında çalışan paralel rezonans devresine beslemişlerdir. İş akışkanı olarak şebeke suyunu kullandıkları sistemde 0,5 l/dk ile 1 lt/dk hacimsel debi için giriş sıcaklığı olan 30°C'den sırasıyla 94°C ve 64°C'ye çıktığını gözlemlemişlerdir.

Sadhu ve diğ. (2012), yüksek frekansta çalışan indüksiyonlu akışkan ısıtıcılarında, anahtarlama elemanı olarak IGBT, GTO ve MOSFET kullanımının ısıtmaya olan etkisini hem P-SIM programı ile hem de deneysel olarak incelemişlerdir. Kurdukları deney düzeneğinde metal olmayan bir boru üzerinde yakınlık ve dalma derinliği etkisini minimuma indirmek amacıyla litz kablo kullanmayı tercih etmişlerdir. Güç elektroniği elemanlarını birbirleriyle kıyaslamak adına indüksiyon bobini içerisinden geçen akım ve gerilim dalga formlarını elde etmişlerdir. Tüm konfigürasyonlar için P-SIM programından elde edilen sonuçlar ile deneysel bulguların birbirlerine çok yakın olduğunu belirtmişlerdir. IGBT'nin kullanılması durumunda akımın dalga karakteristiğinde pozitif ve negatif pik değerlerin nerdeyse aynı olduğunu ve bu nedenle ısıtma etkisinin aynı frekans aralığında GTO ve MOSFET'ten daha fazla olacağını belirtmişlerdir. MOSFET ve GTO'nun kullanılması durumunda ise akımın pozitif ve negatif pik değerlerinin aynı olmamasından dolayı rms değerlerinin IGBT'den elde edilecek rms değerinden daha küçük olacağı ve bu nedenle ısıtma etkisinin de daha az olacağını belirtmişlerdir. Farklı frekanslar için yaptıkları çalışmalar sonucu 50 kHz'ten düşük uygulamalar için IGBT'nin, 50 kHz ve daha yüksek frekanslarda GTO ve MOSFET'in daha avantajlı olduğunu iddia etmişlerdir.

Popa ve Pentuic (2012), transformatör ve asenkron motor gibi elektrik enerjisi kalitesinin değiştirildiği ve mekanik enerji elde edilen sistemlerde istenmeyen yan ürün olarak ortaya çıkan ısı enerjisi üzerinde durmuşlardır. Ortaya çıkan ısının bu tip cihazlar üzerine ekstradan konuşlandırılmış soğutma sistemleri tarafından uzaklaştırıldığını belirtmişlerdir. Yazarlar, çalışmalarını kapsamında istenmeyen ısı enerjisini kullanmanın faydalı yollarını araştırmışlar ve çalışma prensibi elektromanyetik indüksiyona dayanan bu tip sistemlerden esinlenerek evsel konfor şartların sağlanması amacıyla geliştirdikleri prototip ile sıcak su radyatörlerinin ısıtılmasını sağlamışlardır. Ayrıca, geliştirdikleri sistemin bilgisayar destekli matematiksel modelini üretmişlerdir. Modeli sekonder tarafı yüksüz bir transformatör üzerine kurmuşlar ve ısıtıcı performansını sekonder tarafının sarım

kalınlığı, iç çapı ve ortam sıcaklığının değişimiyle değerlendirmişlerdir. Sistem yüksek frekansta çalıştığından dolayı sarım kalınlığının artmasıyla birlikte dönüşüm veriminin, iç çap arttıkça aktarılan gücün azaldığını gözlemlemişlerdir. Farklı zaman dilimleri için ısıtıcının performansını belirlemişler ve radyatör yüzeyinde maksimum 229°C sıcaklığa ulaşmışlardır. Radyatörün 20°C çevre koşullarında yüzey sıcaklığının güvenlik açısından 85-90°C'yi geçmemesi gerektiğini, ancak yüzey sıcaklığının artmasıyla birlikte şebekeden çekilen güç miktarının azaldığını ve sistemden elde edilecek verimin arttığını belirtmişlerdir. Sistemin, bulunduğu odadaki oksijen içeriğini değiştirmemesi, güç yoğunluğu açısından hacim/etkin alan oranının yüksek olması, istenen sıcaklığa ulaşmada rezistanslı ısıtıcılara oranla daha kısa sürede ulaşabilmesinden dolayı daha az elektrik enerjisi tüketmesi ve periyodik bakımlar hariç başka herhangi bir bakım giderine ihtiyaç duymaması gibi özelliklere sahip olmasından dolayı avantajlı olduğunu iddia etmişlerdir.

Unver (2012), kış aylarında sıcaklıkların yaklaşık olarak stabil olduğu Orta Asya ve Kuzey Afrika içerisinde kalan ülkeler için indüksiyonla ısıtma prensibine dayanan elektrikli su kazanı üzerinde çalışmalarını gerçekleştirmiştir. Bu kapsamda ilk defa şebeke frekansında, tek ve çift fazlı gerilim altında çalışabilecek iki farklı indüksiyonlu su ısıtıcısı tasarlamış ve deneysel olarak performanslarını belirlemiştir. Prototiplerin, temelde ferromanyetik gövde içerisine yerleştirilen 32 adet Cr-Ni alaşımlı diskleri içermekle birlikte sadece sarım sayılarının farklılık gösterdiğini belirtmiştir. Buna göre, sistemin tek fazda çalışması durumunda 4 mm çapa sahip bobin iletkeninin 300 sarımdan, çift fazda ise 350 sarımdan oluştuğunu vurgulamıştır. Elde ettiği bulgularda tek fazlı gerilim altında %90 verim ile çalışan sistemin 133,33 kg/h kütleli debiye sahip suyun sıcaklığını 50,5°C artırdığını gözlemlemiştir. Çift fazlı sistemde de aynı debi değerinin kullanılması durumunda ısıtıcı yüzey sıcaklığı çok fazla artacağından, debi değerini 533,33 kg/h değerine yükseltmiş ve yine %90 verim ile suyun sıcaklığını 37,4°C artırmayı başarmıştır.

Strupinskiy ve diğ. (2013), şebeke frekansında çalışan indüksiyonlu su ısıtıcısının elektrikli performansını Elcut programı aracılığıyla incelemişlerdir. Programa tanımlanan başlangıç ve sınır şartlarını açıklamışlar ve akımın zamana bağlı değişimini grafiksel olarak sunmuşlardır. Grafiklerden elde ettikleri harmonikleri sınıflandırmışlar ve ısıtıcının düşük güçte çalışması durumunda 5. harmonik



bileşenine kadar, yüksek güçte çalışması durumunda ise daha yüksek mertebeden harmonik bileşenlerinin oluşabileceğinden bahsetmişlerdir.

Bal ve diğ. (2013), kendinden tetiklemeli, yarım köprü seri rezonans invertörlü indüksiyonlu ısıtıcının ev tipi absorpsiyonlu soğutma sisteminde ısı kaynağı olarak kullanılması durumunda rezistanslı ısıtıcılarla kıyaslayıp performansını belirlemişlerdir. Çalışmaları kapsamında sistem bileşenlerinin seçimi için gerekli hesaplama metodolojisini paylaşmışlar ve geliştirdikleri indüksiyonlu ısıtıcının soğutma çevriminde kullanılmasıyla aynı kapasitedeki rezistanslı ısıtıcıdan 12 dakika önce sürekli rejime ulaştığını gözlemlemişlerdir.

Rafael ve diğ. (2013), banyolarda sıcak su teminine yönelik kullanılan şofben, kombi ve güneş enerji sistemlerinde su, elektrik ve doğalgaz tasarrufunu sağlamak adına geliştirdikleri yenilikçi indüksiyonlu su ısıtıcısı prototipinin performansını incelemişlerdir. Prototip bileşenlerinin seçim kriterleri ve hesaplama metodunu paylaşmışlar ve bunun galvanizli çelikten yapılmış bir boru üzerine sardıkları bobinden imal ettiklerini belirtmişlerdir. Prototip üzerinde gerçekleştirdikleri susuz testlerde 22 dakikalık bir çalışma süresi sonunda bobin dış yüzey sıcaklığını 145°C, boru iç yüzey sıcaklığını 220°C olarak gözlemlemişlerdir. Su ile yapılan testlerde ise su sıcaklığını 3 dakika içerisinde 34,5°C, 25 dakika sonunda 76°C olarak elde etmişlerdir. Bu sayede, prototipin rezistanslı kombiden daha az elektrik enerjisi tüketmesi ve su depolamaya ihtiyaç duymamasından dolayı gazlı kombilerden daha ekonomik olduğunu belirtmişlerdir. Cihazın, suyu ısıtmak için bekleme süresine ihtiyaç duymamasından dolayı bahsedilen diğer üç sistemden daha çok su tasarrufu sağladığını ve kurulumunun da diğer üç sisteme oranla daha basit olduğunu iddia etmişlerdir.

Patil ve Patil (2014), düz boruların aksine kompakt yapısından dolayı birim hacimde daha fazla etkin ısı transfer alanı sağlayan spiral borulu ısı değiştiricisinin indüksiyonla su ısıtma prosesinde kullanımını incelemişlerdir. Boru çapı, sarım çapı, sarım adımı ve bobine aktarılan elektriksel gücü sabit tutup, farklı sarım sayılarında ve akış debilerindeki suyun ısınma karakteristiğini sürekli rejim için saptamışlardır. Buna göre suyun debisinin artmasıyla birlikte çıkış sıcaklığının düştüğünü, ancak sarım sayısının artmasıyla birlikte arttığını gözlemlemişlerdir. Belirledikleri farklı deney koşullarındaki su çıkış sıcaklığını maksimum 77°C olarak elde etmişlerdir.

Altıntaş ve Karahan (2015), tarihsel gelişim sürecini göz önünde bulundurarak çeşitli patent ve literatürden derledikleri farklı geometrilere sahip indüksiyonlu sıvı ısıtıcılarının üstünlüklerini ve dezantajlarını tartışmışlardır. Bunun için indüksiyonlu sıvı ısıtıcılarını, ısıtılan ferromanyetik malzemenin iletken olamayan bir tank, boru vs. içerisine konuşlandırıldığı yüzer tip sistemler ve akışın direkt olarak ferromanyetik malzemenin içerisinden sağlandığı havuz tipi olmak üzere iki ayrı başlık altında sınıflandırmışlardır. Havuz tipi ısıtıcıların sahip olduğu geometrik konfigürasyon çeşitliliğinin yüzer tip sistemlere göre daha az olduğunu belirtmişlerdir. Tüm geometrik konfigürasyonların sahip olduğu özellikleri ısı transferi ve elektromanyetizma açısından incelemişlerdir. Sürekli akışlı sıvı ısıtma uygulamalarında çevreye olan ısı kaybının fazla ve iş akışkanına olan ısı transferinin düşük olmasından dolayı havuz tipi sistemlerin yüzer tip sistemlere oranla daha düşük verime sahip olduğunu ifade etmişlerdir.

Unver (2016), tasarlamış olduğu indüksiyonlu hava ısıtıcısını ısı transferi ve akışkanlar mekaniği açısından incelemiştir. Bu doğrultuda kovan olarak adlandırdığı 140 mm çap ve 450 mm uzunluğa sahip ST-52 kalite çelik borunun etrafına sarmış olduğu 4 mm çap ve 361 spire sahip bobinden meydana gelen ısıtıcıda, termal verimi artırmak amacıyla boru düzlemine dik doğrultuda ve ucunda 40 x 6 mm kare slotlar bulunan 129,5 mm çapa sahip farklı sayılarda diskler yerleştirilerek sürekli rejimdeki performansını test etmiştir. Deneyler esnasında laboratuvar ortamından sağladığı havayı tekrardan laboratuvar ortamına geri vererek havanın çıkış hızı, sıcaklığı, kovan iç ve bobin dış cidar sıcaklıklarını 1'er dakika ara ile kayıt altına almıştır. Sistemin sürekli rejime ulaşma süresinin çok uzun olduğunu belirtmiş ve bu nedenle her deneyde sıcaklık farkı 0,3°C'nin altına düştüğünde sistemin sürekli rejime ulaştığını kabul etmiştir. Kovan içerisindeki disk sayısının artmasıyla birlikte havanın çıkış sıcaklığının arttığını ancak boşaltma kayıplarından kaynaklı kayıplar nedeniyle termal verimin düştüğünü gözlemlemiştir. Bu nedenle hava ısıtma uygulamalarında kovan yüzeyinde maksimum sıcaklığın elde edildiği orta kısmın aşağı akım yönünde disk kullanımının havayı ısıtmak yerine soğuttuğu sonucuna ulaşmıştır. Disklerin azalmasıyla birlikte havanın kovandan çıkış sıcaklığı ile kovanın yüzey sıcaklığının azaldığını ve bu doğrultuda kütleli debisinin arttığını, çevreye ışınlım ve taşınımla olan ısı transferinin azaldığını gözlemleyen Unver, termal verimin arttığını belirlemiştir. Ayrıca, boşaltma katsayısının disk sayısı ile

orantılı olduğunu, bunun yanı sıra ısıtıcının sahip olduğu sürtünme kayıplarının şebekeden çektiği elektriksel gücün ancak %0,1'ini oluşturması sebebiyle ihmal edilebileceğini vurgulamıştır. Sonuç olarak en yüksek termal verimin %29,09 ile disksiz duruma (K0 olarak adlandırılan prototipe) ait olduğunu belirtmiştir.

Yüksel (2016), yüksek lisans tezinde Ünver'in 2016 yılında tasarlamış olduğu K0 prototipinin geliştirilmesi üzerine çalışmasını gerçekleştirmiştir. Bu kapsamda ısıtıcının kovan ve bobin konstrüksiyonlarını sabit olarak ele almış, 45 mm olan giriş ile çıkış kesit çapını 60 mm'ye büyütürken K1 prototipini yapmıştır. Yaptığı deneyler sonucu K1 tipi prototipin termal verimini %56,3 olarak elde etmiştir. K1 tipi prototipin stub-end yapısındaki giriş ile çıkış redüksiyonlarından kaynaklı yerel basınç kayıplarını azaltmak amacıyla redüksiyon tipinin değiştirilmesi gerektiğini savunmuş ve bu kapsamda girişteki stub-end redüksiyonu 68,5 mm konik redüksiyon ile ve çıkıştaki redüksiyonu sırasıyla 90 ve 114 mm çıkış çapına sahip konik ve konsantrik redüksiyon ile değiştirerek, K2 ve K3 tipi prototipleri elde etmiş ve deneylerini gerçekleştirmiştir. K2 ve K3 tipi prototipin sırasıyla %59,26 ve %65,75 termal verime sahip olduğunu belirlemiştir. K1, K2 ve K3 tipi prototip için elde ettiği sonuçlardan genel bir bulgu olarak, giriş-çıkış kesit alanının artırılmasıyla termal verimin artacağı kanısına varmıştır. Bu kapsamda ısıtıcının girişinde bulunan 68,5 mm konik redüksiyonu değiştirmeden çıkışta herhangi bir redüksiyon olmayacak şekilde elde ettiği K4 tipi prototipin de deneylerini gerçekleştirmiştir. Sonuçta K4 tipi prototip ile ısıtıcının termal verimini %76,89'a çıkarmayı başarmıştır. Isıtıcıdan çevreye olan ısı kayıpları minimuma indirmek amacıyla çevre ortam ile temasta olan bobinin etrafına yalıtım uygulamış ve K4 tipi prototip için deneylerini tekrarlamıştır. Yalıtım uygulaması sonucu K4 tipi prototipin termal veriminin %85,95'e ulaştığını belirtmiştir.

Ünver ve Yüksel (2016), çalışmalarında yaş meyve-sebze kurutma tesisleri, seralar, hastaneler ve alışveriş merkezleri gibi taze sıcak havaya ihtiyaç duyulan yerler için geliştirdikleri indüksiyonlu hava ısıtıcısı prototipinin geçici rejim performansını analiz etmişlerdir. Bu kapsamda ısıtıcının fan ile birlikte 4 farklı protokol altında sürekli rejime ulaşıncaya dek sahip olduğu verim, ısı kaybı ve enerji aktarımını deneysel olarak incelemişlerdir. Her protokol için ortam sıcaklığını ve ısıtıcıya beslenen elektriksel güç değerini sabit tutmuşlardır. Sonuç olarak fanın ısıtıcıdan 10 dakika sonra devreye girdiği 4. protokolün, en kısa sürede sürekli rejime ulaştığını

gözlemlemişlerdir. Bu sayede ısıtıcının şebekeden çektiği enerji miktarı diğer protokollere göre daha az olduğundan protokol 4'ün enerji verimliliği açısından en umut veren çalıştırma metodu olarak belirlemişlerdir.

Valchev ve diğ. (2016), bir boru etrafına sarmış oldukları bobin vasıtasıyla tasarladıkları indüksiyonlu akışkan ısıtıcı boyutlarının bobin endüktansına olan etkilerini araştırmışlardır. Boru uzunluğu ile iç ve dış çapı sabit iken bobin uzunluğunu veya bobin ile boru arasında bulunan izolasyon kalınlığının artırılması durumunda bobin endüktansının azaldığını, ancak boru dış çapının artması durumunda endüktansın arttığını gözlemlemişlerdir. Bobinin sahip olduğu endüktans değeri rezonans frekansını ve dolayısıyla sistemin elektriksel performansını etkilediğinden dalma derinliği etkisini artırmak adına boru boyutlarının seçimine dikkat edilmesi gerektiğini vurgulamışlardır. Sistemin ısı verimini artırmak adına dalma derinliği değerini göz önünde bulundurarak boru içerisine plakalar yerleştirilebileceğini önermişlerdir.

Altıntaş (2016), eşdeğer çevresel ve geometrik koşullar ile çeşitli çalışma frekansları altında indüksiyonlu sıvı ısıtıcılarında kullanılan bobin iletkeni çeşitlerinin sistem üzerindeki etkilerini incelemiştir. Toplamda 8 farklı tipteki indüksiyon bobinlerinin denemelerini deneysel olarak belirlemenin zorluklarından bahseden yazar, bu maksatla çalışmasında COMSOL Multiphysics® paket programını kullanmıştır. Göz önünde bulundurduğu sistem doğası gereği eksenel simetriye sahip olduğundan üç boyutlu simülasyonlar yerine iki boyutlu aksisimetrik simülasyonu kullanmayı tercih etmiştir. Her bir iletkenin performansını ısıtıcı aparat olarak nitelendirdiği parça üzerinde oluşan ısı gücü kıyaslamak suretiyle elde etmiştir. 10 kHz ve 1MHz frekansları arasında gerçekleştirdiği parametrik çalışma neticesinde en verimli iletken türünün yüksek frekanslarda daha belirgin hale gelen litz kablo olduğu sonucuna ulaşmıştır.

Patil ve diğ. (2016), kurdukları eşdeğer deney düzeneğinde başlangıçta 30°C sıcaklığa sahip 5 litre suyu 54°C'ye çıkarmak için harcadıkları enerji cinsinden spiral tip indüksiyonlu su ısıtıcısı ile rezistanslı ısıtıcıyı karşılaştırmışlardır. Her iki ısıtıcı gücünü de 1200 W'ta sabit tutmuşlar ve indüksiyonlu ısıtıcının rezistanslı ısıtıcıya oranla %39 daha verimli olduğunu gözlemlemişlerdir.

Yadong (2017), hava kanalına endekslenebilen ve kapalı döngü halinde çalışabilen havuz tip indüksiyonlu hava ısıtıcısının patentini almıştır. 12-20 kHz frekansları arasında ve 2-100 kW güçleri arasında çalışabilen cihazın, sebze-meyve ve çiçek seralarında, evsel ısıtmada, sebze-meyve kurutma ve nem alma gibi işlemlerde kullanılabilceğini ve istenilen sıcaklık değerin kararlılıkla sağlanabileceğini belirtmiştir. Ayrıca cihazın termal veriminin çalışma koşuluna bağlı olarak %95'e kadar ulaşabildiğini iddia etmiştir.

Hadoulas ve diğ. (2017), patentlerinde bu zamana kadar bahsedilen indüksiyonlu akışkan ısıtma sistemlerinin dışında bir çalışma prensibine sahip olan indüksiyonlu ısıtıcı üzerinde durmuşlardır. Birim güç başına hali hazırda var olan ısıtma sistemlerin sahip olduğu verimin üzerinde performans gösterebilme amacıyla tasarladıkları sistem ile ferromanyetik malzemedan yapılmış ısı borularını indüksiyon prensibiyle yüksek frekans altında ısıtıp, ısı borusunun içerisindeki akışkanın kazandığı enerjiyi bir ısı değıştirici vasıtasıyla temelde hava ve su gibi akışkanların sıcaklıklarını artırmayı planlamışlardır. Dolaylı olarak akışkanların ısıtılmasını sağlayan sistemlerinin kullanım alanlarını, taşınabilirliğini ve sahip olabileceği konfigürasyonları detaylı bir şekilde anlatmışlardır. Buna göre bir hava kanalı içerisinde geçen havanın mahal şartlandırma işleminden çamaşır kurutmaya kadar birçok alanda kullanılabilceğini ve bu doğrultuda sistemden elde edilecek maksimum verim için farklı konfigürasyonların uygulanabileceğini belirtmişlerdir. Sistemden elde edilecek akışkanın sahip olacağı sıcaklık değerin ısıtıcı gücü veya fan debisi ile sağlanabileceğini, ayrıca kontrol mekanizmasının uzaktan veya dahili olabileceğinden bahsetmişlerdir.

Yukarıda bahsedilen literatürler hariç elektromanyetik indüksiyonla akışkan ısıtma prensibinin kullanıldığı bir diğör örnek ise günümüz beyaz eşya sektöründe satışa sunulmuş olan indüksiyon ocaklarıdır. Her ne kadar bu sistemlerin amacı yiyeceklerin kaynatılması veya pişirilmesi ile alakalı olsa da bobin konfigürasyonları yukarıda açıklanan literatürlerden farklılık göstermektedir (Sarnago ve diğ., 2013; Al-Shaikhli ve Meta, 2014).

### **3.2 İndüksiyonla Isıtmanın Sayısal Simülasyonu**

Salon ve Schneider (1982), manyetik vektör potansiyeli açısından iki boyutlu Eddy akım probleminin çözümü için bir yöntem geliştirmişlerdir. Geliştirdikleri yöntemi,

Poisson veya Helmholtz potansiyel problemlerinin sonlu elemanlar ve/veya sınır elemanları denklemlerinin bir kombinasyonu şeklinde ifade etmişlerdir. Ayrıca, Eddy akım problemlerinin modellenmesinde kullanılan çeşitli numerik metotlar arasındaki farklılıkları belirtmişlerdir.

Marchand ve Foggia (1983), çalışmalarında indüksiyonla ısıtma sistemleri için elektromanyetik problemi aksisimetrik geometrielerde sonlu elemanlar metodunu kullanarak çözen AXSYM programını tanıtmışlardır. Program kapsamında üç boyutlu Maxwell denklemlerinin bazı kabuller çerçevesinde iki boyutta nasıl ifade edilebileceği ve kullanılan numerik metot ve sınır şartları hakkında açıklamalar yapmışlardır. Ayrıca, hesaplama zamanını azaltmak amacıyla numerik metotta yapılabilecek bazı iyileştirmeler sunmuşlardır. Çalışmaları kapsamında indüksiyonla ısıtma sisteminin dört farklı bileşenini (boyunduruk, bobin, hava ve işlem gören malzeme) kapsadıkları alanlar açısından incelemişlerdir. Bu bileşenler arasında boyunduruk, bobin ve havayı lineer alan olarak, işlem gören malzeme lineer olmayan alan olarak nitelendirilmişlerdir. Bu sayede, malzemenin lineer olmayan ve diğer bileşenlerin sabit olan termal ve manyetik özelliklerine göre iki ayrı çözüm elde etmişler, fakat bu iki çözüm bileşenlerin ortak kenarlarına süreklilik sınır şartını uygulayarak bütünleştirmişlerdir. Daha sonra programdan alınan sonuçları deneysel çalışma ile karşılaştırmışlar ve sonuçların çeşitli güçlerde ve manyetik alan şiddetleri altında maksimum %10 hata oranı ile uyumlu olduklarını gözlemlemişlerdir.

Skoczowski ve Kalus (1989), ferromanyetik çelik boruların indüksiyonla ısıtılmasının matematiksel modelini açıklamışlardır. Çalışmaları kapsamında malzemenin tüm lineer olmayan özelliklerini oluşturdukları modele tanıtmışlardır. Geliştirdikleri numerik metodu denerken göz önüne aldıkları zaman aralığında ısıtılan parçanın yüzey sıcaklığı çok az miktarda artış gösterdiğinden Curie sıcaklığının altındaki sıcaklık koşullarında manyetik alan dağılımının her zaman aralığı için haricen hesaplanmasına gerek olmadığını vurgulamışlardır. Matematiksel model kapsamında elde ettikleri manyetik geçirgenlik değerini basit bir harmonik model oluşturarak kıyaslamışlar ve sonuçların %7'nin altında bir hataya sebebiyet verdiğini gözlemlemişlerdir. Eddy akımlarının modellenmesi esnasında malzemenin elektromanyetik özelliklerindeki değişimin ihmal edilebileceğini belirtmişlerdir.

Davies (1990), indüksiyonla ısıtma işlemlerinin analitik çözümüne yönelik metotlar sunmuştur. İndüksiyonla ısıtma sistemi tasarım algoritmalarını farklı ısıtma işlem

çeşitlerine göre analiz etmiştir. Oluşturduğu matematiksel modelde, ısıtılacak malzemenin çeşidine ve geometrisine bağlı olarak hangi parametrelerin ısıtma işleminde baskın rol oynadığını ifade etmiştir. İndüktörlerin konumunun ve birbirleri arasındaki mesafenin termal verime olan etkisini araştırmıştır. Bazı malzeme özelliklerinin sıcaklığa bağlı olarak tanıtılmasının sayısal model çıktılarına olan etkisini tartışmıştır.

Wang ve diğ. (1992), metallerin izotermal olmayan faz değişimlerini içeren indüksiyonla ısıtma işlemi için sonlu elemanlar prosedürü geliştirmişlerdir. AISI1080 çelik çubuğun indüksiyonla ısıtılması sırasında oluşan artık gerilmeler, sıcaklık ve manyetik alan dağılımlarını sonlu elemanlar yöntemini kullanılarak belirlemişlerdir.

Chaboudez ve diğ. (1994), uzunluğuna oranla daha küçük ve sabit kesit alanına sahip ferromanyetik ve ferromanyetik olmayan materyallerin indüksiyonla ısıtma prosesini modellemişlerdir. Oluşturdukları modelde, manyetik alanın işlenecek malzemenin karakteristiğine bağlı olarak değişimini ve nasıl bir sıcaklık gradyanı oluşacağını belirlemişler, modellerinin verdiği sonucun sistemin uzunluğunun işlenecek parçanın en az dört katı ve fazlasında çok daha kararlı olduğunu belirtmişlerdir. Histerezis kayıplarını, deplasman ve yüzey akımlarını modellerine dâhil etmemişlerdir. Yaptıkları deneysel çalışma sonucu modelden elde ettikleri sonuçları değerlendirmişler ve yakın sonuç elde ettiklerini vurgulamışlardır.

Rappaz ve Świerkosz (1996), indüksiyonla ısıtma proseslerinin matematiksel modeli ve numerik simülasyonu üzerine çalışmalar yapmışlardır. Kurdukları matematiksel modelde ferromanyetik materyaller için ısı üretiminin yalnızca Eddy akımlarından kaynaklanmadığını, bunun yanı sıra histerezisin de etkisinin bulunduğu bahsetmişler ve modellerine histerezisten kaynaklı ısı üretimini de eklemişlerdir. Fakat, şebeke frekansındaki endüstriyel uygulamalarda histerezisin ısı üretimine olan katkısının önemsenmeyecek kadar düşük olduğunu belirtmişlerdir.

Sadeghipour ve diğ. (1996), çalışmalarında indüksiyonla çelik ısıtma prosesini analiz edebilmek adına manyetik ve termal olayları birleştirmek için metod geliştirmişlerdir. Geliştirdikleri metotta malzemenin sıcaklıkla değişen özelliklerini dikkate almışlardır. Modeli yüksek frekansla (40-200 kHz) çalışan bir indüksiyonla ısıtma deney düzeneği üzerinde doğrulamışlardır. Her iterasyondaki elektromanyetik alan

dağılımının yanı sıra malzemenin manyetik geçirgenlik, ısı iletkenlik ve özgül ısı değerlerinin bir önceki iterasyondaki termal gelişime bağlı olarak değiştiğini ifade etmişlerdir. Bu değişimlerin lineer olmadığını da ilave etmişlerdir. Lineer olmayan materyal özelliklerinden dolayı indüksiyonla ısıtma proseslerinin analitik çözümlerinin zorluğundan bahsetmişlerdir. Çelik malzemede dikdörtgenel ağ yapısı oluşturmuşlardır. Malzeme özelliklerinin belirli sıcaklık aralıklarında dikkat çekici şekilde değişimi durumunda numerik çözümde kullanılan zaman aralığının o derece küçük seçilmesinin gerekliliğinden bahsetmişlerdir. Zaman aralığının büyük değerlerde seçiminin malzeme üzerinde hesaplanan güç yoğunluğu değerini artıracak ve bunun da ortalama sıcaklık değerinin fazla tahmin edilmesine sebebiyet vereceğini vurgulamışlardır. Malzeme üzerinde göz önüne alınan bir noktanın bobinden uzaklaştıkça güç yoğunluğu değerinin azaldığını ve sıcaklık artış oranının düştüğünü saptamışlardır. Ayrıca malzemedeki sıcaklık artışının dalma derinliği bölgesinde indüklenen Eddy akımları sebebiyle ısı üretiminden kaynaklı, diğer kısımlarda ise iletimden kaynaklı olduğunu ifade etmişlerdir.

Chaboudez ve diğ. (1997), aksisimetrik geometriler için indüksiyonla ısıtmanın numerik modellenmesi üzerinde çalışmışlardır. Çalışmaları kapsamında sonlu elemanlar metodunu kullanmışlar ve indüksiyonla ısıtmanın matematiksel modelini sunmuşlardır. Sundukları matematiksel modelde indüktöre sınır şartı olarak kontrolü daha kolay olduğundan toplam akım değeri yerine toplam gerilim değerini tanıtmayı tercih etmişler ve tanıttıkları gerilimi sinüzoidal gerilimlerle sınırlı tutmuşlardır. Fakat, diğer dalga formlarını tanıtmamanın sistemin enerji dengesi açısından ihmal edilebilir değişime sebep olacağını eklemişlerdir. Ayrıca modelde deplasman ve yüzey akımlarının etkilerini ihmal etmişlerdir. Bunun yanı sıra ısıtmayı planladıkları paslanmaz çelik malzemenin manyetik geçirgenlik, elektriksel iletkenlik, termal iletkenlik, yoğunluk ve özgül ısı değerlerini sıcaklığa bağlı olarak modele tanıtmışlardır. Modelin çözümü için oluşturdukları ağ yapısını hem elektromanyetik problemin hem de ısı transferi probleminin çözümü için kullanmışlardır. Ağ yapısını oluştururken dalma derinliği etkisini daha iyi gözlemlemek ve hataya sebebiyet vermemek için indüktör ve ısıtılan malzemenin yüzeyine yakın kenarlarında ağ örgüsünü sıkılaştırmışlardır. Bu iki farklı fiziksel olayın çözümü için farklı zaman aralıklarını dikkate almışlardır. Bu doğrultuda, elektromanyetik problemi belirli bir zaman aralığında kararlı halde, ısı transferi problemini ise aynı zaman aralığında



zamana bağılı olarak çözüme kavuşturmuşlardır. Fiziksel olayların aynı zaman aralığında farklı gelişiminden dolayı, elektromanyetik problemin çözümünde, malzemenin fiziksel özelliklerinin Joule etkisinden kaynaklanan sıcaklık artışı nedeniyle çok fazla değişmediği bir zaman aralığında geçerli olduğunu varsaymışlardır. Daha sonra, her iterasyonda çözüme kavuşan elektromanyetik problemini ısı transferi probleminin kaynak terimi olarak tanıtmışlar ve aynı zaman aralığı için çözüm elde etmişlerdir. Böylece, her zaman aralığı için yenilenen sıcaklık gradyanlarıyla malzemenin sıcaklığa bağılı ısı ve manyetik özelliklerini elde etmişlerdir. Modelin verdiği sonuçlar ile deneysel çalışmanın uyum içerisinde olduğunu belirtmişlerdir.

Bodart ve diğ. (2001), çalışmalarında indüksiyonla ısıtma işlemlerinde ortaya çıkan optimum kontrol problemlerini göz önüne almışlardır. Bu kapsamda, indüksiyonla uniform ısıtmayı ve yüzey sertleştirme işlemlerini dikkate almışlardır. Kontrol parametresi olarak indüktör geometrisini, frekansını, akım-gerilim karakteristiğini ve ısıtma süresini göz önünde bulundurmuşlardır. Bu sayede, ısıtma kalitesini kontrol etmek ve bir bölgenin tamamının veya belirli bir kısmında ulaşılacak sıcaklık gradyanlarını öngörmeyi amaçlamışlardır. Ele aldıkları numerik modelde iki boyutlu kartezyen koordinatları dikkate alıp üçgensel (triangular) ağ yapısı oluşturmuşlar ve indüksiyonla ısıtmanın temelini oluşturan elektromanyetik ve termal problemleri ayrık şekilde çözmüşlerdir. Bu iki fiziksel olguyu elektriksel direnç ve manyetik geçirgenlik değerlerinin sıcaklığa bağılı değişimlerini dikkate alarak her iterasyon için birlikte ele almışlardır. Daha sonra kurdukları modelden sonlu elemanlar metoduna göre çözüm elde etmişlerdir. Sonuç olarak, yüzey sertleştirme gibi yüksek frekanslarda çalışılan sistemlerde indüktör ve ısıtılan parçanın sınırları yakınında ağ yapısının dalma derinliğinin çok küçük olması nedeniyle çok ince oluşturulması gerektiğini ve ısıtma şekline bağılı olarak kontrol parametrelerinin optimize edilebileceğini belirtmişlerdir.

Bay ve diğ. (2003b), indüksiyonla ısıtma işlemlerinde iki temel fizik olan manyetik alanlar ve ısı transferi fiziklerini bağdaştırmak adına ultra-zayıf bağdaştırma prosedürünü geliştirmişler ve yaptıkları deneysel çalışmalar ile doğrulamışlardır.

Favennec ve diğ. (2003), indüksiyonla ısıtma sistemlerinde kontrol algoritmaları üzerine çalışmışlardır. İndüksiyonla ısıtmanın sayısal analizini sonlu elemanlar ve sınır eleman yöntemlerini birlikte kullanarak gerçekleştirmişlerdir. Yaptıkları

analizler sonucu işlenecek materyalin manyetiklik seviyesine ve ulaşılması düşünülen sıcaklık değerine göre tasarlanacak sistemde frekans ve akım yoğunluğu değerini belirleyen bir karar verme mekanizması geliştirmişlerdir.

Bay ve diğ. (2003a), çalışmalarında aksisimetrik geometriler ve çeşitli frekanslarda çalışan indüksiyonla ısıtma işleminde yer alan elektromanyetik, termal ve mekanik fizikleri birleştiren matematiksel ve numerik model geliştirmişlerdir. Geliştirdikleri numerik modelde tüm fiziksel olguları zamana bağlı olarak analiz etmişler ve malzemenin manyetik özellikleri ile lineer olmayan termal özelliklerini dikkate almışlardır. Modeli parça, hava ve indüktör için ayırtmışlar ve sonlu elemanlar metodunu kullanarak çözdürmüşlerdir. Oluşturdukları modeli üç ayrı senaryo altında doğrulamışlardır. Modelde üç spirden oluşan çok sarımlı bobini başlangıçta uniform akım yoğunluğuna sahip sürekli ve tek sarımlı bobin olarak modellemişler ve yakınsama kriteri olarak %0,0001 seçmişlerdir. Bu duruma ek olarak, malzemenin yüzeyinden alınan sıcaklık ölçümlerinin oluşturdukları modeli doğrulamak adına kullanılmasının iyi bir yol olduğunu, doğrulama işleminin başarılı olmasının Eddy akımlarının malzeme üzerindeki oluşumunun ve tüm elektromanyetik fenomenin doğru bir şekilde modele yansıtıldığının bir kanıtı olduğunu savunmuşlardır.

Gardner ve Ng (2006), malzemenin geometrisine ve bulunduğu ortama bağlı olarak doğal taşınım ve emisivite değerinin değişkenlik gösterdiğini belirtmişlerdir. Düşük ısı iletim katsayısına sahip olan malzemelerin lokalize sıcaklık gelişimine sebebiyet vereceğini ifade etmişlerdir. Buna ek olarak, yüksek özgül ısı değerine sahip olan malzemelerin aynı ısı akısı altında daha düşük özgül ısı değerine sahip malzemelere göre daha yavaş ısınacağını eklemişlerdir. Malzemenin emisivite değerinin, spektral emisivitenin dalga boyuna bağlı olmadığı için sabit olarak alınabileceğini ifade etmişlerdir. Karbon çeliği için yüzey emisivite değerinin 0,7 olarak alınabileceğini raporlamışlardır. Gerçekleştirdikleri analizlerde malzeme özelliklerinin sıcaklığa bağlı ve lineer olmadığını, ancak özelliklerin sıcaklıkla hızlı bir şekilde değişmemesinden dolayı lineer olmama durumunun zamana bağlı çözümde zaman aralığını düşük tutarak azaltılabileceğini belirtmişlerdir. Malzemedan çevreye doğru gerçekleşen ışınlama ısı transferi hesaplamalarında kullanılmak üzere görüş faktörü değerini 1 olarak almanın uygun olduğunu söylemişlerdir.

Drobenko ve diğ. (2007), çalışmalarında silindirik çelik bir kütüğün indüksiyonla ısıtılmasını zamana bağlı bir model kurarak numerik olarak incelemişlerdir.

Geliştirdikleri matematiksel modelde, doğası gereği sıcaklık alanının manyetik alana göre harmonik içeren elektromanyetik yüklerle daha az etkileşim sergilemesi sebebiyle için göz önüne aldıkları aksisimetrik geometride, bu iki alanın çözümü için farklı zaman dilimlerini kullanmışlardır. Ayrıca, silindir ile onu çevreleyen havanın temas ettiği ara yüzeyde manyetik alan şiddetinin eşit olduğunu varsaymışlar ve anizotropi etkisi ile katı içerisinde oluşan deplasman akımlarının oluşumunu ihmal etmişlerdir. Malzemenin şeklinin karmaşıklaşması ve lineer olmayan manyetik, elektriksel ve termal özelliklere sahip olmasının problem çözümünü zorlaştırdığından ve çözüm süresini artırdığından bahsetmişlerdir. Buna ek olarak, malzeme özelliklerinin sıcaklığa bağlı fonksiyon olarak girilmesini, Curie sıcaklığı öncesi ve sonrası ortaya çıkan sonuçlar ile tartışmışlardır. Bu kapsamda, malzemenin bağlı manyetik geçirgenliğini ve elektriksel iletkenlik katsayısının sıcaklık ile değişimini dört farklı durum için incelemişlerdir. İlk durumda bu iki niteliğin sıcaklığa bağlı fonksiyonlarını, ikinci durumda sadece manyetik geçirgenliğin sıcaklığa bağlı olan fonksiyonunu, üçüncü durumda sadece elektriksel iletkenlik katsayısının sıcaklığa bağlı fonksiyonunu ve dördüncü durumda bu iki özelliği sabit alarak geliştirdikleri modele tanıtmışlardır. Gerçeğe en yakın sonucun her iki niteliğinde sıcaklığa bağlı fonksiyonların yazılmasıyla elde edilebileceğini grafiklerle göstermişlerdir.

Kurose ve diğ. (2009), çalışmalarında indüksiyonla kütük ısıtmada Eddy akımlarının ve sıcaklığın dağılımını kütüğün ısı yayılım ve iletim katsayıları ile manyetik özelliklerin sıcaklığa olan bağımlılığı açısından ele almışlardır. İndüksiyonla ısıtma işleminin kesin olarak modellenebilmesi için malzemenin manyetik ve ısıl özelliklerinin sıcaklığa bağlı olarak modele tanıtılması gerektiğini savunmuşlardır. Yüksek sıcaklıklarda kütüğün iç direncinin artması ve manyetik geçirgenliğinin azalmasından dolayı dalma derinliğinin arttığı sonucuna ulaşmışlardır. Bu durumun manyetik akı yoğunluğu değerini ve dolayısıyla Eddy akımı kayıplarını azalttığını belirtmişlerdir. Modelleri kapsamında inceledikleri malzemenin ısı iletkenliği değerini izotropik varsaymışlar ve ısıtım hesaplarında görüş faktörü değerini bir olarak kabul etmişlerdir. Ayrıca, deneyleri esnasında kullandıkları bobinin sarımlar halinde olmasına rağmen analizi basitleştirmek adına bobini yekpare şekilde düşünüp modellerine yansıtmışlardır. Materyalin farklı sıcaklıklardaki **B-H** eğrilerini 25°C'deki **B-H** eğrisinin lineer interpolasyonu sonucu tahmin etmişlerdir.

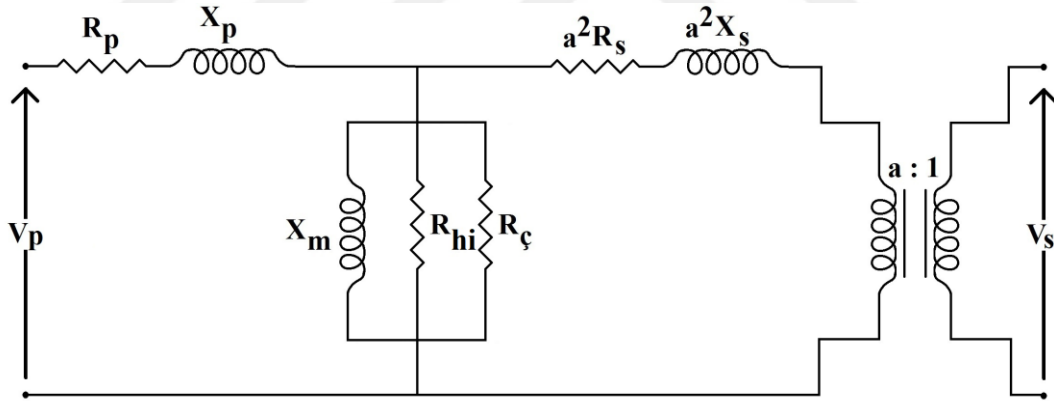
Fabbri ve diğ. (2009), indüksiyonla ısıtma verimini materyal üzerinde indüklenen güç ile indüktöre beslenen gücün birbirine oranı şeklinde ifade etmişler ve verim değerinin işlem gören materyalin manyetik geçirgenlik değerinin artmasıyla birlikte arttığını ifade etmişlerdir. Ayrıca, Curie sıcaklığı altındaki indüksiyonla ısıtma prosesleri için verim değerinin manyetik metaller için %90, manyetik olmayan materyaller için (alüminyum, bakır ve pirinç gibi) %50 mertebelerinde olduğunu belirtmişlerdir. Fakat, bu tip materyallerin çok katmanlı bobinlerle ısıtılmasıyla verim değerinin %60 değerine ulaşabileceğinden bahsetmişlerdir. Malzemenin ağ yapısını silindirik kütük şekli göz önüne alarak merkezinden dış çeperine doğru giderek daralan elemanlardan oluşturmuşlardır. Benzer şekilde malzemenin uzunluğu dikkate alındığında ağ yapısını merkezden uç kısma doğru daralacak şekilde oluşturmuşlardır. Bu iki hususun sonuçlar üzerindeki etkilerini tartışmışlardır.

Kranjc ve diğ. (2010), çalışmalarında silindirik çelik bir kütüğün üç farklı protokolde (sabit frekans altındaki artan gerilim değerlerinde) indüksiyonla ısıtılmasını deneysel ve numerik olarak incelemişlerdir. Çalışmalarında çelik malzemenin termal ve manyetik özelliklerinin (elektriksel iletkenlik, özgül ısı ve ısı iletim katsayısı) modelleme programı olarak kullandıkları Comsol Multiphysics® v3.5a'ya sıcaklığa bağlı olarak ve ortam sıcaklığındaki sabit özellikler şeklinde tanıtılmasının sonuçlar üzerindeki etkisini tartışmışlardır. Sıcaklık ile değişen malzeme özelliklerinin programa tanıtılmasının çözüm süresini dikkate alınır ölçüde uzatmadığı ve deneysel olarak elde edilen sonuçlar ile uyum içerisinde olduğu sonucuna varmışlardır.

Huang ve Huang (2010), çok katmanlı bobin tasarımının ısıtma verimi üzerindeki etkisi ile yüksek frekanslı indüksiyonla yüzey ısıtma işlemlerinde uniform ısıtma için en uygun tasarım metodunu araştırmışlardır. Malzeme üzerinde uniform sıcaklık dağılımını elde etmek için çok katmanlı bobin tasarımını Taguchi metoduna göre belirlemişlerdir. Taguchi metodunda, çok katmanlı bobinin katman sayısını, kesit alanını, şeklini ve iletkenlik değeri ile bobinden geçen akımın yönünü ve bobin ile malzeme arasındaki mesafeyi kıyas parametresi olarak belirlemişlerdir. Ayrıca, kalite parametresi olarak malzemenin istenilen sıcaklık değerine uniform şekilde ulaşması ve minimum sürede çıkması şeklinde belirlemişlerdir. Yaptıkları optimizasyon çalışması sonucu klasik tek sarımlı bobine kıyasla çok katmanlı bobin kullanımı ile ısıtma gücüne bağlı olarak 5°C'den 190°C'ye kadar daha uniform sıcaklık gradyanlarının oluştuğunu belirtmişlerdir.

#### 4. İNDÜKSİYONLU GAZ ISITICISININ TRANSFORMATÖR EŞDEĞER DEVRESİYLE MODELLENMESİ

Transformatörler elektriksel güç iletiminde uygulama alanına bağlı olarak sabit frekans altında akım-gerilim karakteristiğini değiştirmeye olanak sağlayan elemanlardır. İdeal transformatörlerde, transformatöre giren güç çıkan güce eşittir. Ancak, uygulamada elektriksel ve manyetik kayıplar vardır. Bu kayıplar içerisinde elektriksel kayıplar temelde transformatör çekirdeğinin (nüvesinin) demir kayıpları, mıknatıslanma kayıpları ve sargı kayıplarıdır. Manyetik kayıplar histerezis etkisi sonucu oluşan kayıplardır. Bu kayıpların, hat frekansında (50 Hz) güç aktarımını sağlayan sekonder tarafı yüksüz ve primer tarafına indirgenmiş bir transformatörün ideal eşdeğer devresine yansıtılmasıyla, Şekil 4.1’de verilen ideal olmayan transformatör eşdeğer devresi elde edilir (Mclyman, 2011).



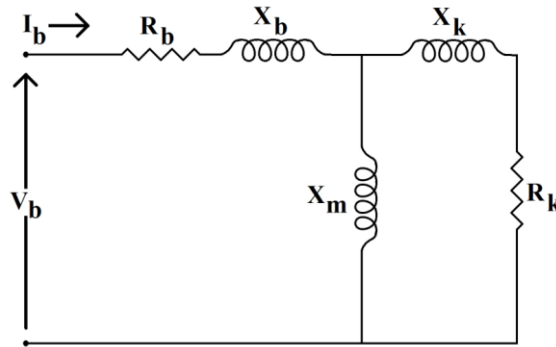
Şekil 4.1 : Transformatör eşdeğer devresi.

Burada,  $a$  transformatörün primer ve sekonder kısımlarının sarım sayısı oranını,  $V_p$  ve  $V_s$  sırasıyla primer ve sekonder tarafı gerilim değerlerini (V) ifade etmektedir.  $R_p$  ve  $R_s$  sırasıyla primer ve sekonder direnç değerleri ( $\Omega$ ) olmak üzere sargı kayıplarını,  $X_p$  ve  $X_s$  sırasıyla primer ve sekonder sargılarının reaktans değerleri ( $\Omega$ ) olmak üzere kaçak akı kayıplarını,  $R_\chi$  ve  $R_{hi}$  sırasıyla çekirdek ve histerezis kayıplarını ( $\Omega$ ) ve  $X_m$  mıknatıslanma reaktansı ( $\Omega$ ) olmak üzere mıknatıslanma kayıplarını temsil etmektedir.

İdeal bir bobinin saf endüktans olduğu düşünülebilir. Ancak, gerçekte bobin materyalinin akıma karşı koyduğu bir iç direnci vardır ve bu direnç nedeniyle güç kayıpları meydana gelmekte olup, bu kayıplar sargı kayıpları olarak adlandırılmaktadır. Transformatörün primer tarafındaki bobinden akım geçirildiğinde, bobinin etrafında oluşacak manyetik akının tamamı çekirdeğe aktarılmayıp bir kısmı dış ortam olan havada yayılır. Benzer şekilde, çekirdekten transformatörün sekonder sargılarına da manyetik akı tamamen aktarılamaz. Manyetik akıda gerçekleşen bu kayıplar kaçak akı kayıpları olarak adlandırılır ve eşdeğer devrenin hem primer ve hem de sekonder tarafına reaktans değerleri olarak eklenir. Ayrıca, mıknatıslanmadan kaynaklanan kayıp, eşdeğer devrede mıknatıslanma reaktansı ile temsil edilmektedir.

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısı, aşağıda maddeler halinde verilen kabuller çerçevesinde Şekil 4.2’de Takau ve Bodger (2013) tarafından oluşturulan primer tarafa indirgenmiş transformatör eşdeğer devresinin kullanılmasıyla modellenebilmektedir.

- İndüksiyon bobini, transformatörün primer kısmı olarak ele alınmıştır.
- Kovan, transformatörün sekonder kısmı olarak ele alınmıştır.
- İndüksiyonla ısıtma işlemlerinde Eddy akımlarından kaynaklı ısı üretimi büyüklüğü histerezis etkisinden kaynaklı ısı üretiminden çok daha fazla olduğu (~%93) için devreye dâhil edilmemiştir (Rudnev ve diğ., 2017).



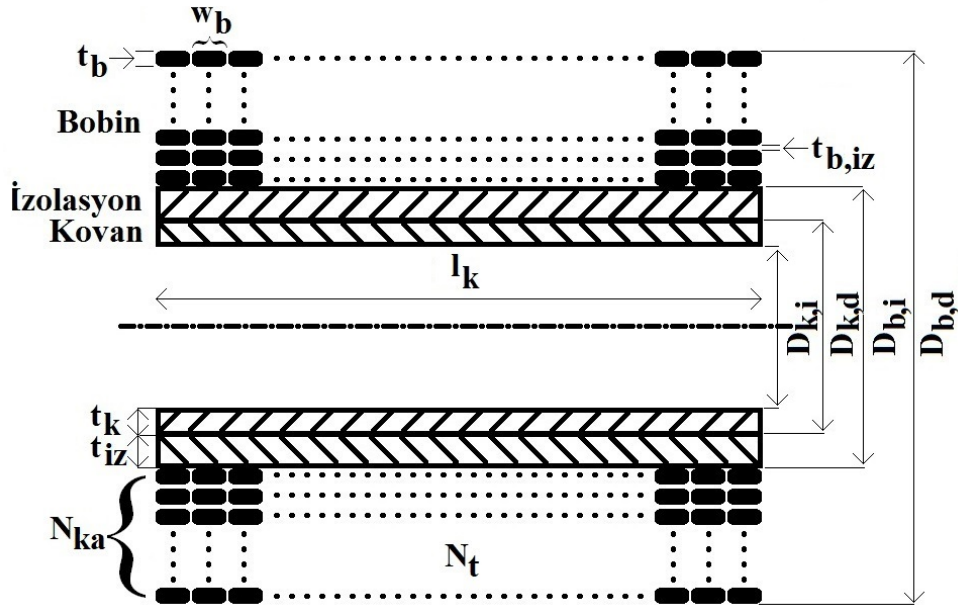
**Şekil 4.2 :** İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının eşdeğer devresi.

Burada,  $R_b$  ve  $X_b$  sırasıyla indüksiyon bobininin sargı direncini ( $\Omega$ ) ve kaçak akı reaktansını ( $\Omega$ ),  $I_b$  bobin akımını (A),  $R_k$  ve  $X_k$  sırasıyla kovanın direncini ( $\Omega$ ) ve kaçak akı reaktansını ( $\Omega$ ) ve  $X_m$  ise mıknatıslanma reaktansını ( $\Omega$ ) temsil etmektedir. İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının elektrik performansı eşdeğer devrede kovan direnci ifadesi ile doğrudan ilişkilendirilebilir. Kovan direnci ise kullanılan materyal cinsine

ve boyutlarına göre değişmektedir. Sadece kovanın değil indüksiyon bobini boyutlarının da elektromanyetik açıdan maksimum verimde çalışması için dikkat edilmesi gereken niteliklerdendir. Bu doğrultuda, sistemin eşdeğer devre parametrelerinin detaylı olarak incelenmesi ve optimize edilmesi sistem verimliliği açısından önem arz etmektedir.

#### 4.1 Eşdeğer Devre Bileşenlerinin Hesaplanması

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının eşdeğer devre bileşenlerinin hesaplanmasında ilk olarak sistemin boyutlarının incelenmesi gerekmektedir. Bu kapsamda, sistemin boyutları Şekil 4.3'te verilen kesit görüntüsü üzerinde belirtilmiştir.



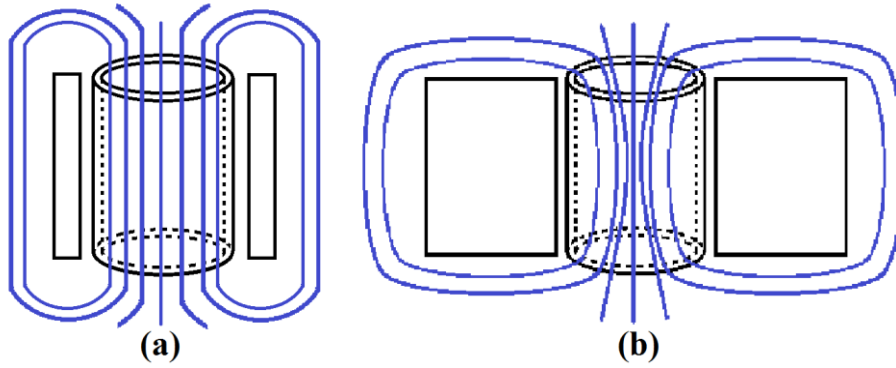
Şekil 4.3 : İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının boyutları.

Burada  $t_k$ ,  $t_{iz}$ ,  $t_b$  ve  $t_{b,iz}$  sırasıyla kovanın et kalınlığını (m), bobin ile kovan arasında bulunan izolasyonun kalınlığını (m), bobin iletkeninin kalınlığını (m) ve bobin izolasyonunun kalınlığını (m),  $D_{k,i}$ ,  $D_{k,d}$ ,  $D_{b,i}$ ,  $D_{b,d}$  sırasıyla kovanın iç çapını (m), kovanın dış çapını (m), bobinin iç çapını (m) ve bobinin dış çapını (m),  $w_b$  bobin iletkeninin genişliğini (m),  $l_k$  kovanın uzunluğunu (m),  $N_{ka}$  bobindeki katman sayısını ve  $N_t$  bobindeki toplam spir sayısını temsil etmektedir. Sistem boyutları Çizelge 4.1'de belirtilmiştir. İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında manyetik akı, transformatörlerde olduğu gibi bir çekirdek vasıtasıyla primer kısımdan sekonder kısma aktarılmamaktadır. Buradaki temel fark, transformatörlerde bulunan çekirdek, bir akı yoğunlaştırıcı gibi maksimum akının sekonder kısma transferini

sağlamaktadır. Ancak, indüksiyonlu gaz ısıtıcısında kovan sekonder kısım işlevi görmektedir. Bu nedenle, indüksiyon bobininin içinde kalan akı faydalı akı konumundayken, dışında kalan akı kayıp akıdır. Bu durumun bir sonucu olarak, eşdeğer devre üzerinde belirtilen kaçak akı ve mıknatıslanma reaktansının hesaplanmasında transformatörler için kullanılan denkliklerin, indüksiyonlu gaz ısıtıcısı için düzenlenmesi gerekmektedir.

**Çizelge 4.1 :** İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının geometrik boyutları.

Parametre	Değer (mm)
$t_k$	6,6
$t_{iz}$	4,35
$t_b$	2
$t_{b,iz}$	0,3
$D_{k,i}$	128,1
$D_{k,d}$	141,3
$D_{b,i}$	150
$D_{b,d}$	216
$w_b$	12
$l_k$	450
$N_{ka}$	11
$N_t$	374



**Şekil 4.4 :** Farklı katmanlara sahip bobin geometrisinin manyetik akının izlediği yola olan etkisi (a) İnce bobin, (b) Kalın bobin.

Şekil 4.4'te gösterildiği gibi indüksiyon bobinin dışından akan akının izlediği yol bobinin geometrisine bağlı olarak değişmektedir. Bobinin kalınlığının az olması durumunda manyetik akının izlediği yol ile (Şekil 4.4(a)) fazla olması durumunda izlediği yol (Şekil 4.4(b)) arasında farklılık mevcuttur ve bu durumun sistemin toplam relüktansının hesaplanmasında göz önünde bulundurulması gerekir (Mclyman, 2011).



#### 4.1.1 İndüksiyon bobininin sargı direnci

İndüksiyon bobininin sargı direnci denklem (4.1) kullanılarak hesaplanır.

$$R_b = \frac{\rho_{el,b} l_b}{A_b} \quad (4.1)$$

Burada  $\rho_{el,b}$  bobin materyalinin öz direncini ( $\Omega.m$ ),  $l_b$  bobin iletkeninin uzunluğunu (m) ve  $A_b$  bobin iletkeninin etkin kesit alanını ( $m^2$ ) temsil etmektedir.

Bobin materyalinin öz direnci sıcaklığa bağlı bir parametredir ve bakır için denklem (4.2) kullanılarak bulunur (Clain ve diğ., 1993).

$$\rho_{el,b,@T} = (-3,03 \times 10^{-9}) + (6,89 \times 10^{-11} T_b) + (6,72 \times 10^{-15} T_b^2) + (8,56 \times 10^{-18} T_b^3) \quad (4.2)$$

Burada  $T_b$  bobinin sıcaklığını (K) temsil etmektedir.

Hesaplamalarda kullanılmak üzere bobinin öz direnç değeri, başlangıç ve kararlı hal sıcaklığındaki ortalama öz direnç değeri olacak şekilde denklem (4.3) kullanılarak belirlenmiştir (Lupi ve diğ., 2015).

$$\sqrt{\rho_{el,b}} = \frac{(\sqrt{\rho_{el,b}})_{@T_{ba}} + (\sqrt{\rho_{el,b}})_{@T_{kr}}}{2} \quad (4.3)$$

Bobin iletkeninin uzunluğu, bobinin ortalama çapı ve toplam sargı sayısı dikkate alınarak denklem (4.4) ile hesaplanır.

$$l_b = \frac{D_{b,i} D_{b,d}}{2} \pi N_t \quad (4.4)$$

Bobin direnci, bobin iletkeninin tüm kesit alanı göz önüne alındığında yalnızca akımın aktığı etkin kesit alanında etkili bir parametre olarak ortaya çıkmaktadır. Bu durumda, bobin direncinin hesaplanması için bobin iletkeninde akımın aktığı etkin alanı tayin etmek gerekmektedir. Etkin alan ise akımın iletken içerisindeki dalma derinliği ile ilişkilidir. Bobin iletkeninde akımın dalma derinliği " $\delta_b$ " (m) denklem (4.5) kullanılarak bulunur.

$$\delta_b = \sqrt{\frac{2\rho_{el,b}}{\mu_{el,0}(\mu_{e,r})_b \omega}} \quad (4.5)$$

Burada  $(\mu_{e,r})_b$  bobin iletkeninin bağıl manyetik geçirgenliğini (Bakır için  $(\mu_{e,r})_b = 1$  (Clain ve diğ., 1993).),  $\mu_{e,0}$  vakumun manyetik geçirgenliğini ( $4\pi 10^{-7}$  H/m) ve  $\omega$  açısal frekansı (rad/s) temsil etmektedir.

Açısal frekans, denklem (4.6) kullanılarak elde edilir.

$$\omega = 2\pi f \quad (4.6)$$

Burada,  $f$  frekansı (Hz) nitelenmektedir. Etkin alan, denklem (4.5) kullanılarak hesaplanan dalma derinliği değeri bobin iletkeninin kalınlığından küçük ise denklem (4.7) ile büyük ise denklem (4.8) ile hesaplanır.

$$A_{e,b} = w_b t_b - ((w_b - \delta_b)(t_b - \delta_b)) \quad (4.7)$$

$$A_{e,b} = w_b t_b \quad (4.8)$$

Burada denklem (4.8)'in kullanılması durumunda bobin iletkeni üzerinde akımın homojen olarak dağıldığı kabul edilmektedir.

#### 4.1.2 Mıknatıslanma reaktansı

Mıknatıslanma reaktansı " $X_m$ " ( $\Omega$ ) denklem (4.9) kullanılarak hesaplanır (Bell ve Bodger, 2007).

$$X_m = \frac{\omega N_t^2 \mu_{e,0} (\mu_{e,r})_{k,e} A_{e,k}}{l_{e,k}} \quad (4.9)$$

Burada  $(\mu_{e,r})_{k,e}$  kovan materyalinin etkin bağıl manyetik geçirgenliğini,  $A_{e,k}$  kovanın etkin kesit alanını ( $m^2$ ),  $l_{e,k}$  kovanın etkin uzunluğunu (m) temsil etmektedir.

Kovan üzerine indüklenen akımın dalma derinliği göz önünde bulundurularak etkin malzeme kalınlığı denklem (4.10) ile hesaplanır.

$$l_{e,k} = \pi(D_{k,d} - \delta_k) \quad (4.10)$$

Kovan üzerine indüklenen akımın dalma derinliği “ $\delta_k$ ” (m) ise denklem (4.11) ile saptanır.

$$\delta_k = \sqrt{\frac{2\rho_{el,k}}{\mu_{e,0}(\mu_{e,r})_k \omega}} \quad (4.11)$$

Burada  $\rho_{el,k}$  kovan materyalinin özdirencini ( $\Omega.m$ ) ve  $(\mu_{e,r})_k$  kovanın bağıl manyetik geçirgenliğini temsil etmektedir. Kovan materyali olan St-52 çeliği orta karbonlu çelikler sınıfında bulunduğundan bağıl manyetik geçirgenliği 750 olarak alınabilir (Takau ve Bodger, 2014). Kovan materyalinin özdirenci ise denklem (4.12) kullanılarak elde edilir (Chaboudez ve diğ., 1994).

$$\rho_{el,k} = \frac{1}{5,55 \times 10^6 - \left(4,468 \times 10^6 * \left(\frac{T_k}{740}\right)\right)} \quad (4.12)$$

Burada  $T_k$  kovanın sıcaklığını ( $^{\circ}C$ ) temsil etmektedir.

Hesaplamalarda kullanılmak üzere bobinin özdirenç değeri, başlangıç ve kararlı hal sıcaklığındaki ortalama özdirenç değeri olacak şekilde denklem (4.13) kullanılarak belirlenmiştir (Lupi ve diğ., 2015).

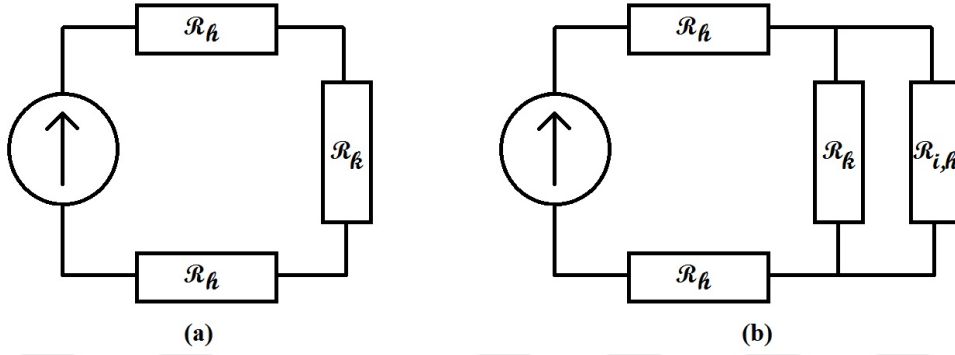
$$\sqrt{\rho_{el,k}} = \frac{(\sqrt{\rho_{el,k}})_{@T_{ba}} + (\sqrt{\rho_{el,k}})_{@T_{kr}}}{2} \quad (4.13)$$

Kovanda Eddy akımlarının indüklenip ısı üretiminin gerçekleşeceği etkin alan denklem (4.14) ile hesaplanır.

$$A_{e,k} = l_{e,k} \delta_k \quad (4.14)$$

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında, bobine uygulanan akımın şiddetine bağlı olarak indüksiyon bobini ile kovan arasındaki toplam relüktansın hesaplanmasında iki ayrı durum söz konusudur. Bahsi geçen iki durum için indüksiyon bobini ve kovan arasındaki manyetik devre Şekil 4.5’te gösterilmiştir. Bunlardan ilki kovan üzerine indüklenen akımın dalma derinliğinin kovan et kalınlığını geçmediği durumdur (Şekil 4.5(a)). Diğeri ise, dalma derinliğinin kovanın et kalınlığından fazla olduğu durumdur (Şekil 4.5.(b)). Şekil 4.5 incelendiğinde, manyeto motor kuvvet kaynağı

olan bobinden kovana doğru toplam relüktans hesaplanırken, kovan uçlarından havaya doğru olan akıyı temsilen havanın sahip olduğu relüktans ifadesi “ $\mathcal{R}_h$ ” (A/Wb), kovanın relüktansı “ $\mathcal{R}_k$ ” (A/Wb) ve kovan içindeki havanın sahip olduğu relüktans “ $\mathcal{R}_{i,h}$ ” (A/Wb) dikkate alınmaktadır (Laphorn ve Bodger, 2009).



**Şekil 4.5 :** İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının dalma derinliğine bağlı manyetik devreleri  
 (a) Dalma derinliğinin kovanın et kalınlığından küçük olduğu durum,  
 (b) Dalma derinliğinin kovanın et kalınlığından büyük olduğu durum.

Havanın relüktansı denklem (4.15) ile ifade edilir.

$$\mathcal{R}_h = 1,694 \times 10^5 \left( \frac{1}{A_k} \right)^{0,35} \left( \frac{1}{l_{e,k}} \right)^{0,31} \quad (4.15)$$

Kovanın relüktansı denklem (4.16) ile bulunur.

$$\mathcal{R}_k = \frac{l_{e,k}}{\mu_{e,0}(\mu_{e,r})_k A_k} \quad (4.16)$$

Kovan içindeki havanın relüktansı denklem (4.17) ile hesaplanır.

$$\mathcal{R}_{i,h} = \frac{l_{e,k}}{\mu_{e,0} A_{k,i}} \quad (4.17)$$

Burada  $A_{k,i}$  kovan içinin kesit alanıdır ( $m^2$ ).

Toplam relüktans değeri “ $\mathcal{R}_t$ ” ise, Şekil 4.5(a)’da verilen durum için denklem (4.18) ile Şekil 4.5(b)’de verilen durum için denklem (4.19) ile bulunur.

$$\mathcal{R}_t = 2\mathcal{R}_h + \mathcal{R}_k \quad (4.18)$$

$$\mathcal{R}_t = 2\mathcal{R}_h + \left( \frac{\mathcal{R}_k \times \mathcal{R}_{i,h}}{\mathcal{R}_k + \mathcal{R}_{i,h}} \right) \quad (4.19)$$

Buradan, kovanın efektif bağlı geçirgenliği denklem (4.20) ile tayin edilir.

$$(\mu_{e,r})_{k,e} = \frac{l_{e,k}/\mathfrak{R}_t}{\mu_{e,0}A_{e,k}} \quad (4.20)$$

#### 4.1.3 İndüksiyon bobini ve kovanın kaçak akı reaktansı

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının toplam kaçak akı reaktansı “ $X_t$ ” ( $\Omega$ ) denklem (4.21) kullanılarak elde edilir ve genelde ısıtılan parça (kovan) “ $X_k$ ” ( $\Omega$ ) ile bobin (indüksiyon bobini için) “ $X_b$ ” ( $\Omega$ ) kaçak akı reaktansları birbirine eşit olarak alınır (Lapthorn ve Bodger, 2009). Kaçak akı reaktansının geniş mesafelerde uzaklığın küpüne bağlı olarak azaldığı gözlemlenmiştir (Miyoshi ve Maeda, 1982). Kaçak akı reaktansının küçük olması için bobin ile ısıtılacak parçanın birbirine yakın olması gerekmektedir (Köroğlu ve Sazak, 2002).

$$X_k = X_b = \frac{X_t}{2}$$

$$\omega N_t^2 \mu_{e,0} \pi \left( \left( \frac{\left( \left( \frac{D_{k,i} + D_{k,d}}{2} \right) t_k \right) + \left( \frac{D_{b,i} + D_{b,d}}{2} \right) \left( \frac{D_{b,d} - D_{b,i}}{2} \right)}{3} \right) + \left( \frac{D_{b,i} + D_{k,d}}{2} \right) t_{iz} \right) \quad (4.21)$$

$$= \frac{l_{e,k}}{2}$$

#### 4.1.4 Kovan direnci

Kovan direnci “ $R_k$ ” ( $\Omega$ ) denklem (4.22) kullanılarak hesaplanır.

$$R_k = \frac{\rho_{el,k}(l_{e,k})_y}{(A_{e,k})_y} \quad (4.22)$$

Burada  $(l_{e,k})_y$  ve  $(A_{e,k})_y$  kovanın etkin bağlı manyetik geçirgenliğine göre yeniden hesaplanan etkin uzunluğunu (m) ve etkin kesit alanını ( $m^2$ ) temsil etmektedir.

Kovanın etkin bağlı manyetik geçirgenliğine göre dalma derinliği “ $\delta_{y,k}$ ” (m), etkin uzunluğu ve etkin kesit alanı denklem (4.23), (4.24) ve (4.25) ile elde edilir.

$$\delta_{y,k} = \sqrt{\frac{2\rho_{el,k}}{\mu_{e,0}(\mu_{e,r})_{k,e}}} \omega \quad (4.23)$$

$$(l_{e,k})_y = \pi(D_{k,d} - \delta_{y,k}) \quad (4.24)$$

$$(A_{e,k})_y = (I_{e,k})_y \delta_k \quad (4.25)$$

#### 4.2 İndüksiyonlu Gaz Isıtıcısında Güç Aktarımı

Sistemin elektriksel performansını belirlemek adına kovan üzerinde indüklenecek Eddy akımları sonucu Joule etkisi ile oluşan ısı gücünün tayin edilmesi önem arz etmektedir. Transformatörlerde primerden sekonder sarımlara olan güç aktarımını belirtmek için önemli bir ifade olan kuplaj verimi, indüksiyonlu gaz ısıtıcısında da indüksiyon bobininden kovana aktarılan ve dolayısıyla kovan üzerinde ısıya dönüşen elektriksel gücün tayin edilmesinde kullanılmaktadır. Kuplaj verimi ifadesi, temelde bağlı manyetik geçirgenlik ve öz direnç gibi kovan materyalinin elektromanyetik özelliklerine, bobin iletkeninin çeşidine, sarım ve katman sayısına, sistemin çalışma frekansına ve geometrisine bağlıdır (Acero ve diğ., 2010). Kuplaj veriminin değeri tek katmanlı bobine nazaran çok katmanlı bobin kullanımıyla iyileştirilebilir (Runde ve Magnusson, 2002). Teorik kuplaj verimi “ $\eta_{c,teo}$ ” denklem (4.26) ile (Acero ve diğ., 2010), indüksiyon bobini ve kovanın eşit uzunlukta olduğu varsayılarak elde edilebilecek maksimum kuplaj verimi “ $\eta_{c,max}$ ” ise denklem (4.27) ile belirlenebilmektedir (Lupi, 2017). En yüksek verim, ısıtılan iletken malzemenin bobin iletkenlerine göre daha yüksek bir elektrik direnci olduğunda elde edilmektedir (Sazak, 1999).

$$\eta_{c,teo} = \frac{R_k}{R_b + R_k} \quad (4.26)$$

$$\eta_{c,max} = \frac{1}{1 + \frac{D_{k,d}}{D_{b,i}} \sqrt{\frac{\rho_{el,b}}{(\mu_{e,r})_{k,e} \rho_{el,k}}}} \quad (4.27)$$

Kuplaj veriminin simülasyonlardan elde edilen değerleri denklem (4.28) ve (4.29) kullanılarak hesaplanmıştır.

$$\eta_{c,ms} = \frac{P_k}{P_b} \quad (4.28)$$

$$\eta_{c,co} = \frac{\dot{Q}_k}{P_b} \quad (4.29)$$

Burada  $P_k$  kovan üzerine aktarılan elektriksel gücü (W),  $P_b$  bobinin çektiği gücü (W)  $\dot{Q}_k$  ise kovan üzerinde ısıya dönüşen elektriksel gücü nitelemektedir.

İndüksiyon bobini üzerinde ısıya dönüşen güç denklem (4.30) kullanılarak hesaplanmıştır.

$$\dot{Q}_b = P_b - \dot{Q}_k \quad (4.30)$$

### 4.3 İndüksiyonlu Gaz Isıtıcısının Elektromanyetik Performansı

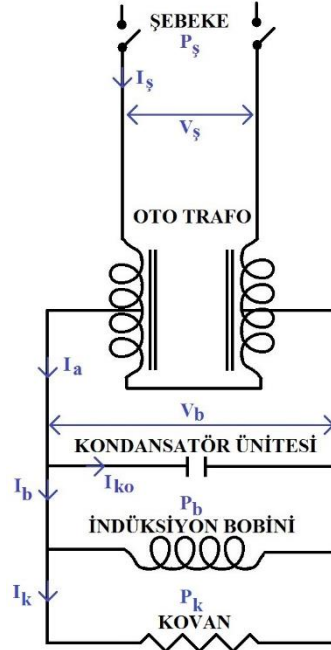
İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının elektromanyetik performansı, Şekil 4.6'da verilen sistemin genel elemanları ile Şekil 4.2'de verilen indüksiyon bobini-kovan eşdeğer devre elemanlarını göz önüne almak kaydı ile Multisim v.14 programı aracılığıyla modellenerek belirlenmiştir. Burada, indüksiyon bobini-kovan, kaçak akı ve mıknatıslama reaktansları eşdeğer devreye endüktans değerleri ile denklem (4.31), (4.32) ve (4.33) kullanılarak yansıtılmıştır.

$$L_b = \frac{X_b}{\omega} \quad (4.31)$$

$$L_k = \frac{X_k}{\omega} \quad (4.32)$$

$$L_m = \frac{X_m}{\omega} \quad (4.33)$$

İletken malzemenin düşük dalma derinliği değerine sahip olması o malzemenin yüksek güç yoğunluğuna sahip olduğunun bir göstergesidir. Yüksek güç yoğunluğunu elde etmek içinse ısıtıcıyı yüksek frekansta çalıştırmak gerekmektedir. Bu ise, ancak güç elektroniği elemanlarının kullanılması ile mümkündür. İndüksiyonla ısıtma sistemlerinin sahip olduğu çalışma frekans aralığının genelde 10-40 kHz arasında olduğu bilindiğinden bu tip sistemlerde rezonans devrelerinin kullanılması gerekmektedir. Temelde seri ve paralel olmak üzere iki farklı rezonans devresi vardır. Seri rezonans devresinde sistemin akım değeri, paralel rezonans devresinde gerilim değeri sabit tutulmaya çalışılmakta ve indüksiyonlu akışkan ısıtıcılarında genellikle paralel rezonans devresi kullanılmaktadır (Yıldız ve Alan, 2009, Altıntaş ve diğ., 2012).



**Şekil 4.6 :** İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının genel elemanları.

Şekil 4.6’da  $P_s$ ,  $I_s$  ve  $V_s$  sırasıyla şebeke güç (W), akım (A) ve gerilimini (V),  $I_a$ ,  $I_{ko}$  ve  $I_k$  sırasıyla bobin-kondansatör ünitesine aktarılan (A), kondansatör ünitesi tarafından çekilen (A) ve kovan üzerinde oluşan Eddy akımlarını (A) nitelendirmektedir. Şekil 4.6’da verilen şematik gösterimde de tez kapsamında incelenen sistemin paralel rezonans devresine sahip olduğu görülmektedir. Sistemin rezonans frekansında çalışması, sahip olduğu kapasitif ve endüktif reaktansın eşit olduğu anlamını taşımaktadır. Böylece, ısıtıcı sistemi rezistif bir yapıya sahip olur ve akım-gerilim arasında faz farkı oluşmaz. Bu durumda bobinden geçen akım maksimum değerine ulaşır ve sistemde ısıya dönüşen enerji miktarı maksimum olur. Sistemin rezonans frekansı, “ $f_{re}$ ” denklem (4.34) kullanılarak belirlenir.

$$f_{re} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_b C_{ko}}} \quad (4.34)$$

Burada  $C_{ko}$  kondansatörün kapasitesini (F) ifade etmektedir.

Sistemin elektriksel verimi “ $\eta_{el}$ ”, bobin terminallerine ulaşan elektriksel gücün şebekeden çekilen güce oranı şeklinde denklem (4.35) ile ifade edilir.

$$\eta_{el} = \frac{P_b}{P_s} \quad (4.35)$$



## 5. İNDÜKSİYONLU GAZ ISITICISININ SAYISAL SİMÜLASYON TEORİSİ

Gelişen teknolojiyle birlikte sayısal simülasyon programları, mühendislik analizi ve ekipman tasarımı uygulamalarında endüstride yaygın olarak kullanılmakta ve gittikçe popüler hale gelmektedir. Simülasyon programları, farklı disiplinlerdeki mühendislik uygulamalarında çeşitli durumları ve özel unsurları incelemek için yüksek kapasiteye sahiptirler. Bu yönleriye birlikte fiziksel olguların girdi ve çıktı niteliklerinin tanımlanması ile yorumlanmasının yanı sıra sonuçların sunumu açısından çok yönlü ve verimlidirler. Örneğin, tasarımcılar yapılan çalışmalar kapsamında pompalama gücü, basınç düşüşü ve debi gibi nicelikleri deneyler vasıtasıyla elde edebilirlerken, hız profili, kayma gerilmesi ve bazı akış parametrelerinin saptanması ve sunumu açısından sayısal simülasyon programlarını tercih etmektedirler. Yukarıda bahsedilen ve daha birçok özelliklerinden dolayı fiziksel olayların sonuçlarının tahmin edilmesinde bu tip programların kullanılması, zamandan kâr etmeyi ve ürün geliştirme esnasında yapılacak test sayısını azaltmayı sağlamaktadır (Sadeghipour ve diğ., 1996; Walter ve Ceglia, 2011). Bu başlık altında indüksiyonlu gaz ısıtıcısının sayısal analizi için kullanılan metotlar ve fiziksel modüller ana hatlarıyla açıklanmıştır.

### 5.1 İndüksiyonla Isıtmada Kullanılan Sayısal Yöntemler

Sayısal simülasyon programlarında başlıca kullanılan yöntemleri aşağıdaki maddeler halinde toplamak mümkündür (Hoffman, 2001).

- Sonlu farklar yöntemi (FDM)
- Sonlu elemanlar yöntemi (FEM)
- Sonlu hacimler yöntemi (FVM)
- Sınır eleman yöntemi (BEM)
- İntegral denklem yöntemi (IEM)
- Hibrit FEM-BEM yöntemi

Çizelge 5.1’de mühendislik uygulamalarında sıklıkla tercih edilen üç metodun avantaj ve dezavantajları verilmiştir.

**Çizelge 5.1 : En sık kullanılan sayısal metodların kıyaslanması.**

Yöntem	Avantaj	Dezavantaj
FDM	Uygulama kolaylığı	Basit ağ yapısı ile sınırlıdır. Kaba ağ yapısında momentum, enerji ve kütle korunumu kanunlarını sağlayamaz.
FEM	Kaba ağ yapısında bile yüksek hassasiyette sonuç elde edilmesine imkân sağlar. Difüzyon baskın, viskoz ve serbest yüzey problemlerinde bile çok iyi çözünürlük elde edilebilir.	Karmaşık problemlerin çözümünde çok yavaştır.
FVM	Üç boyutlu modellerde kullanılan ağ yapısının hücre şekline ve ağ yapısının kalitesine bağlı olmaksızın momentum, enerji ve kütle korunumu kanunlarını sağlaması.	Difüzyon baskın problemlerinin çözümünde zayıftır.

FDM, yukarıda maddelenmiş olan yöntemlerin arasında en eski olanıdır. Bu yönteme ait ilk yayın, 1910 yılında L.F. Richardson tarafından literatüre kazandırılmıştır (Richardson, 1910). 1928 yılında Courant ve ekibinin çalışmaları sonucu belirli zaman aralığında kararlılık ölçütlerinin belirlenmesiyle ilk nümerik çözücü olarak Thom’un 1933 yılında gerçekleştirdiği dairesel silindirik akışın sayısal simülasyonunda kullanılmıştır (Courant ve diğ., 1928; Thom, 1933).

FEM, ilk olarak 1943 yılında Courant tarafından rijit bir cismin bükülme analizinde kullanılmasına rağmen, Clough’un 1960 yılında yaptığı çalışmalar sonucu FEM olarak anılmaya başlamıştır. 60’lı ve 70’li yıllarda yapı mekaniği analizlerinde kullanılmak üzere birçok araştırmacı tarafından geliştirilmiştir. 70’li yılların ortasında akışkan davranışlarını incelemek üzere yapılan çalışmalar mevcuttur (Williamson, 1980).

FVM’nin akışkanlar mekaniği alanında kullanılmaya başlandığına dair ilk makaleler Evans ve Harlow ile Gentry ve arkadaşlarının yaptıkları çalışmalarda (Evans ve Harlow, 1957; Gentry ve diğ., 1966). FVM’nin yanma gibi karmaşık problemler karşısında diğer yöntemlere kıyasla bellek kullanımı hususunda tasarruf sağladığı gözlemlenmiştir. 70’li ve 80’li yıllarda kontrol hacminin geometrisine bağlı olarak ağ

yapısında kullanılacak eleman çeşitliliğinin artırılması ve 90'lı yılların sonunda yapılandırılmamış ağ yapısı metodlarının adaptasyonu hakkında çalışmalar yapılmıştır (Thomé, 2001).

Elektromanyetik problemlerde sinüzoidal olarak zamanla değişen alanlar Helmholtz denklemleri ile ifade edilebilmektedir (Salon ve Schneider, 1982). Bu denklemler ile ifade edilen problem, FEM, FDM ve BEM kullanılarak çözülebilmektedir (Lavers, 1983). Bu yöntemler arasından FEM ve FDM birbirlerine oldukça benzeyen diferansiyel yöntemlerdir. FEM ve FDM'de göz önüne alınan fiziksel bölgeler alt bölümlere ayrılır ve bir cebirsel denklem matrisi ile ifade edilir. Bu denklemler, göz önüne alınan alandaki diferansiyel denklemin yaklaşık çözümünü verir ve sınır koşulları, geometride tanımlanan her bölge için tam olarak ifade edilebilmektedir (Tavakoli ve diğ., 2010; Fireteanu ve diğ., 2003). Ancak, elde edilen denklem sistemi matrisi seyrek ve diyagonal baskın olduğundan sayısal çözüm gerektirmektedir (Lavers, 1983; Ahmed ve diğ., 1989).

İndüksiyon makinelerinin (asenكرون motor) modellenmesinde BEM ve FDM hem basit yapıya sahip olmaları hem de ağ yapısı için daha az elemana ihtiyaç duyması nedeniyle tercih edilmektedir. Ancak, indüksiyonla ısıtma daha karmaşık bir proses olduğundan bu yöntemler arasından hesaplama süresi ve problemin fiziksel olarak tasvir edilmesi açısından en verimli olanı FEM'dir (Lavers, 1983).

Elektromanyetik problemleri çözerken sıklıkla ortaya çıkan zorluk, çevre uzayda sonsuzluğa doğru uzanan bölgelerin nasıl ele alınacağıdır. Sonsuz dış bölgeyi (örneğin ortamdaki hava) göz önüne alan çeşitli yöntemler kullanılmıştır. Bu yöntemler kendi aralarında bazı avantajlara ve dezavantajlara sahiptir. Örneğin, FEM ve FDM'de sonsuz dış bölgenin açıklanmasında ve tanımlanmasında en popüler iki tekniğin (balon ve sonlu-sonsuz sınır şartı) dezavantajı, ayrıklaştırma prosedürünün ve bilgisayar algoritmalarının hantal olmasıdır.

Hem FDM hem de FEM'in diğer iyi bilinen dezavantajı, elektriksel devre denklemlerini genel hesap matrisi içerisinde dâhil etmesidir. İndüksiyonla ısıtma proseslerinde yer alan indüktörler, basit veya karmaşık tahrik devresi bağlantılarına sahip tek veya çok katmanlı ile tek veya çok sarımlı olabilmektedir. Bu sebepten devre denklemleri ile manyetik denklemler arasında bağlantı kurmak büyük önem arz etmektedir. FDM'nin diğer bir dezavantajı da çözünürlük maliyetidir. Birinci

mertebeden türevleri belirlemek için oluşturulan direkt model en az “n+1” kez çözülmelidir. Yine de elektromanyetizma denklemlerini içeren bu tür karmaşık sistemler için FDM duyarlılık bileşenlerini hesaplamının tek yoludur (Favenec ve diğ., 2002).

FDM ve FEM’ye alternatif olarak IEM, aksisimetrik geometriler için Eddy akımı problemlerini çözmek için kullanılmaktadır. Diferansiyel yaklaşımın tersine, integral denklemi yaklaşımı ek sınır şartı gerektirmemektedir. Ayrıca, integral denklem yönteminin en önemli avantajlarından biri integrasyon alanının yüzeylerle sınırlı olmasıdır (Demidovich ve diğ., 1994).

BEM, diğer metotlara kıyasla biraz farklı bir yaklaşıma sahiptir. BEM’de yalnızca materyalin sınırları veya kaynak bölgenin sınırları alt bölümlere ayrılır. Oluşan her bir alt bölüm için aynı FEM ve FDM’de olduğu gibi cebirsel denklem matrisi oluşturulur. Bu denklemlerin çözümü ile diferansiyel denklemin kesin çözümü elde edilir ancak yaklaşık sınır koşulları kullanılır. BEM, genellikle her alanın sınırını temsil ettiği için daha küçük bir cebirsel matrise ihtiyaç duymaktadır. FEM ve FDM’de olduğu gibi fiziksel nicelikler göz önünde bulundurulmuş alanın her bir noktası için hesaplanmaz, sadece ilgili alanın sınırları için hesaplanır. Böylece matrisin diyagonal dominantlık durumu garanti edilemez (Salon ve Schneider, 1982).

FEM’de diğer yöntemlere kıyasla sıcaklığa bağlı olarak malzemenin doğrusal olmayan özellikleri kolaylıkla modele tanıtılabilmektedir. Ayrıca, yüksek düzen elemanları kullanılarak keyfi kesitler ve karmaşık sınır koşulları kolaylıkla sisteme uyarlanabilmekte ve böylece işlem gören materyal üzerindeki akım, güç ve sıcaklık dağılımı kolaylıkla saptanabilmektedir. FEM’i kullanırken havayı yapay bir sınır kullanarak kapalı bir alan olarak hesaba katmak gerekir (Favenec ve diğ., 2003). Bu kapsamda, FEM’de ısıtılacak malzemenin yanı sıra indüktör ve hava da ağ yapısına dâhil edildiği için elektromanyetik denklemler bu harici alanlar için de global alan altında çözülmektedir (Bay ve diğ., 2003a). Bu yüzden, bazı sayısal modeller hibrit FEM-BEM yaklaşımlarını içermektedir (Drobenko ve diğ., 2007). Ancak, FEM tüm bilgisayar destekli modeller arasında en kararlı sonuç veren metottur (Fireteanu ve diğ., 2003; Mohammadi ve diğ., 2014). Elektromanyetik problemlerin sayısal çözümünde kullanılan bazı ticari programlar; ANSYS, COMSOL Multiphysics®, ELTA, 2DELTA ve OpenFOAM şeklinde sıralanabilir (Hysing ve Turek, 2015; Bukanin ve diğ., 2016).

## 5.2 İndüksiyonlu Gaz Isıtıcısının Sayısal Simülasyonu

İndüksiyonla ısıtma işlemlerinde elektromanyetik dalga ve sıcaklık dağılımlarının analitik olarak türetilmesi çoğu zaman imkânsızdır. Bu nedenle, bu tip sistemlerin analiz edilmesinde FEM gibi yöntemlere sıklıkla başvurulmaktadır (Kranjc ve diğ., 2010). Ancak, indüksiyonlu ısıtıcılarının simülasyonunu zorlaştıran bazı ana faktörler vardır. Bunlar; birkaç farklı ve bağlı fiziksel alanın varlığı ile bunları kısmi diferansiyel denklemlerle tanımlama ihtiyacı, ferromanyetik materyallerin manyetik ve termal özelliklerinin lineer olmaması, ısıtılan parça üzerinde uniform olmayan ısı akısının oluşması, ısıtılacak malzemelerin çok çeşitli geometrik konfigürasyon ve şekle sahip olması ile çok sayıda olası üretim prosesinin bulunmasıdır (Skoczkowski ve Kalus, 1989; Kranjc ve diğ., 2010).

İndüksiyonlu gaz ısıtıcılarının simülasyonunda kullanılan ana fizik modülleri; elektromanyetizma, ısı transferi ve türbülanslı akışın modellendiği akışkanlar mekaniği modülüdür. İndüksiyonla ısıtma işlemlerinde incelenen ayrı bir fiziksel olgu olan metalürjik olaylar, tez kapsamında incelenen sistem için faz değiştirme veya tanecik boyutunu düzenleme sıcaklıklarına çıkılmadığından dolayı modele dâhil edilmemiştir (Kranjc ve diğ., 2010).

İndüksiyonla ısıtma sisteminin tasarımı ve incelenmesi, genellikle sıkıcı, pahalı ve uzun deneyler dizisine dayandığından, sayısal simülasyonlar bu alanda değerli bir yer kapsamaktadır (Chaboudez ve diğ., 1997). İndüksiyonla ısıtmanın tasvir edilmesinde kullanılan elektromanyetik alan ve ısı transferi fizik kolları, elektromanyetik alan için Maxwell denklemleri ve ısı transferi için Fourier-Kirchhoff denklemleri ile adlandırılan bir dizi diferansiyel denklem ile açıklanmaktadır (Bossavit ve Vérité, 1994).

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının simülasyonu için yol gösterici nitelikte olan çalışmalardan derlenen önemli bulgular aşağıda verilmiştir.

Foggia ve diğ. (1975), geometrinin bir dizi üçgen elemana bölünmesiyle vektör potansiyelinin, zamana bağlı değişen değerleri ile ağırlıklandırılan birinci derece interpolasyon fonksiyonlarının doğrusal bir kombinasyon ile yaklaştırıldığını belirtmiştir.

Davies (1990), materyal içinde indüklenen gerilimin, oluşan akımın zamana göre türevine eşit olduğunu belirtmiştir. Ayrıca kontrol hacminin bazı bölgelerinin hava

olması durumunda akı yoğunluğunun bu bölgelerde uniform olarak dağıldığını ve büyüklüğünün manyetomotor kuvvet ile orantılı olduğunu iddia etmiştir.

Knupp ve Steinberg (1993), sayısal simülasyonlardan elde edilecek sonuçların, akımın frekansına bağlı olarak ağ yapısından etkilendiğini ve bu sebepten ağ yapısının incelenen sisteme uygun ve olabildiğince yüksek kalitede oluşturulması gerektiğini vurgulamışlardır.

García ve diğ. (1994), indüksiyonla ısıtma proseslerinde histerezisten kaynaklı ısı üretiminin, şebeke frekansında ihmal edilebilecek seviyede düşük fakat yüksek frekanslarda dikkate alınması gereken bir etkiye sahip olduğunu belirtmişlerdir.

Chaboudez ve diğ. (1994), sayısal simülasyonların ısıtılan parça üzerindeki sıcaklık dağılımını doğru bir şekilde tahmin etme avantajına sahip olduklarını, ancak zamana bağlı olarak çözdürülen simülasyondan elde edilecek yerel sıcaklık gradyanlerinin deneysel ölçüm sonuçlarıyla, özellikle ferromanyetik malzemeler söz konusu olduğunda ortaya koyamayacağını ve bu durumun da elverişsiz sonuçlara sebebiyet verebileceğini iddia etmişlerdir.

Touzani (1996), indüksiyonla ısıtma proseslerinde kullanılan indüktör kesitlerinin prosesin amacına göre değiştiğini ve indüktörlerin genellikle iyi iletken metallere (örneğin bakır) üretildiklerinden bu cisimlerdeki akım dağılımının kısmi diferansiyeller ile ifade edilmesinde çalışma frekansı yükseldikçe ince bir sınır tabakası (dalma derinliği) içerisinde gerçekleştiğini ve modele de bu durumun değerlendirildiği bir ağ yapısının oluşturulması gerektiğini vurgulamışlardır.

Chaboudez ve diğ. (1997), indüktörü tahrik eden akım veya gerilimin dalga formunun (sinüzoidal, kare veya üçgen) elektromanyetizma denklemlerinin kararlı hal durumu için çözümlenmesi durumunda enerji denkliği açısından önemli olmadığını vurgulamışlardır.

Thompson ve diğ. (1999), göz önünde bulundurulmuş kontrol hacmi sınırlarına yakın bölgelerde ağ örgüsündeki çarpıklık derecesinin sonuçlar üzerinde büyük etkiye sahip olduğunu ve modelin ağ yapısı oluşturulurken sınırlardaki çarpıklık derecesinin minimum olacak şekilde konfigüre edilmesi gerektiğini belirtmişlerdir.

Lomax ve diğ. (2001), incelenen sistemin sayısal simülasyon modeline dönüştürülmesi sırasında karar verilen sınır şartlarının modelin tasvir edilmesinde

önemli rol oynadığını, yanlış, eksik veya aşırı tanımlanan sınır şartlarının modelden elde edilecek sonuçları etkileyeceğini belirtmişlerdir.

Favennec ve diğ. (2002), elektrotermal proseslerin simülasyonunda kullanılan fonksiyonların zamanla geliştiğini ve güncel yazılım kullanılmasıyla gerçekleştirilecek simülasyondan alınan çıktıların daha kararlı olacağını belirtmişlerdir.

Bay ve diğ. (2003a), sayısal simülasyonların ısı transferi denkleminde yer alacak kaynak terimi (hacimsel ısı üretimi değeri) elde etmek için malzeme üzerinde oluşan Eddy akımlarının lokasyonunun frekansa bağlı olarak ağ yapısı ile radikal bir şekilde değişebileceğini ve bu yüzden uygun ağ yapısının oluşturulması gerektiğini vurgulamışlardır.

Favennec ve diğ. (2003), indüktörü tahrik eden akım veya gerilimin sinüzoidal dalga formuna sahip olması ile elektromanyetik alanın sinüzoidal karaktere sahip olmayacağını ve sayısal analiz programlarında genellikle bu dalga formunun harmonik yaklaşım ile açıklandığını belirtmişlerdir.

Drobenko ve diğ. (2007), özellikle düşük karbonlu çeliklerin ısıtılmasının simüle edilmesinde, elektriksel iletkenlik değerlerinin sıcaklığa bağlı olarak değişiminin hedef sıcaklık değeri 300 °C olsa dahi mutlaka modele tanıtılması gerektiğini, ancak bağıl manyetik geçirgenlik değerinin etkisini 600°C'den sonra gösterdiğini belirtmişlerdir.

Yafei ve diğ. (2009), indüksiyonla ısıtma gibi proseslerin simülasyonlarında kullanılan materyal özelliklerinin belirlenmesinde, çeliğin ihtiva ettiği bazı bileşenlerde (temelde Cr, C, Mo ve Fe) olabilecek küçük varyasyonların ve çeliğe uygulanan ısıl işlemin malzemenin termofiziksel ve elektromanyetik özelliklerinde değişime yol açabileceğini belirtmişlerdir. Dolayısıyla literatürde, örneğin el kitaplarında doğru verileri bulmanın kolay olmadığından bahsetmişlerdir. Çalışmalarında eşdeğer ısıl işlemlere tabii tutulduğu kabulünü yaptıkları karbon çeliklerinin, ihtiva ettikleri karbon oranına bağlı olarak termal özelliklerindeki değişimi incelemişlerdir. %0,23 ve %0,42 karbon oranına sahip çeliklerin ısıl iletkenlik katsayısı ve özgül ısı değerlerinin 0-450°C arasında birbirlerine çok yakın olduğunu tespit etmişlerdir.

Kranjc ve diğ. (2010), malzemenin sıcaklığa bağlı ve sabit termal özellikleriyle simülasyonlarını gerçekleştirmiş ve sıcaklığa bağlı özelliklerin deneysel bulgulara daha yakın sonuçlar ortaya koyduğunu gözlemlemişlerdir.

Fisk (2011), deneysel olarak ölçülen güç, akım veya gerilim değerlerinin sayısal modele aktarılmasının indüksiyonla ısıtma işlemlerinin simülasyonunda en karmaşık işlemlerden bir tanesi olduğunu belirtmiş ve düşük frekansta çalışan sistemlerde gerilim değerlerinin tanıtılmasının daha gerçekçi sonuçlar ortaya çıkardığı sonucuna ulaşmıştır.

Comsol Mutiphysics® v5.3 kullanım kılavuzunda, incelenen sistemde akışkan hareketinin yanı sıra diğer fiziksel olayların da etkisinin bulunması durumunda, simülasyon stratejisi olarak ilk önce akışın modellenmesi ve sonuçların deneysel bulguları yansıtmaya durumunun belirlenmesi gerektiği önerilmiştir. Simülasyon sonuçlarının öngörülen tolerans değerinde deneysel sonuçlar ile örtüştüğü belirlendikten sonra sistem dâhilinde başka bir fizik modülünün eklenmesi gerekiyorsa modele dâhil edilip çıkan sonuçların sadece akışın modellendiği sonuçlar ile mukayese edilmesi gerektiği vurgulanmıştır. Çoklu fizik modellerinden elde edilen sonuçların kararlılığının bu şekilde kontrol edilebileceği savunulmuştur.

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının sayısal simülasyonu ile havanın ısıtıcı sistem içerisindeki akış karakteristiği saptanabilmekte ve parametrik analiz çalışmaları sonucu hangi parametrelerin sistemin çalışma performansına etkideği belirlenebilmektedir. Bu tez çalışması kapsamında sonlu elemanlar metodunu kullanan COMSOL Multiphysics® v5.3 programı kullanılmıştır. Devam eden başlıklarda indüksiyonlu gaz ısıtıcısının sayısal simülasyonunda kullanılan ana ve bağlayıcı fizik modüllerinin temelleri ile sayısal simülasyonun çözümlenmesi için kullanılan diferansiyel denklemler ve izlenen metodoloji açıklanmıştır.

### **5.2.1 Elektromanyetizma modülü**

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının simülasyonunda gerçekleşen fiziksel olayların doğası gereği ilk olarak incelenmesi gereken elektromanyetik olaylardır. Bu başlık altında, bobinden ölçülen akım, gerilim ve güç değerlerinin tanıtılması ile kovan üzerinde oluşan ısının tayin edilmesinde kullanılan sayısal modelin işleyişi ve diferansiyel denklemler açıklanmıştır.



### 5.2.1.1 Maxwell denklemleri

Elektromanyetik problemler, belirli sınır şartlarına tabii tutulan Maxwell denklemlerinin çözülmesiyle analiz edilebilmektedir. Maxwell denklemleri, temel elektromanyetik nitelikler arasındaki ilişkileri betimleyerek, diferansiyel veya integral formunda yazılmış denklemler kümesidir (Touzani ve Rappaz, 2014). Bahsi geçen temel elektromanyetik nitelikler aşağıda maddelenmiştir.

- Elektrik alan şiddeti :  $\mathbf{E}$   $\left(\frac{\text{V}}{\text{m}} = \frac{\text{m.kg}}{\text{s}^3\text{A}}\right)$
- Elektrik akı yoğunluğu :  $\mathbf{D}$   $\left(\frac{\text{C}}{\text{m}^2} = \frac{\text{A.s}}{\text{m}^2}\right)$
- Manyetik alan şiddeti :  $\mathbf{H}$   $\left(\frac{\text{A}}{\text{m}}\right)$
- Manyetik akı yoğunluğu :  $\mathbf{B}$   $\left(\frac{\text{Wb}}{\text{m}^2} = \text{T} = \frac{\text{kg}}{\text{s}^2\text{A}}\right)$
- Akım yoğunluğu :  $\mathbf{J}$   $\left(\frac{\text{A}}{\text{m}^2}\right)$
- Elektriksel güç yoğunluğu :  $\rho_e$   $\left(\frac{\text{C}}{\text{m}^3}\right)$

Tez kapsamında kullanılan sayısal analiz programı COMSOL Multiphysics®, sonlu elemanlar metodunu kullandığından denklemler diferansiyel formda verilmiştir (Pryor, 2011). Zamana bağlı Maxwell denklemleri aşağıdaki formüllerle ifade edilir.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (5.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e \quad (5.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (5.4)$$

Burada, denklem (5.1) *Maxwell-Ampère* kanununu, denklem (5.2) *Faraday* kanununu, denklem (5.3) *Gauss* kanununun elektriksel formunu ve denklem (5.4) *Gauss* kanununun manyetik formunu ifade etmektedir. Diğer önemli bir temel denklem ise denklem (5.5)'te verilen *süreklilik veya yüklerin korunumu denklemidir* (Pirmohammadi ve diğ., 2009).

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = - \frac{\partial \rho_e}{\partial t} \quad (5.5)$$

Denklem (5.3)'te eşitliğin sağ tarafında bulunan yük yoğunluğu ifadesi, ısıtılan materyalin başlangıçta homojen yük yoğunluğuna sahip olduğu kabulü ile sifira eşitlenir ve denklem (5.6) ile ifade edilir.

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (5.6)$$

### 5.2.1.2 Yarı manyeto-statik yaklaşımı

İndüksiyonla ısıtma proseslerinde frekans değer aralığı proses çeşidine bağlı olarak 50 Hz (homojen ısıtma ve ergitme prosesi için) ile birkaç yüz kHz (ısıtma işlem uygulamaları için) arasında değişmektedir. Yarı manyeto-statik yaklaşımı, Maxwell-Ampère denkleminde “ $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ ” deplasman akımlarının ihmal edilmesini ileri sürmektedir. Bu nedenle, materyal yüzeyinde akım yayılımının ihmal edilmesini sağlamaktadır. Fakat, bu kabul kaynak lokasyonu ile hesaplanan elektromanyetik alan noktalarının arasındaki mesafe dalga boyundan daha küçük ise kabul edilebilir (Wang ve diğ., 1992). Endüstriyel uygulamalarda tipik olarak kullanılan frekans aralığı  $10^9$  Hz = 1 GHz'ten küçük olduğundan yarı manyeto-statik yaklaşımı bu tip prosesler ve tez kapsamında incelenen düzenek için geçerlidir (Favennec ve diğ., 2002; Bay ve diğ., 2003a).

Yarı manyeto-statik yaklaşımıyla, ısıtılan materyal üzerinde dalma derinliği boyunca iletilen akımın büyüklüğü deplasman akımı değerlerinden çok daha büyük olur ve bu yüzden deplasman akımlarını niteleyen diferansiyel ifade elektromanyetizma denkleminde çıkarılabilir (Drobenko ve diğ., 2007). Bu durumda denklem (5.1)'in yeniden düzenlenmesiyle denklem (5.7) ile ifade edilir.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (5.7)$$

Statik terimi, burada kelime anlamıyla yorumlanmamalıdır. Göz önüne alınan uyarımın (akım, gerilim vb.) yük salınım süresine kıyasla kısa olan gözlem zamanını veya zaman ölçeğini ifade etmektedir.

### 5.2.1.3 Yapısal bağıntılar

Maxwell denklemlerini çözülebilir diferansiyel denklemler haline dönüştürebilmek amacıyla elektromanyetizmayı tanımlayan temel nitelikler, bazı yapısal bağıntılar ile ifade edilmektedir. Bu bağıntılar denklem (5.8), (5.9) ve (5.10) ile verilmiştir.

$$\mathbf{D} = \epsilon_{e,0}\mathbf{E} + \mathbf{P}_e \quad (5.8)$$

$$\mathbf{B} = \mu_{e,0}(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (5.9)$$

$$\mathbf{J} = \sigma_e\mathbf{E} \quad (5.10)$$

Denklem (5.10) aynı zamanda Ohm Kanunu olarak bilinmektedir. Burada,  $\epsilon_{e,0}$  vakumun elektriksel geçirgenliğini ( $\epsilon_{e,0} = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{F}{m}$ ),  $\mu_{e,0}$  vakumun manyetik geçirgenliğini ( $\mu_{e,0} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{H}{m}$ ) ve  $\sigma_e$  elektriksel iletkenliği (S/m) ifade etmektedir.

Denklem (5.8)'de verilen elektriksel polarizasyon " $\mathbf{P}_e$ " ( $C/m^2$ ), dışarıdan uygulanan bir elektrik alana maruz kalan malzemenin elektriksel olarak nasıl polarize edildiğini açıklar. Aynı zamanda elektrik dipol momentlerinin hacim yoğunluğu olarak yorumlanmaktadır. Elektriksel polarizasyon, elektrik alan şiddetinin bir fonksiyonudur (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).

Benzer şekilde, denklem (5.9)'da verilen manyetizasyon " $\mathbf{M}$ " (A/m), dışarıdan uygulanan bir manyetik alana maruz kalan malzemenin nasıl manyetize edildiğini açıklar. Aynı zamanda manyetik dipol momentlerinin hacim yoğunluğu olarak yorumlanmaktadır. Manyetizasyon, genellikle manyetik alan şiddetinin bir fonksiyonudur. Bazı materyaller, örneğin daimî mıknatıslar, dışarıdan uygulanan bir manyetik alan olmamasına rağmen sıfırdan farklı manyetizasyon vektörü değerlerine sahiptir (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).

Lineer materyallerde, polarizasyon elektriksel alan şiddeti ile, manyetizasyon manyetik alan şiddeti ile orantılıdır. Bu durum denklem (5.11) ve (5.12) ile ifade edilir.

$$\mathbf{P}_e = \epsilon_{e,0}\chi_e\mathbf{E} \quad (5.11)$$

$$\mathbf{M} = \chi_m\mathbf{H} \quad (5.12)$$

Böylece, Maxwell denklemlerinde kullanılan fiziksel nitelikler için yapısal denklemlerin nihai formları denklem (5.13) ve (5.14) ile verilir.

$$\mathbf{D} = \epsilon_{e,0}(1 + \chi_e)\mathbf{E} = \epsilon_{e,0}\epsilon_{e,r}\mathbf{E} = \epsilon_e\mathbf{E} \quad (5.13)$$

$$\mathbf{B} = \mu_{e,0}(1 + \chi_m)\mathbf{H} = \mu_{e,0}\mu_{e,r}\mathbf{H} = \mu_e\mathbf{H} \quad (5.14)$$

Burada,  $\chi_e$  ve  $\chi_m$  sırasıyla materyalin elektriksel ve manyetik duyarlılığını,  $\epsilon_{e,r}$  ve  $\mu_{e,r}$  sırasıyla materyalin elektriksel ve manyetik geçirgenlik katsayısını,  $\epsilon_e$  ve  $\mu_e$  sırasıyla materyalin elektriksel ve manyetik geçirgenlik değerlerini nitelendirmektedir. Genellikle geçirgenlik ifadeleri materyalin skaler özelliklerdir, ancak materyalin anizotropik karakteri dikkate alındığında tensörler halinde ifade edilmesi gerekmektedir (Cullity ve Graham, 2009).

Lineer olmayan materyaller için, artık polarizasyon veya manyetizasyon vektörünün bulunma durumu söz konusudur. Bu durumda, denklem (5.13) ve (5.14), lineer olmayan materyaller için yazılırsa denklem (5.15) ve (5.16) ile verilen bağıntılar elde edilir.

$$\mathbf{D} = \epsilon_e\mathbf{E} + \mathbf{D}_r \quad (5.15)$$

$$\mathbf{B} = \mu_e\mathbf{H} + \mathbf{B}_r \quad (5.16)$$

Burada,  $\mathbf{D}_r$  ve  $\mathbf{B}_r$  sırasıyla artık akı yoğunluğunu ( $C/m^2$ ) ve artık manyetik akı yoğunluğunu (T) temsil etmektedir. “ $\mu_e$ ” değerinin  $\mathbf{B}$  ve  $\mathbf{H}$  büyüklükleri ile olan değişimi histerezis eğrisi ile başlık 2.7.2 altında açıklanmıştır.

Böylece malzeme üzerine dışarıdan uygulanan akım yoğunluğunu tanımlayan ilişki, lineer olmayan malzemeler için kaynak akım yoğunluğu büyüklüğünün “ $\mathbf{J}_e$ ” ( $A/m^2$ ) eklenmesiyle denklem (5.17)’de verildiği gibi genelleştirilir.

$$\mathbf{J} = \sigma_e\mathbf{E} + \mathbf{J}_e \quad (5.17)$$

Denklem (5.3), (5.5), (5.10) ve (5.13)’ün birlikte çözülmesiyle denklem (5.18) elde edilir.

$$\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{\sigma_e}{\epsilon_e} \rho_e = 0 \quad (5.18)$$

Bu denklemin zamana bağlı çözümü ise denklem (5.19) ile ifade edilmektedir (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).

$$\rho_e(t) = \rho_{e,ba} e^{-\frac{t}{\tau_e}} \quad (5.19)$$

Burada  $\tau_e$ , yük gevşeme süresi (s) ve  $\rho_{e,ba}$ ,  $t=0$  zamanındaki yük yoğunluğudur ( $C/m^2$ ).  $\tau_e$ , denklem (5.20) kullanılarak hesaplanır.

$$\tau_e = \frac{\varepsilon_e}{\sigma_e} \quad (5.20)$$

Denklem (5.19)'dan görüldüğü gibi, başlangıç yük dağılımı, gevşeme zamanına eşit bir zaman diliminde üstel olarak azalır. Bir metal için tipik iletkenlik değeri  $10^6$  S/m ve elektriksel geçirgenlik değeri  $10^{-11}$  A.s/V.m'ye eşittir. Sonuç olarak “ $\tau_e$ ” değeri, metal gibi elektriksel iletkenlik değeri yüksek materyallerde  $10^{-17}$  s mertebelerinde iken silika camı gibi yalıtkanlarda bu değer  $10^3$  s değerindedir. Daha da iyi izolatörlerde bu değer sonsuza doğru yaklaşmaktadır (Moosbrugger, 2000). Böylece, denklem (5.20)'de verilen “ $\tau_e$ ” değerinin düşük olduğu metaller için yük yoğunluğunun, iç noktalara gidildikçe yok olacağı ve materyalin yüzeyinde yoğunlaşacağı sonucu çıkarılabilir. Özellikle bu durum bobinde yüksek frekansta çalışma koşulları geçerli olsa dahi bobin içerisinde herhangi bir yük birikmeyeceğini belirtir. Bu nedenle denklem (5.5), program tarafında denklem (5.21) olarak tanıtılmaktadır.

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (5.21)$$

Ancak, gerçek bir model göz önünde bulundurulduğunda yalnızca yapısal zaman ölçeği değil, aynı zamanda modelin enerjilendirildiği bir dış zaman ölçeği veya gözlem zamanı da söz konusudur. Bu iki nitelik arasındaki ilişki, incelenecek model için programda hangi fiziksel arayüzün ve çalışma tipinin seçilmesi gerektiği hususunda etkin rol oynamaktadır.

Elektrostatik arayüzü, dinamik bir çalışmada da (zamana bağlı veya frekans domeninde) çözülebilir. Çözülen denklem sistemi, geçici elektromanyetik etkilerin hesaba katılmadığı önceki bölümde sunulan durağan durum ile benzerdir. Fark ise problemin (yük yoğunlukları, elektrik potansiyeli) zamana bağlı veya zaman harmonikli (frekans domeninde) olduğu varsayılmaktadır. Dinamik çalışmanın varlığı, eklenmesi planlanan diğer fiziksel arayüzlerle zamana bağlı analiz gerçekleştirilirken aradaki bağlantıyı kolaylaştırmaktadır. Dinamik bir çalışmada elektrostatik fizik arayüzünün kullanılması, yalnızca zaman ölçeğinin (veya frekans)

yavaş veya düşük olmasıyla birlikte geçici elektromanyetik etkiler ihmal edilebilir ise geçerli bir yaklaşımdır (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).

#### 5.2.1.4 Alan şiddetlerinin vektör potansiyeli cinsinden ifade edilmesi

Bir vektör alanını tamamen tarif edebilmek için hem sapma hem de rotasyonel benzersiz bir şekilde tanımlanmalıdır. Elektrostatik problemlerin söz konusu olduğu durumlarda, yapısal bağıntıları denklem (5.22)'de belirtildiği gibi manyetik vektör potansiyeli "A" (Wb/m) ile tanımlamak problemin vektörel olarak ifade edilmesinde önemli rol oynamaktadır. Ayrıca, vektör potansiyeli alan formülasyonuna kıyasla daha az hesaplama zamanı gerektirmektedir (Patidar ve diğ., 2015).

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (5.22)$$

Manyetik vektör potansiyelinin skaler çarpımı Coulomb Kanunu'ndan ötürü denklem (5.23) ile ifade edildiği gibi sifıra eşittir (Egan ve Furlani, 1991).

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (5.23)$$

Elektrostatikte elektrik alan şiddeti "E" (V/m), gerilim "V" (V) açısından denklem (5.24) ile ifade edilmektedir.

$$\mathbf{E} = \nabla \cdot V \quad (5.24)$$

Manyetik vektör potansiyeli ile denklem (5.2)'yi aşağıda verilen denklem (5.25) ile ifade edilebilmek mümkündür.

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{A}) = - \nabla \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (5.25)$$

Denklem (5.25) düzenlenirse, denklem (5.26) haline gelir.

$$\nabla \times \left( \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (5.26)$$

Buradan denklem (5.26)'nın rotasyonelinin alınmasıyla ve denklem (5.24)'te yapılacak  $\nabla \times (\nabla \cdot f) = 0$  dönüşümü ile ( $f$ , skaler bir büyüklüktür ve burada elektriksel potansiyel farkı  $\nabla \cdot V$ 'ye eşittir) denklem (5.27) elde edilir.

$$\mathbf{E} = -\nabla \cdot V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (5.27)$$

Denklem (5.27)'de manyetik vektör potansiyeli ve elektrik potansiyeli kullanılarak elektriksel alan şiddetinin ifade edilmesi, Gauss kanununun manyetik formu ve Faraday kanununun bir sonucudur.

Denklem (5.27), denklem (5.17)'de yerine koyulursa denklem (5.28) elde edilir.

$$\mathbf{J} = \sigma_e \mathbf{E} = \sigma_e \left( -\nabla \cdot V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = -\sigma_e (\nabla \cdot V) - \sigma_e \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\sigma_e \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{J}_e \quad (5.28)$$

Denklem (5.9), (5.14), (5.22), (5.28) ile yeniden düzenlenirse denklem (5.29) haline gelir.

$$\nabla \times \frac{1}{\mu_e} (\nabla \times \mathbf{A}) = -\sigma_e \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{J}_e \quad (5.29)$$

Burada denklem (5.14)'ün ferromanyetik materyallerde  $\mathbf{B}$  ile  $\mathbf{H}$  arasındaki ilişki lineer olmadığı için kullanılmaması gerekmektedir. Bu kabulün yapılmasına gerekçe başlık 5.2.1.6'da verilen manyetik geçirgenliğin lineerleştirilmesi başlığı altında incelenmiştir.

Buradan denklem (5.29)'da  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{X}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{X}) - \nabla^2 \mathbf{X}$  dönüşümü ( $\mathbf{X}$ , vektörel bir büyüklüktür ve burada  $\mathbf{A}$ 'ya eşittir) yapılırsa denklem (5.30) biçiminde de yazılabilir.

$$\nabla \times \left( -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = -\nabla \times \left( \nabla \times \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (5.30)$$

Denklem (5.23)'ün denklem (5.30)'da yerine koyulmasıyla denklem (5.31) elde edilir.

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} = \nabla(0) - \nabla^2 \mathbf{A} = -\nabla^2 \mathbf{A} \quad (5.31)$$

Denklem (5.31), denklem (5.29)'da yerine koyulursa ve düzenlenirse denklem (5.32) elde edilir.

$$\mathbf{J}_e = \sigma_e \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \frac{1}{\mu_e} \nabla^2 \mathbf{A} \quad (5.32)$$

Burada, denklem (5.32)'nin dalga yayılım benzeri bir denklemden ziyade difüzyon denklemi olduğuna dikkat edilmelidir (Favenec ve diğ., 2003).

### 5.2.1.5 Frekans domeni denklemleri

İndüksiyonla ısıtmaya dair çoğu matematiksel model, harici uygulanan elektromanyetik alana maruz kalan materyaldeki manyetik alanı değerlendirmek için harmonik yaklaşımını kullanır (elektrik ve manyetik alan şiddetinin ana harmonikleriyle sınırlandırılması) (Strupinskiy ve diğ., 2013). Bu yaklaşım, lineer manyetik malzemeler için geçerlidir, ancak lineer olmayan manyetik materyaller için yanlış sonuçlar alınmasına sebep olabilir. Lineer olmayan materyaller içinse manyetik geçirgenlik değerinin bir şekilde lineerleştirilmesi gerekmektedir ve bu durum manyetik geçirgenliğin lineerleştirilmesi başlığı altında incelenmiştir (Drobenko ve diğ., 2007). Eddy akımları ısıtılan parça üzerinde deplasman akımları ihmal edilebilir durumda iken gerilime ve açısız frekansa “ $\omega$ ” (rad/s) sahip bir AC akımı vasıtasıyla üretilir (Touzani, 1996). Ancak, oluşan akım formu sinüzoidal olmayan harmonik formdadır (Strupinskiy ve diğ., 2013). Elektromanyetizma denklemlerinin frekans domenindeki çözümünü elde etmek için denklem (5.33) ile ifade edilen Ampère denklemini manipüle etmek gerekmektedir.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} = \sigma_e \mathbf{E} + \sigma_e (\mathbf{u}_b \times \mathbf{B}) + \mathbf{J}_e \quad (5.33)$$

Burada,  $\mathbf{u}_b$  bobinin hızını (m/s) ifade etmektedir. Bobin hareketinin elektromanyetizma üzerindeki etkisi Lorentz terimi  $\sigma_e (\mathbf{u}_b \times \mathbf{B})$  ile açıklanmaktadır. Ancak, statik durumdaki indüktörler için bu terimin denklemdeki değeri sıfıra eşittir. Frekans domeninde zaman harmoniği, elektrik alan şiddeti açısından denklem (5.34) ile ifade edilmektedir (Pryor, 2011).

$$\mathbf{E} = -j\omega \mathbf{A} \quad (5.34)$$

Bu durumda denklem (5.33), denklem (5.28), (5.29), (5.34) kullanılarak yeniden düzenlenirse denklem (5.35) elde edilir.

$$\mathbf{J}_e = j\omega \sigma_e \mathbf{A} - \frac{1}{\mu_e} \nabla^2 \mathbf{A} \quad (5.35)$$



### 5.2.1.6 Manyetik geçirgenliğin lineerleştirilmesi

Ferromanyetik malzemeler söz konusu olduğunda, program tarafından her zaman aralığı için iterasyon başına manyetik geçirgenlik değeri tekrar hesaplanmamaktadır. Aslında, denklem (5.35)'te tüm materyal özelliklerinin geniş bir zaman aralığında sabit olduğu varsayılırsa, bu denklemin çözülmesi demek, diferansiyel denklemin çözümü için oluşturulacak cebirsel matriste materyalin elektriksel ve manyetik özelliklerinin birkaç kez farklı zaman aralığı için kullanılacağı anlamına gelmektedir. Ayrıca, manyetik geçirgenlik değerinin her zaman aralığı için çözülmesi ve diğer zaman aralığında kullanılmak üzere güncellenmesi, cebirsel matrisin tekrar tekrar çarpanlarına ayırmayı gerektireceğinden makul olmayan uzun hesaplama süreleri gerektirmektedir. Bu durumu önlemek adına her zaman aralığı için hesaplanacak manyetik geçirgenlik değerinin geniş zaman aralığı boyunca geçerli ortalama eşdeğer manyetik geçirgenlik değeri ile değiştirilmesi kabulü yapılır. Böylece, denklem (5.35)'in periyodik çözümü kullanılarak, ağ yapısındaki her düğüm noktası için manyetik geçirgenliğin gerçek değerleri belirli bir periyot boyunca hesaplanır. Bu süre zarfı için her düğüm noktasında bir aritmetik ortalama hesaplanır ve eşdeğer manyetik geçirgenlik olarak bir sonraki zaman aralığının hesaplanmasında kullanılır. Bu prosedür,  $\mu_e$ 'nin gerçek değerlerini kullanılarak yapılan hesaplama ile karşılaştırıldığında tatmin edici sonuçlar vermektedir ve hesaplama zamanı açısından tasarrufu sağlamaktadır (Labridis ve Dokopoulos, 1989; Chaboudez ve diğ., 1994).

Burada, çözülen elektromanyetik problemin göz önüne alınan zaman aralığında kararlı olduğu ancak ısı transferi probleminin kararsızlığını koruduğu düşünülmüştür. Bu nedenle, sıcaklık gradyanlarının güç kaynağının ortalama değerindeki değişikliklerle değiştiği varsayılmaktadır. Bu durum, elektromanyetik ve termal olgunun çok farklı zaman ölçeklerinde meydana gelmesinden kaynaklanmaktadır. Sistem frekansı 50 Hz civarında olduğu için üretilen manyetik alan bir saniye içerisinde şiddetli bir şekilde salınım göstermektedir. Bununla birlikte, sıcaklık değişimi genellikle saniye cinsinden ifade edilmektedir. Dolayısıyla, tez kapsamında frekans-zamana bağımlı bir çalışma yapılmıştır. İterasyon mekanizması zaman adımı termal zaman basamağına (saniye) kıyasla çok küçük olacak şekilde tanımlanan frekans değeri için manyetik alan denklemlerinin çözümüyle başlamaktadır. Termal hesaplama için gerekli olan ısı kaynağı terimi, aslında hızla değişen bir kaynak zamanı olan ve böylece ortalama değer ile değiştirilen önceden çözülmüş manyetik

alan yoluyla elde edilmektedir. Termal denklemin çözümü ile sıcaklık dağılımı ortaya çıkmaktadır. Bu aşamadan sonra materyallerin fiziksel özellikleri çeşitli ağ noktalarında elde edilen sıcaklık değerlerine göre güncellenmekte ve manyetik alan denklemleri tekrar çözülmektedir (Jain, 2017).

### 5.2.1.7 Aksisimetrik koordinatlarda elektromanyetizma

Silindirik koordinat sisteminde elektrik alan şiddeti, aksisimetrik geometri konfigürasyonu göz önüne alınarak sadece  $\theta$  yönünde ( $\mathbf{E} = 0, \mathbf{E}_{\theta(r,z),0}$ ) ifade edilebilir. Bu tip konfigürasyon çapraz manyetik mod olarak ifade edilir (Davies, 1990). Bu moda göre elektrik alan şiddeti  $\theta$  yönünde yayılırken, manyetik alan şiddeti  $r$  ve  $z$  yönlerinde ( $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{r(\theta,z), 0}, \mathbf{H}_{z(r,\theta)}$ ) yayılmaktadır. Bu durum sağ el kuralı ile de açıklanabilmektedir. Akım yoğunluğu da doğal olarak elektrik alan şiddeti ile aynı yönde yayılmaktadır ( $\mathbf{J}(r, z, t) = 0, \mathbf{J}_{\theta(r,z,t), 0}$ ) (Jacot ve diğ., 1996). Bu durumda, yukarıdaki başlıklar altında üç boyutlu olarak ifade edilen denklemler aksisimetrik koordinatlar için denklem (5.36) elde edilir (Bay ve diğ. 2003a).

$$\sigma_e \frac{\partial \mathbf{E}_\theta}{\partial t} - \nabla \cdot \left( \frac{1}{\mu_e} \nabla \mathbf{E}_\theta \right) + \frac{1}{\mu_e} \frac{\mathbf{E}_\theta}{r^2} - \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{\mu_e} \right) \frac{\mathbf{E}_\theta}{r} = - \frac{\partial \mathbf{J}_\theta}{\partial t} \quad (5.36)$$

Denklem (5.36)'daki " $\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{\mu} \right) \frac{\mathbf{E}_\theta}{r}$ " ifadesinin değeri sistemin çalışma frekansı değeri çok yüksek ( $f > 10^9$  Hz) olduğunda elektrik alan şiddeti üzerinde güçlü bir etkiye sahip olmaktadır (Wang ve diğ, 1992). Fakat, bu diferansiyel ifade, tez kapsamında incelenen sistemin şebeke frekansında çalışmasından dolayı (50 Hz) çok küçük bir değere sahiptir ve ihmal edilebilmektedir. Bu durumda denklem (5.36)'daki diferansiyel ifadenin ihmal edilmesiyle denklem (5.37) elde edilir.

$$\sigma_e \frac{\partial \mathbf{E}_\theta}{\partial t} - \nabla \cdot \left( \frac{1}{\mu_e} \nabla \mathbf{E}_\theta \right) + \frac{1}{\mu_e} \frac{\mathbf{E}_\theta}{r^2} = - \frac{\partial \mathbf{J}_\theta}{\partial t} \quad (5.37)$$

Denklem (5.37)'nin parabolik bir denklem olduğuna dikkat edilmelidir (Foggia ve diğ., 1975). Daha sonrasında program tarafından denklem (5.34), (5.35) ve (3.37) ile birlikte çözümlenerek elektromanyetizma problemlerinin sonucuna ulaşılmaktadır.

### 5.2.1.8 Alanlar arası sınır şartları

Elektriksel ve manyetik özelliklere bağlı olarak, elektromanyetik alanlar iki farklı materyal arasındaki ortak bir arayüzün her iki tarafında süreksiz veya sürekli olabilir. Ancak, iki ortam arasındaki arayüzde “ $\hat{n}$ ”, 2 nolu materyal 1 nolu materyale doğru bir etkileşim olduğunu belirten birim vektör olmak üzere alanlar vektörel olarak aşağıdaki koşulları sağlamalıdır (Fisk, 2011).

Elektrik alan teğetsel bileşenleri, materyal 1 ve 2'nin arayüzü boyunca sürekli dir. Bu durum denklem (5.38) ile ifade edilir.

$$\hat{n} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0 \quad (5.38)$$

Elektrik akısı normal bileşeni, arayüzeyler arasında  $\rho_e$  büyüklüğünde süreksizdir. Bu durum denklem (5.39) ile ifade edilir. Elektriksel iletken bir ortam için  $\rho_e = 0$ 'dır.

$$\hat{n} \times (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \rho_e \quad (5.39)$$

Manyetik alan şiddetinin tanjant bileşenleri iki ortamda yüzey akım yoğunluğu “ $\mathbf{J}_s$ ” ( $A/m^2$ ) büyüklüğünde süreksizdir. Bu durum denklem (5.40) ile ifade edilir. Sıfır yüzey akımı durumunda, yani ortam sonlu iletkenliğe sahip olduğu zaman teğetsel bileşen sürekli dir.

$$\hat{n} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{J}_s \quad (5.40)$$

Manyetik akı yoğunluğu normal bileşeni, ortam 1 ve 2'nin arayüzü boyunca sürekli dir. Bu durum denklem (5.41) ile ifade edilir.

$$\hat{n} \times (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0 \quad (5.41)$$

### 5.2.1.9 Elektromanyetizma ve ısı transferi modüllerini birbirlerine bağlayan fizik bağıntıları

#### Elektromanyetik ısı kaynağı

Elektromanyetik ısı kaynağı fizik bağıntısı, ısı transferi denkleminde kullanılmak üzere kaynak terim olan elektromanyetik ısı üretimini “ $\dot{Q}_{em}$ ” ( $W/m^3$ ) temsil eder. Elektromanyetizma denklemlerinin çözülmesi sonucu ısıtılan materyal üzerinde üretilen ısı denklem (5.42) ile ifade edilir.

$$\dot{Q}_{em} = \dot{Q}_E + \dot{Q}_h \quad (5.42)$$

Burada,  $\dot{Q}_E$  Eddy akımlarından kaynaklanan ve materyalin sahip olduğu direnç ile Ohm kanunu gereği ısı üretimini ( $W/m^3$ ),  $\dot{Q}_h$  materyalin uygulanan manyetik alan altında histerezis etkisi ile açıklanan ve dipollerin birbirlerine sürtünmesiyle üretilen ısıyı temsil etmektedir ( $W/m^3$ ). Bu iki durum, aşağıdaki denklem (5.43) ve (5.44) ile verilmiştir (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).

$$\dot{Q}_E = \frac{1}{2} \text{Reel}(\mathbf{J} \mathbf{E}^*) \quad (5.43)$$

$$\dot{Q}_h = \frac{1}{2} \text{Reel}(j\omega \mathbf{B} \mathbf{H}^*) \quad (5.44)$$

Burada,  $\mathbf{E}^*$  ve  $\mathbf{H}^*$  sırasıyla elektrik ve manyetik alan şiddetlerinin kompleks eşleniğini belirtmektedir.

### **Sınır elektromanyetik ısı kaynağı**

Sınır elektromanyetik ısı kaynağı fizik bağıntısı modelde ısı transferi denklemlerinin çözüleceği geometrinin sınırlarındaki elektromanyetik ısı akısını haritalandırmaktadır.

### **Sıcaklık bağıntısı**

Sıcaklık bağıntısı modelde elektromanyetik denklemlerin çözümünden sonra ısı transferi denklemlerinin çözümü için ya da ısı transferi sonucu değişen sıcaklık dağılımını elektromanyetizma denklemlerinin çözümünden önce malzeme özelliklerinin sıcaklığa bağlı olarak güncellenmesini sağlamaktadır.

## **5.2.2 Akışkanlar mekaniği modülü**

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında akışkanlar mekaniği modülünün kullanımı ile gaz akımının kanal içerisindeki akış karakteristiği belirlenebilmektedir. Akışkanlar mekaniği modülünün çözüme kavuşturulmasıyla elde edilen hız profili, ısı transferi modülünde başlangıç şartı olarak yer alır ve gaz akımı sıcaklık profilinin elde edilmesinde kilit rol oynamaktadır. İnteraktif olarak çalışan ısı transferi ve akışkanlar mekaniği modülü ile gaz akımının karakteri tahmin edilebilmektedir. Bu başlık altında indüksiyonlu gaz ısıtıcısında kullanılmak üzere farklı akış modelleme yaklaşımları, akışa etki eden nitelikler ve ısı transferi modülünde kullanılacak hız

profilinin elde edilmesinde hangi parametrelerin etkin rol oynadığı ana hatlarıyla incelenmiştir.

### 5.2.2.1 Akış tipinin belirlenmesi

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının akışkanlar mekaniği modülü altında simülasyonunun yapılabilmesi için ilk olarak gaz akımının akış tipi belirlenmelidir. Gaz akımı, laminer veya türbülans olmak üzere iki farklı tipten birine sahip olabilir. Akış tipini belirlemek için karakteristik uzunluğu belirli bir kanal içerisindeki gaz akışının sahip olduğu Reynolds sayısının “Re” değeri belirlenmeli ve göz önünde bulundurulmuş olan sistem için geçerli olan kritik Reynolds sayısı ile karşılaştırılmalıdır. Atalet kuvvetlerin viskoz kuvvetlere oranı şeklinde tanımlanan Reynolds sayısı denklem (5.45)’te verilmiştir.

$$Re = \frac{\rho u l}{\mu} \quad (5.45)$$

Burada,  $\rho$  yoğunluğu ( $\text{kg/m}^3$ ),  $u$  hızın akış doğrultusundaki bileşenini (m/s),  $l$  karakteristik uzunluğu (m) ve  $\mu$  dinamik viskoziteyi (Pa.s) temsil etmektedir.

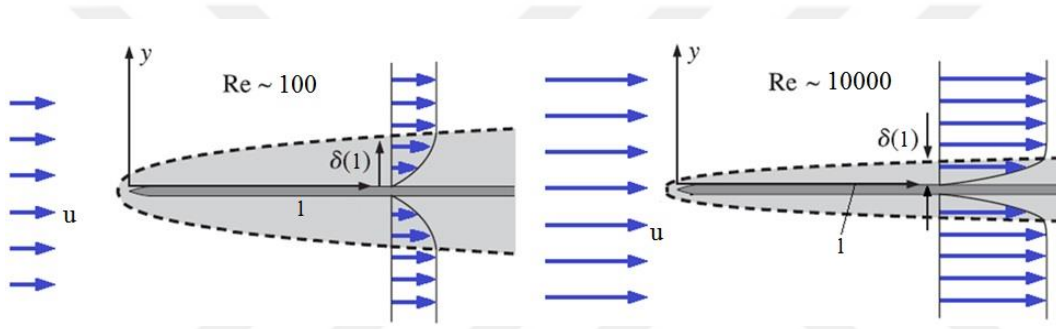
Mühendislik hesaplamalarında, bir yüzey boyunca ve bir engelin etrafındaki akışın karakterinin belirlenmesinde kullanılan kritik Reynolds sayıları sırasıya  $1 \times 10^5$  ve  $5 \times 10^5$  olarak alınabilir. Kanal içi akışlar için akışın karakteristiğini belirlemede kullanılan kritik Reynolds sayıları aşağıda verilmiştir (Çengel ve Cimbala, 2015).

$$\begin{aligned} Re \leq 2300 & \quad \text{Laminer Akış} \\ 2300 \leq Re \leq 4000 & \quad \text{Geçiş Akışı} \\ Re \geq 4000 & \quad \text{Türbülanslı Akış} \end{aligned}$$

### 5.2.2.2 Sınır tabaka kavramı ve hız sınır tabakası

Ludwig Prandtl tarafından ortaya atılan sınır tabaka kavramı, akışkan akımını iki ayrı bölgede değerlendirmek gerektiğini öne sürmektedir ve bu kavram sayısal simülasyonların temelini oluşturmaktadır. Bu yaklaşıma göre viskoz kuvvetlerin dominant olduğu bölge iç akış bölgesi olarak adlandırılmakta ve sınır tabaka çizgisinin alt kısmını nitelemekte iken, dış akış bölgesi olarak tanımlanan bölgede viskoz etkilerden söz edilmemekte ve silindirik koordinat sisteminin radyal yönündeki hız büyüklüğü değişmemektedir. Böylece, akış analizinde ilk önce dış akış bölgesinde hız alanını elde etmek için çözüme gidilir, daha sonra iç akış

bölgesindeki hız alanı hesaplanır. Bu sayede, sınır tabaka yaklaşımı ile katı cidarlarındaki kaymama koşulu ve dolayısıyla viskoz kuvvetlerin sebep olduğu kayma gerilmeleri ideal bir şekilde analize dâhil edilmiş olur. Duvara yakın bölgede kayma gerilmesinin hesaplanmasıyla birlikte viskoz alt tabakanın akış düzlemi boyunca karakteristiği rahatlıkla elde edilebilir ve akışkanın hareketi esnasında akışta ayrılmalar var ise tespit edilebilir (Lagrée, 2017). Ayrıca, sınır tabaka kalınlığının ince olmasıyla birlikte simülasyondan elde edilen bulguların güvenilirliğinin arttığı literatürde belirtilmiştir (Çengel ve Cimbala, 2015). Şekil 5.1’de verilen “1” uzunluğundaki düz bir plaka üzerine gelen uniform hız dağılımına sahip akışkan akımı incelenecek olursa sınır tabaka kalınlığı “ $\delta$ ” (m), Reynolds sayısının artmasıyla, yani akışın daha da türbülanslı hale gelmesiyle azalmaktadır.



**Şekil 5.1** : Sınır tabaka kalınlığının Reynolds sayısı ile değişimi (Çengel ve Cimbala, 2015).

Bir yüzey üzerinden akan akışkanın hızı, eğer yüzey hareketsiz ise kaymama şartından dolayı sıfıra eşittir. Bu durumda, yüzey ile temas halinde bulunan akışkan molekülleri hareketsizdir. Yüzey ile akışkan akımı arasındaki hareketsiz moleküllerin bulunduğu bu ölü bölge niteliğindeki tabaka, akışın giriş bölgesinden itibaren kalınlaşarak akışkan moleküllerinin birbirlerine sürtünmesinden dolayı komşu parçacıkların da hızlarının yavaşlamasına sebep olur. Akışkan akımındaki moleküller arası sürtünmeden dolayı ortaya çıkan duyulur ısı akışkanın sıcaklığında bir artış meydana getirir. Sürtünmeden dolayı ortaya çıkan bu ısı genellikle çok küçük olduğundan dolayı ısı transferi hesaplarına dahil edilmez (Çengel ve Cimbala, 2015). Ancak, sürtünmeden kaynaklı meydana gelen ve akışın karakteristiğini etkileyebilecek kadar öneme sahip olan nitelik basınç düşüşüdür. Kütlenin korunumu kanunu gereği bir kanal içerisindeki akış değerlendirilecek olursa, kanalın çeperinden merkezine doğru hız büyüklüğünün artarak debiyi sabit tuttuğu sonucu çıkarılmaktadır. Akışkan akımının sahip olduğu hız büyüklüğü, kanalın çeperinden merkezine doğru değişerek



Akış tam gelişmiş forma ulaştığında, hız profili zamandan ve akış doğrultusundaki değişimlerden bağımsız hale gelir ve aksisimetrik koordinatlarda denklem (5.46) ile ifade edilir;

$$\frac{\partial \mathbf{u}(r, z)}{\partial z} = 0 \rightarrow \mathbf{u} = \mathbf{u}(r) \quad (5.46)$$

Kanal cidarındaki viskoz kuvvetlerden oluşan kayma gerilmesi “ $\tau_1$ ” (Pa) değeri kanal boyunca oluşan hız profilinin bir fonksiyonudur. Şekil 5.2’den görülebileceği gibi kayma gerilmesinin şiddeti, akış hidrodinamik olarak gelişmiş forma ulaşıncaya kadar azalır ve hidrodinamik olarak gelişmiş bölgenin başlangıcından itibaren sabit kalır. Bu durumdan şu şekilde bir çıkarım yapılmaktadır; hidrodinamik giriş bölgesinde kayma gerilmesi değeri maksimum değerini alırken tam gelişmiş bölgeye ulaşıncaya kadar yavaşça düşer. Böylece akış doğrultusunda gerçekleşecek basınç kaybının en fazla hidrodinamik giriş bölgesinde olduğu sonucuna ulaşılır. Oluşan bu basınç kaybı ise hızda değişime ve dolayısıyla akış boyunca sürtünme katsayısını artırma yönündedir. Ayrıca viskoz kuvvetlerin sebep olduğu bu tip basınç kayıpları tersinmez kayıplar olarak nitelendirilmektedir (Çengel ve Cimbala, 2015). Akışın türbülanslı olması durumunda meydana gelen bu hız değişimine ek olarak akışkan molekülleri arasında yoğun karışma sonucu oluşan döngüsel girdaplar da sürtünme katsayısını artırma eğilimindedir.

#### 5.2.2.4 Türbülanslı akış parametreleri

Bir akışkan akımında, akışkan moleküllerinin sahip olduğu üç farklı hareket formu bulunmaktadır. Bunlar; çevrinti, deformasyon ve dönmedir (Anderson, 1995). Türbülanslı akışta girdap (Eddy) olarak adlandırılan ve momentum/enerji denklğine etki eden düzensiz akış formları bulunmaktadır. Akışın daimî olduğu bilinse dahi girdap akımlarının bulunması akışkanın kanal içerisindeki hareketi esnasında sahip olduğu hız, basınç, sıcaklık ve hatta akışkanın sıkıştırabilir olduğu düşünüldüğünde yoğunluk değerlerinde ani değişimler meydana getirebilmektedir. Bu durum göz önünde bulundurularak, herhangi bir andaki akış parametresi olan “ $\varphi$ ” ‘nin değerinin belirli bir konumda değişim içerisinde olduğu sonucu çıkarılmaktadır. Bu durumda, akışın herhangi bir noktasında sahip olduğu parametreler, ortalama büyüklük “ $\bar{\varphi}$ ” ve girdap akımlarından kaynaklı salınım büyüklüğünün “ $\varphi'$ ” bir toplamı olarak denklem (5.47)’de gösterildiği gibi ifade edilebilmektedir.

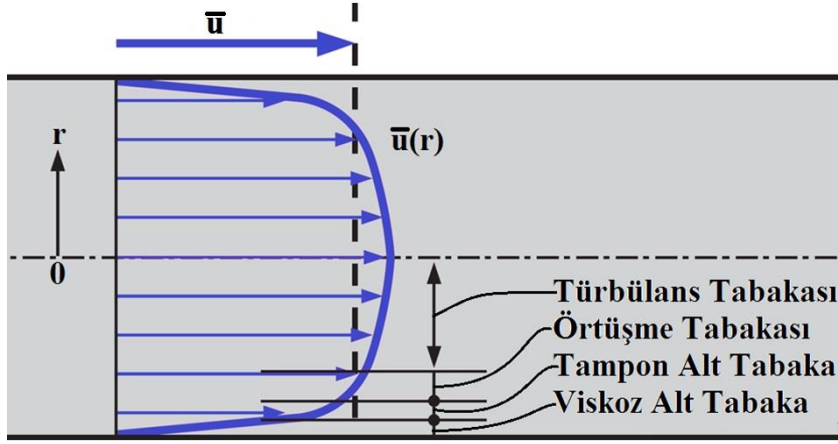


$$\varphi = \bar{\varphi} + \varphi' \quad (5.47)$$

Burada  $\varphi'$  büyüklüğünün zaman ortalaması değeri sıfıra eşittir (Anderson, 1995). Kararlı hal analizlerinde tüm bu fiziksel niteliklerin ve özelliklerin sahip olduğu ortalama değerler zamandan bağımsız durumdadır. Burada etkin olan türbülanslı akışın sahip olduğu girdap akımlarıdır.

#### 5.2.2.5 Türbülans hız profili

Şekil 5.3'teki bir kanal içerisindeki hidrodinamik olarak gelişmiş türbülanslı akış göz önünde bulundurulduğunda hız profilinin toplamda dört karakteristik bölgeden oluştuğu görülmektedir. Kanal çeperinden merkezine doğru bu bölgeler sıralandığında; ilk bölgede viskoz etkilerin dominant olduğu viskoz alt tabaka, ikinci bölgede girdap akımlarının gözlemlenmeye başlandığı fakat viskoz etkilerin halen dominant olduğu tampon tabaka, üçüncü bölgede girdap akımlarının önem kazanmaya başladığı geçiş tabakası olan örtüşme tabakası ile son olarak girdap akımlarının viskoz etkilere göre daha baskın olduğu türbülans tabakası bulunmaktadır (Kundu ve Cohen, 2002). Viskoz alt tabakada hız profili, laminar akış karakteristiğine benzer şekilde doğrusaldır. Tampon tabakada viskoz etkilerin baskın olmasından dolayı girdap akımları tüm hız profili tabakaları içerisinde en büyük bu bölgede oluşmaktadır. Örtüşme tabakasında, karışım etkisi gittikçe hissedilir olmaya başlar ve girdap akımlarının büyüklüğü azalır. Türbülans tabakasında ise, akışta viskoz etkiler ve dolayısıyla moleküler difüzyon etkisinden bahsetmek mümkün değildir ve girdap akımlarının en küçük formu bu tabakada bulunmaktadır. Böylece, türbülanslı akışta akış karakteristiği, hız profili boyunca farklı tabakalarda değişkenlik gösterdiğinden dolayı kanal cidarları arasında hız profili, laminar akışta olduğu gibi bir analitik denklem ile ifade edilemez. Viskoz alt tabakanın kalınlığı, artan Re sayısına bağlı olarak azalır ve diğer tabakalara oranla çok daha incedir. Ancak, kanal cidarı ile bütünleşik olan bu tabakada yüksek hız büyüklükleri akışın hız profili üzerinde etkin rol oynamaktadır. Bu tabakada girdap akımlarından söz edilmediğinden hız, asıl olarak laminar karakteristiğe sahiptir ve kayma gerilmesi değeri, akışkanın viskozite değeri ile doğru orantılı olarak değişen laminar kayma gerilmesine eşdeğerdir.



**Şekil 5.3** : Türbülanslı akışta hız profili (Çengel ve Cimbala, 2015).

Laminer akışta hız, kanal boyunca değişen mesafeyle doğru orantılı olarak  $\left(\frac{du}{dr} \sim \frac{u}{r}\right)$  farklılık göstermektedir (Çengel ve Cimbala, 2015). Bu durumda laminer kayma gerilmesi denklem (5.48) ile ifade edilmektedir.

$$\tau_l = \mu \frac{u}{r} = \rho \nu \frac{u}{r} \quad (5.48)$$

Burada,  $\nu$  akışkanın kinematik viskozitesini ( $m^2/s$ ) ve  $r$  cidardan merkeze olan mesafeyi (m) nitelemektedir. Türbülanslı akışın hız profilinin belirlenmesinde sürtünme hızı “ $u_\tau$ ” (m/s) olarak adlandırılan büyüklük kullanılmaktadır. Sürtünme hızı denklem (5.49) ile belirlenmektedir.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_l}{\rho}} \quad (5.49)$$

Sürtünme hızı ifadesi denklem (5.48) kullanılarak düzenlenirse, denklem (5.50)’de verilen viskoz alt tabakadaki hız profilini tanımlayan boyutsuz bir sayı elde edilmiş olur.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_l}{\rho}} = \sqrt{\frac{\rho \nu \frac{u}{r}}{\rho}} = \sqrt{\nu \frac{u}{r}} \rightarrow u_\tau u_\tau = \nu \frac{u}{r} \rightarrow \frac{u}{u_\tau} = \frac{r u_\tau}{\nu} \quad (5.50)$$

Bu ifade, aynı zamanda türbülanslı akışta duvar yasası olarak bilinmektedir (Çengel ve Cimbala, 2015). Deneysel çalışmalar sonucu bu ifadenin pürüzsüz yüzeylerde  $0 \leq \frac{r u_\tau}{\nu} \leq 5$  doğruluğu teyit edilmiştir (Kundu ve Cohen, 2002). Pürüzsüz yüzeyler için

viskoz alt tabaka (hız sınır tabaka) kalınlığı “ $\delta$ ” yazılacak olunursa ( $r=5$  ve  $u_\delta = 5u_\tau$ ) denklem (5.51) elde edilir.

$$\delta = \frac{25\nu}{u_\delta} = \frac{5\nu}{u_\tau} \quad (5.51)$$

Burada,  $u_\delta$  (m/s) viskoz alt tabaka sınırındaki akış hızıdır. Sonuç olarak, viskoz alt tabaka kalınlığının akışkanın kinematik viskozitesi ile doğru ancak hız ile ters orantılı olduğu söylenebilir.

Hız sınır tabakasının belirlenmesinde boyutsuz sayılarla çalışmak duvar fonksiyonlarının açıklanmasında tercih edilmektedir. Bu durumda silindirik koordinatlarda “ $r$ ” yönündeki boyutsuzlaştırılmış mesafe “ $y^+$ ” ve boyutsuzlaştırılmış hız ifadesi “ $u^+$ ” olarak adlandırılır ve denklem (5.52) ile ifade edilir (Kundu ve Cohen, 2002).

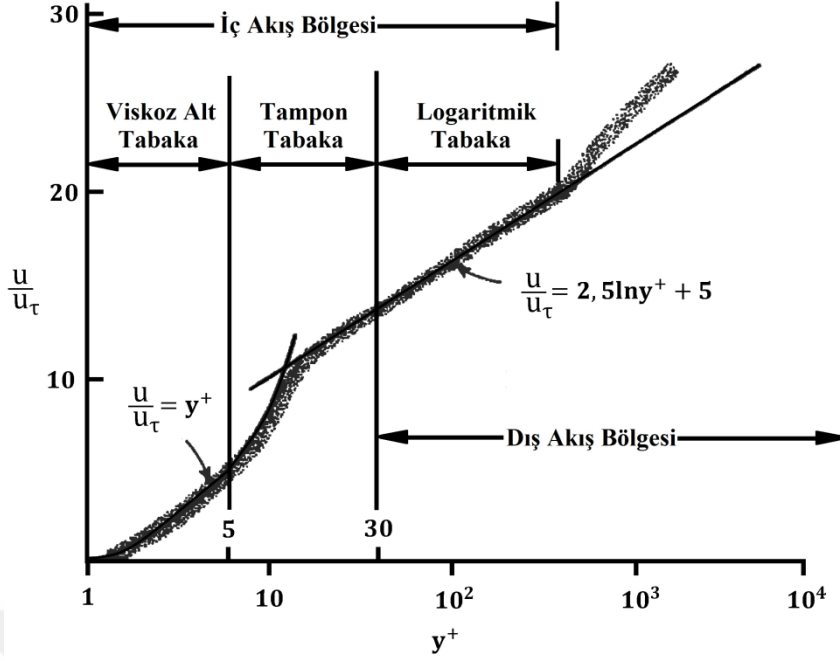
$$y^+ = \frac{ru_\tau}{\nu} ; u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (5.52)$$

Denklem (5.52)’den viskoz alt tabakadaki hız büyüklüğü ve cidardan olan uzaklık arasında geçerli duvar yasasının boyutsuz parametreler için de geçerli olduğu görülmektedir.

Farklı akışkanlarla ve farklı koşullarda yapılan deneyler sonucu türbülanslı akış için örtüşme tabakasında hız büyüklüğünün cidardan olan mesafenin logaritmasıyla orantılı olduğu bulunmuştur (Tennekes ve Lumley, 1972). Bu durumda, örtüşme tabakasındaki hız profilini veren denklem logaritmik yasa olarak bilinir ve boyutsuz sayılarla denklem (5.53) ile ifade edilmektedir.

$$u^+ = 2,5 \ln y^+ + 5 \quad (5.53)$$

Şekil 5.4’ten logaritmik yasanın  $300 > y^+ > 30$  aralığında kullanımının deneysel sonuçlarla mükemmel uyum içerisinde olduğu, ancak  $5 > y^+ > 30$  aralığında yani tampon tabakada kullanımı durumunda hassas sonuçlar ortaya koyamadığı anlaşılmaktadır. Viskoz alt tabaka kalınlığı genelde kanal çapının yüzde birinden daha az olmasına rağmen şekilde logaritmik ölçek kullanıldığından kalın bir tabakaymış gibi görünmektedir.



**Şekil 5.4 :** Türbülanslı akışta hız profili tabakalarının boyutsuz sayılar ile gösterimi (Kundu ve Cohen, 2002).

Türbülans tabakasındaki hız profili, maksimum hız büyüklüğü “ $u_{max}$ ” (m/s) kullanılarak denklem (5.54) ile açıklanmaktadır.

$$\frac{u_{max} - u}{u_{\tau}} = 2,5 \ln \frac{D}{D - r} \quad (5.54)$$

Denklemden görüldüğü gibi türbülans tabakasında girdap akımları viskoz etkilere göre çok daha fazla baskın olduğundan denklemde herhangi bir viskozite ifadesi yer almamaktadır.

### 5.2.2.6 Türbülanslı akışta kayma gerilmesi

Kayma gerilmesinin direkt olarak hız ile bağlantılı olduğu göz önüne alındığında iki farklı kısımdan oluştuğu sonucuna ulaşılmaktadır. Bu kısımlardan ilki, ortalama hız büyüklüğüne bağlı olarak oluşan ve katı cidarına yakın ve farklı akım çizgilerindeki akışkan molekülleri arasındaki sürtünme sonucu ortaya çıkan kayma gerilmesi büyüklüğüdür. Başka bir ifadeyle, laminer kayma gerilmesi olarak adlandırılır. Diğer kısım ise akışkan bünyesinde girdap akımlarının meydana getirdiği karışım sonucu moleküllerin birbirine sürtünmesinden kaynaklanan kayma gerilmesidir ve türbülans kayma gerilmesi “ $\tau_{tr}$ ” olarak da bilinmektedir.

Yatay bir kanaldaki türbülanslı akışta, akışkan moleküllerinin karışım halindeki hareketi dikkate alındığında, göz önünde bulundurulmuş herhangi bir “dA” (m<sup>2</sup>) diferansiyel kontrol yüzeyindeki akım iplikçığı üzerinde yer alan ve düşük hıza sahip akışkan moleküllü, kendisinden daha hızlı olan moleküllerin bulunduğu akım iplikçığıne doğru hareket edebilir. Akışkan moleküllerinin bu hareketi sonucu salınım hız büyüklüğü yatay bileşeni “u’” (m/s) ve düşey bileşeni “v’” (m/s) şeklinde ifade edilirse kütleli debi “ḡ” (kg/s) denklem (5.55) ile tayin edilir.

$$\dot{m} = \rho v' dA \quad (5.55)$$

Düşük hıza sahip akışkan moleküllerin yüksek hıza sahip moleküllerin bulunduğu akım iplikçığıne doğru hareketi yüksek hızdaki akım iplikçığınde bir momentum değişimine neden olur. Bu momentum değişimi düşük hızlı moleküllerin hızlanmasına ve bazı yüksek hızlı moleküllerin düşük hızlı moleküllerin bulunduğu akım iplikçığıne geçmesiyle sağlanır ve burada etkin olan kuvvetler yüzeysel ve hacimsel kuvvetler olmak üzere iki ayrı başlık altında incelenir. Yüzey kuvvetleri basınçtan kaynaklı gerilmelerden ve viskoz kuvvetlerden oluşurken, hacimsel kuvvetler yerçekimi, santrifüj kuvvetleri, coriolis ve elektromanyetik kuvvetleri içermektedir (Tennekes ve Lumley, 1972). Bahsedilen kuvvet büyüklüklerinin momentumdaki değişim hızları eşit olduğu göz önünde bulundurulursa dA diferansiyel kontrol yüzeyindeki akışkan elemanına etkiyen yatay kuvvet “dF” (N) denklem (5.56) kullanılarak belirlenir.

$$dF = \dot{m}(-u') = -\rho u'v' dA \quad (5.56)$$

Burada akışkan moleküllerinin yapmış olduğu salınım hareketi sonucu her diferansiyel kontrol yüzeyi başına oluşan kayma kuvveti, anlık türbülans kayma gerilmesi “ $\tau_{tr,an}$ ” (Pa) olarak adlandırılır ve denklem (5.57) ile ifade edilir (Çengel ve Cimbala, 2015).

$$\tau_{tr,an} = \frac{dF}{dA} = -\frac{\rho u'v' dA}{dA} = -\rho u'v' \quad (5.57)$$

Buradan zaman ortalamasını göz önünde bulundurularak türbülans kayma gerilmesi denklem (5.58) ile hesaplanır.

$$\tau_{tr} = -\rho \overline{u'v'} \quad (5.58)$$

Türbülans kayma gerilmesi daha basit bir formda Fransız matematikçi Joseph Boussinesq tarafından öne sürülen türbülans ya da Eddy viskozitesi “ $\mu_t$ ” (Pa.s) terimiyle laminer kayma gerilmesine benzer bir formda denklem (5.59) ile ifade edilebilir.

$$\tau_{tr} = -\rho \overline{u'v'} = \mu_t \frac{d\bar{u}}{dr} \quad (5.59)$$

Türbülans viskozitesi kullanılırsa toplam kayma gerilmesi “ $\tau_t$ ” (Pa), denklem (5.60) kullanılarak elde edilir.

$$\tau_t = \tau_l + \tau_{tr} = (\mu + \mu_t) \frac{d\bar{u}}{dr} \quad (5.60)$$

Boussinesq tarafından öne sürülen teori incelendiğinde  $\mu_t$  ifadesinin akışkan özelliği olmadığı, kanal merkezinden cidarına doğru azalan ve cidarda sıfır değerine sahip olan bir akış parametresi olduğu sonucuna ulaşılmaktadır. Türbülans viskozitesi değerinin hız bileşenlerine ve akış özelliklerine bağlı olarak türetilmesi gerektiği, aksi takdirde yanlış sonuçlar ortaya koyabileceği belirtilmiştir (Çengel ve Cimbala, 2015).

Farklı bir bakış açısıyla Prandtl, akışkanın karışım hareketinde rol oynayan girdap akımlarının büyüklüklerini dikkate alarak karışım uzunluğu “ $l_{kar}$ ” kavramını öne sürmüştür (Çengel ve Cimbala, 2015). Bu yaklaşım, tek boyuttaki girdap akımlarının büyüklüklerini dikkate almaktadır. Hâlbuki, girdap akımlarının büyüklükleri kanal cidarının bir fonksiyonu olarak sürekli değişir ve genelde cidardan hız büyüklüğünün maksimum olduğu merkeze doğru gittikçe azalır. Karışım uzunluğu kavramı kullanılarak türbülans kayma gerilmesi denklem (5.61)’de belirtildiği formda elde edilir (Kundu ve Cohen, 2002).

$$\tau_{tr} = \mu_t \frac{d\bar{u}}{dr} = \rho l_{kar}^2 \left( \frac{d\bar{u}}{dr} \right)^2 \quad (5.61)$$

Türbülans kayma gerilmesi değerinin kanal merkezinden cidarına doğru azalan hız büyüklüğü ile birlikte etkisini kaybettiği ve laminer kayma gerilmesinin, türbülans kayma gerilmesinin baskın olmadığı yerlerde dominant olduğu sonucu çıkarılabilir.

Başka bir ifadeyle moleküler difüzyon etkisi, laminer kayma gerilmesiyle ilişkili bir nitelik olduğundan etkisi kanal cidarından merkeze doğru azalırken, girdap akımları etkisi, türbülans kayma gerilmesi ile ilişkilidir ve etkisi kanal cidarından merkeze doğru artış göstermektedir.

### 5.2.2.7 Kolmogorov teoremi

Akıшта girdapların bulunması karışıklığın, döngüsellüğün ve vortisitinin bir göstergesidir. Vortisite, akış geometrisi boyunca eğrilmiş vorteks çizgileri boyunca yığılan akışkan molekülleri sonucunda yoğunlaşır. Bir girdap akımında artan vortisite nedeniyle uç noktalar rastgele hareket ettikçe, girdap akımının uzunluğu artar ancak genliği azalır. Bu durumda, açıl momentumun korunması nedeniyle vortisite akış boyunca artmaya devam eder. Akış doğrultusundaki kinetik enerji, girdap akımı boyunca büyük boyutlu girdapların hareketi sonucu yaptıkları işe paralel olarak artar. Ancak büyük boyutlu girdaplar bu esnada rastgele hareketler sonucu var olan enerjiyi taşıyamazlar ve kararsız durumdadırlar. Kararlı duruma ulaşmak için daha küçük girdap formuna dönüşürler. Bu gelişme, akış doğrultusu boyunca viskoz etkilerin baskın olacağı Reynolds sayısı değerine kadar devam eder ve en nihayetinde en küçük boyutlu girdapta viskoz yitimden dolayı kinetik enerji ısı enerjisine dönüşür. Kademeli olarak gerçekleşen vorteks gerilme prosesi türbülansın devamlılığını sağlar ve bu durumda viskoz yitimin türbülans kinetik enerji üretme oranına yaklaşık eşit olduğu bilinmektedir. Böylece, enerji aktarımı büyük girdaplardan küçük girdaplara doğru gerçekleşir. Ancak, bazen küçük girdapların birbirleri arasında etkileşime girmeleri sonucu ortaya çıkan enerjiden büyük girdaplar da etkilenebilmektedir. Bu durum, geri saçılma olarak adlandırılmaktadır. Akıştaki bu değişimler sonucu türbülans kavramı, farklı boyutlardaki girdapların birbiri ile etkileşimi sonucu ortaya çıkan bir nitelik olarak düşünülebilir (Pope, 2000).

Kolmogorov teorisi enerjinin büyük boyutlu girdaplardan daha küçük boyutlu girdaplara aktarılma mekanizmasını, boyutu belli bir girdabın bünyesi kadar enerji ihtiva ettiğini ve farklı boyutlardaki girdaplardan gerçekleşecek enerji yitimini açıklamaktadır. Kolmogorov teorisi üç önemli hipoteze bağlı olarak ortaya atılmış boyutsal argümanlara ve deneysel gözlemlere dayanmaktadır (Pope, 2000).

Homojen türbülans kavramı, incelenen sistemin her yerinde türbülans kinetik enerjisinin “ $k$ ” ( $m^2/s^2$ ) eşdeğer olduğu durumu nitelemektedir. İzotropik türbülans

kavramı ise homojen türbülans kavramına ek olarak girdapların hareket yönünün de eşdeğer olduğunu belirtmektedir. Kolmogorov, enerjinin daha küçük boyutlu girdaplara aktarımında kritik girdap boyutunu saptamak adına çalışmalar gerçekleştirmiş ve bu değerden sonra girdapların doğrultusal sapmalarının ortadan kaybolduğunu gözlemlemiştir. Bu açıklamalar doğrultusunda Kolmogorov' un yerel izotropik hipotezine göre yeterince yüksek Reynolds sayılarında, küçük boyutlu girdap akımlarının ( $\ll l_{ebg}$ ) sahip olduğu hareketlilik istatistiksel olarak izotropiktir olgusu savunulmaktadır. Burada  $l_{ebg}$  büyük boyutlu girdapları nitelemektedir (Pope, 2000).

Eğer " $l_{ia}$ ", girdap akımlarının izotropik ve anizotropik olduğu bölgeleri ayıran sınır olarak kabul edilirse, bu ölçeğin altında kalan girdapların küçük boyuta ve izotropik karakteristiğe, üstünde kalan girdapların ise büyük boyuta ve anizotropik karakteristiğe sahip olduğu söylenebilir. Yapılan deneysel çalışmalar sonucu birçok akışta geçerli olan bu değer için ampirik olarak denklem (5.62) ile elde edilebileceği belirtilmiştir (Pope, 2000).

$$l_{ia} = \frac{l_{ebg}}{6} \quad (5.62)$$

Kolmogorov, enerjinin farklı boyutlardaki girdaplar boyunca aktarılmasında sahip olacakları geometri hakkındaki belirsizliği de incelemiş ve küçük boyutlu girdapların yitim istatistiklerinin akış alanı türbülans bölgesi içinde her yerde geçerli olduğunu, ortalama akış alanı ve sınır koşullarından bağımsız olarak her yüksek Re sayısına sahip türbülanslı akış için benzer olduğu sonucuna ulaşmıştır. Küçük boyuttaki girdapların geometrisinin, daha büyük boyuttaki girdaplardan aldığı enerji aktarım oranına (bu değer için yaklaşık olarak türbülans yitim oranına " $\varepsilon$ " ( $m^2/s^3$ ) eşit olduğu belirtilmiştir) ve kinematik viskoziteye bağlı olan viskoz yitime bağlı olduğunu belirlemiştir. Bu doğrultuda Kolmogorov' un birinci benzerlik hipotezinde yeterince yüksek Reynolds sayısındaki her türbülanslı akışta, küçük boyutlu girdap akımlarının akış içerisindeki istatistiğinin, türbülans yitim oranı ve kinematik viskozite tarafından belirlenen evrensel bir formda olduğu savunulmuştur (Pope, 2000).

Kolmogorov, birinci benzerlik yasası kapsamında üzerinde durduğu  $\varepsilon$  ve  $\nu$  terimlerini kullanarak girdapların davranışlarına dair aşağıda maddeler halinde verilmiş olan ölçütleri tanımlamıştır.



$$\text{Uzunluk Ölçütü: } \eta = (v^3/\varepsilon)^{\frac{1}{4}} \quad (5.63)$$

$$\text{Hız Ölçütü: } u_\eta = (\varepsilon v)^{\frac{1}{4}} \quad (5.64)$$

$$\text{Zaman Ölçütü: } \tau_\eta = (v/\varepsilon)^{\frac{1}{2}} \quad (5.65)$$

$$\text{Kolmogorov Reynolds Sayısı: } Re_\eta = \eta u_\eta / v = 1 \quad (5.66)$$

Burada  $Re_\eta$  değerinin küçük ölçekli girdaplar için bire eşit olduğu görülmektedir. Bu değer büyük boyutlu girdapların kararsız yapısı gereği yeterince enerji kaybederek dönüştüğü, yitim etkilerinin baskın ve kararlı olduğu küçük boyutlu girdaplar için geçerlidir. Ayrıca, yukarıdaki ölçütler düzenlenerek türbülans yitim oranını denklem (5.67) ile ifade etmek mümkündür (Pope, 2000).

$$\varepsilon = u_\eta^2 / \tau_\eta \quad (5.67)$$

İzotropik bölgede küçük boyutlu girdapların sahip olduğu zaman ölçeği büyük boyutlu girdaplarınkinden daha küçük  $\left(\frac{l_{ebg}}{u_{ebg}} > \frac{l}{u(l)}\right)$  olduğundan, küçük boyutlu girdaplar, büyük boyutlu girdaplar tarafından sağlanan enerji aktarım oranı ile dinamik dengelerini korumak için enerji aktarım mekanizmasına çabucak adapte olabilirler (Pope, 2000).

$l_0 \gg l \gg \eta$  ölçüt aralığında olan orta boyutlu girdapların sahip olduğu Reynolds sayısı nispeten kritik değerden büyüktür ve viskoz kuvvetlerin etkisinden söz etmek mümkün değildir. Bu bilgiye dayanarak geliştirilen Kolmogorov'un ikinci benzerlik hipotezi, orta boyutlu girdap hareketlerinin istatistiksel olarak viskoziteden bağımsız bir şekilde türbülans yitim oranı ile belirlenen evrensel bir formda olduğunu savunmaktadır. Bu doğrultuda, izotropik bölge sınırı ile ortalama büyüklükte olan girdapların bulunduğu bölgenin alt sınırını niteleyen " $l_{d1}$ " ifadesi kullanılarak izotropik bölgeyi iki ayrı bölümde incelemek mümkün hale gelir. Bu bölgelerden ilki,  $l_{ia} > l > l_{d1}$  aralığında olan ve hareketliliğin atalet kuvvetlerinden kaynaklandığı ve viskoz kuvvetlerin ihmal edilebildiği bölge olan atalet alt bölgesidir. İkinci bölge ise  $l < l_{d1}$  aralığını niteleyen yitim bölgesidir ve burada viskoz kuvvetler dominanttır (Pope, 2000).

Kolmogorov' un ortaya attığı üç hipotez sonucunda girdap akımını üç ana türbülans skalası altında incelenmek mümkündür. Bunlar karşılık geldikleri dalga numarasına sayısına göre integral, Taylor ve Kolmogorov skalası olarak adlandırılmaktadır (Pope, 2000).

İntegral Skalası: En büyük girdap akımlarının bulunduğu skaladır. Tüm akış enerjisinin yaklaşık yüzde sekseni bu skala altındaki anizotropik bölgede bulunmaktadır. İntegral skalası uzunluk ölçütü “L” denklem (5.68) ile ifade edilmektedir.

$$L = \left( \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \right) \quad (5.68)$$

Taylor Skalası: Türbülansın izotropik olduğu skaladır. Taylor skalası uzunluk ölçütü “λ” denklem (5.69) ile ifade edilmektedir.

$$\lambda = \left( \frac{10vk}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (5.69)$$

Kolmogorov Skalası: En küçük girdap akımlarının bulunduğu skaladır.

Uzunluk ölçütleri, kendi aralarında aşağıda verilen denklemlerle belirtilen ilişkilere sahiptirler.

$$\lambda/l_{\text{ebg}} = \sqrt{10} \text{Re}_L^{-1/2} \quad (5.70)$$

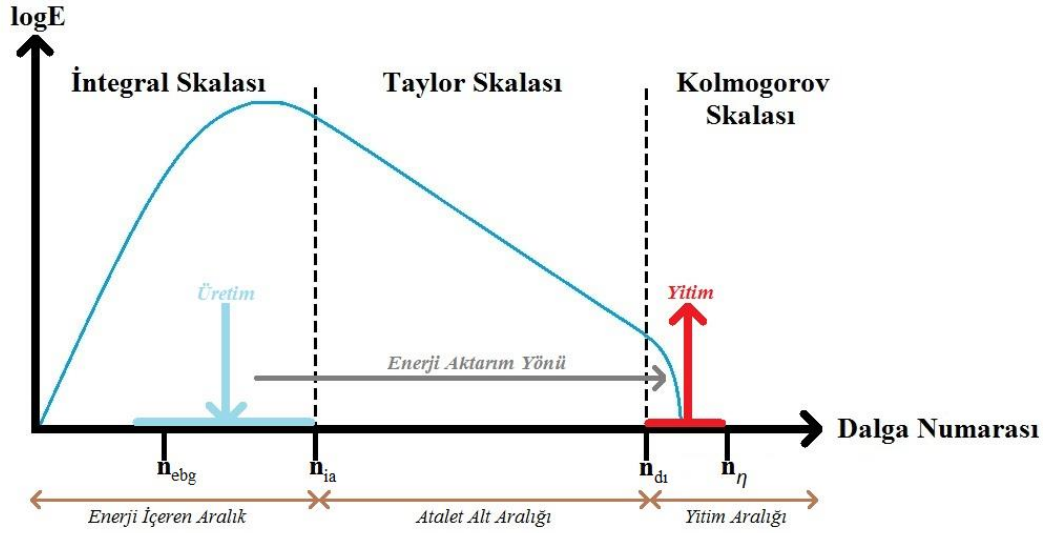
$$\eta/l_{\text{ebg}} = \text{Re}_L^{-3/4} \quad (5.71)$$

$$\lambda/\eta = \sqrt{10} \text{Re}_L^{1/4} \quad (5.72)$$

$$\lambda = \sqrt{10} \eta^{2/3} l_{\text{ebg}}^{1/3} \quad (5.73)$$

Dalga numarası “n” denklem (5.74) ile ifade edilmektedir.

$$n = 2\pi/l \quad (5.74)$$



**Şekil 5.5 :** Kolmogorov enerji spektrumu.

Şekil 5.5'te farklı boyutlardaki girdapların içerdikleri enerji miktarına göre hangi skalaya ait oldukları şematik olarak gösterilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi küçük girdaplar büyük olanlara kıyasla daha az enerji ihtiva etmektedir. Ayrıca, yitimin çoğunun ( $\approx 90\%$ ) şekilde kırmızı renkle belirtilen uzunluk ölçeğindeki girdap akımlarında gerçekleştiği görülebilir. Bu durumda, viskoz yitimin büyük çoğunluğu Kolmogorov dalga numarasından daha büyük dalga numarasında gerçekleşmektedir (Pope, 2000). Böylece, Kolmogorov dalga numarası yüksek Reynolds sayılarındaki türbülanslı akışta bulunan en küçük girdapların bir ölçüğü olarak yorumlanabilmektedir.

Her bir skalaya karşılık gelen yerel Reynolds sayıları aşağıdaki denklemler kullanılarak tayin edilebilir.

$$\text{Akış Reynolds sayısı: } Re = uL/\nu \quad (5.75)$$

$$\text{İntegral Skalası Reynolds sayısı: } Re_L = k^2/\varepsilon\nu \quad (5.76)$$

$$\text{Taylor Skalası Reynolds sayısı: } Re_T = u'\lambda/\nu \quad (5.77)$$

$$\text{Kolmogorov Skalası Reynolds sayısı: } Re_\eta = \eta u_\eta/\nu \quad (5.78)$$

Akış Reynolds sayısı genellikle integral skalası Reynolds sayısının 1-10 katıdır ve Taylor Reynolds sayısı ile olan ilişkisi denklem (5.79) ile ifade edilmektedir.

$$Re_T = \left(\frac{20}{3} Re\right)^{1/2} \quad (5.79)$$

### 5.2.2.8 Reynolds ortalamalı Navier-Stokes (RANS) yaklaşımı

Sayısal simülasyonlarda akışkan akımının modellenmesi için Navier-Stokes denklemleri çözümlenmektedir. Navier-Stokes denklemleri kendine özel birtakım yaklaşımları (Newton tipi akışkan, termodinamik ve transport özellikleri vs.) içeren bir akış modelidir (Pletcher ve diğ., 2013). Göz önünde bulundurulmuş kontrol hacminde türbülanslı akış, kütle korunumu kanununu ifade eden süreklilik (denklem (5.80)) ve momentum korunumu ifade eden Navier-Stokes (denklem (5.81)) denklemleri ile incelenmektedir.

$$\underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_{\text{Yoğunlukta meydana gelen değişim}} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \mathbf{u})}_{\text{Bir sınırdan geçen net kütle akışı}} = 0 \quad (5.80)$$

$$\underbrace{\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}}_{\text{Yerel ivme}} + \underbrace{\rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}}_{\text{Konvektif ivme}} = \underbrace{\nabla \cdot (-P \hat{\mathbf{n}})}_{\text{Basınç Gradyenleri}} + \underbrace{\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_v}_{\text{Viskoz kuvvetler}} + \underbrace{\mathbf{F}}_{\text{Hacimsel kuvvet}} \quad (5.81)$$

Burada,  $\rho$  yoğunluğu ( $\text{kg/m}^3$ ),  $\mathbf{u}$  hız vektörünü ( $\text{m/s}$ ),  $P$  basıncı ( $\text{Pa}$ ),  $\hat{\mathbf{n}}$  birim vektörü,  $\boldsymbol{\tau}_v$  viskoz gerilme tensörünü ( $\text{Pa}$ ) ve  $\mathbf{F}$  hacimsel kuvvet gradyanını ( $\text{N/m}^3$ ) temsil etmektedir.

Deformasyon veya şekil değiştirme hızı ile kayma gerilmesi arasında doğrusal bir ilişki bulunan akışkanlar Newtonyen akışkanlar olarak adlandırılmaktadır. Newtonyen akışkanlar, tüm gazları kapsamaktadır. Ancak, kan ve çamur gibi bazı sıvılar Non-Newtonyen akışkan sınıfına girmektedir. Newtonyen akışkanlarda dinamik viskozite akışkanın termodinamik durumuna bağlıdır, hız alanındaki değişiklikler dinamik viskozite üzerinde bir değişiklik meydana getirmemektedir.

Newtonyen bir akışkan için şekil değiştirme tensörü “ $\mathbf{S}$ ” ( $1/\text{s}$ ) denklem (5.82) ile ifade edilmektedir (Pletcher ve diğ., 2013).

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) \quad (5.82)$$

Newtonyen bir akışkan için viskoz gerilme tensörü ifadesi Stokes tarafından denklem (5.83)’te verildiği gibi ifade edilmiştir (Stokes, 1845).

$$\boldsymbol{\tau}_v = 2\mu\mathbf{S} - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{u})\hat{\mathbf{n}} \quad (5.83)$$

Yeterince düşük Mach sayısındaki gaz akışları, neredeyse sıkıştırılmaz akışkan davranışı sergilemektedir (Pletcher ve diğ., 2013). Zayıf sıkıştırılabilir akış kavramı, akışkanın yoğunluk değişiminin basınç değişimine bağlı olmadığı durumu nitelemektedir. Akışkanın halen sıkıştırılabilir olması, sıcaklık değişiminden kaynaklı yoğunluğun ihmal edilemeyecek seviyede olmasından ileri gelmektedir. Böylece akışkanın yoğunluğu, analiz boyunca referans basınç altında gerçekleşen sıcaklık değişimiyle hesaplanır. Akış problemlerinde yerçekimi etkisi, momentum denkleminde var olan hacimsel kuvvet gradyenini nitelemektedir. Yerçekimi ivmesinin “ $\mathbf{g}$ ” doğrultusu belirlendiği takdirde “ $\mathbf{F}$ ” denklem (5.84) ile ifade edilir.

$$\mathbf{F} = (\rho - \rho_{\text{ref}})\mathbf{g} \quad (5.84)$$

Zayıf sıkıştırılabilir akış kavramının getirdiği bir sonuç olarak, yoğunluk ifadesinin sadece sıcaklık ile değiştiği bilindiğinden, denklem (5.84)’te referans sıcaklık değerindeki “ $T_{\text{ref}}$ ” (1/K) yoğunluk ifadesi “ $\rho_{\text{ref}}$ ” (kg/m<sup>3</sup>) göz önünde bulundurarak denklem (5.85)’te belirtildiği gibi termal genleşme katsayısı “ $\alpha_p$ ” (1/K) ile ifade etmek mümkündür (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).

$$\alpha_p(T_{\text{ref}}) = -\left. \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \right|_{T_{\text{ref}}} \quad (5.85)$$

Denklem (5.85)’in denklem (5.84)’te yerine koyulmasıyla denklem (5.86) elde edilir.

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= (\rho - \rho_{\text{ref}})\mathbf{g} = (\rho(T) - \rho(T_{\text{ref}}))\mathbf{g} \\ &\approx \rho(T_{\text{ref}})(1 - \alpha_p(T_{\text{ref}})(T - T_{\text{ref}}))\mathbf{g} \end{aligned} \quad (5.86)$$

Başlangıç şartı olarak modele tanıtılan basınç ve sıcaklık değerleri ile akışkan için tayin edilen referans yoğunluk değerinin “ $\rho_{\text{ref}}$ ”, kontrol hacmindeki referans konum vektöründen “ $\mathbf{r}_{\text{ref}}$ ” herhangi bir konum vektörüne “ $\mathbf{r}$ ” göre değişimi göz önüne alındığında, bu değişim denklem (5.87) ile gösterilen hidrostatik basınç değişimi “ $\tilde{P}$ ” (Pa) ifadesini meydana getirmektedir.

$$\tilde{P} = P - \rho_{\text{ref}} \mathbf{g} (\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\text{ref}}) \quad (5.87)$$

Denklem (5.81)'de verilen momentumun korunumu denklemine tüm bu yapısal bağıntıların dâhil edilmesiyle denklem (5.88) elde edilir.

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} &= \nabla \cdot \left( \tilde{P}\hat{\mathbf{n}} - \mu(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \mathbf{u})\hat{\mathbf{n}} \right) \\ &- \rho(T_{\text{ref}})(1 - \alpha_p(T_{\text{ref}})(T - T_{\text{ref}}))\mathbf{g} \end{aligned} \quad (5.88)$$

Türbülanslı akışın doğası gereği sahip olduğu akıştaki dalgalanmalar nedeniyle kontrol hacmi ağ örgüsünün oluşturulması esnasında yüksek kalitede ve çok fazla elemana ihtiyaç duyulmaktadır. Ayrıca, akıştaki tüm anlık değişimleri göz önünde bulunduran model tiplerinin yanı sıra bu durumun fiziksel olarak uygulanabilir olması için akış parametrelerinin ortalama ve salınım büyüklüklerinin toplamı cinsinden ifade eden modeller de bulunmaktadır. Türbülanslı akıştaki tüm anlık değişimler doğrudan sayısal simülasyon tekniği (DNS) ile çözülebilmektedir ancak bu tekniğin kullanımı şuanki bilgisayar teknolojisiyle mümkün değildir. Büyük Eddy simülasyonu (LES) tekniği DNS'den farklı olarak oluşan girdap akımlarından büyük ölçekli olanları çözülürken küçük ölçekli olanları modellenir. LES çözümü için hali hazırda yapılmış olan birçok sayısal simülasyon bulunmaktadır, ancak uzun çözüm süresi gerektirmektedir. Anlık değişimlerin tamamen modellendiği sayısal simülasyon teknikleri ise cebirsel, tek denklemlilikli, çift denklemlilikli olabilmektedir. Son tip tekniklerde akış parametrelerinin ortalama büyüklükleri çözümden elde edilirken, salınım büyüklükleri bir türbülans modelinin kullanılmasıyla birlikte modellenir. Yapılan bu ayrıştırma ile problemin sayısal simülasyonunun ihtiyaç duyduğu hesaplama zamanında büyük düşüşler meydana gelir. Akış durumuna, incelenen kontrol hacmine ve akışkana bağlı olarak kullanılması gereken türbülans modeli farklılık göstermektedir. Ancak, genel anlamda her problem için geçerli bir türbülans modeli yoktur ve akışın sayısal simülasyonu, kullanılan türbülans modelinin probleme olan uyumluluğu kadar kararlı sonuçlar ortaya koyar (Pletcher ve diğ., 2013).

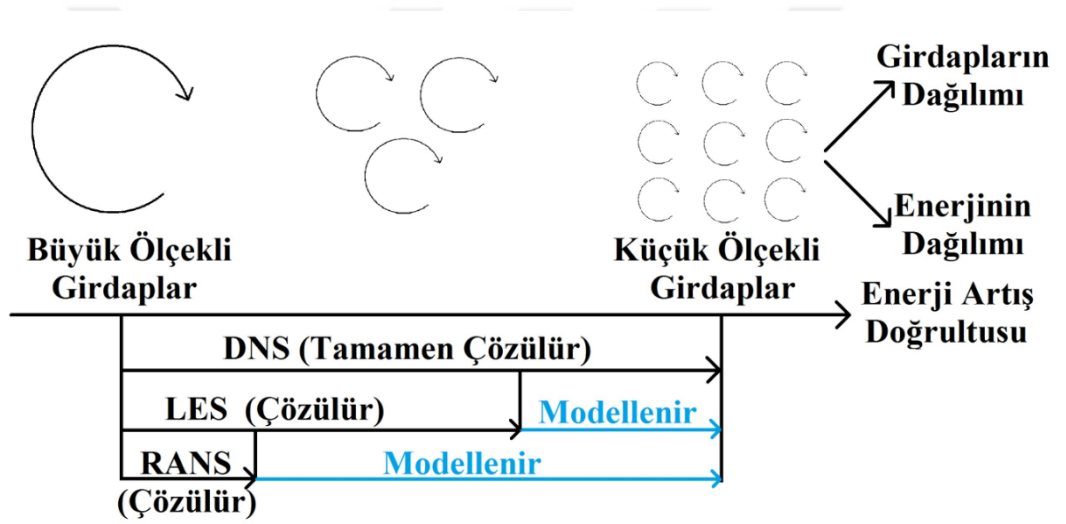
Ticari sayısal simülasyon programları ile türbülanslı akışın modellenmesinde çoğunlukla akış parametrelerinin ayrıklaştırıldığı RANS yaklaşımı kullanılmaktadır ve göz önünde bulunduran problem için çözümlenmektedir. Bahsedilen modellerin

girdap akımlarını ne ölçüde çözümledikleri Şekil 5.6'de şematik olarak gösterilmiştir.

Sürekli rejimde RANS yaklaşımı denklem (5.80) ve (5.88)'e uygulandığında ve denklemler yeniden düzenlendiğinde, denklem (5.89) ve (5.90) ile belirtilen nihai formları elde edilir.

$$\nabla \cdot (\rho \bar{\mathbf{u}}) = 0 \quad (5.89)$$

$$\rho(\bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla) \bar{\mathbf{u}} = \nabla \cdot \left( \tilde{P} \hat{\mathbf{n}} - \mu(\nabla \bar{\mathbf{u}} + (\nabla \bar{\mathbf{u}})^T) - \frac{2}{3} \mu(\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}) \hat{\mathbf{n}} \right) - \rho(T_{\text{ref}})(1 - \alpha_P(T_{\text{ref}})(T - T_{\text{ref}})) \mathbf{g} \quad (5.90)$$



Şekil 5.6 : Türbülans çözücülerinin kapsamaları.

### 5.2.2.9 Aksisimetrik koordinatlarda akış

Aksisimetrik geometriye sahip sistemlerde hem yakınsama oranını artırmak hem de hesaplama zamanından tasarruf yapmak için basit geometrilerde akışın da aksisimetrik olduğu kabul edilebilir. Ancak, her simetrik geometride akışın da simetrik olması gerektiği anlamına gelmemektedir. Bu kabul doğrultusunda Navier-Stokes denklemlerinde yer alacak azimutal doğrultudaki değişiklikler ve hız bileşeni denklemden çıkarılır (Pope, 2000).

### **5.2.2.10 Türbülans modelleri arasındaki farklılıklar**

Gözetilen sistemde kullanılması planlanan türbülans modelleri farklılık gösterebilmektedir. Çizelge 5.2’de ticari programlarda kullanılan türbülans modellerinin seçimi açısından literatürden derlenmiş parametreler bulunmaktadır (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu; Pletcher ve diğ. 2013; Kundu ve Cohen, 2002; Abe ve diğ. 1994; Agonafer ve diğ. 1996; [1]).





**Çizelge 5.2 : Türbülans modelleri.**

Türbülans Modeli	İçerdiği Transport Denklemi Sayısı	Çözülen Denklemler	Kullanılan Teori	Kullanımının Uygun Olduğu Akış Tipi	Avantajları	Dezavantajları
Cebirsel y+	-	-Momentumun korunumu (RANS) -Kütlenin korunumu -Duvar fonksiyonları için cebirsel denklem	Prandtl'ın Karışım Uzunluğu Teorisi	-İç akışlar (boru ve kanal içi akış) -Basit dış hava akışı modelleri	-Uygulama kolaylığı, kaba mesh yapısında yüksek yakınsama oranı, hızlı hesaplama süresi, karışım uzunluğunu belirleyen deneysel korelasyonların bulunduğu basit akışlar için iyi tahmin oranı ve cebirsel denklemler ile otomatik duvar fonksiyonu.	-3D akışlarda zayıf performans ve türbülans uzunluk ölçeğinin değiştiği ayrılma ve döngü bölgelerinde akışı tanımlayamaz ve sadece ortalama akış özellikleri ve türbülans kayma gerilmesi hesaplanır
L-Vel	-	-Momentumun korunumu (RANS) -Kütlenin korunumu -Duvar fonksiyonları için iyileştirilmiş viskozite modelini içeren cebirsel denklem	Logaritmik Yasa	-İç akışlar (boru ve kanal içi akış) -Elektronik soğutma uygulamaları	-Cebirsel denklemler ile otomatik duvar fonksiyonu	-Sadece ortalama akış özellikleri ve türbülans kayma gerilmesi hesaplanır
Spalart-Allmaras	1	-Momentumun korunumu (RANS) -Kütlenin korunumu -Duvar fonksiyonları denklemi	Spalart-Allmaras Modeli	-Aerodinamik uygulamaları -Kanat profili ve türbin bıçağı uygulamaları	-Çeperle sınırlandırılmış, hafif ayrılma ve döngüsel akışların modellenmesinde ekonomik ve hassastır, yakınsama oranının iyi olması ve hız profili tamamen çözülür	-Tek parça halinde ayrılmış akışlar, serbest akış ve değişken türbülanslı akış modellenmesinde zayıftır
Standard $k - \epsilon$	2	-Momentumun korunumu (RANS) -Kütlenin korunumu - $k$ transport denklemi - $\epsilon$ transport denklemi	Laundier Modeli	-İç ve dış akış problemleri	-Sağlam, ekonomik, mühendislik uygulamaları için makul hassasiyet sunması, uzun ve birikmiş performans verilerini saklayabilmesi	-Ters basınç gradyanlarını iyi tahmin edemez, sınır tabakada türbülans üretiminin yitime eşit olması gerekmektedir, iyi oluşturulmamış mesh ile birlikte duvar fonksiyonları çalışmaz ve akış ayrılması ve döngüsel bölgeler tahmin edilemez, hız profili logaritmik tabakadan itibaren çözülür ve izotropik eddy viskozitesi sınırlaması vardır
RNG $k - \epsilon$	2	-Momentumun korunumu (RANS) -Kütlenin korunumu - $k$ transport denklemi - $\epsilon$ transport denklemi	Laundier Modeli	-İç ve dış akış problemleri	-Sağlam, ekonomik, mühendislik uygulamaları için makul hassasiyet sunması, uzun birikmiş performans verilerini saklayabilmesi ve düşük Reynolds sayılı akışlarda iyi çözünürlük	-Sınır tabakada türbülans üretiminin yitime eşit olması gerekmektedir, iyi oluşturulmamış mesh ile birlikte duvar fonksiyonları çalışmaz ve akış ayrılması ve döngüsel bölgeler tahmin edilemez ve izotropik Eddy viskozitesi sınırlaması vardır

Çizelge 5.2 (devam) : Türbülans modelleri.

Türbülans Modeli	İçerdiği Transport Denklemi Sayısı	Çözülen Denklemler	Kullanılan Teori	Kullanımının Uygun Olduğu Akış Tipi	Avantajları	Dezavantajları
Realizable $k - \varepsilon$	2	-Momentumun korunumu (RANS) -Kütlenin korunumu - $k$ transport denklemi - $\varepsilon$ transport denklemi	Lauder Modeli	-İç ve dış akış problemleri	-Sağlam, ekonomik, mühendislik uygulamaları için makul hassasiyet sunması, uzun birikmiş performans verilerini saklayabilmesi, standart ve RNG $k - \varepsilon$ modellerinden akış ayrılması problemlerinde daha iyi sonuç verir, zayıf sıkıştırılabilir akışlar için kullanılabilirliği, birçok farklı fiziksel olay için doğrulanmıştır	-Sınır tabakada türbülans üretiminin yitime eşit olması gerekmektedir, hız profili logaritmik tabakadan itibaren çözülür, izotropik Eddy viskozitesi sınırlaması vardır
$k - \omega$	2	-Momentumun korunumu (RANS) -Kütlenin korunumu - $k$ transport denklemi - $\omega$ transport denklemi	Revize Edilmiş Wilcox $k - \omega$ Modeli	-Plaka üzeri akış -İç akış problemleri	-Duvar fonksiyonuna ihtiyaç duymaz ve sıkıştırılabilir akış simülasyonlarının gerçekleştirilebilmesi	- $k - \varepsilon$ 'dan daha yavaştır, $\omega$ 'nın serbest akım giriş değerine bağlıdır, hız profili tamamen çözülür, izotropik eddy viskozitesi sınırlaması ve başlangıç şartlarına aşırı duyarlılık
SST	4	-Momentumun korunumu (RANS) -Kütlenin korunumu - $\pi$ transport denklemi - $\Omega$ transport denklemi	Menter Teoremi	-Dış akışlar (özellikle aerodinamik)	-Duvar fonksiyonuna ihtiyaç duymaz, $k - \omega$ modeli $k - \varepsilon$ modelinin birleşiminden oluşur, izotropik Eddy viskozitesi sınırlaması yoktur, karmaşık türbülans modellerinin çözümünde idealdir, hız profili tamamen çözülür ve fiziksel olarak türbülansı yansıtan en iyi modeldir.	-Uzun hesaplama süresi gerektirir
Düşük Re $k - \varepsilon$	2	-Momentumun korunumu (RANS) -Kütlenin korunumu -AKN $k$ transport denklemi -AKN $\varepsilon$ transport denklemi	AKN Modeli	-İç ve dış akış problemleri	-Hız profili tamamen çözülür	-İzotropik Eddy viskozitesi sınırlaması
V2-F	4	-Momentumun korunumu (RANS) -Kütlenin korunumu - $k$ transport denklemi - $\varepsilon$ transport denklemi -Türbülans yoğunluğu denklemleri -Türbülans sınır tabakası denklemleri	Billard ve diğ.	-Siklonların modellenmesinde	-Türbülans anizotropisi çözülebilir -Hız profili tamamen çözülür	-Uzun hesaplama süresi gerektirir

### 5.2.2.11 $k - \varepsilon$ türbülans modeli

İdeal bir türbülans modeli, ilgili fiziksel olgunun özünü yansıtmak için en az karmaşıklığı beraberinde getirendir (Wilcox, 2006). RANS yaklaşımı çerçevesinde uygulama kolaylığı sağladığından, en çok kullanılan ve doğrulanan türbülans modeli olduğundan  $k - \varepsilon$  modeli seçilmiştir. COMSOL Multiphysics® programı kapsamında standart ve realizable  $k - \varepsilon$  modelleri kullanılabilir.

Tez çalışması kapsamında akış ayrılmaları olması sebebiyle, bu etkileri en iyi yansıtan realizable  $k - \varepsilon$  modeli kullanılmıştır. Bu model, türbülansın modellenmesi için momentumun korunumu denkleminde ek olarak iki adet transport denkleminin iki adet bağımlı değişken (türbülans kinetik enerjisi “ $k$ ” ve türbülans yitim oranı “ $\varepsilon$ ”) için çözümünü içermektedir. Modelin içerdiği transport denklemlerinde kullanılmak üzere akışkan akımının bir özelliği olan Eddy viskozitesi “ $k$ ” ve “ $\varepsilon$ ” cinsinden ve model sabiti “ $C_\mu$ ” kullanılarak denklem (5.91) ile belirlenmektedir.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5.91)$$

Sürekli rejimde türbülans kinetik enerjisinin ve türbülans yitim oranının çözümlendiği transport denklemleri, denklem (5.92) ve (5.93) ile ifade edilir.

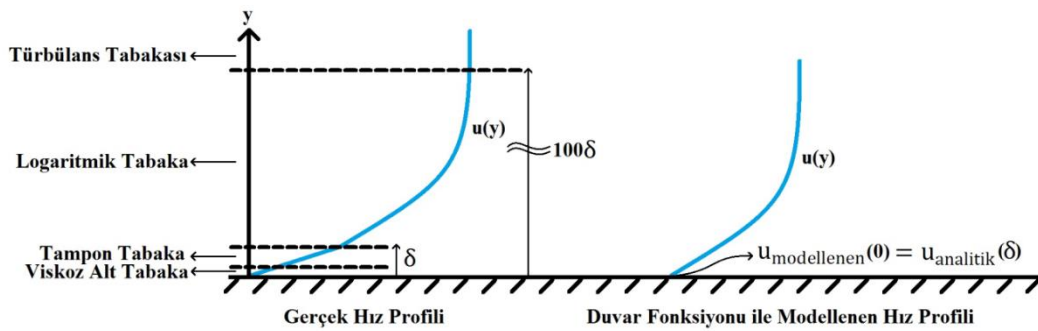
$$\begin{aligned} \rho \mathbf{u} \cdot \nabla k = \nabla \cdot \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + \mu_t \left( \nabla \mathbf{u} : (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 \hat{\mathbf{n}} \right) \\ - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \mathbf{u} - \rho \varepsilon \end{aligned} \quad (5.92)$$

$$\begin{aligned} \rho \mathbf{u} \cdot \nabla \varepsilon = \nabla \cdot \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_t \left( \nabla \mathbf{u} : (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{u})^2 \hat{\mathbf{n}} \right) \\ - \frac{2}{3} \rho k \nabla \cdot \mathbf{u} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (5.93)$$

Realizable  $k - \varepsilon$  model sabitlerinin değerleri program kapsamında;  $C_\mu = 0,09$ ;  $C_{\varepsilon 1} = 1,44$ ;  $C_{\varepsilon 2} = 1,92$ ;  $\sigma_k = 1$ ;  $\sigma_\varepsilon = 1,3$  olarak belirtilmiştir (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).

### 5.2.2.12 Duvar fonksiyonları

Türbülanslı akışta hız profili başlığı altında incelenen durumda olduğu gibi, katı cidarına yakın bölgelerde akışkan akımının sahip olduğu karakteristik, cidardan uzakta olan bölgelerden tamamen farklıdır. Bu sebepten, modelin getireceği transport denklemleri katı cidarına yakın bölgelerde geçerliliğini yitirmektedir. Bu bölgelerin analiz edilmesi için analitik yaklaşımlar kullanılmaktadır. Bu yaklaşımlar aynı zamanda duvar fonksiyonları olarak bilinmektedir. Duvar fonksiyonları kullanılarak, Şekil 5.7’de gösterildiği gibi viskoz alt tabaka ve tampon tabaka modele dâhil edilmez. Bunun yerine bu iki bölge analitik olarak çözülür. Böylece, viskoz kuvvetlerden ziyade atalet kuvvetlerinin dominant olduğu logaritmik ve türbülans tabakası transport denklemleri ile modellenirken, viskoz alt tabaka ve tampon tabaka analitik yaklaşımlar kullanılarak çözümlenir. Burada, viskoz alt tabaka ve tampon tabaka kalınlıklarının toplam kalınlığı “ $\delta$ ” ile ifade edilmiştir ve modelde katı cidarı ile sıvı alanı arasındaki ilk iki ağ noktası arasındaki mesafenin yarısı olacak şekilde modele tanıtılır (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu). Logaritmik tabaka ise bu toplam kalınlığın yaklaşık yüz katına eşdeğer şekilde hız profilinde modellenir. Hâlbuki RANS yaklaşımı ile bu dört farklı bölgenin hız profili içerisinde modellenmesi mümkündür. Duvar yaklaşımının kullanılmasının sebebi türbülanslı hız profilinde türbülans ve logaritmik tabaka kalınlıklarının toplamının viskoz alt tabaka ve tampon tabaka kalınlıklarının toplamından çok daha büyük olmasıdır (Wilcox, 2006).



Şekil 5.7 : Duvar fonksiyonları ile hız profili arasındaki ilişki (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).

Duvar fonksiyonunun modele doğru bir şekilde tanıtılmasında ölçüt olarak logaritmik tabaka ile viskoz alt tabaka arasındaki mesafe veya duvar çözünürlüğü “ $\delta^+$ ” kullanılmaktadır.  $\delta^+$  denklem (5.94) ile açıklanır ve değerinin 11,06 değerini olabildiğince aşmaması istenir. Bahsedilen değer aşılması duvar fonksiyonlarının

doğru bir Şekilde modele tanıtılmadığını belirtmektedir (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).

$$\delta^+ = \frac{\rho u_\tau \delta}{\mu} \quad (5.94)$$

Burada “ $u_\tau$ ” denklem (5.95) ile tanımlanmaktadır.

$$u_\tau = \frac{C_\mu^{1/4}}{\sqrt{k}} \quad (5.95)$$

Ayrıca duvar sınır Şartında kaymama koşulu çerçevesinde denklem (5.96)’da belirtildiği gibi normal yönde hız bileŐeninin olmadığı kabul edilir.

$$\mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (5.96)$$

Bu durumda teğetsel gerilme değerleri ve sürtünme hızının maksimum değerleri, sırasıyla denklem (5.97) ve (5.98) ile ifade edilir.

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot 2\mu \mathbf{S} - (\hat{\mathbf{n}} \cdot 2\mu \mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{n}}) \hat{\mathbf{n}} = -\rho u_\tau \frac{\mathbf{u}}{u^+} \quad (5.97)$$

$$u_{\tau, \max} = \frac{|\mathbf{u}|}{\frac{1}{K_{vk}} \ln \delta^+ + B} \quad (5.98)$$

Burada  $K_{vk}$  von Kárman ile  $B$  denklem sabitleridir ve değerleri sırasıyla 0,41 ve 5,2’ye eşittir (Pope, 2000).

Türbülans kinetik enerjisi ve türbülans dağılma oranı için duvar fonksiyonları çerçevesinde alacakları değerler denklem (5.99) ve (5.100) ile açıklanmaktadır. Burada denklem (5.100) ile verilen türbülans yitim oranı ifadesi realizable  $k - \varepsilon$  modeline göre hesaplanmaktadır (Wilcox, 2006).

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla k = 0 \quad (5.99)$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{K_{vk} \delta} \quad (5.100)$$

### 5.2.3 Isı transferi modülü

İndüksiyonlu gaz akışkan ısıtıcılarında ısı transferi üç aşamada gerçekleşmektedir. İlk aşamada, elektromanyetizma denklemlerinin çözülmesiyle metalin dalma derinliği boyunca indüklenen Eddy akımları ve histerezis etkisi ile ısı üretimi gerçekleşir. İkinci aşamada, metal bünyesinde ortaya çıkan ısı metal içinde dalma derinliği dışına, yalıtım elemanlarına ve bobine iletim mekanizması ile transfer edilir. Üçüncü yani son aşamada ise, ısı katı yüzeylerinin etrafında dolaşan akışkana taşınım mekanizması ile transfer edilir. İncelenen ısı transfer mekanizmaları hem katı hem de akışkan alanlarını içerdiğinden bu iki ortamın ısı transferi açısından ayrı ayrı incelenmesi gerekmektedir. Bu doğrultuda, iki ortam farklı ısı transfer mekanizmaları için farklı başlıklar altında incelenmiştir.

#### 5.2.3.1 Isı transferi mekanizmaları

Elektromanyetizma ve akışkanlar mekaniği modüllerinin çözümlenmesi sonucu sırasıyla elektromanyetik ısı üretimi ve hız alan vektörü terimleri ısı transferi denklemlerinde kaynak terim olarak kullanılmaktadır. Isı transferi denklemleri ise aşağıda ifade edilen mekanizmalar altında üretilen bu ısıyı, hem katı hem de akışkan açısından çözümlenmektedir.

#### İletim

İletim, farklı ortamlarda farklı reaksiyonların bir sonucu olarak ortaya çıkmaktadır. Teorik olarak maddenin üç hali göz önünde bulundurulduğunda iletim ile enerji transferi mekanizması bir gaz ve sıvı ortamında moleküllerinin birbirlerine çarpmaları ve yayılmaları sonucunda gerçekleşir. Bir katı ortamında katı alanın sahip olduğu kafes yapısı içerisinde moleküllerin titreşim hareketi yapmaları ve serbest kalan elektronlarını başka bir moleküle aktarmaları vasıtasıyla gerçekleşir (Incropera, 2011). Sürekli ve kararlı halde bulunan bir ortamda, ısı iletimi Fourier kanunu ile denklem (5.101)'de verildiği gibi ifade edilmektedir.

$$\dot{q}_{il} = -k\nabla T \quad (5.101)$$

Burada,  $\dot{q}_{il}$  iletim ısı akısını ( $W/m^2$ ),  $k$  ısı iletim katsayısını ( $W/m.K$ ),  $\nabla T$  sıcaklık gradyenini ( $K/m$ ) ifade etmektedir. Denklemdeki negatiflik, ısının, sıcaklığın yüksek olduğu bölgeden düşük olduğu bölgeye doğru transfer edildiğini nitelemek amacıyla denkleme ilave edilmiştir. Bu durumda, ısı akısı ifadesi pozitif değer almaktadır

(Çengel, 2014). Bir ortamdaki ısı iletim hızı temel olarak o ortamdaki sıcaklık farkına bağlıdır. Isı iletim katsayısı bir materyalin ısıyı iletebilme yeteneğinin bir göstergesidir ve materyalin karakteristik özelliğidir. Aynı zamanda, ısıl iletkenlik değeri yüksek materyaller için genel olarak iyi elektriksel iletken oldukları da söylenebilmektedir (Incropera, 2011). Gazların kinetik teorisi incelendiğinde, ısıl iletkenlik değerlerinin sıcaklığın kareköküyle doğru ve sahip oldukları molar kütle ile ters orantılı olduğu bilinmektedir (Çengel, 2014). Böylece, indüksiyonlu gaz ısıtıcılarında düşük molar kütleli gazların ısıtıcıdan daha yüksek sıcaklıkta çıkacağı öngörülmektedir. Katılarda ise, ısıl iletkenlik değeri, kristal kafes yapısının simetrik ve uniform olarak dağılmasıyla ve elektron konfigürasyonlarında son yörüngesinde daha fazla elektron bulunduran atom sayısının artmasıyla artmaktadır.

### **Taşınım**

Taşınım ile enerji transferi mekanizması, katı yüzeylerine yakın ortamdan hareket halinde bulunan akışkana enerjinin aktarılmasıyla gerçekleşmektedir. Taşınım mekanizması, iletim ve akışkan hareketinin bütünleşik etkilerini ihtiva etmektedir. Taşınım mekanizması altında iletim, katı yüzeyi ile akışkan arasında bulunan ortam olan viskoz alt tabaka içerisinde gerçekleşmektedir. Bu tabakadan ise hareket halindeki akışkan akımına ısı aktarımı söz konusudur. Bu sebepten, eğer ortamdaki akışkan için herhangi bir hareket durumu söz konusu değil ise, ısı aktarımı sadece iletimle gerçekleşmektedir. Çift cam teknolojisi çerçevesinde, durgun havada gerçekleşen ısı transferi bu duruma örnek olarak gösterilebilir. Ancak, taşınım ile ısı transferinde akışkan akımının sahip olduğu hıza bağlı olarak viskoz tabaka kalınlığı değişmekte ve genel olarak hız artımının ısı transferini artırdığı bilinmektedir.

Taşınım ile ısı aktarımı mekanizması kendi içerisinde akışkan akımının hızına bağlı olarak doğal ve zorlanmış taşınım olmak üzere iki ayrı başlık altında incelenmektedir. Zorlanmış taşınımında akışkan, katı yüzeyinin üzerinden fan ve pompa gibi ekipmanlar vasıtasıyla hızlandırılarak geçmektedir. Doğal taşınımında akışkan hareketi, katı yüzeyi ile akışkan molekülleri arasındaki sıcaklık farkına bağlı olarak ortaya çıkan yoğunluk farkından kaynaklanmaktadır. İndüksiyonlu gaz ısıtıcılarında ısı transferi gaz bir fan vasıtasıyla sisteme gönderildiğinden zorlanmış taşınım ile gerçekleşmektedir. Sürekli ve kararlı halde bulunan bir ortamda, taşınım ile ısı transferi Newton'un soğutma kanunu ile denklem (5.102) ile ifade edilmektedir.

$$\dot{q}_{ta} = h(T_{ky} - T_{\infty}) \quad (5.102)$$

Burada,  $\dot{q}_{ta}$  taşınım ısı akısını ( $W/m^2$ ),  $h$  ısı taşınım katsayısını ( $W/m^2.K$ ),  $T_{ky}$  katı yüzey sıcaklığını ( $K$ ) ve  $T_{\infty}$  ortamdaki akışkan sıcaklığını ( $K$ ) belirtmektedir. Isı taşınım katsayısı aynı katı yüzey ve akışkan akım sıcaklığında, farklı akışkan tipleri için farklı değerler almaktadır ve akışkanın karakteristik özelliği değildir. Isı taşınım katsayısı akışkan tipinin yanı sıra yüzey geometrisine ve akışkanın sahip olduğu hız değerine de bağlı bir parametredir.

### **Işınım**

Işınım ile ısı transferi, atomların yörüngelerinde sahip oldukları elektronların orbital değiştirmesi esnasında ortaya çıkan foton ve fononlar vasıtasıyla gerçekleşmektedir. Atoma sahip olduğu elektronun bir üst seviyedeki orbitale ulaşması için gerekli enerji sağlanırsa foton, sağlanmazsa bir üst seviyeye çıkamayıp eski orbitaline dönerken fonon ortaya çıkar (Incropera, 2011). Materyaldeki atomlardan çıkan bu elektromanyetik dalgalar sonucu enerji aktarımı gerçekleşir. İletim ve taşınım ile gerçekleşen ısı transferinde enerjinin aktarılması için taşıyıcı bir ortama gerek duyulurken, ışınım mekanizmasında elektromanyetik dalgalar vasıtasıyla gerçekleştiğinden ısının aktarımı için herhangi bir ortama gereksinim duyulmaz. Işınım yoluyla ısı transferi temel olarak elektronların hareketine bağlı olduğundan ve mutlak sıfır sıcaklığında elektron hareketinin en yüksek enerji bandında var olduğundan, mutlak sıfır sıcaklığından daha büyük sıcaklığa sahip her cisim etrafındaki daha düşük sıcaklıktaki cisimlere ışınım ile ısı yaymaktadır. Cisimlerin ışınım ile enerji aktarma kabiliyeti sahip oldukları yayıcılık veya emisivite “ $\epsilon$ ” değeri ile belirlenmektedir. Yayıcılık değeri sıfır ile bir arasında olup bire eşit olması durumunda cisim karacisim olarak adlandırılmaktadır. Hâlbuki, Dünya üzerindeki cisimler gri cisimdir ve yayıcılık değerleri birden küçüktür. Yayıcılık değeri sıcaklığa, yüzey geometrisine ve elektromanyetik dalga boyuna bağlı olarak değişmektedir. Yayıcılığın tersi soğurganlık olarak adlandırılır ve bir materyalin üzerine gelen elektromanyetik dalganın ne kadarını bünyesinde absorbe edebileceğinin bir göstergesidir. Kirchhoff’un ışınım kanununa göre sıcaklığı ve yaydığı dalga boyu belirli olan bir materyalde, yayıcılık ve soğurganlık katsayıları birbirine eşittir (Incropera, 2011).



Işınım ile ısı transferi mekanizmasında önemli bir diğer nitelik görüş faktörüdür “ $F$ ”. Görüş faktörü yüzeyden yüzeye ışınım hesaplarında yüzeylerin geometrisine ve aralarındaki uzaklığa bağlı olarak değişmektedir ve yayıcılığa benzer şekilde sıfır ile bir arasında değişen değere sahiptir. Yüzeyden çevre atmosfere olan hesaplamalarda görüş faktörü bir olarak alınabilmektedir (Çengel, 2014).

Katı yüzeyinden çevreye ışınım ile gerçekleşen ısı transferi denklem (5.103) ile verilen Stefan-Boltzmann kanunu ile ifade edilmektedir.

$$\dot{q}_{1s} = \varepsilon\sigma(T_{ky}^4 - T_{\infty}^4) \quad (5.103)$$

Burada,  $\dot{q}_{1s}$  göz önüne alınan kontrol hacminde ışınım ile gerçekleşen ısı akısını ( $W/m^2$ ) ve  $\sigma$  Stefan-Boltzmann sabitini ( $5,67 \times 10^{-8} W/m^2.K^4$ ) ifade etmektedir.

### 5.2.3.2 Katılarda ısı transferi

Kararlı hal durumunda indüksiyonlu gaz akışkan ısıtıcılarının katı alanlarında gerçekleşen ısı transferi denklem (5.104) ile incelenmektedir.

$$\rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot (\dot{q}_{il} + \dot{q}_{ta} + \dot{q}_{1s}) = \dot{Q}_{em} + \dot{Q}_{te} \quad (5.104)$$

Burada,  $C_p$  özgül ısıyı ( $J/kg.K$ ) ve  $\dot{Q}_{te}$  termoelastik sönümlenme etkisinden kaynaklı ısı üretimini ( $W/m^3$ ) temsil etmektedir.

Denklemin sol tarafındaki ilk terim katı alanlarındaki ötelenme hareketi sonucunda ortaya çıkan sıcaklık gradyeninin katı alanları boyunca değişimini, sağ tarafındaki son terim ise katı alanlarındaki sıcaklığa bağlı olarak gerçekleşen termoelastik deformasyonları nitelemek üzere gerilim büyüklüklerinin ısı transferine olan etkisini belirtmektedir. Ancak, indüksiyonlu gaz ısıtıcısında katı alanları hareketsiz durumda olduğundan, ötelenme hareketinin etkisini belirten terim denklemden çıkarılır. Ayrıca, indüksiyonlu gaz ısıtıcısında katı alanları yüksek sıcaklıklara çıkmadığından ve üzerlerine herhangi bir kuvvet olmadığından dolayı oluşacak gerilme büyüklükleri çok küçüktür ve denklemden çıkarılabilir (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu). Denklem (5.104)’ten bu terimlerin çıkarılmasıyla, indüksiyonlu gaz akışkan ısıtıcısının katı alanları için çözülen denklem (5.105) elde edilir.

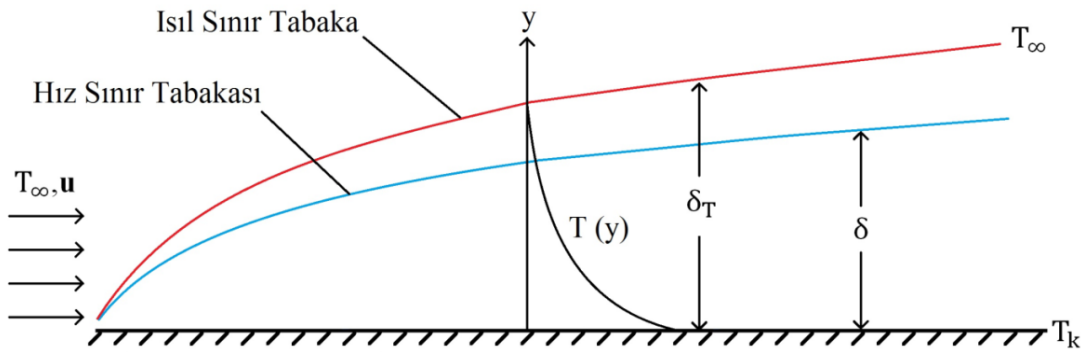
$$\nabla \cdot (\dot{q}_i + \dot{q}_t + \dot{q}_r) = \dot{Q}_e \quad (5.105)$$

Denklem (5.105) ile elektromanyetik olaylar sonucu üretilen ısı'nın iletim, taşınım ve ışınım mekanizmaları altında katı alanları içerisinde iletim mekanizması ile nasıl dağıldığı ve katı yüzeylerinden taşınım ve ışınım ile olan ısı kayıplarının büyüklüğü tayin edilebilmektedir.

### 5.2.3.3 Prandtl sayısı ve ısı sınır tabaka

Türbülanslı akışın tam gelişmiş forma ulaşma düzeyi, Şekil 5.8'de gösterildiği gibi akış doğrultusundaki hız ve ısı sınır tabaka " $\delta_T$ " kalınlıklarının saptanmasıyla mümkündür. Hız sınır tabakası akış formundan bağımsız olarak viskoz etkilerin, yani moleküler difüzyonun baskın olduğu viskoz alt sınır tabaka ve tampon tabaka ile ilişkilendirilebilir. Ancak ısı sınır tabaka, akışkanın tipine bağlıdır ve aynı akışkan akımı içerisindeki gelişimi hız sınır tabakasından farklılık gösterebilir (Incropera, 2011). Prandtl sayısı, hız ve ısı tabakaların değişimini ifade etmede kullanılan boyutsuz bir sayıdır ve denklem (5.106) ile ifade edilir.

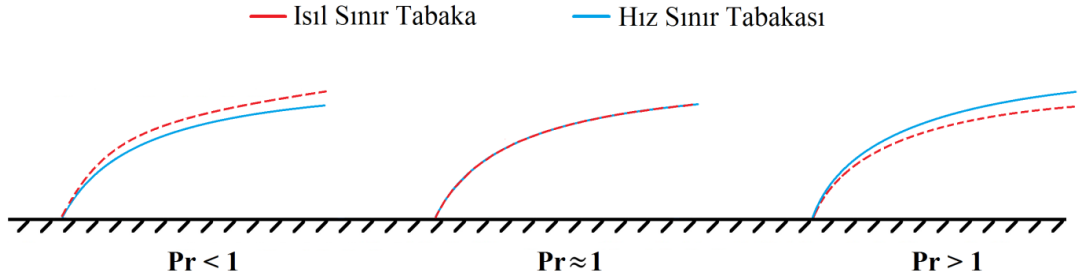
$$Pr = \frac{\text{Momentumun moleküler difüzyonu}}{\text{Isının moleküler difüzyonu}} = \frac{\nu}{\alpha_p} = \frac{\nu}{\frac{k}{\rho C_p}} = \frac{\mu C_p}{k} \quad (5.106)$$



**Şekil 5.8 :** Akış doğrultusunda hız ve ısı tabakanın şematik gösterimi (Çengel ve Cimbala, 2015).

Prandtl sayısının önemi, akışkanın sıvı ya da gaz halinde olmasına bağlı olarak momentum difüzyonunun ısı difüzyona oranla ne kadar hızlı veya yavaş gerçekleştiğini sayısal olarak göstermesidir. Pr sayısının değeri incelenecek olursa, Şekil 5.9'da gösterildiği gibi genelde  $Pr > 1$  durumu sıvı akışkanlar için,  $Pr \approx 1$  durumu gaz akışkanlar için ve  $Pr < 1$  durumu sıvı metaller için geçerlidir (Incropera,

2011). Bu durumda gaz akışkanlarda moleküler difüzyon hızının ısı difüzyona neredeyse eşit olduğu, dolayısıyla bir gaz akışının hidrodinamik ve ısı olarak neredeyse aynı zaman aralığında gelişmiş forma ulaştığı sonucu çıkarılmaktadır.



**Şekil 5.9 :** Farklı karaktere sahip akışkanlar için Pr sayısına bağlı olarak hız ve ısı sınır tabaka gelişimi (Çengel ve Cimbala, 2015).

### 5.2.3.4 Duvar sıcaklık fonksiyonları

Duvar fonksiyonu gereği logaritmik tabaka ile cidar arasındaki tampon ve viskoz alt tabaka çözüme dâhil edilmez ve bu tabakalar yerine teorik bir boşluk bulunmaktadır. Ancak, kontrol hacmi çizildiğinde bu boşluk genellikle yok sayılır ve ısı transferinin de dâhil olduğu akış problemlerinde cidar ile akışkan akımı arasındaki ısı transferini çözmek amacıyla duvar sıcaklık fonksiyonları kullanılır. Sıvı metaller gibi Pr sayısı 1'den küçük olan materyaller haricinde gaz ve sıvı akımları için duvar sıcaklık fonksiyonları Kays-Crawford modeli ile açıklanmaktadır (Lacese ve diğ., 2004). Kays-Crawford modeli denklem (5.107) ile hesaplanan türbülans Prandtl numarası “Pr<sub>tr</sub>” vasıtasıyla denklem (5.108) kullanılarak saptanan türbülans iletkenliğinin “k<sub>tr</sub>” (W/m.K) ısı iletimi denkleminde dahil edilmesine dayanmaktadır (Kays, 1994).

$$Pr_{tr} = \left( \frac{1}{2\overline{Pr}} + \frac{0,3C_p\mu_t}{k\sqrt{\overline{Pr}}} - \left( \frac{0,3C_p\mu_T}{k} \right)^2 \left( 1 - e^{\left( -\frac{k}{0,3C_p\mu_T\overline{Pr}} \right)} \right) \right)^{-1} \quad (5.107)$$

Burada  $\overline{Pr}$  akışkan akımının sahip olduğu ampirik ortalama Prandtl sayısıdır ve değeri 0,85'tir (Lacese ve diğ., 2004).

$$k_{tr} = \frac{\mu_T C_p}{Pr_{tr}} \quad (5.108)$$

Böylece RANS türbülans modellerini kullanan bir çözücünde türbülans ısı iletim akısı “ $\dot{q}_{tr,il}$ ” ( $W/m^2$ ) ve katı yüzeyinden akışkana doğru olan ısı akısı “ $\dot{q}_{ky}$ ” ( $W/m^2$ ) sırasıyla denklem (5.109) ve (5.110) ile hesaplanmaktadır.

$$\dot{q}_{tr,il} = -(k + k_{tr})\nabla T \quad (5.109)$$

$$\dot{q}_{ky} = \frac{\rho C_p C_\mu^{\frac{1}{4}} k^{\frac{1}{2}} (T_{ky} - T_\infty)}{T^+} = \frac{\rho C_p u_\tau (T_{ky} - T_\infty)}{T^+} \quad (5.110)$$

Burada,  $T^+$  boyutsuz sıcaklığı temsil etmektedir.

Boyutsuz sıcaklık değeri ise denklem (5.111), (5.112), (5.113) ve (5.114) ile verilen ara bağıntılar kullanılarak denklem (5.115) ile hesaplanır (Lacasse ve diğ., 2004).

$$\delta^+ = \frac{\delta \rho \sqrt{C_\mu^{\frac{1}{2}} k}}{\mu} \quad (5.111)$$

$$\delta_1^+ = \frac{10}{Pr_{tr}^{\frac{1}{3}}} \quad (5.112)$$

$$\delta_2^+ = 10 \sqrt{10 \frac{K_{vk}}{Pr_{tr}}} \quad (5.113)$$

$$\beta = 15 Pr^{\frac{2}{3}} - \frac{Pr_{tr}}{2 K_{vk}} \left( 1 + \ln \left( 1000 \frac{K_{vk}}{Pr_{tr}} \right) \right) \quad (5.114)$$

$$T^+ = \begin{cases} Pr \delta^+ & ; \delta^+ < \delta_1^+ \\ 15 Pr^{\frac{2}{3}} - \frac{500}{\delta_2^+} \delta^+ & ; \delta_1^+ \leq \delta^+ < \delta_2^+ \\ \frac{Pr_{tr}}{K} \ln \delta_2^+ + \beta & ; \delta_2^+ \leq \delta^+ \end{cases} \quad (5.115)$$

Burada,  $\delta_1^+$ ,  $\delta_2^+$  ve  $\beta$  boyutsuz duvar çözünürlüğü bileşenleridir.

### 5.2.3.5 Akışkanlarda ısı transferi

Kararlı hal durumunda indüksiyonlu gaz akışkan ısıtıcılarının akışkan alanlarında gerçekleşen ısı transferi denklem (5.116) ile incelenmektedir.

$$\rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T + \nabla \cdot \dot{q}_{tr,il} = \dot{Q}_P + \dot{Q}_{vy} + \dot{Q} \quad (5.116)$$

Burada  $C_p$  sabit basınç altında özgül ısı değerini (J/kg.K),  $\dot{Q}_P$  basınç değişiminden kaynaklı ısı üretimini ( $W/m^3$ ),  $\dot{Q}_{vy}$  viskoz yitimden kaynaklı ısı üretimini ( $W/m^3$ ) ve  $\dot{Q}$  diğer ısı kaynaklarını ( $W/m^3$ ) ifade etmektedir.

Denklem (5.116)'nın sağ tarafındaki ilk terim basınç kuvvetleri tarafından yapılan iştir ve adyabatik sıkıştırma altında ısıtmanın yanı sıra bazı termoakustik etkilerin sonucudur. Düşük Mach sayısındaki ( $Ma < 0,3$ ) akışlar için büyüklüğü genellikle küçüktür ve denklem (5.117) ile belirlenir (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).

$$\dot{Q}_P = \alpha_p T \left( \frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla P \right) \quad (5.117)$$

İkinci terim akışkanda gerçekleşen viskoz yitimi, yani kinetik enerjinin ısı enerjisine dönüşümünü temsil eder ve denklem (5.118) ile hesaplanır.

$$\dot{Q}_{vy} = \boldsymbol{\tau}_v : \mathbf{S} \quad (5.118)$$

Akışkanlarda ısı transferi için çözülen enerji denklemine ek olarak akışkan özelliklerinin tayin edilebilmesi açısından ek bir denklem takımının da çözülmesi gerekmektedir. Tez çalışması kapsamında denklem takımı, psikrometrik özellik bağıntıları olarak seçilmiştir.

### 5.2.3.6 Isı transferi ve akışkanlar mekaniği modüllerini birbirlerine bağlayan fizik bağıntısı: izotermal olmayan akış

İzotermal olmayan akış fizik bağıntısı, akışa ve sıcaklığa bağlı materyal özelliklerinin, her iterasyon başında güncellenmesini ve ilgili fizik arayüzünde kullanılmasını sağlar. Her iterasyondaki elektromanyetik alan dağılımı ve dolayısıyla indüklenen akım (Eddy akımları), ısı transfer denklemi ile yönetilen geometrik alanın o adımdaki sıcaklık dağılımına bağlıdır. Tersine, elektromanyetik denklemin çözümü ile hesaplanan Eddy akımları, ısı transferi denklemlerinin sonlu elemanlar analizi için ısı kaynağı olarak kullanılmaktadır. Bu duruma ek olarak elektromanyetik periyot, termal modelin sahip olduğu zaman adımından çok daha küçük olduğu için, her integrasyon noktasındaki belirli bir zamanda hesaplanan anlık Joule gücü hesaplamalara dâhil edilmez. Bunun yerine, elektromanyetik alanın birkaç periyodu

için ortalama Joule gücü ısı transferi denkleminde ısı üretimini nitelemek amacıyla kullanılmaktadır (Zlámal, 1977; Mohammadi ve diğ., 2014). Ayrıca akışkanlar mekaniği modülünün çözümüyle birlikte elde edilen hız alanının ısı transferi modülüne girdi olarak tanımlanmasını sağlar. Bu fizik bağıntısı denklem (5.117) ve (5.118) ile belirtilen ısı üretimi terimlerinin hesaplanması için akışkanlar mekaniği ve ısı transferi modülleri arasında bir köprü oluşturur.

### 5.3 Ağ Örgüsü

Ağ örgüsü veya mesh yapısı genel itibariyle yapılandırılmış veya yapılandırılmamış ağ örgüsü olmak üzere iki farklı konfigürasyonda sayısal simülasyon modeline tanıtılmaktadır. Yapılandırılmamış ağ örgüsünde incelenen problemin geometrisine bağlı olarak program tarafından kademelendirilen farklı kalitedeki mesh yapıları kullanılabilir. Yapılandırılmış ağ örgüsünde ise kullanıcının problem geometrisine bağlı olarak en uygun mesh elemanını, boyutlarını, konfigürasyonunu ve arayüzünü oluşturması gerekmektedir. Bu yönüyle, mesh yapısının oluşturulması, sayısal simülasyon modeline tanıtılan ve indüksiyonlu gaz ısıtıcısının modellenmesinde kullanılan fizik modüllerine ait diferansiyel denklemlerin çözümlenmesinde önem arz etmektedir. Bu kapsamda tasarlanan mesh yapısının kullanılan tüm fizik modüllerini yansıtabilecek şekilde tasarlanması gerekmektedir. Mesh yapısından kaynaklı hataların ana sebepleri şu şekilde sıralanabilir; problemin kapsamına karşılık çok kaba oluşturulan mesh yapısı, yüksek çarpıklık değerine sahip elemanların bulunması, bitişik iki eleman boyutlarında ani ve çok büyük değişimlerin bulunması, elemanların çok büyük en/boy oranına sahip olması, düzensiz arayüzlerde oluşabilecek interpolasyon hataları ve uygun olmayan sınır tabaka yapısı. Yukarıdaki başlıklar altında belirtilen fizik modüllerinde mesh yapısına en çok bağlı olan modül akışkanlar mekaniği modülüdür. Bu doğrultuda mesh yapısı oluşturulurken dikkat edilmesi gereken hususlar, akışkanlar mekaniği modülü temel alınarak bu başlık altında açıklanmıştır.

HAD problemlerinde, mesh yapısı hız ve basınç alanlarının çözümlenmesinde problemin doğasını yansıtabilecek şekilde tasarlanmalıdır. İncelenen problem için hız veya basınçta keskin değer değişiminin gözlemlenebileceği bölgelerin bulunması durumunda, mesh yapısının lokal olarak bu bölgelerde sıkılaştırılması, diğer bir deyişle inceltilmesi gerekmektedir. Ancak sıkılaştırılmış mesh yapısını kullanmak

çoğu zaman elde edilecek sonucun doğruluğunu artırsa da bu durum her zaman geçerli değildir. Sonucun doğruluğunun yanı sıra hesaplama zamanının da göz önünde bulundurulması gerekmektedir. Bu sebepten mesh yapısının, hız ve basınç alanlarında ani değişimlerin olacağı öngörülen bölgelerde sıkılaştırılması (akış alanında keskin köşelerin ve akış ayrılmalarının bulunması ve sınır tabaka bölgesi gibi) ve diğer bölgelerde daha az yoğunluktaki elemanların bulunması önem arz etmektedir [2]. Buna göre çözümün doğruluğunu etkilemeden sıkılaştırılmış bölgeden daha az yoğun bölgeye geçiş sınırının tespiti, iyi bir HAD analizi yapmanın kilit hususlarından bir tanesidir. Sonuçta, HAD analizlerinde mesh yapısı özellikle sınır tabaka gibi bölgelerde yapılandırılmış elemanlardan oluşmaktayken, diğer bölgeler serbest ve yapılandırılmamış (anizotropik) mesh yapısından meydana gelmektedir. Anizotropik ağlar ve element boyutlarındaki farklılıklar ağ kalitesini azaltabilir, bu nedenle, akıştaki gradyanları çözerken hem yüksek ağ kalitesi ile hem de ağ elemanı sayısını minimize etmek önemlidir. Bu sebeple, genellikle HAD analizlerinde simetrik bir problem söz konusu olduğunda, bu durum aksisimetri veya simetri sınır şartları kullanarak doğruluktan bir sapma olmadan çözüm alanını daraltıp, daha az elemanla aynı problemi çözmeyi sağladığından tercih edilmektedir. HAD problemleri gözetildiğinde, yapılandırılmamış ağlar genellikle aynı doğruluk seviyesini vermek için yapılandırılmış ağlardan çok daha ince olmaktadır. Bununla birlikte, yapılandırılmamış mesh yapısının kullanılması durumunda problemin karmaşıklığına bağlı olarak yakınsamayı kolaylaştırmak maksadıyla yapay difüzyon oluşumu tercih edilebilir, ki bu durum çözümde istenmeyen sapmalara ve hassasiyetin düşmesine sebep olabilir. Bu kapsamda mesh yapısı oluşturulurken temelde dikkat edilmesi gereken üç husus bulunmaktadır. Bunlar; en/boy oranı, çarpıklık ve büyüme oranıdır [3].

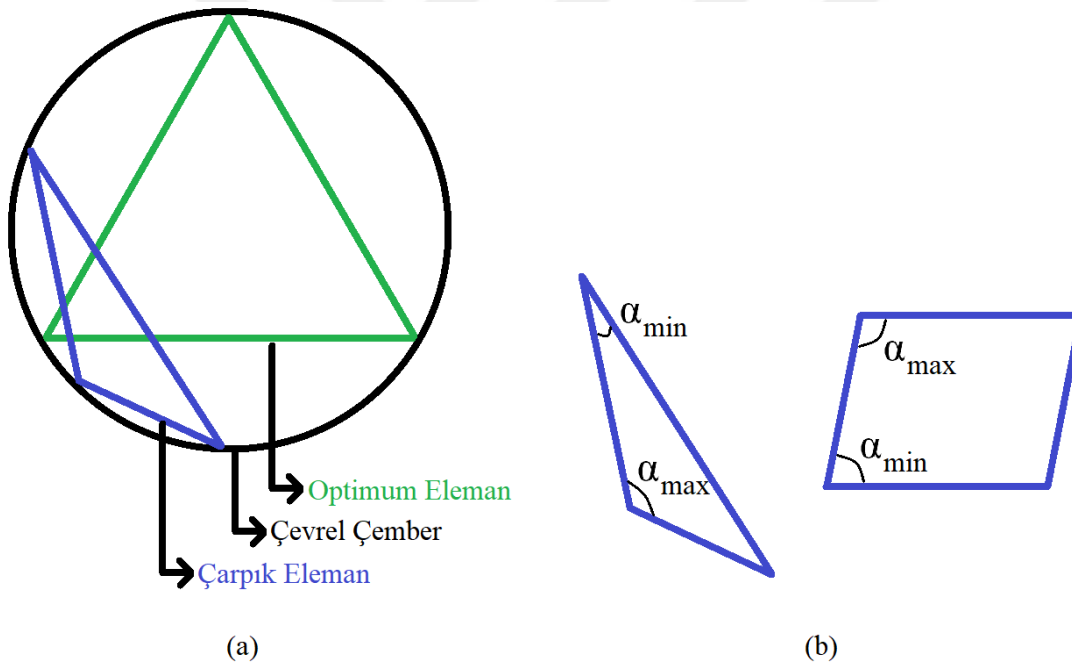
### **5.3.1 En/boy oranı**

En/boy oranı “aspect ratio”, mesh yapısında bulunan elemanların en uzun kenarın en kısa kenara olan oranı şeklinde tanımlanmaktadır. Akışkanlar mekaniği analizlerinde yüksek en/boy oranına sahip elemanlar, türbülans hız profilinde serbest bölgenin (Şekil 5.3'te gösterilen türbülans tabakası) çözümlenmesinde ideal iken, duvara yakın bölgelerdeki akışın (viskoz ve tampon alt tabakanın) çözümlenmesinde

yetersiz kalmaktadır. Genel bir kural olarak mesh yapısında yüksek en/boy oranlı elemanların bulunması durumunda modelin çözüm süresinin uzadığı bilinmektedir.

### 5.3.2 Çarpıklık

Çarpıklık “skewness”, mesh yapısında bulunan elemanların ideal eleman boyutlarından ne kadar saptığının bir göstergesidir. Bu durum, denklem (5.119) ile ifade edilmektedir. Tez kapsamında iki boyutlu bir model oluşturulduğundan, mesh yapısında kullanılacak eleman çeşidi dikdörtgensel veya üçgensel elemanlardır. HAD çözümlerinde üçgensel elemanlar sayısal modelin temelini oluşturmaktadır [4]. Bu kapsamda çarpıklığın referans alınan bir çevrel çember doğrultusunda üçgensel bir eleman için gösterimi Şekil 5.10(a)'da, üçgensel ve dikdörtgensel elemanların çarpık olması durumunda sahip olabilecekleri formlar şematik olarak Şekil 5.10(b)'de verilmiştir.



**Şekil 5.10 :** Çarpıklığın şematik gösterimi (a) Çevrel çember doğrultusunda, (b) Üçgensel ve dikdörtgensel elemanlar için.

$$\text{Çarpıklık} = \frac{\text{Optimum eleman boyutları} - \text{Gerçek eleman boyutları}}{\text{Optimum eleman boyutları}} \quad (5.119)$$

Denklem (5.120) ile verilen maksimum çarpıklık ifadesinin mesh yapısındaki tüm elemanlara uygulanmasıyla mesh yapısının çarpıklık oranı elde edilir. Buna göre çarpıklık 0 ile 1 arasında değişen bir değere sahiptir ve 0 değeri optimum eleman



koşullarını yansıtırken, 1 değeri çarpık eleman koşullarını yansıtmaktadır. Buna göre üçgenel ve dikdörgensel elemanlarda çarpıklığın sırasıyla 0,85 ve 0,9 değerinin üzerine çıkması, sonuçların hassasiyeti ve çözüm süresini etkiyeceğinden dolayı istenmemektedir (Pletcher ve diğ., 2013).

$$\text{Çarpıklık}_{\max} = \max \left[ \frac{\alpha_{\max} - \alpha_o}{180 - \alpha_{\max}}, \frac{\alpha_o - \alpha_{\min}}{\alpha_o} \right] \quad (5.120)$$

Denklemden  $\alpha_{\max}$ ,  $\alpha_{\min}$  ve  $\alpha_o$  sırasıyla mesh yapısındaki elemanların sahip olduğu minimum, maksimum ve optimum açıyı nitelemektedir. Burada  $\alpha_o$  terimi, elemanın üçgenel ve dikdörtgenel olması durumunda sırasıyla  $60^\circ$  ve  $90^\circ$  olarak ele alınır.

### 5.3.3 Büyüme oranı

HAD analizlerine özgü bir mesh yapısı kalite ölçüsü büyüme oranıdır “growth rate”. Büyüme oranı, iki komşu elemanın birinin büyüklüğünün diğerine oranı şeklinde tanımlanmaktadır ve sonuçların hassasiyeti adına küçük olmalıdır. HAD problemlerinde tipik olarak en yüksek büyüme oranı akış bölgesinin sınır tabakasında “boundary layer”, yapılandırılmış mesh yapısında ve dikdörtgenel eleman tipine sahip mesh yapısında karşılaşılmaktadır. Çarpıklığa benzer şekilde büyüme oranı için de kesin bir kural yoktur, ancak değerinin 1,2’yi geçmemesi istenmektedir [2].

### 5.3.4 İlk eleman yüksekliği

Başlık 5.2.2.12’de belirtilen duvar fonksiyonlarının sayısal simülasyon modeli tarafından doğru bir şekilde algılanabilmesi için mesh yapısı bünyesinde oluşturulan sınır tabakada “boundary layer”, program tarafından baz alınan ve  $k-\varepsilon$  transport denklemlerinin kullanılmasında kısıt olarak kullanılan  $y^+$  değerinin 11,06’yı aşması istenmemektedir. Böylece, Şekil 5.4’te gösterildiği gibi tampon tabakanın lineer kısmından itibaren türbülans hız profili Şekil 5.7’de verildiği gibi program kapsamında modellenmektedir. Bu kapsamda ağ örgüsü oluşturulurken, katı ile akışkan arasındaki ilk eleman yüksekliği “ $\Delta y$ ” denklem (5.121) ile belirlenir (White, 2017).

$$\Delta y = \frac{y^+ \mu}{\rho u_\tau} \quad (5.121)$$

Burada sürtünme hızı denklem (5.122) kullanılarak elde edilir.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5.122)$$

Burada  $\tau_w$  duvardaki kayma gerilmesi büyüklüğüdür ve denklem (5.123) ile hesaplanır.

$$\tau_w = \frac{1}{2} C_\tau \rho u^2 \quad (5.123)$$

Burada  $C_\tau$  sürtünme katsayısıdır ve değeri ampirik olarak boru veya kanal içinin pürüzsüz olduğu varsayılarak denklem (5.124) kullanılarak belirlenir (Çengel ve Cimbala, 2015).

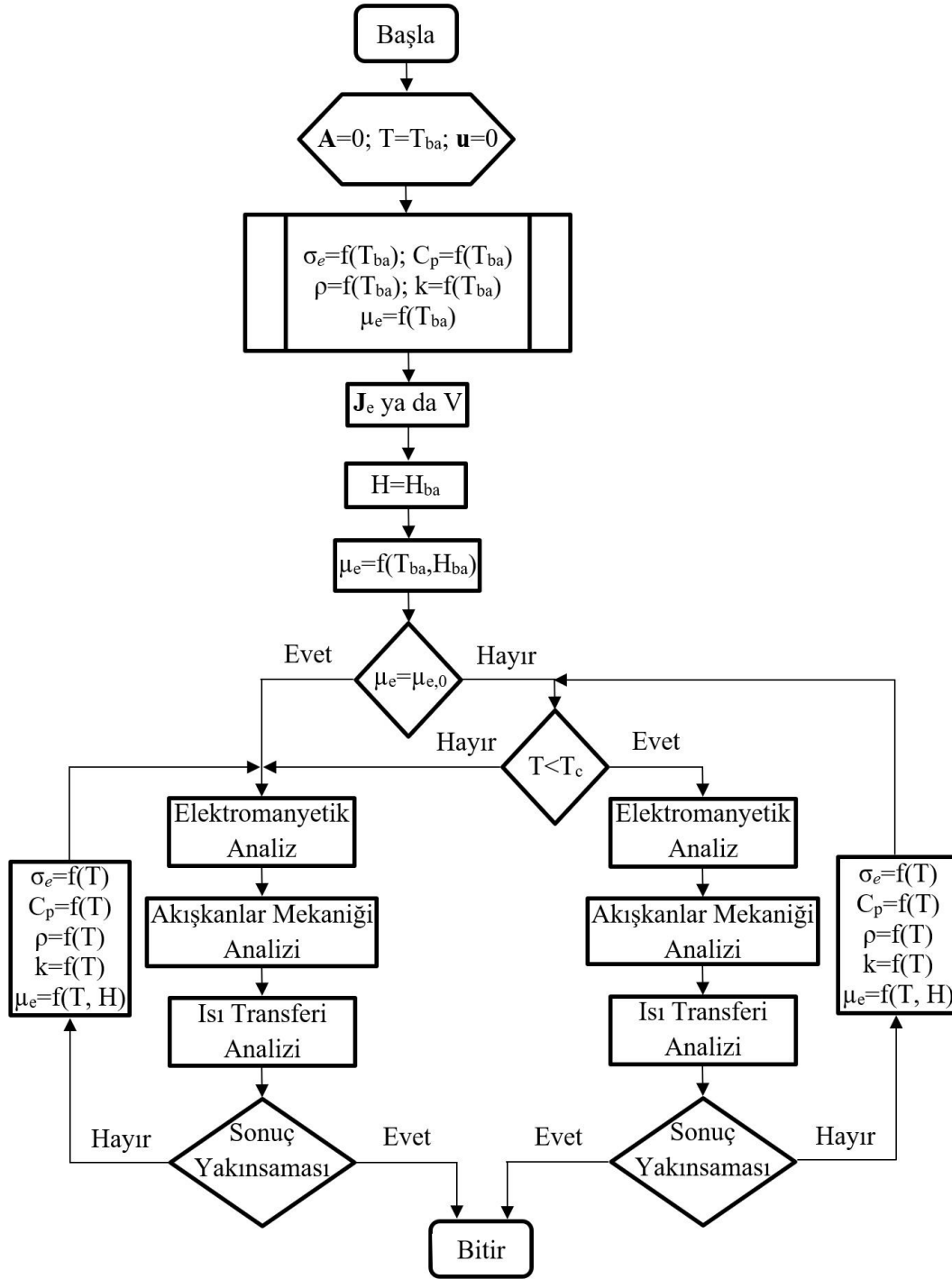
$$1/\sqrt{C_\tau} = 2 \log(\text{Re} \sqrt{C_\tau}) - 0,8 \quad (5.124)$$

#### 5.4 Çözüm Algoritması

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının sayısal simülasyonunda kullanılan denklemlerin içerdikleri her bir terim, denklemin sadece bir tarafında toplandığında, artık olarak tanımlanan kavram ortaya çıkmaktadır. Eğer bu kavramın değeri sifıra eşit olursa çözüme tam olarak ulaşıldığı anlamı doğmaktadır. Ancak sayısal simülasyonlarda, bu değer hiçbir zaman sifıra eşit olamaz, çözüme giden her iterasyon sonucu değeri azalır ve sifıra yaklaşır. Böylece artık kavramı, çözülen denklemin kesin çözümünden ne kadar uzaklaşıldığının bir ölçütü olarak tanımlanabilmektedir. Çözüm aşamasında girilen artık değeri ise ortalama artık değeridir ve çözümün istenen toleransta olma durumu hakkında bilgi verir. Daha az artık daha iyi yakınsamaya işaret eder ve sayısal simülasyon programı istenen artık değerine ulaşıncaya dek çalışmaya devam eder. Sonuç olarak, yakınsama, olası iki durumda meydana gelmektedir. Bunlar; iterasyonlar sonucu başlangıçta belirtilen artık miktarına ulaşılması veya korunum denklemlerinin (kütle, enerji ve momentum) tam anlamıyla sağlanmasıdır.

Şekil 5.11'de sayısal simülasyonların iterasyon algoritması verilmiştir. Elektromanyetik, akış ve termal problemler farklı zaman aralıklarında çözüldükleri

için aralarında zayıf bir bağ “weak coupling” vardır. Bu durum, elektromanyetik, akış ve termal problemleri bağımsız olarak çözerek, ısıtma ve akış geçişine uygun bir dizi zaman adımında alt bölümlere ayırmaya olanak tanımaktadır. Elektromanyetik problemin çözümüyle, her zaman aralığı sonunda iletken materyal üzerinde yeni bir akım dağılımı hesaplanır ve Joule etkisi ile üretilen güç yoğunluğuna girdi olarak aynı aralık sonunda kovanın her noktasındaki sıcaklık dağılımını saptamak için kullanılır. Elde edilen sıcaklık dağılımı, malzemenin termal ve manyetik özelliklerini güncellemek için kullanılır. Her zaman aralığında, malzemenin yerel özellikleri, özellikle de manyetik geçirgenliği, yeni sıcaklık ve manyetik alan şiddeti değerlerine göre güncellenmektedir. Eğer ağ yapısındaki herhangi bir elementte, güncellenen sıcaklığa karşılık gelen termal ve manyetik özellikler ile hesaplama için kullanılan değer arasındaki maksimum değişim program tarafından sağlanan toleransı aşarsa hem elektromanyetik hem de termal adım çözümü reddedilir ve hesaplama daha kısa bir zaman aralığı ile tekrarlanır. Aksine, maksimum değişim program tarafından sağlanan toleransın altında ise, çözüm kabul edilir ve bir sonraki adıma geçilir. Bu yinelemeli yaklaşımla simülasyon, kayda değer bir hassasiyet kaybı olmadan hız kazanmaktadır.



Şekil 5.11 : Sayısal simülasyonların iterasyon akış şeması.

## 6. DENEYSEL ÇALIŞMA

### 6.1 Deney Düzeneği

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının performansını değerlendirmek amacıyla, Yalova Üniversitesi Enerji Sistemleri Mühendisliği bölümüne ait laboratuvarında bulunan, Şekil 6.1’de gösterildiği gibi toplamda 7 ana bileşenden meydana gelen ve Çizelge 6.1’de özellikleri verilen deney düzeneği kullanılmıştır.

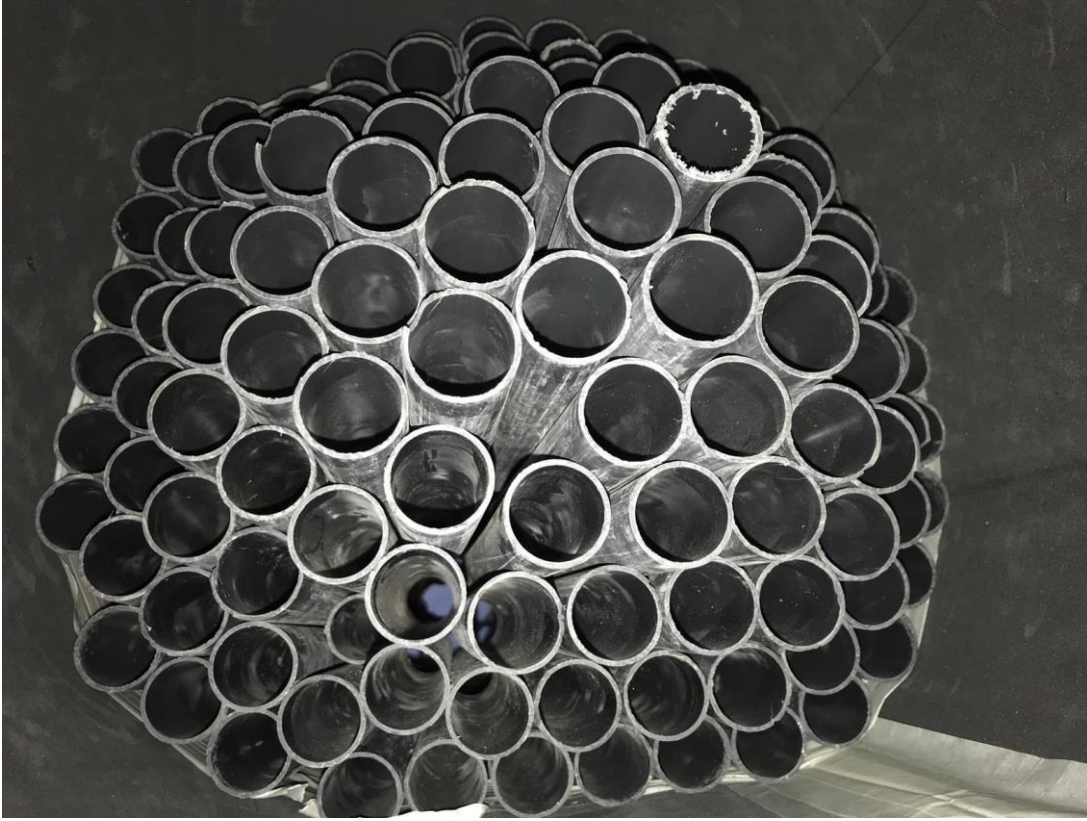


Şekil 6.1 : İndüksiyonlu gaz ısıtıcısı deney düzeneği.

Şekil 6.1’de verilen deney düzeneğine ait 7 ana bileşenin görevleri aşağıda verildiği gibi sıralanabilir:

1. Kontrol Ünitesi: Şebekeden çekilen elektriğin oto-transformatöre gönderilmeden önce regüle edildiği ünedir.
2. Oto-Transformatör: Şebekeden 50 Hz frekansta gelen elektriksel gücün gerilim değerini düşürüp akım değerini artırarak bobine besleyen güç elemanıdır.
3. Kondansatör Bankası: Bobinin şebekeden çektiği endüktif reaktif gücün kompanzasyonu için sisteme dahil edilmiş olan devre elemanıdır. Kondansatör bankasında birbirine paralel bağlı 100  $\mu$ F’lık 3 adet kondansatör bulunmaktadır.

4. Isıtıcı Prototipi: Kovan ve kovanın üzerine sarılmış indüksiyon bobininden meydana gelen ısıtıcı elemandır.
5. Hava Kanalı: Havanın belirli bir hacim içerisinde yönlendirilmesini sağlayan elemandır. Şekil 6.1’de verilen hava kanalı, simülasyonları iki boyutta aksisimetrik çözümlenebilmesi için dairesel kesite dönüştürülmüştür.
6. Akış Düzleştiricisi: Havanın kanal içerisindeki akışını düzenlemeye ve tam gelişmiş forma daha çabuk ulaşmasını sağlayan akış elemandır. Akış düzleştiricisinin yapısı Şekil 6.2’de verilmiştir.
7. Fan: Laboratuvar ortam koşullarına sahip olan havayı hava kanalı içerisine besleyen elemandır.



**Şekil 6.2** : Akış düzleştirici yapısı.

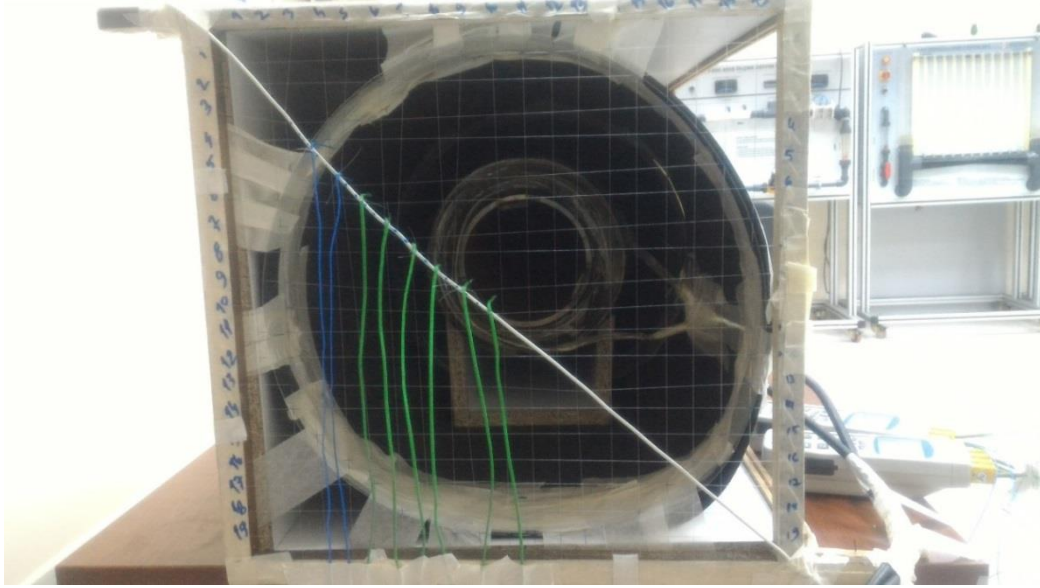
**Çizelge 6.1 : Deney düzeneği bileşenlerinin özellikleri.**

Bileşen	Özellikler
1. Kontrol Ünitesi	Kontrol ünitesinin içerisinde ısıtıcı ve fana ait şalterler, zaman rölesi, acil stop butonu ve şebekeden çekilen akım ve gerilim değerlerinin gözlemlenebildiği ampermetre ve voltmeter mevcuttur.
2. Oto-Transformatör	Marka: VEB Trafobau Pirna Model: TGL 27640 (Kuru Tip Gerilim Transformatorü) Tip-No: 5,3 LA-11022/73 Gerilim Dönüşümü: 380 V – 230 V (Dönüşüm Oranı 1.65) Maksimum Akım: 27,3 A Çalışma Frekansı: 50 Hz Anma Görünür Gücü: 6,3 kVA
3. Kondansatör Bankası	Marka: EKON Model: 40900 Çalışma Gerilimi: 400 V Çalışma Akımı: 12,5 A Kapasite (Sığa): 100 µF Çalışma Frekansı: 50 Hz Anma Reaktif Gücü: 5 kVAr
4. Isıtıcı Prototipi (İndüksiyon Bobini)	İndüksiyon bobini özel yapım olup özellikleri aşağıda verilmiştir: Malzeme: Bakır Katman Sayısı: 11 Toplam Spir Sayısı: 374 Bobin İletkeni Boyutları: 2 mm x 12 mm Uzunluk: 450 mm
4. Isıtıcı Prototipi (Kovan)	Malzeme: ST-52 Dış Çap: 141,3 mm (5") Et Kalınlığı: 6,6 mm İç Çap: 128,1 mm Uzunluk: 450 mm
5. Hava Kanalı (Kılavuz Kanal)	Malzeme: Suntalam Boyutlar: Genişlik=405 mm, Yükseklik=405 mm, Uzunluk=3660 mm
5. Hava Kanalı (Silindirik Kanal)	Malzeme: EPDM Ses Yalıtım Bariyeri Boyutlar: Çap=400 mm, Et Kalınlığı=5 mm, Uzunluk=3660 mm
6. Akış Düzleştiricisi	Malzeme: Polietilen Boyutlar: Çap=40 mm, Uzunluk=150 mm Adet: 100
7. Fan	Marka: PEMSAN Model: Pobra 180-70 Salyangoz Tipi Fan Çalışma Gerilimi: 230 V Motor Giriş Gücü: 1100 W Çalışma Frekansı: 50 Hz Maksimum Hava Debisi: 1950 m <sup>3</sup> /h

## 6.2 Deney Prosedürü ve Ölçüm Aletleri

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında yapılan deneyler, sistem sürekli rejime ulaşıncaya kadar ve sürekli rejime ulaştıktan sonra kayıt altına alınan ölçümler olmak üzere iki farklı durumu gözlemlemek amacıyla gerçekleştirilmiştir. Sistemin sürekli rejime ulaşması için havanın kanaldan çıkış sıcaklığı temel alınmış ve termokuplların yerleşimi için Şekil 6.3'te gösterilen ölçüm istasyonu kullanılmıştır.

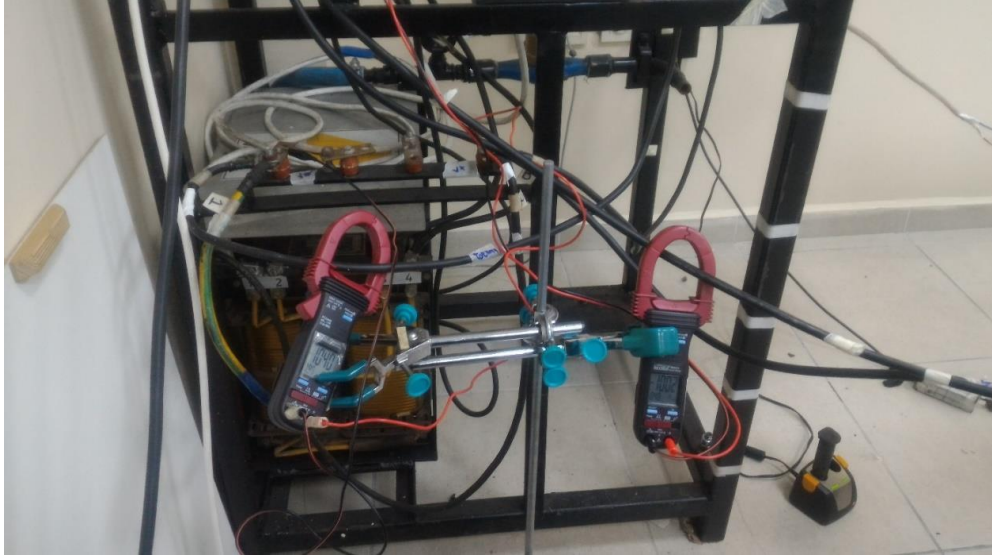
Ölçüm istasyonu, ısıtıcıdan 250 mm uzaklığa yerleştirilmiş, tasarımında hava akışını engellemek amacıyla misina ipi kullanılmış ve çıkış kesiti her bir ayrıtı 2 cm olan karelere bölünmüştür. Kanaldan çıkan havanın sıcaklık ölçümleri, ölçüm istasyonu üzerinde bulunan 8 adet 0,2 mm çaplı NiCr/Ni bileşenli K tipi termokupllar ile gerçekleştirilmiş ve her saniye başına kayıt yapmak üzere ayarlanmış data logger vasıtasıyla kayıt altına alınmıştır. Bunun yanı sıra, laboratuvar ortam sıcaklığını ve fan vasıtasıyla kanal içerisine beslenen havanın sıcaklığını ölçmek amacıyla iki termokupldan biri ısıtıcıdan uzakta, diğeri fanın hava kanalına basma ağzında olmak üzere iki farklı konumda konuşlandırılmıştır. Sıcaklık ölçümlerinin elektromanyetik alan varlığında yapıldığına dikkat edilmelidir. Termokuplların dalma derinliği içerisinde kalmaları durumunda, üzerlerinde elektromanyetik indüksiyon nedeniyle harici bir ısı üretimi gerçekleşecek ve termokupl üzerinden okunan değerler gerçek değer dışında olacaktır (Jacot ve diğ. 1996). Bu sebeple sıcaklık ölçümleri termokuplların elektromanyetik alandan etkilenmeyeceği uzaklıklarda gerçekleştirilmiştir.



**Şekil 6.3 :** İndüksiyonlu gaz ısıtıcısı ölçüm istasyonu.

Sistem kararlı hale ulaşıncaya dek alınan sıcaklık ölçümlerinin yanı sıra elektriksel parametreleri belirlemek adına Şekil 4.6’da verilmiş olan şematik gösterimdeki akım, gerilim ve güç değerleri kovana ait parametreler dışında kayıt altına alınmıştır. Kovana ait parametreler ölçülemediği için hesaplamalar ve simülasyonlar sonucu tayin edilebilmektedir. Oto-transformatörün girişinde ve bobindeki akım-gerilim ölçümleri kurulan düzenek Şekil 6.4’te gösterilmiştir.





**Şekil 6.4 :** Oto transformör öncesi ve bobindeki akım-gerilim değerlerini ölçmek için oluşturulan düzenek.

**Çizelge 6.2 :** Ölçüm aletlerinin özellikleri ve hassasiyetleri.

Ölçüm	Ölçüm Aleti	Ölçüm Aralığı	Hassasiyet
Akım, gerilim, aktif güç ve güç faktörü değerinin ölçümü	Brymen BM-157 Pensampermetre	0 ~ 600 V <sub>rms</sub> 0 ~ 40 A <sub>rms</sub> 0 ~ 600 kW	± %0,5 ± %1 ± %4,5
Kovan içi maksimum sıcaklık ölçümü	Testo 875 Termal Kamera	-20 ~ 280 °C	± %2
Şebekeden ve bobinden çekilen akım, gerilim, aktif güç ve güç faktörü değerinin ölçümü	Fluke 435 Seri 2 Güç Kalitesi ve Enerji Analizörü	0 ~ 600 V <sub>rms</sub> 0 ~ 20 kA <sub>rms</sub> 0 ~ 20 MW 0 ~ 1 (PF) 0 ~ 1 (cosφ)	± %0,1 ± %0,5 ± %1 ± 0,03 ± 0,03
Kanal çıkışında hız ve basınç profilinin çıkartılması	PCE HVAC-2 Pitot Tüplü Anemometre	0 ~ 80 m/s 0 ~ 170 kPa	± %2,5 ± %0,29
Kanal çıkışında sıcaklık profilinin çıkartılması	PCE T-390 Data Logger (K-Tipi Termokupllu)	-100 ~ 1300 °C	± %0,4
Kanal girişinde ve laboratuvar ortamının sıcaklık ölçümü	Verth CA-202L Data Logger (K-Tipi Termokupllu)	-200 ~ 1372 °C	± %0,1
Laboratuvar ortamının bağıl nem ölçümü	Testo 410-2 Pervane Tipi Anemometre	0 ~ 100 %RH	± %2,5

Sistemin kararlı hal rejimine ulaştığı tespit edildikten sonra, havanın kanaldan çıkışında ortalama bağıl nem oranı ile sıcaklık, hız ve basınç profilleri elde edilmiştir. Termal kamera ile alınan ölçüm sonucu, kovan içi sıcaklık dağılımı elde edilmiştir. Isıtıcının sahip olduğu elektriksel parametreleri ölçmek amacıyla Fluke 435-II Serisi güç kalitesi ve enerji analizörü kullanılmıştır. Sistem elektriksel parametreler açısından şebeke tarafı (oto transformatör öncesi) ve bobin tarafı (oto transformatör sonrası) açısından incelenmiştir. Deneyler esnasında kullanılan ölçüm aletlerinin özellikleri ve hassasiyetleri Çizelge 6.2’de verilmiştir.

İndüksiyonla ısıtma proseslerinde termokupl ya da termal kamera kullanımının sıcaklık ölçümüne olan etkisi birçok makale tarafından ele alınmıştır. Bazı yayınlarda termokupllar tercih edilirken bazı yayınlarda termal kamera kullanılması önerilmiştir. Kovan iç cidar sıcaklığının termokupllar yerine termal kamera ile ölçülmesi ile ilgili literatürden derlenen bilgiler aşağıda verilmiştir.

Tank ve Dietl (1990), malzemenin emisivite değerinin, yüzey özellikleri olan kirlilik, zamanla deforme olması ve sıcaklıkla değişebileceğini ifade etmişlerdir. Yaptıkları ışınlama ile ısı transferi hesaplarında ortamın sıcaklığının homojen olduğunu kabul etmişlerdir.

Codrington ve diğ. (2009), çalışmalarında yüksek sıcaklıklarda metal malzemenin termo-mekanik özelliklerinin saptanması için yüksek frekanslarda çalışabilen bir indüksiyonlu ısıtma test düzeneği geliştirmişlerdir. Yüksek sıcaklıklarda (>1000 °C) malzeme yüzeyinden ölçüm alan termokupldan çevreye radyasyon ve taşınım ile olan ısı kayıpların önemsenecek derecede yüksek olmasından dolayı alınan ölçüm sonuçlarının gerçek sonuçlardan 100-150 °C’ye kadar daha düşük olabileceğini belirtmişlerdir. Bu durumun önüne geçmek amacıyla malzemenin merkezine yerleştirilmiş başka bir termokuplun kullanılabileceğini ve böylece ısı kayıplar olmadan daha doğru ölçüm sonuçlarının alınabileceği kanısına varmışlardır. Bu düşüncelerini hazırladıkları bir HAD modeli ile doğrulamışlar ve malzeme yüzeyinin gerçek sıcaklık değerine ulaşmışlardır. Daha sonrasında, test koşullarını farklılaştırarak, yüzey ve merkez termokuplu arasında bir bağıntı elde etmişler ve yüzey termokuplunun ölçeceği değeri merkez termokuplunun gösterdiği değer üzerinden  $\pm\%4$  hassasiyetle hesaplamışlardır.

Kranjc ve diğ. (2010), çelik üzerinden alınan sıcaklık ölçümleri için termokupl veya termal kamera kullanımının üzerinde durmuşlardır. İndüksiyonla ısıtma işleminin çok hızlı gerçekleşmesinden dolayı bir üretim hattı için tepki süresinin yetersiz kalması ve oluşan manyetik alandan etkilenme ihtimali bulunduğu termokupl kullanımının sıcaklık ölçümünde uygun olmadığı sonucuna varmışlardır. Alternatif olarak temassız bir sıcaklık ölçüm aleti olan termal kamera ile alınacak ölçümlerin daha kararlı olabileceği üzerinde durmuşlardır.

Huang ve Wu (2010), termal kamera ile malzeme üzerinden aldıkları sıcaklık ölçümleri ile malzeme üzerindeki çatlak ve kusurların yerlerini ve şekillerini tanımlamak adına çok katmanlı seviye modelini geliştirmişlerdir. Termal kameranın izolasyon uygulamalarının doğrulamasında, bir hat üzerindeki hava kaçaklarının ve nemin tayin edilmesinde ve beton üzerindeki çatlakların saptanmasında kullanıldığını belirtmişlerdir. Termal kamerada radyasyonun, numunenin emisivite değerine bağlı olarak sıcaklığa dönüştürüldüğünden bahsetmişlerdir. Ayrıca, emisivitenin belirli bir sıcaklıkta malzeme yüzeyinin emisyon spektrumunun aynı sıcaklıktaki bir kara cismininkine oranı olarak tanımlandığını ve değerinin 0 ve 1 aralığında olduğunu belirtmişlerdir. Emisivite değerinin 1'e eşit olması durumunda test edilen malzemenin kara bir cisim olduğunu, 0'a eşit olması durumunda ise alınan enerjiyi tamamen yansıttığı anlamını taşıdığını ilave etmişlerdir. Deneyleri esnasında termal kamera ile malzeme yüzeyinden ölçüm almak için termal kamera ile malzeme arasındaki mesafenin öneminden bahsetmişlerdir. Buna göre ölçüm alınan her anda termal kameranın yeri ve malzemeye bakış açısı sabit kalması gerektiğini vurgulamışlardır.

Termal kamera ısıtıcıdan yaklaşık 90-100 cm uzakta konumlandırılmıştır ve elde edilen görüntüler kamera üreticisi Testo'nun sağladığı IRSoft programı ile değerlendirilmiştir. EN 1991-1-2'de kabul edilen ortak bir mühendislik varsayımı, bir yüzeyin spektral emisivitesinin dalga boyuna bağlı olmadığı ve dolayısıyla emisivite değerinin sabit olarak alınabileceğini ifade etmektedir (Gardner ve Ng, 2006). Bu kapsamda cihazın emisivite değeri sabit olacak şekilde dikkate alınmış ve 0,95 değerine ayarlanmıştır.

### 6.3 Belirsizlik Analizi

Her deneysel çalışmada, ulaşılan sonuçların yanı sıra ölçüm prosedürünün, cihazlarının ve dolayısıyla ölçülen değerlerin doğruluğunun değerlendirilmesi gerekmektedir. Ölçülen değerlerin hata oranı, yapılacak hata analizleri ile belirlenebilmektedir. Hataya sebebiyet veren durumlar ise temelde iki farklı şekilde ortaya çıkmaktadır. Bunlardan ilki, kurulan deneysel sistemden ve ölçüm aletlerinden kaynaklanan hatalardır. Diğeri ise, ölçümü alan kişiden kaynaklanan bireysel hatalardır. Bireysel hataların önüne geçmek için geliştirilen deney prosedürü tekrarlanabilir ve karşılaşılan durumlar yorumlanabilir. Ancak, bu metotla ölçüm aletlerinin vermiş oldukları değerlerin doğruluğu belirlenemez. Her ne kadar kalibrasyonu doğru şekilde yapılmış cihazlardan alınan ölçümlere güvenilir gözüyle bakılsa da karşılaşılabilecek sistematik ve rastgele hataların incelenmesi gerekmektedir (Holman, 2012).

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında gerçekleştirilen deneyler, ölçümler esnasında gerçekleşen bireysel hata oranını azaltmak amacıyla on kez tekrarlanmıştır. Kıyaslama yapabilmek adına her tekrar testinde sistemin başlangıç koşullarının (laboratuvar ortam sıcaklığı, bağıl nem oranı ve ölçüm noktalarının) aynı olmasına dikkat edilmiştir. Ayrıca, ölçüm aletlerinden kaynaklanan sistematik hataları hesaplamak adına belirsizlik analizi gerçekleştirilmiştir. Ölçülen değerlerden yola çıkılarak elde edilen sonuçlardaki sistematik hataları hesaplamak için denklem (6.1) kullanılmıştır (Moffat, 1998).

$$w_t = \left[ \left( \frac{\partial R}{\partial x_1} w_1 \right)^2 + \left( \frac{\partial R}{\partial x_2} w_2 \right)^2 + \dots + \left( \frac{\partial R}{\partial x_n} w_n \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6.1)$$

Denklem (6.1)'de  $R$  bağımlı değişkeni,  $w_t$  toplam hata oranını,  $x_1, x_2 \dots x_n$  bağımsız değişkenleri ve  $w_1, w_2 \dots w_n$  bağımsız değişkenlere ait hata oranlarını nitelemektedir.

## 7. SAYISAL SİMÜLASYON METODU

Bu başlık altında, 5. bölümde teorisi ve çalışma prensibi ortaya koyulan sayısal simülasyonların gerçekleştirilmesinde izlenen metodoloji paylaşılmıştır. Bu kapsamda, ilk olarak sayısal simülasyon modelinin oluşturulması için yapılan kabuller detaylarıyla verilmiş, daha sonra modelin oluşturulması için gerçekleştirilen ana adımlar açıklanmıştır.

Sayısal simülasyonlar, HP Pavilion 15-CB001NT 2CR74EA tipi (Windows 10 64-bit, 2.8 GHz Intel Core i7-7700HQ İşlemci, 16 GB Ram) dizüstü bilgisayarda çalıştırılan sonlu elemanlar yazılım paketi COMSOL Multiphysics® v5.3 ile gerçekleştirilmiş olup her model için çözüm süresinin ortalama 320 dk sürdüğü gözlemlenmiştir.

### 7.1 Kabuller ve Sayısal Model Kısaltmaları

- 1) İndüksiyonlu gaz ısıtıcısı Bölüm 6'da verildiği gibi toplamda yedi bileşenden oluşmaktadır. Ancak, sayısal model oluşturulurken, bu bileşenlerin tümünün modele yansıtılması mümkün değildir. Bu sebepten dolayı, ısıtıcı sisteminin sahip olduğu bileşenlerin bir kısmı, bazı kabuller çerçevesinde modele tanıtılmıştır. Isıtıcının çalışma prensibini etkilemeden maksimum bileşenin modelden çıkarılıp daha basit yapıda bir model elde etmek, sayısal modele tanıtılan bileşenlerin seçiminde dikkat edilmesi gereken en önemli madde olarak belirlenmiştir. Bu kapsamda, bobine gelen akım, gerilim ve güç karakteri deneysel olarak belirlendiğinden, kontrol ünitesi ve oto-transformatör modele dahil edilmemiştir. Fanın kanal içerisine beslediği hava türbülanslı karakteristiğe sahip olduğundan, kanala beslenen hava akımının ısıtıcıya ulaşmadan önce tam gelişmiş forma ulaşabilmesi için, fanın basma ağzı ile ısıtıcının giriş kesiti arasında minimum kanal çapının 10 katı kadar mesafe olması gerekmektedir (Çengel ve Cimbala, 2015). Deney düzeneğinde hava kanalı çapı 400 mm'dir ve bu kapsamda akışın tam gelişmiş forma ulaşması için en az 4000 mm gerekmektedir. Hava kanalının

boyu 3660 mm olduğundan, prensipte akışın tam gelişmiş forma ulaşması mümkün gözükmemektedir. Bu durumun önüne geçmek amacıyla Şekil 6.2’de gösterildiği gibi fanın basma ağzının hemen arkasına akış düzleştirici yerleştirilmiş ve ısıtıcı düzeneği kanala dahil edilmeden önce havanın ısıtıcı giriş kesitine ulaşmadan tam gelişmiş akış formuna ulaşması sağlanmıştır. Havanın ısıtıcı giriş kesitine 350 mm mesafede tam gelişmiş forma sahip olduğu yapılan ölçümlerle tespit edilmiştir. Bu çalışma sonucu fan ve akış düzleştirici de sayısal modelden çıkartılmış ve sayısal modele hidrodinamik olarak tam gelişmiş türbülanslı akış hız profili sınır şartı ile deneysel olarak tayin edilen ortalama hız değeri tanıtılmıştır. Sayısal model üzerindeki bileşenlerin azaltılmasına dair yapılan çalışmalar sonucu çözüm alanına sadece hava kanalı, indüksiyon bobini, kovan ve iş akışanı olarak hava dahil edilmiştir. Bir başka husus, kare kesite sahip kılavuz hava kanalının içerisine yerleştirilen ses yalıtım materyali vasıtasıyla oluşturulan silindirik hava kanalı ile üç boyutlu çözüm alanının iki boyutlu aksisimetrik boyuta indirgenmesinin sağlanmasıdır. Bunun için hava kanalı içerisindeki ısıtıcı düzeneğini kanal merkezine endeksleyen ve Şekil 6.3’de verilmiş olan tutucu aparatların, dairesel hava kanalının dairesel formunu koruması için eklenen ince sacların ve kılavuz kare kanalın etkisi kapsam dışı bırakılmıştır. Sonuç olarak, hava kanalı, indüksiyon bobini, izolasyon materyali ve kovan silindirik yapıya sahip olduklarından çözüm alanının iki boyutlu aksisimetrik şartları sağladığı, diğer bir deyişle tüm niteliklerin silindirik koordinatların “ $\theta$ ” bileşeninden bağımsız olduğu kabulü yapılmıştır.

- 2) Akışın tek fazlı olduğu kabul edilmiştir.
- 3) Hava yoğunluğunun hesaplanmasında nemli havanın psikrometrik özelliklerinin geçerli olduğu kabul edilmiştir.
- 4) Sürekli akış kabulü yapılmıştır.
- 5) Isıtıcıya beslenen hava hızının tam gelişmiş ve büyüklüğünün sabit olduğu kabul edilmiştir.
- 6) Çalışma kapsamında hava kanalı içerisindeki akış için Mach sayısı 0,3 değerinden küçük olduğundan dolayı iş akışkanı olan havanın kanal içerisindeki ısıtma işlemi boyunca yoğunluğunun değişiminin basınç değişiminden bağımsız olduğu kabul edilmiştir. Ancak, kovan iç cidar sıcaklığının havaya oranla çok fazla olması nedeniyle programda yoğunluğun

yalnızca sıcaklığa bağlı olduğu zayıf sıkıştırılabilir akış seçeneği aktifleştirilmiştir.

- 7) Hava kanalı, bobin ve kovan cidarlarındaki pürüzlülük etkisi ihmal edilmiştir.
- 8) Ağ örgüsünün oluşturulması esnasında duvar fonksiyonlarının hesaplamalarında katı ile akışkan alanları arasındaki ilk hücre yüksekliğini belirlemek amacıyla  $y^+$  değeri tampon tabaka içerisindeki lineer alanı kapsayacak şekilde (bkz. Şekil 5.4) 11,06 olarak belirlenmiştir (Comsol Inc. Kullanım Kılavuzu).
- 9) Simülasyonun temel amaçlarından biri kanal içerisinde geçen havanın karakterini incelemek olduğundan, kanal dışındaki ortam havası ısı transferi ve akışkanlar mekaniği modülü çözümlerine dahil edilmemiş, yalnızca elektromanyetik analiz çerçevesinde dalga dağılımlarını kısıtlamamak amacıyla çözüm alanına dahil edilmiştir.
- 10) İndüksiyonla ısıtma işlemine bağlı olarak kovan ve bobin üzerindeki metalürjik değişimler göz ardı edilmiştir.
- 11) Kovanın başlangıçta homojen yük yoğunluğuna sahip olduğu kabul edilmiştir.
- 12) Kovan yüzeyinde oluşan deplasman akımları ısıtıcı sistem şebeke frekansında çalıştığından ihmal edilmiştir.
- 13) Elektromanyetik problemi kararlı hal durumunda incelemek için bobinlere sinüzoidal alternatif akım kaynaklı elektriksel güç verildiği ve bobin akımının frekansının 50 Hz olduğu tanıtılmıştır. Bu sayede, elektromanyetik problem frekans domeninde çözümlenmiştir.
- 14) Aksisimetrik geometride bobin katmanları modellenirken çok spirli bobin sınır şartı seçilmiştir. Bu kapsamda, her bir katmanın kapladığı alan çözüm alanı üzerinde ayrı ayrı dikdörtgensel alanlar olarak oluşturulmuş ve bobin iletkeninin gerçekte eliptik kesite sahip olmasına rağmen kapladığı alanın eşdeğer yarıçapı hesaplanarak çözüm alanında dairesel olduğu kabul edilerek sayısal modele tanıtılmıştır.
- 15) Bobin kesiti boyunca akım dağılımının uniform olduğu kabul edilmiştir.
- 16) Manyetik geçirgenlik değerinini başlık 5.2.1.6'da gösterildiği gibi her iterasyonda lineerleştirildiği kabul edilmiştir.

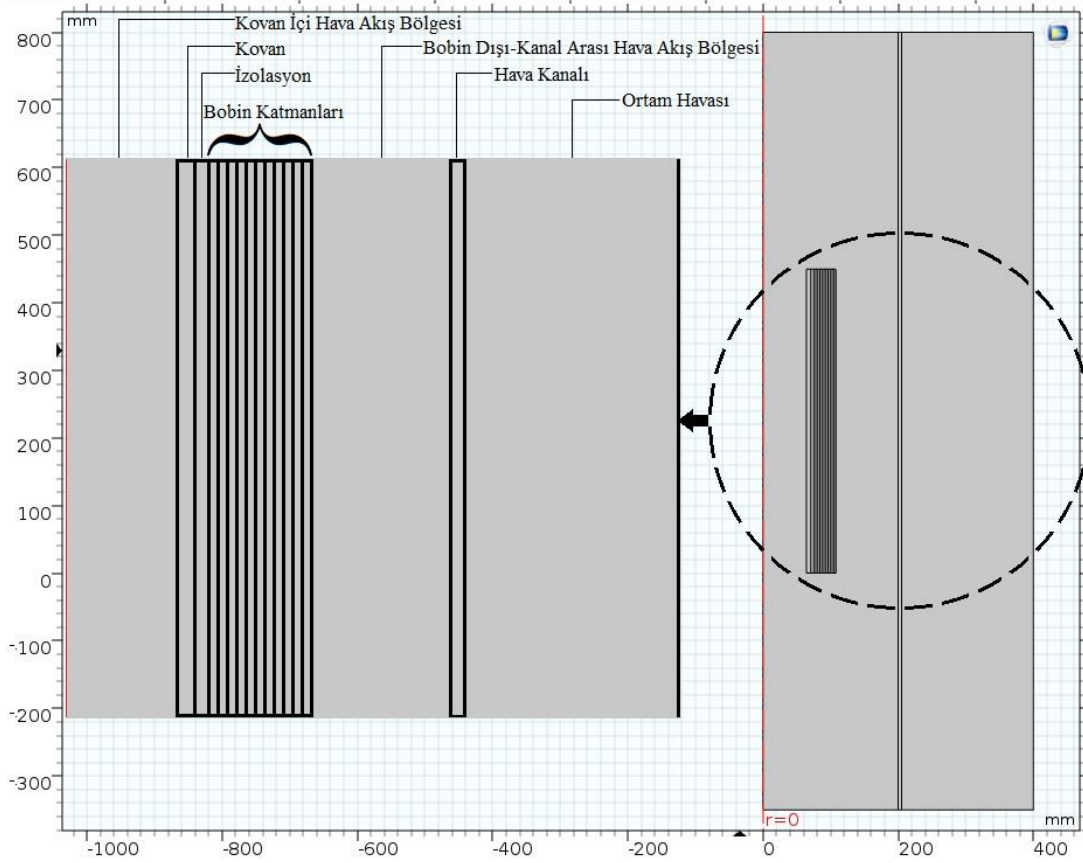
- 17) Bobine uygulanan uyarıcı akımın frekansı MHz seviyesinden çok daha düşük olduğundan dolayı anizotropi etkisiyle ısı üretimi çalışma kapsamında ihmal edilmiştir.
- 18) Isı transferi hesaplamalarında, sistem hareketsiz durumda olduğundan, ötelenme hareketinin olmadığı tanıtılmıştır.
- 19) Hava kanalından çevreye olan ısı kayıpları taşınım ve ışıma sınır şartlarıyla modele dahil edilmiştir. Bu kapsamda dış ortam ile temasta bulunan kanal için taşınım katsayısı değeri  $5 \text{ W/m}^2\cdot\text{K}$  olarak kabul edilmiştir.
- 20) Yüksek sıcaklıklara çıkılmadığından ve sistem üzerine yerçekimi harici herhangi bir kuvvet etki etmediğinden dolayı termoelastik sönümlenme etkisinden kaynaklı ısı üretimi ihmal edilmiştir.
- 21) Işıma ile ısı transferi hesaplamalarında görüş faktörü değeri 1 alınmıştır.
- 22) Işıma ve taşınım mekanizması ile ısı transferi hesaplarında kanal içerisindeki ortam sıcaklığının değişken, ancak kanaldan çevreye olan ısı kayıplarının modellenmesinde sabit olduğu kabul edilmiştir.
- 23) Kovan materyali olan ST-52 çeliğinin sıcaklıkla değişen özgül ısı ( $C_p$ ), elektriksel iletkenlik ( $\sigma_e$ ) ve ısı iletim katsayısı ( $k$ ) değerleri ile hem sıcaklıkla hem de bobin tarafından uygulanan manyetik alan şiddetiyle değişen bağlı manyetik geçirgenlik ( $\mu_{e,r}$ ) değeri dikkate alınmıştır. Emisivite ( $\epsilon$ ), bağlı elektriksel geçirgenlik ( $\epsilon_{e,r}$ ) ve yoğunluk ( $\rho$ ) değerlerinin sıcaklıkla değişmediği varsayılmıştır.
- 24) Bobin materyali olan bakırın sıcaklıkla değişen  $C_p$ ,  $\sigma_e$  ve  $k$  değerleri dikkate alınmıştır.  $\rho$ ,  $\epsilon$ ,  $\epsilon_{e,r}$  ve  $\mu_{e,r}$  değerlerinin sıcaklıkla değişmediği varsayılmıştır.
- 25) Havanın sıcaklıkla değişen  $C_p$ ,  $\rho$ , dinamik viskozite ( $\mu$ ) ve  $k$  değerleri dikkate alınmıştır. Ancak  $\sigma_e$ ,  $\epsilon_{e,r}$  ve  $\mu_{e,r}$  değerlerinin sıcaklıkla değişmediği varsayılmıştır.
- 26) İzolasyon materyali olan cam yününün sıcaklıkla değişen  $k$  değeri dikkate alınmıştır. Ancak  $\rho$ ,  $C_p$ ,  $\sigma_e$ ,  $\epsilon$ ,  $\epsilon_{e,r}$  ve  $\mu_{e,r}$  değerlerinin sıcaklıkla değişmediği varsayılmıştır.
- 27) Hava kanalı materyali olan EPDM'nin tüm materyal özelliklerinin naylon ile eşdeğer olduğu, sıcaklık değişiminden etkilenmediği ve sabit oldukları kabul edilmiştir.



28)Çözüm alanına tanıtılan tüm materyal özelliklerinin çözüm alanı boyunca izotropik olduğu kabul edilmiştir.

## 7.2 Geometrinin Oluşturulması

Sayısal model oluşturulmasında ilk aşama geometrinin oluşturulmasıdır. Modelde, her ne kadar üç boyutlu çözüm alanı göz önünde bulundurulmuş fizik modüllerini yansıtan en iyi boyut olsa da deney düzeneğinin başlık 7.1'deki 1. maddede belirtildiği gibi iki boyutta aksisimetrik olarak çözüm alanı oluşturmasına imkân sağlamasından dolayı sayısal modelde iki boyutlu aksisimetrik çözüm alanı kullanılmıştır. Bu sayede, sayısal modelin çözümü için oluşturulacak ağ örgüsü (mesh) yapısındaki eleman sayısı, bilgisayarın ihtiyaç duyacağı hafıza gereksinimi ve çözüm süresi önemli ölçüde kısaltılmıştır. Başlık 7.1'deki 14. maddede belirtilen sınır şartında, çok sarımlı bobin sınır şartının sayısal modele tanıtılabilmesi için Çizelge 4.1'de verilen bobinin geometrik boyutları ve katman sayısı dikkate alınmıştır. Buna göre, toplamda 11 adet olan bobin katmanları çözüm alanına dikdörtgensel alanlar şeklinde yansıtılmıştır. Ayrıca, yine Çizelge 4.1'de belirtilen kovan ve izolasyon materyalinin geometrik boyutları kullanılarak bu iki bileşen çözüm alanına dahil edilmiştir. Silindirik hava kanalı ise Çizelge 6.1'de belirtilen özellikleri kullanılarak çözüm alanına dahil edilmiştir. Burada, silindirik hava kanalının uzunluğu, çözüm alanı çerçevesinde 3660 mm olarak ele alınmamış, başlık 7.1'deki 1. maddede belirtildiği gibi, fanın çıkan hava akımı ısıtıcıya varmadan 350 mm uzakta tam gelişmiş formuna ulaştığından dolayı, sadece ısıtıcı öncesi 350 mm'lik akış alanı çözüm alanına dahil edilmiştir. Benzer şekilde, her ne kadar başlık 6.2'de belirtildiği gibi ölçüm istasyonu ısıtıcıdan 250 mm uzaklığa konuşlandırılrsa da ısıtıcıdan çıkan hava akımının 350 mm'lik akış alanı, çözüm alanına dahil edilmiştir. Sonuç olarak, tüm çözüm alanlarının sayısal modele yansıtılmasıyla elde edilen çözümleme bölge geometrisi Şekil 7.1'de verilmiştir.



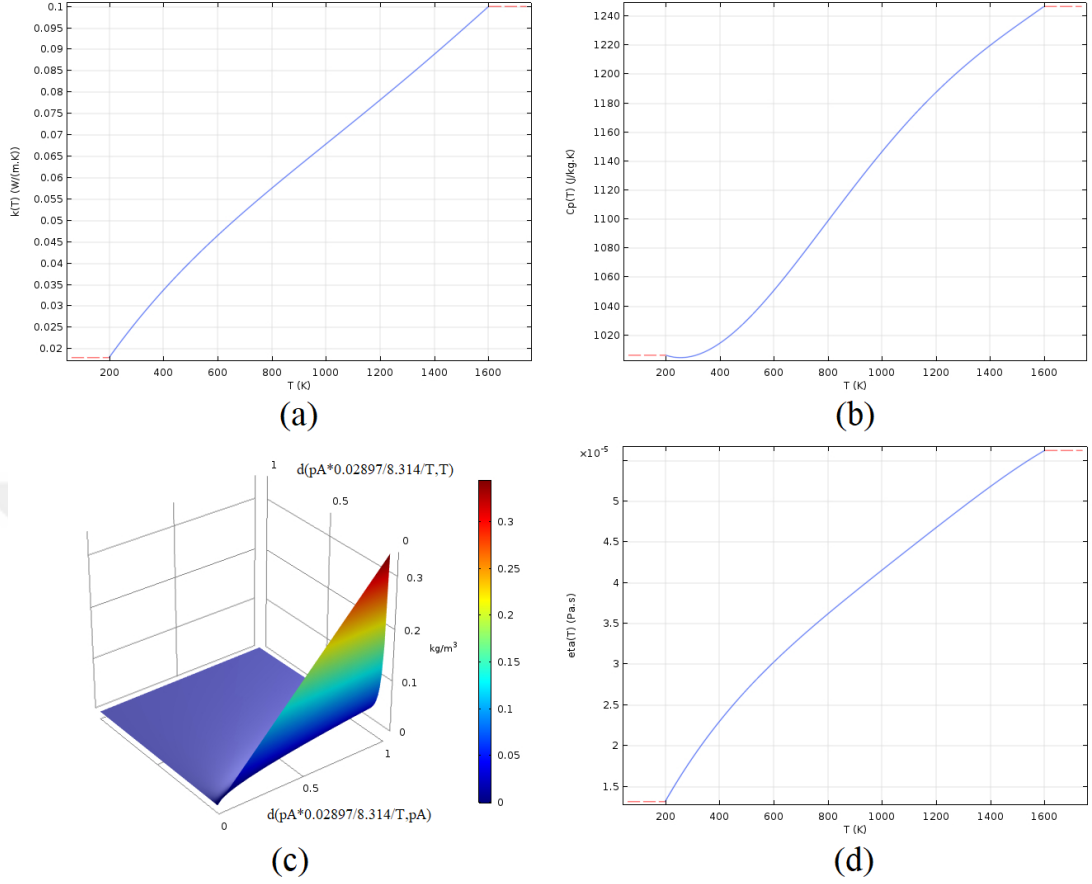
Şekil 7.1 : Sayısal model geometrisi.

### 7.3 Materyal Özelliklerinin Tanıtılması

Sayısal modelin oluşturulmasında ikinci aşama, Şekil 7.1’de verilen geometri üzerinde belirtilen alanlara materyal özelliklerinin tanıtılmasıdır. Bu kapsamda, her bir alana ait materyal özellikleri tanıtılırken başlık 7.1 altındaki 24., 25., 26., 27. ve 28. maddeler göz önünde bulundurulmuştur. 28. Madde gereği programa, aşağıda ayrı ayrı belirtilen materyal özelliklerinin çözüm bölgesi boyunca izotropik, bir başka deyişle göz önünde bulundurulan silindirik koordinat bileşenleri yönündeki değişiminden bağımsız olduğu tanıtılmıştır.

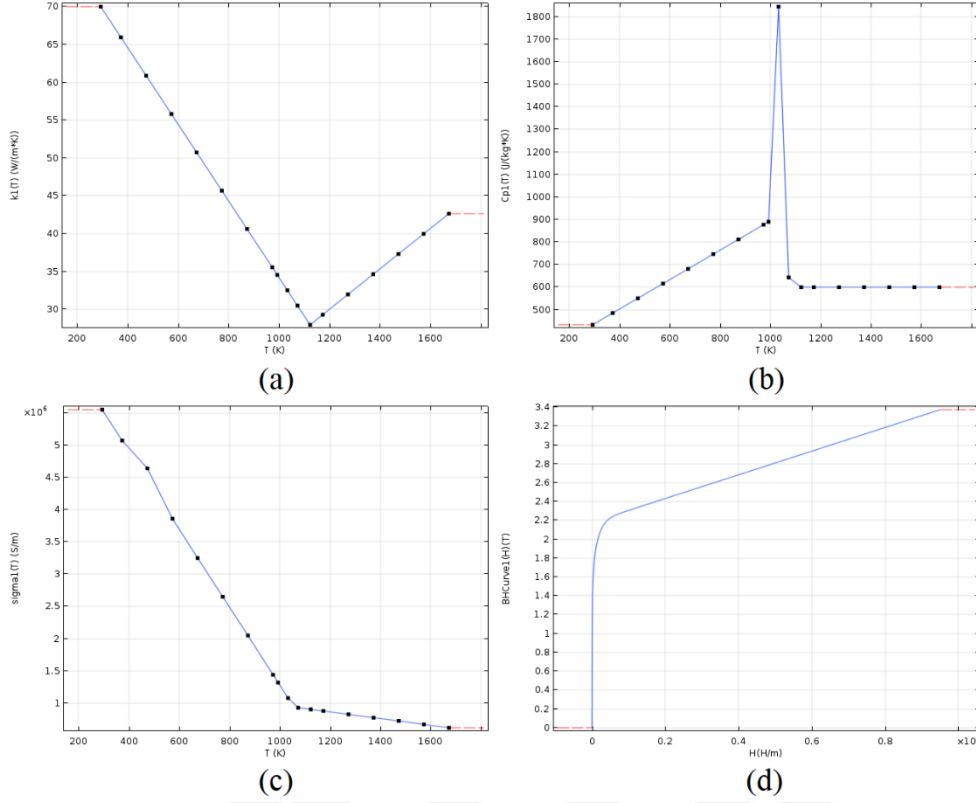
Çözüm bölgesinde bulunan kovan içi akış bölgesi, bobin dışı-kanal arası akış bölgesi ve ortam havası için program kütüphanesinde var olan hava materyali tanıtılmıştır. Burada hava materyali için sıcaklığa (psikrometrik bağıntılar gereği yoğunluk ve bağıl nemin hesaplanmasında mutlak basınca da) bağlı olarak alınan materyal özellikleri Şekil 7.2’de verilmiştir. Sıcaklık değişiminden bağımsız materyal özellikleri olan  $\sigma_e$ ,  $\epsilon_{e,r}$  ve  $\mu_{e,r}$ ’nün değerleri sırasıyla 0 S/m, 1 ve 1 olarak programa

tanıtılmıştır. Işınım ile ısı transferi hesaplamalarında hava programa geçirgen olarak tanıtıldığından  $\varepsilon$  değeri programa girilmemiştir.



**Şekil 7.2 :** Havanın sıcaklıkla değişen özellikleri (a) Isı iletim katsayısı, (b) Özgül ısı, (c) Yoğunluk, (d) Dinamik viskozite.

Kovan materyali olan ST-52 programa tanıtılırken yeni bir materyal program kütüphanesine eklenmiştir. Bu kapsamda,  $C_p$ ,  $\sigma_e$  ve  $k$  değerlerinin sıcaklıkla değişimini ifade eden formüller Chaboudez ve ekibinin yaptıkları çalışmadan alınmıştır (Chaboudez ve diğ. 1994).  $M_{e,r}$  değerinin sıcaklıkla ve bobin tarafından uygulanan manyetik alanla değişimi başlık 2.7.2’de incelenmiştir. Bu kapsamda, yukarıda bahsedilen materyal özelliklerine ait grafikler Şekil 7.3’te verilmiştir. EN 1993-1-2 standardında, karbon çeliği ve paslanmaz çeliğin yoğunluk değerinin sıcaklıktan bağımsız olarak  $7850 \text{ kg/m}^3$  olarak alınabileceği belirtilmiştir (EN 1993-1-2, 2005). Bu doğrultuda, ST-52 çeliğinin yoğunluk değeri  $7850 \text{ kg/m}^3$  olarak programa tanıtılmıştır. Işınım ile ısı transferi hesaplarında kovan opak materyal olarak tanıtıldığından  $\varepsilon$  değeri, öncül prototipler için yapılan çalışmalar göz önünde bulundurularak 0,8 olarak ele alınmıştır (Unver, 2016). Ayrıca  $\varepsilon_{e,r}$  özelliği sabit ve değeri 1 olarak programa tanıtılmıştır.

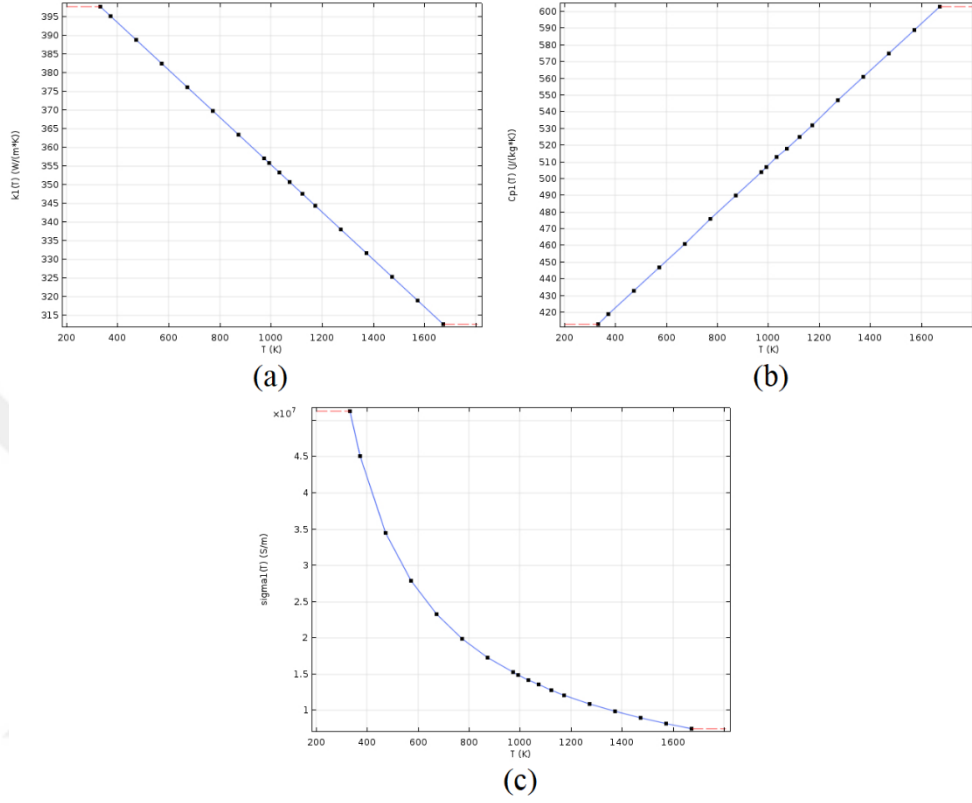


**Şekil 7.3 :** ST-52'nin sıcaklıkla değişen özellikleri (a) Isı iletim katsayısı, (b) Özgül ısı, (c) Elektriksel İletkenlik, (d) B-H eğrisi (20°C'de).

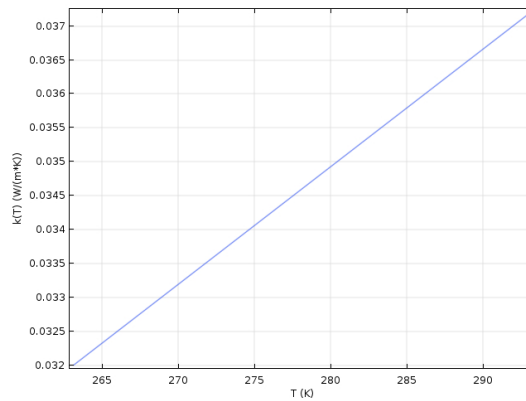
Bobin materyali olan bakırın özellikleri, program kütüphanesinde sabit değerlerin bulunması nedeniyle ST-52'ye benzer ve materyal özelliklerinin sıcaklıkla değişimini içerecek şekilde programa tanıtılmıştır. Bakırın sıcaklıkla değişen özellikleri Clain ve Rappaz'ın çalışmalarında belirttiği denklemler ile belirlenmiş ve Şekil 7.4'te verilmiştir (Clain ve Rappaz, 1993). Sıcaklıktan bağımsız olan  $\rho$ ,  $\epsilon_{e,r}$  ve  $\mu_{e,r}$  özelliklerinin değerleri ise program kütüphanesinde belirtildiği gibi sırasıyla  $8700 \text{ kg/m}^3$ , 1 ve 1 olarak tanıtılmıştır. Bobinin etrafında cam yünü izolasyon bulunduğundan, ışınlı ısı transferi hesaplamalarında opak olarak değerlendirilen bobin için  $\epsilon$  değeri cam yününün emisivite değerine eşit ve 1 olarak tanıtılmıştır. Burada, cam yününün  $\epsilon$  değeri program kütüphanesinden belirlenmiştir.

Bobin ile kovan arasında kalan izolasyon materyali olan cam yününün özellikleri program kütüphanesinden faydalanılarak çözüm alanına tanıtılmıştır. Bu kapsamda Şekil 7.5'te verildiği gibi sadece  $k$  değerinin sıcaklıkla olan değişimi dikkate alınmıştır. Sıcaklıkla değişmeyen  $\rho$ ,  $C_p$ ,  $\sigma_e$ ,  $\epsilon$ ,  $\epsilon_{e,r}$  ve  $\mu_{e,r}$  özelliklerinin değerleri sırasıyla  $22 \text{ kg/m}^3$ ,  $850 \text{ J/kg.K}$ ,  $0 \text{ S/m}$ ,  $0,95$ , 1 ve 1 olarak ele alınmıştır.

Silindirik hava kanalı malzemesi olan EPDM'nin  $\rho$ ,  $k$ ,  $C_p$ ,  $\sigma_e$ ,  $\epsilon$ ,  $\epsilon_{e,r}$  ve  $\mu_{e,r}$  özellikleri program kütüphanesinde bulunan naylona eşdeğer şekilde sırasıyla  $1150 \text{ kg/m}^3$ ,  $0,26 \text{ W/m.K}$ ,  $1700 \text{ J/kg.K}$ ,  $0 \text{ S/m}$ ,  $1$ ,  $1$  ve  $1$  olarak ele alınmıştır. Burada  $\epsilon$  değeri materyal siyah yüzeye sahip olduğundan dolayı bire eşit alınmıştır.



**Şekil 7.4 :** Bakırın sıcaklıkla değişen özellikleri (a) Isı iletim katsayısı, (b) Özgül ısı, (c) Elektriksel İletkenlik.

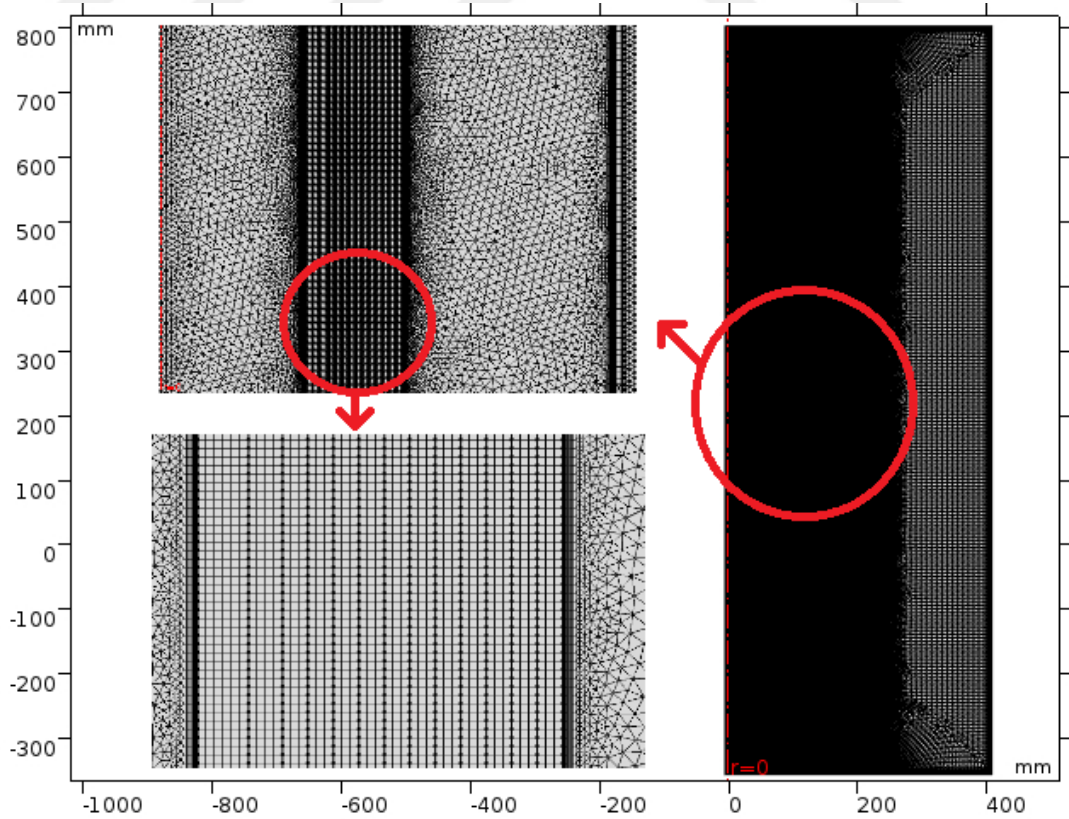


**Şekil 7.5 :** Cam yünü için ısı iletim katsayısının sıcaklıkla değişimi.

#### 7.4 Mesh Yapısının Oluşturulması

Mesh yapısı, başlık 5 ile verilen sayısal simülasyon teorisindeki diferansiyel denklemlerin, Şekil 7.1’de verilen model geometrisi altında çözülebilmeleri için önem arz etmektedir. Bu kapsamda oluşturulan mesh yapısı ile geometride göz önünde bulundurulan çözümlene bölge, diferansiyel denklemlerin çözülebileceği çok küçük alanlara bölünmektedir. İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının incelenmesi için oluşturulan sayısal modelde, elektromanyetizma, ısı transferi ve akışkanlar mekaniği fizik modüllerine ait diferansiyel denklemler sayısal yöntemler vasıtasıyla çözüme kavuşturulduğundan, her bir fizik modülüne ait mesh yapısı gereksinimlerinin model tarafından karşılanması gerekmektedir. Bu kapsamda, Başlık 7.1 altındaki 13. ve 15. maddeler gereğince ve sistem şebeke frekansında çalıştığından, çözüm alanı içerisinde bulunan iletken materyaller üzerinde dalma derinliğinin ayrıntılı çözümlenmesi gerekmemektedir. Bu nedenle, bu bölgelerde mesh yapısı sıkılaştırılmamıştır. İndüksiyonla ısıtma sistemlerinde manyetik alan çizgileri, iletken ferromanyetik kovanın yüzeyinde dalma derinliği boyunca yoğunlaşır. Bu nedenle, çözüm alanı içerisinde bulunan iletken bölgelerde ağ yapısı oluşturulurken maksimum eleman büyüklüğü, başlık 4 altında hesaplanan dalma derinliği büyüklüğünün yarısı olacak şekilde seçilmiştir. Hava için sonlu elemanlar metoduna göre gerçekleştirilen elektromanyetik hesaplamalar herhangi bir yapay yansıma probleminden kaçınmak için ağ örgüsünün yeterince büyük bir alanı kaplamasını gerektirmektedir. Böylece, göz önünde bulundurulan hava domeninde manyetik alan çizgilerinin birbirlerini kesmesinin önüne geçilmiş olunur. Bu kapsamda, 9. madde gereği ortam havası da elektromanyetik denklemlerin çözümüne dahil edildiğinden, bu bölgenin boyutları elektromanyetik dalgaları kısıtlamayacak şekilde Drobenko ve ekibinin çalışmalarında belirttikleri gibi ısıtılan materyal (tez kapsamında incelenen sistem için kovanın) yarıçapının en az 2,5 katı olacak şekilde modele tanıtılmıştır (Drobenko ve diğ., 2007). Sınır tabaka oluşturulurken 8. madde göz önünde bulundurularak ve denklem (5.121) kullanılarak, kovan içi, bobin dışı ve kanal içi için ayrı ayrı ilk eleman yükseklikleri hesaplanmış ve programa tanıtılmıştır. Sınır tabaka içerisindeki katman sayısı 10 olarak seçilmiş ve bu katmanların sınır tabaka içerisindeki büyüme oranı ise 1,2 olarak programa tanıtılmıştır. Burada 7. madde gereği iş akışkanı olan havanın akış alanında pürüzlülük etkisi modele dahil edilmediğinden dolayı katman sayısı düşük tutulmuştur. Katı alanların keskin köşeli

kısımlarının bulunması nedeniyle bu bölgelerdeki akış ayrılmalarını daha detaylı incelemek amacıyla da mesh yapısı bu bölgelerde sıkılaştırılmıştır. Akış alanı içerisindeki mesh yapısının katı domenlerden ve ortam havasından daha sık olması sağlanmıştır. Bir sayısal simülasyon modelinden elde edilen çözümün mesh yapısından bağımsız olduğu, çözümün elde edildiği mesh yapısından daha kaba ve daha ince mesh yapılarıyla elde edilen sonuçlar ile karşılaştırılmasıyla mümkündür. Çözümün mesh yapısından bağımsızlığı, başlık 9 altında incelenmiştir. Mesh yapısı incelendiğinde bilgisayarda kullanılan işlemci ve önbellek hacmi artmaktadır ve hesaplama zamanı uzamaktadır. Ancak, genellikle kaba mesh yapılarında da istenilen hassas sonuçlar elde edilememektedir. Bu nedenle, tekrarlı çözümlerin bulunduğu sayısal simülasyonlarda istenilen hassasiyeti sağlayan ve en az elemanı bünyesinde barındıran mesh yapısının kullanılması önem arz etmektedir. Tez kapsamında oluşturulan sayısal modelin mesh yapısı için, çözüm alanında bulunan iletken materyal bölgeleri ve sınır tabaka dışında programda extra fine olarak tanımlanan standart mesh yapısı çerçevesinde anizotropik ve yapılandırılmamış üçgensel elemanlar kullanılmıştır. İletken bölgelerinde ise haritalandırma “mapped” yoluyla mesh yapısı oluşturulmuştur. Elde edilen mesh yapısı Şekil 7.6’da verilmiştir.

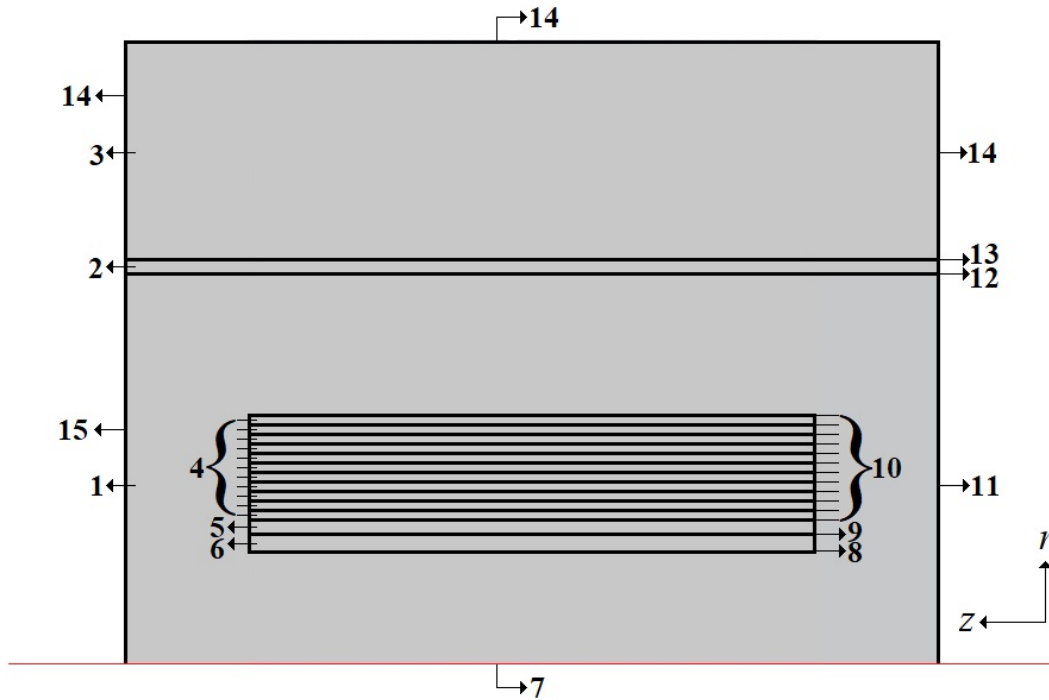


Şekil 7.6 : Mesh yapısı.

Mesh yapısı, sırasıyla 68578 üçgen ve 62831 dikdörtgensel elemandan oluşmaktadır. Buna ek olarak, 1513632 serbestlik derecesi içermektedir. Mesh yapısında çarpıklık oranının göz önünde bulundurulduğu ortalama kalite faktörü 0,0875, üçgensel ve dikdörtgensel elemanlar için maksimum çarpıklık değeri sırasıyla 0,7594 ve 0,5 olarak elde edilmiştir. Bu değerler başlık 5.3.2 altında belirtilen değerlerden daha küçük olduğundan dolayı kabul edilebilir sınırlar içerisinde olduğu değerlendirilmiştir.

### 7.5 Başlangıç ve Sınır Şartlarının Tanıtılması

Model geometrisi ve kullanılan fizik modüllerini geometri üzerinde yansıtan mesh yapısı elde edildikten sonra sayısal modelin doğrulaması yapılmıştır. Model doğrulamasından sonra başlık 7.1 altındaki 2., 3., 4., 5., 6., 7., 9., 10., 11., 12., 13., 14., 15., 16., 17., 18., 19., 20., 21., 22. ve 23. maddeler göz önünde bulundurularak sayısal modele başlangıç ve sınır şartları tanıtılmıştır. Sayısal simülasyon modeline tanıtılan başlangıç ve sınır şartlarının, konumlarını göstermek amacıyla oluşturulan şematik gösterimi Şekil 7.7’de, özellikleri Çizelge 7.1’de verilmiştir. Tüm başlangıç ve sınır şartlarının değerleri deneysel çalışma sonucu belirlenmiştir.



Şekil 7.7 : Sayısal modelin şematik gösterimi.



**Çizelge 7.1 : Başlangıç ve sınır şartları.**

No	Konum	Başlangıç Şartı	Sınır Şartı
1	Hava akış bölgesi	$u=0$ m/s; $P=0$ Pa; $T=28,5$ °C; $A=0$ Wb/m; $\varphi=\%60$	Amper kanunu sınır şartı uygulanmıştır. Akışkan bölgesi sınır şartı uygulanmıştır ve psikrometrik bağıntılar seçeneği aktifleştirilmiştir.
2	Hava kanalı	$T=28,5$ °C; $A=0$ Wb/m	Amper kanunu sınır şartı uygulanmıştır. Katı bölge sınır şartı uygulanmıştır.
3	Ortam havası	$A=0$ Wb/m	Amper kanunu sınır şartı uygulanmıştır.
4	Bobin Katmanları	$T=28,5$ °C; $A=0$ Wb/m; $\varphi=\%60$	Tüm katmanlar ortak bobin sınır şartı altında toplanmıştır. Tüm katmanların toplam gücü 950 W ve bobin iletkeni materyali olarak bakır tanıtılmıştır. Her bir bobin katmanının kendi içerisinde 34 sarımdan oluştuğu ve bobin iletkeni kesit alanı 24 mm <sup>2</sup> olduğu tanıtılmıştır. Amper kanunu sınır şartı uygulanmıştır. Katı bölge sınır şartı uygulanmıştır.
5	İzolasyon	$T=28,5$ °C; $A=0$ Wb/m; $\varphi=\%60$	Amper kanunu sınır şartı uygulanmıştır. Katı bölge sınır şartı uygulanmıştır.
6	Kovan	$T=28,5$ °C; $A=0$ Wb/m; $\varphi=\%60$	Amper kanunu sınır şartı uygulanmıştır. Katı bölge sınır şartı uygulanmıştır.
7	z-Eksen	-	Eksenel simetri sınır şartı uygulanmıştır.
8	Kovan sınırları	-	Yüzeyden yüzeye ışıınım ile ısı transferi göz önünde bulundurularak ışıınım sınır şartı uygulanmıştır. Kaymama koşulunun geçerli olduğu duvar sınır şartı uygulanmıştır. Başlık 5.2.1.8'deki alanlar arası denklemler eşleşim "pair" sınır şartı ile tanımlanmıştır.
9	İzolasyon sınırları	-	Yüzeyden yüzeye ışıınım ile ısı transferi göz önünde bulundurularak ışıınım sınır şartı uygulanmıştır. Kaymama koşulunun geçerli olduğu duvar sınır şartı uygulanmıştır. Başlık 5.2.1.8'deki alanlar arası denklemler eşleşim "pair" sınır şartı ile tanımlanmıştır.
10	Bobin katmanları sınırları	-	Yüzeyden yüzeye ışıınım ile ısı transferi göz önünde bulundurularak ışıınım sınır şartı uygulanmıştır. Kaymama koşulunun geçerli olduğu duvar sınır şartı uygulanmıştır. Başlık 5.2.1.8'deki alanlar arası denklemler eşleşim "pair" sınır şartı ile tanımlanmıştır.
11	Hava akış bölgesi giriş tarafı sınırı	-	Manyetik alan dalgalarını sınırlandıran manyetik izolasyon sınır şartı uygulanmıştır. Sınır sıcaklığı 28,5 °C olarak tanıtılmıştır. Havanın giriş hız profilin tam gelişmiş olduğu ve ortalama hız büyüklüğünün 3,1 m/s olduğu tanıtılmıştır. Tam gelişmiş hız profili sınır şartının programdaki varlığı nedeniyle türbülans uzunluk ölçeği ve yoğunluğu değerlerinin tanıtılmasına gerek kalmamıştır.
12	Hava kanalı iç cidar sınırı	-	Kaymama koşulunun geçerli olduğu duvar sınır şartı uygulanmıştır. Başlık 5.2.1.8'deki alanlar arası denklemler eşleşim "pair" sınır şartı ile tanımlanmıştır.
13	Hava kanalı dış cidar sınırı	-	Sınırdan ortam havasına olan ısı kayıpları, taşınım katsayısı değeri 5 W/m <sup>2</sup> .K ve ışıınım sınır şartı ile tanıtılmıştır. Başlık 5.2.1.8'deki alanlar arası denklemler eşleşim "pair" sınır şartı ile tanımlanmıştır.
14	Ortam havası sınırları	-	Manyetik alan dalgalarını sınırlandıran manyetik izolasyon sınır şartı uygulanmıştır. Sınır sıcaklığı 26,7 °C olarak tanıtılmıştır.
15	Hava akış bölgesi çıkış tarafı sınırı	-	Manyetik alan dalgalarını sınırlandıran manyetik izolasyon sınır şartı uygulanmıştır. Sınırdan çevreye ısı akışının olduğunu belirtmek amacıyla dışa akış sınır şartı tanıtılmıştır. Havanın atmosfere çıktığını nitelemek amacıyla basınç sınır şartı tanımlanmış ve değeri 0 Pa olarak girilmiştir. Ayrıca akışın çıkış kesitinde ters akımlar oluşturma ihtimali bulunduğu ters akımları gizle seçeneği kaldırılmıştır. Kanal giriş ve çıkışında deneysel olarak ölçülen hava sıcaklığı farkı çok küçük olduğundan bu sınıra, ters akım sıcaklığı tanıtılmamıştır.

## 7.6 Çözüm

Sayısal modelin tamamlanmasından sonra çözüme gitmeden önce birkaç parametrenin tanıtımı, programın çalışma prensibi gereği çözüm başlığı altında gerçekleştirilmiştir. Buna göre, viskoz yitimden kaynaklı ısı üretiminin dahil edilmesi sağlanmış ve bobine gelen uyarıcı akımın frekansı 50 Hz olarak tanıtılmıştır. Çözücü olarak frekans domeninde elektromanyetik modülün, sürekli rejimde akışkanlar mekaniği ve ısı transferi modüllerinin çözümünü sağlayan “frequency-stationary” seçilmiştir. Çözücüde artık veya yakınsama kriteri olarak  $10^{-3}$  belirlenmiştir. Elde edilen sonuçların yakınsama kriterinden bağımsızlığı başlık 9 altında incelenmiştir.

## 7.7 Parametrik Analiz

Yukarıdaki başlıklarda açıklanan K5 tipi indüksiyonlu gaz ısıtıcısının sayısal modeli, başlık 9 altında deneysel sonuçlar ile karşılaştırılarak doğrulanmıştır. Isıtıcının aşağıdaki başlıklarda verilen farklı koşullar altındaki performansı, doğrulanan sayısal model temel alınarak tayin edilmiştir.

### 7.7.1 Kanal giriş Reynolds sayısına bağlı parametrik analiz

İklimlendirme sistemlerinde dağıtıcı ana kanallarda sürtünme faktörü göz önünde bulundurularak çıkılabilecek maksimum hız büyüklükleri, villalar ve müstakil evlerde 5 m/s, apartmanlar, otel odaları ve hasta yatak odalarında 7,5 m/s, tiyatro ve sinemalarda 6,5 m/s, bürolar ve kütüphanelerde 10 m/s, büyük bürolar, bankalar ve lokantalarda 10 m/s, satış mağazaları ve eğlence mekanlarında 10 m/s, endüstride 12,5 m/s’dir (Yamankaradeniz ve diğ., 2015). Kuru temizlemeciler, pizzacılar ve yer altı çamaşırhanelerinde ortamdaki havanın değişim sayısına bağlı olarak, hava hızı 40 m/s’ye kadar çıkabilmektedir. Kanal giriş Reynolds sayısına bağlı parametrik analiz çalışmasında, indüksiyonlu gaz ısıtıcısı bahsedilen bütün alanlarda kullanılabileceğinden, havanın kanala giriş hızının 1-40 m/s olduğu aralık değerlendirilerek ve deney düzeneği koşullarından başka herhangi bir parametre değiştirilmeden, ısıtıcının performansı tayin edilmiştir. Havanın giriş hız aralığı, kanal boyutları ve giriş sıcaklığı göz önünde bulundurulduğunda parametrik analiz kapsamında değerlendirilen Reynolds sayısı aralığı 25000-1000000 arasındadır.

### **7.7.2 Bobin gücüne ve kanal giriş Reynolds sayısına bağlı parametrik analiz**

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının deney düzeneğinde oto-transformatörün devreden çıkarılmasıyla çıkılabilecek maksimum güç değeri üretici firmanın verdiği bilgi doğrultusunda 5000 W'tır. Bu kapsamda ısıtıcının performans parametreleri, bobin gücünün deney düzeneğinin oto-transformatör varlığındaki çalışma koşulundan (950 W) çıkılabilecek maksimum güç olan 5000 W'a kadar 1000 W'lık aralıklarla değiştirilerek, kanal giriş Reynolds sayısına bağlı parametrik analiz çalışmasında belirlenen kritik Reynolds sayıları (25000, 78123, 300000, 1000000) için incelenmiştir.

### **7.7.3 Kovan uzunluğunun kovan iç çapına olan oranına bağlı parametrik analiz**

Isıtıcı boyutlarının değişiminin performans parametrelerine etkisini incelemek amacıyla kovan uzunluğunun ( $l_k$ ) kovan iç çapına ( $D_{k,i}$ ) olan oranına bağlı olarak yapılan ilk parametrik analiz çalışmasında, sıcaklık değerlerindeki değişimi daha net gözlemlemek adına kanal Reynolds sayısının ve bobin gücünün sırasıyla 25000 ve 950 W'a eşit olduğu durum değerlendirilmiştir. Bu kapsamda  $l_k/D_{k,i}$  oranının değişimi, deney düzeneğinin sahip olduğu oran olan 3,52 değeri ile kovan iç çapının sabit tutulup kovan uzunluğunun uzatılmasıyla elde edilen 5, 7, 10, 46,88 (piyasada var olan standart boru uzunluğu olan 6 m için) ve 70 için incelenmiştir. Kovan uzunluğunun artmasıyla birlikte, bobin iç ve dış çapı ile katman sayısının sabit olduğu düşünülerek, bobin spiralleri arasındaki boşluk artırılmıştır. Bu sayede, kovan uzunluğu ile bobin uzunluğu eşdeğer olacak şekilde sabit tutulmuştur.

### **7.7.4 Kanal iç çapının kovan iç çapına olan oranına bağlı parametrik analiz**

Isıtıcı boyut değişiminin performans parametrelerine etkisini incelemek amacıyla kanal iç çapının ( $D_{kan,i}$ ) kovan iç çapına ( $D_{k,i}$ ) olan oranına bağlı olarak yapılan ikinci parametrik analiz çalışmasında, kanal Reynolds sayısının ve bobin gücünün sırasıyla 78213 ve 950 W'a eşit olduğu durum değerlendirilmiştir. Bu kapsamda  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranının değişimi, deney düzeneğinin sahip olduğu oran olan 3,13 değeri ile kanal iç çapının sabit tutulup, kovan iç çapının piyasada var olan ölçülerin referans alınmasıyla elde edilen 1,97, 2,92, 3,91 ve 5,13 için incelenmiştir. Kovan iç çapının değişmesiyle birlikte, bobin uzunluğu ve kalınlığı ile katman sayısının sabit olduğu düşünülerek, bobin iç ve dış çapı kovan çapının değişimine göre artırılıp azaltılmıştır. Bu sayede, bobindeki toplam spir sayısı sabit tutulmuştur.

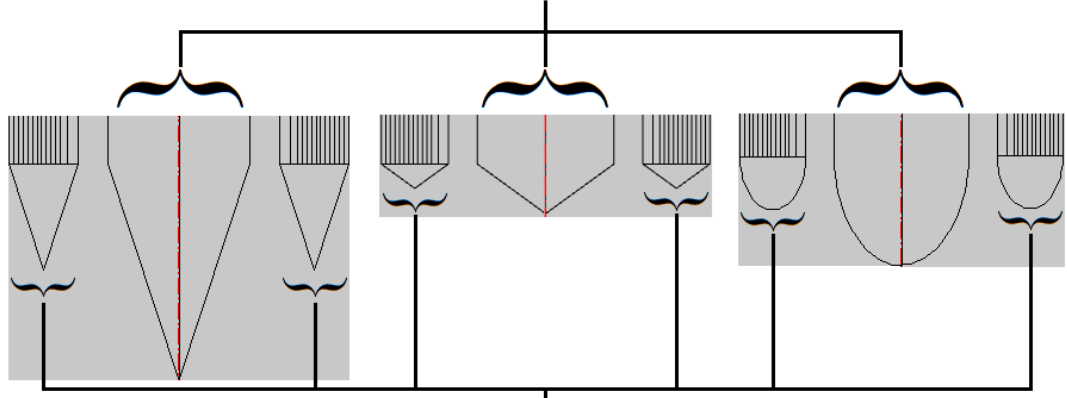
### **7.7.5 Isıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı tip akış düzelticilere bağlı parametrik analiz**

Önceki parametrik analiz çalışmalarında gözlenen ölü sıcaklık bölgelerinin, ısı transferi açısından faydalı alanlara dönüştürülmesi için yapılan parametrik analiz çalışmasında, ısıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerinin etkisi, kanal Reynolds sayısının ve bobin gücünün deney koşullarındaki değerleri olmak üzere sırasıyla 78213 ve 950 W'a eşit olduğu durum değerlendirilmiştir. Akış düzelticilerin geometrileri altın oran dikkate alınarak oluşturulmuştur. Bu kapsamda, bobin ve kanalın hava akış doğrultusundaki toplam genişliği temel alınarak oluşturulan "Elips" geometrisinin yüksekliği, genişliğinin altın oran ile çarpılmasıyla elde edilmiştir. Benzer şekilde genişlik üzerinden oluşturulan "72-72-36" ve "36-36-108" altın üçgenleri de incelenmiştir. Bobin katmanları, izolasyon ve kovan et kalınlıkları toplamı, ısıtıcı uçlarına koyulan akış düzelticinin taban ayırıt uzunluğu olarak ele alınmıştır. Kovan içerisine koyulan akış düzelticinin taban ayırıt uzunluğu ise deney düzeneğinin simülasyonu sonucu saptanan sınır tabaka kalınlığı baz alınarak belirlenmiştir. Kovan içerisine ve ısıtıcı uçlarına yerleştirilen akış düzelticilerinin şematik gösterimi Şekil 7.8'de gösterilmiştir. Parametrik çalışma kapsamında, bobin izolasyon malzemesiyle oluşturulan üç farklı akış düzelticinin farklı kombinasyonlarının ısıtıcı düzeneğine dahil edilmesiyle birlikte performans parametrelerine olan etkisi, kovan ve bobin geometrisinin değiştirilmemesi koşuluyla değerlendirilmiştir.

### **7.7.6 Farklı akışkanlara bağlı parametrik analiz**

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında farklı iş akışkanlarının kullanılması durumunda performansını belirlemek amacıyla farklı akışkanlara bağlı olarak yapılan parametrik analiz çalışmasında, Comsol Multiphysics® programında sıcaklık ve basınca bağlı termodinamik özellikleri belli olan freon 12 buharı, karbondioksit (CO<sub>2</sub>), propan, hava ve hidrojen (H<sub>2</sub>) ele alınmıştır. Parametrik analiz kapsamında ısıtıcı sisteminde sadece iş akışkanı değiştirilmiştir, diğer parametreler deney koşulları ile eşdeğer olacak şekilde ele alınmıştır.

## Kovan İçi Akış Düzeltici



## Isıtıcı Ucu Akış Düzeltici

(a)

(b)

(c)

**Şekil 7.8 :** Kovan içerisine ve ısıtıcı uçlarına yerleştirilen akış düzleştiricilerinin şematik gösterimi (a) Hem kovan içi hem de ısıtıcı uçlarındaki akış düzleştiricilerinin 72-72-36 altın üçgeni olduğu durum, (b) Hem kovan içi hem de ısıtıcı uçlarındaki akış düzleştiricilerinin 36-36-108 altın üçgeni olduğu durum, (c) Hem kovan içi hem de ısıtıcı uçlarındaki akış düzleştiricilerinin elips yapısında olduğu durum.



## 8. İNDÜKSİYONLU GAZ ISITICISININ TERMAL ANALİZİ

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının termal analizi, sayısal simülasyondan elde edilen bulgular doğrultusunda sistemdeki enerji değişimini gözlemlemek amacıyla gerçekleştirilmiştir. Enerji denkliği, Termodinamiğin I. Kanunu temel alınarak denklem (8.1)'de verildiği gibi ifade edilmektedir.

$$E_g - E_c = \Delta E_{sis} \quad (8.1)$$

Burada  $E_g$  kontrol hacmi sınırlarından giren enerjiyi (J),  $E_c$  kontrol hacmi sınırlarından çıkan enerjiyi (J) ve  $\Delta E_{sis}$  sistem üzerinde biriken enerjiyi (J) nitelemektedir.

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında sistem sürekli rejim şartlarına ulaşıncaya kadar bobine gelen elektriksel güç, kovanın ısınmasına bağlı olarak artan öz direncinden dolayı azalmaktadır. Sistem sürekli rejime veya başka bir deyişle sistem ısıl dengeye ulaştığında ise tez kapsamında incelenen K5 tipi indüksiyonlu gaz ısıtıcısı için bobine ulaşan elektriksel güç, bobinin kendisi ve kovan aracılığıyla kanal içerisinden geçen havaya aktarılmaktadır. Denklem (8.1)'de verilen kontrol hacmi sınırlarından giren enerjiyi, sistemde iş akışkanı olarak hava kullanıldığı gözetildiğinde bobine gelen elektriksel güç ve kontrol hacmi girişinde havanın sahip olduğu enerji miktarı ile ifade etmek mümkündür. Kontrol hacmi sınırlarından çıkan enerji ise havanın kontrol hacmi çıkışında sahip olduğu enerji miktarına eşittir. İndüksiyonlu gaz ısıtıcısı sürekli akışlı açık bir sistem olduğundan dolayı ( $\Delta E_{sis} = 0$ ) denklem (8.1), denklem (8.2) halinde ifade edilebilmektedir.

$$\left( P_b + \frac{E_{h,g}}{\Delta t} \right) - \frac{E_{h,c}}{\Delta t} = 0 \quad (8.2)$$

Denklem (8.2)'de verilen enerji denkliğinden yola çıkılarak sistemin termal verimi " $\eta_{th}$ ", Serrano ve ekibinin yaptığı çalışmaya benzer şekilde denklem (8.3) kullanılarak hesaplanmıştır (Serrano ve diğ., 2016).

$$\eta_{th} = \frac{\dot{Q}_h}{P_b} \quad (8.3)$$

Burada, havanın kontrol hacmi giriş ve çıkışında birim zamanda sahip olduğu enerji miktarı ısı güç cinsinden ifade edilmiştir. Havaya aktarılan ısı güç ise denklem (8.4)'te verildiği gibi kovan ve bobin üzerinden taşınım mekanizmasıyla gerçekleşen ısı transferinin toplamı şeklinde ifade edilmektedir.

$$\dot{Q}_h = (\dot{Q}_{k,h})_{ta} + (\dot{Q}_{b,h})_{ta} \quad (8.4)$$

### 8.1 Kovandan Havaya Aktarılan Isıl Gücün Tayini

Kovandan havaya olan taşınım ile ısı transferi denklem (8.5) ile hesaplanmaktadır.

$$(\dot{Q}_{k,h})_{ta} = h_k A_{k,i} \left( (T_{h,k})_{\check{c}} - (T_{h,k})_g \right) \quad (8.5)$$

Burada  $(T_{h,k})_g$  ve  $(T_{h,k})_{\check{c}}$  sırasıyla havanın kovana giriş ve çıkış sıcaklıklarını ( $^{\circ}\text{C}$ ),  $A_{k,i}$  kovan iç yüzey alanını ( $\text{m}^2$ ),  $h_k$  kovana ait ısı taşınım katsayısını ( $\text{W}/\text{m}^2.\text{K}$ ) temsil etmektedir. Kovan girişinde ve çıkışındaki geçişlerde akışta çalkantı oluşabileceğinden dolayı hava sıcaklıkları hesaplamalarda ağırlıklı ortalama sıcaklık “ $T_{h,k}^{ao}$  ( $^{\circ}\text{C}$ )” cinsinden denklem (8.6)'da verildiği gibi dikkate alınmıştır (Çengel, 2014).

$$(T_{h,k})_{\check{c}}^g = (T_{h,k}^{ao})_{@z} = \frac{\int_{r=0}^{r=D_{k,i}/2} 2 \pi r T(r, z) u(r, z) C_p(T) \rho(P, T) dr}{\int_{r=0}^{r=D_{k,i}/2} 2 \pi r u(r, z) C_p(T) \rho(P, T) dr} \quad (8.6)$$

Denklem (8.6)'da  $z$ -koordinatı değerleri, havanın kovana giriş ve çıkış ağırlıklı ortalama sıcaklıklarının hesaplanmasında sırasıyla kovanın başlangıç ve bitiş koordinatları olan 0 mm ve 450 mm'ye eşittir. Kovan iç yüzey alanı, denklem (8.7) kullanılarak belirlenmiştir.

$$A_{k,i} = \pi D_{k,i} l_k \quad (8.7)$$

Kovan içi ısı taşınım katsayısı, denklem (8.8) kullanılarak tespit edilmiştir.



$$h_k = \frac{Nu_k k_{k,f}}{D_{k,i}} \quad (8.8)$$

Burada  $Nu_k$  kovana ait Nusselt sayısını,  $k_{k,f}$  kovan boyunca hesaplanan film sıcaklığına ait havanın sahip olduğu ısı iletim katsayısını (W/m.K) ifade etmektedir. Film sıcaklığı denklem (8.9) ile belirlenmektedir.

$$T_{k,f} = \frac{(T_{k,i})_{@z} + (T_{h,k}^{ao})_{@z}}{2} \quad (8.9)$$

Kovandaki akışa ait Nusselt sayısını belirlemek adına, literatürden derlenen korelasyonlar ve kullanım aralıkları Çizelge 8.1’de, sürtünme katsayıları Çizelge 8.2’de verilmiştir. Comsol programında ise ısı taşınım katsayısı direkt olarak denklem (8.10) vasıtasıyla tespit edilmiştir (Pamuk, 2019).

$$h_{k,co} = \frac{(\dot{Q}_{k,h})_{co}}{A_{k,i} \left( (T_{k,i})_{@z} - (T_{h,k}^{ao})_{@z} \right)} \quad (8.10)$$

Burada  $(\dot{Q}_{k,h})_{co}$  Comsol programı tarafından yakınsama sonrası “post processing” aşamasında program tarafından oluşturulan bir parametredir.

Çizelge 8.1’de verilen Nusselt korelasyonlarında kullanılmak üzere Reynolds ve Prandtl sayıları denklem (8.11) ve (8.12) ile hesaplanmıştır.

$$Re_{k,i} = \frac{\rho(P, T_{k,f}) u_{k,i}^{ao} D_{k,i}}{\mu(T_{k,f})} \quad (8.11)$$

$$Pr_{k,i} = \frac{C_P(T_{k,f}) \mu(T_{k,f})}{k(T_{k,f})} \quad (8.12)$$

Denklem (8.11)’de verilen Reynolds sayısı için ağırlıklı ortalama hız büyüklüğü denklem (8.13) aracılığıyla tespit edilmiştir (Çengel, 2014).

$$u_{k,i}^{ao} = \frac{\int_{r=0}^{r=D_{k,i}/2} 2 \pi r u(r, z) \rho(P, T) dr}{\int_{r=0}^{r=D_{k,i}/2} \rho(P, T) dr \left( \pi \frac{D_{k,i}^2}{4} \right)} \quad (8.13)$$

**Çizelge 8.1** : Kovan içi ısı taşınım katsayısının belirlenmesinde kullanılan Nusselt korelasyonları.

Korelasyon Adı	Korelasyon Denklemi	Kullanım Aralığı
Gnielinski Yerel (VDI, 2010)	$\frac{((C_{\tau,kv})_k/8)(Re_{k,i} - 1000)Pr_{k,i} \left(1 + \frac{1}{3} \left(\frac{D_{k,i}}{z}\right)^{2/3}\right) \left(\frac{(T_{h,k})_{@z}^{ao}}{T_{k,i}}\right)^{0,47}}{1 + 12,7 \left((C_{\tau,kv})_k/8\right)^{\frac{1}{2}} \left(Pr_{k,i}^{\frac{2}{3}} - 1\right)}$	$0,6 \leq Pr_{k,i} \leq 10^3$ $10^4 \leq Re_{k,i} \leq 10^6$ $D_{k,i}/z \leq 1$ $0 < \left[\frac{(T_{h,k})_{@z}^{ao}}{T_{k,i}}\right]^{0,47} < 1$
Dittus-Boelter (Altınışık, 2006)	$0,023Re_{k,i}^{0,8}Pr_{k,i}^{0,4}$	$0,5 \leq Pr_{k,i} \leq 120$ $6 \times 10^3 \leq Re_{k,i} \leq 10^7$ $60 \leq l_k/D_{k,i}$
Colburn (Altınışık, 2006)	$0,023Re_{k,i}^{0,8}Pr_{k,i}^{1/3}$	$0,7 \leq Pr_{k,i} \leq 10^4$ $10^4 \leq Re_{k,i}$ $60 \leq l_k/D_{k,i}$
Sieder-Tate (Altınışık, 2006)	$0,027Re_{k,i}^{0,8}Pr_{k,i}^{1/3} \left(\frac{(\mu_{h,k})_{@z}^{ao}}{\mu_{k,i}}\right)^{0,47}$	$0,7 \leq Pr_{k,i} \leq 10^4$ $6 \times 10^3 \leq Re_{k,i} \leq 10^7$ $60 \leq l_k/D_{k,i}$
Nusselt (Altınışık, 2006)	$0,036Re_{k,i}^{0,8}Pr_{k,i}^{1/3} \left(\frac{D_{k,i}}{l_k}\right)^{0,055}$	$10 \leq l_k/D_{k,i} \leq 400$
Petukhov-Popov (Altınışık, 2006)	$\frac{((C_{\tau,pp})_k/2) Re_{k,i} Pr_D}{(1 + 13,6(C_{\tau,pp})_k) + (11,7 + 1,8Pr_{k,i}^{-\frac{1}{2}}) \left((C_{\tau,pp})_k/2\right)^{\frac{1}{2}} \left(Pr_{k,i}^{\frac{2}{3}} - 1\right)}$	$0,5 \leq Pr_{k,i} \leq 2 \times 10^3$ $10^4 \leq Re_{k,i} \leq 5 \times 10^6$
Petukhov-Kirilov (Altınışık, 2006)	$\frac{((C_{\tau,pp})_k/2) Re_{k,i} Pr_{k,i}}{1,07 + 12,7 \left((C_{\tau,pp})_k/2\right)^{\frac{1}{2}} \left(Pr_{k,i}^{\frac{2}{3}} - 1\right)}$	$0,5 \leq Pr_{k,i} \leq 2 \times 10^3$ $10^4 \leq Re_{k,i} \leq 5 \times 10^6$
Webb (Altınışık, 2006)	$\frac{((C_{\tau,fi})_k/2) Re_{k,i} Pr_{k,i}}{1,07 + 9 \left((C_{\tau,fi})_k/2\right)^{\frac{1}{2}} (Pr_{k,i} - 1) Pr_{k,i}^{-\frac{1}{4}}}$	$0,5 \leq Pr_{k,i} \leq 200$ $10^4 \leq Re_{k,i} \leq 5 \times 10^6$
Sleicher-Rouse (Altınışık, 2006)	$5 + 0,015Re_{k,i}^{0,88 - \frac{0,24}{4 + Pr_{k,i}}} Pr_{k,i}^{\frac{1}{3} + 0,5e^{-0,6Pr_{k,i}}}$	$0,1 \leq Pr_{k,i} \leq 10^5$ $10^4 \leq Re_{k,i} \leq 10^6$ $60 \leq l_k/D_{k,i}$
Kays-London (Altınışık, 2006)	$0,02Re_{k,i}^{0,8}Pr_{k,i}^{1/3} \left(\frac{(T_{h,k})_{@z}^{ao}}{T_{k,i}}\right)^{0,575}$	Belirtilmemiş

**Çizelge 8.2 :** Kovan içi Nusselt korelasyonlarında kullanılan sürtünme faktörü denklemleri.

Korelasyon Adı	Korelasyon Simgesi	Korelasyon Denklemleri	Kullanım Aralığı
Konakov (VDI, 2010)	$(C_{\tau,kv})_k$	$(1,8 \log_{10} Re_{k,i} - 1,5)^{-2}$	$10^4 \leq Re_{k,i} \leq 10^6$
Petukhov-Popov (Altınışik, 2006)	$(C_{\tau,pp})_k$	$(3,64 \log_{10} Re_{k,i} - 3,28)^{-2}$	$10^4 \leq Re_{k,i} \leq 5 \times 10^6$
Filonenko (Schlünder, 1983)	$(C_{\tau,fi})_k$	$(1,82 \log_{10} Re_{k,i} - 1,64)^{-2}$	$3000 \leq Re_{k,i} \leq 5 \times 10^6$

## 8.2 Bobinden Havaya Aktarılan Isıl Gücün Tayini

Bobinden havaya olan taşınım ile ısı transferi denklem (8.14) ile hesaplanmaktadır.

$$(\dot{Q}_{b,h})_{ta} = h_b A_{b,d} \left( (T_{h,b})_ç - (T_{h,b})_g \right) \quad (8.14)$$

Burada  $(T_{h,b})_g$  ve  $(T_{h,b})_ç$  sırasıyla havanın bobin-kanal arasına giriş ve çıkış sıcaklıklarını ( $^{\circ}\text{C}$ ),  $A_{b,d}$  bobin dış yüzey alanını ( $\text{m}^2$ ),  $h_b$  bobine ait ısı taşınım katsayısını ( $\text{W}/\text{m}^2 \cdot \text{K}$ ) temsil etmektedir. Bobin-kanal arası girişinde ve çıkışındaki geçişle de akış çalkantılı olabileceğinden dolayı hava sıcaklıkları hesaplamalarda, kovan içi hesaplamalara benzer şekilde, ağırlıklı ortalama sıcaklık “ $T_{h,b}^{ao}$  ( $^{\circ}\text{C}$ )” cinsinden denklem (8.15)’te verildiği gibi dikkate alınmıştır (Çengel, 2014).

$$(T_{h,b})_ç = (T_{h,b}^{ao})_{@z} = \frac{\int_{r=D_{b,d}/2}^{r=D_{kan,i}/2} 2 \pi r T(r,z) u(r,z) C_p(T) \rho(P,T) dr}{\int_{r=D_{b,d}/2}^{r=D_{kan,i}/2} 2 \pi r u(r,z) C_p(T) \rho(P,T) dr} \quad (8.15)$$

Denklem 8.15’te  $z$ -koordinatı değerleri, havanın kovana giriş ve çıkış ağırlıklı ortalama sıcaklıklarının hesaplanmasında sırasıyla kovanın ve bobin-kanal arasının başlangıç ve bitiş koordinatları olan 0 mm ve 450 mm’ye eşittir. Bobin dış yüzey alanı, denklem (8.16) kullanılarak belirlenmiştir.

$$A_{b,d} = \pi D_{b,d} l_k \quad (8.16)$$

Bobin dış yüzey ısı taşınım katsayısı, denklem (8.17) kullanılarak tespit edilmiştir.

$$h_b = \frac{Nu_b k_{b,f}}{D_{kan,i} - D_{b,d}} \quad (8.17)$$

Burada  $Nu_b$  kovana ait Nusselt sayısını,  $k_{b,f}$  kovan boyunca hesaplanan film sıcaklığına ait havanın sahip olduğu ısı iletim katsayısını (W/m.K) ifade etmektedir. Film sıcaklığı denklem (8.18) ile belirlenmektedir.

$$T_{b,f} = \frac{(T_{b,d})_{@z} + (T_{h,b}^{ao})_{@z}}{2} \quad (8.18)$$

Kovana ait Nusselt sayısını belirlemek adına, literatürden derlenen korelasyonlar ve kullanım aralıkları Çizelge 8.3'te, sürtünme katsayılar Çizelge 8.4'te verilmiştir. Comsol programında ise ısı taşınım katsayısı kovan içine benzer şekilde denklem (8.19) vasıtasıyla tespit edilmiştir.

$$h_{b,co} = \frac{(\dot{Q}_{b,h})_{co}}{A_{b,d} \left( (T_{b,d})_{@z} - (T_{h,b}^{ao})_{@z} \right)} \quad (8.19)$$

Çizelge 8.3'te verilen Nusselt korelasyonlarında kullanılmak üzere Reynolds ve Prandtl sayıları denklem (8.20) ve (8.21) ile hesaplanmıştır.

$$Re_{b,d} = \frac{\rho(P, T_{b,f}) u_{b,d}^{ao} (D_{kan,i} - D_{b,d})}{\mu(T_{b,f})} \quad (8.20)$$

$$Pr_{b,d} = \frac{C_P(T_{b,f}) \mu(T_{b,f})}{k(T_{b,f})} \quad (8.21)$$

Denklem (8.20)'de verilen Reynolds sayısı için ağırlıklı ortalama hız büyüklüğü kovan içine benzer şekilde denklem (8.22) aracılığıyla belirlenmiştir.

$$u_{b,d}^{ao} = \frac{\int_{r=D_{b,d}/2}^{r=D_{kan,i}/2} 2 \pi r u(r, z) \rho(P, T) dr}{\int_{r=D_{b,d}/2}^{r=D_{kan,i}/2} \rho(P, T) dr \left( \pi \left( \frac{D_{kan,i}^2}{4} - \frac{D_{b,d}^2}{4} \right) \right)} \quad (8.22)$$

**Çizelge 8.3 : Bobin dışı-kanal arası ısı taşınım katsayısının belirlenmesinde kullanılan Nusselt korelasyonları.**

Korelasyon Adı	Korelasyon Denklemi	Kullanım Aralığı
Gnielinski Tüm Etkiler Dahil (Kakaç ve Liu, 2002; Schlünder, 1983)	$\frac{((C_{\tau,fi})_b/2)(Re_{b,d} - 1000)Pr_{b,d}}{1 + 12,7((C_{\tau,fi})_b/2)^{\frac{1}{2}}(Pr_{b,d}^{\frac{2}{3}} - 1)} \left(1 + \left(\frac{D_{kan,i} - D_{b,d}}{z}\right)^{2/3}\right) \left(\frac{(T_{h,b}^{ao})_{@z}}{T_{b,d}}\right)^{0,47} \left(0,86 \left(\frac{D_{b,d}}{D_{kan,i}}\right)^{-0,16}\right)$	$0,6 \leq Pr_{b,d} \leq 1000$ $10^4 \leq Re_{b,d} \leq 10^6$ $D_{kan,i} - D_{b,d}/z \leq 1$ $0 < \left[\frac{(T_{h,b}^{ao})_{@z}}{T_{b,d}}\right]^{0,47} < 1$ $0,0718 \leq D_{b,d}/D_{kan,i} \leq 0,692$
Gnielinski Annular (Gnielinski, 2009)	$\frac{((C_{\tau,kv})_b/8) Re_{b,d} Pr_{b,d}}{1,07 + \frac{900}{Re_{b,d}} - \frac{0,63}{(1 + 10Pr_{b,d})} + 12,7((C_{\tau,kv})_b/8)^{\frac{1}{2}}(Pr_{b,d}^{\frac{2}{3}} - 1)} \left(1 + \left(\frac{D_{kan,i} - D_{b,d}}{z}\right)^{2/3}\right) \left(\frac{(T_{h,b}^{ao})_{@z}}{T_{b,d}}\right)^{0,45} \left(0,75 \left(\frac{D_{b,d}}{D_{kan,i}}\right)^{-0,17}\right)$	$0,6 \leq Pr_{b,d} \leq 1000$ $10^4 \leq Re_{b,d} \leq 10^6$ $D_{kan,i} - D_{b,d}/z \leq 1$ $0 < \left[\frac{(T_{h,b}^{ao})_{@z}}{T_{b,d}}\right]^{0,47} < 1$ $0,198 \leq D_{b,d}/D_{kan,i} \leq 0,595$
Gnielinski Annular Yerel (VDI, 2010)	$\frac{((C_{\tau,kv})_b/2)(Re_{b,d} - 1000)Pr_{b,d}}{1 + 12,7((C_{\tau,kv})_b/2)^{\frac{1}{2}}(Pr_{b,d}^{\frac{2}{3}} - 1)} \left(1 + \frac{1}{3}\left(\frac{D_{kan,i} - D_{b,d}}{z}\right)^{2/3}\right) \left(\frac{(T_{h,b}^{ao})_{@z}}{T_{b,d}}\right)^{0,47} \left(0,86 \left(\frac{D_{b,d}}{D_{kan,i}}\right)^{-0,16}\right)$	$0,6 \leq Pr_{b,d} \leq 1000$ $10^4 \leq Re_{b,d} \leq 10^6$ $D_{kan,i} - D_{b,d}/z \leq 1$ $0 < \left[\frac{(T_{h,b}^{ao})_{@z}}{T_{b,d}}\right]^{0,47} < 1$ $0,0718 \leq D_{b,d}/D_{kan,i} \leq 0,692$
McAdams (Dirker ve Meyer, 2005)	$0,03105 \left(\frac{D_{kan,i}}{D_{b,d}}\right)^{0,15} \left(\left(\frac{D_{kan,i}}{D_{b,d}}\right) - 1\right)^{0,2} Re_{b,d}^{0,8} Pr_{b,d}^{1/3} \left(\frac{\mu((T_{h,b}^{ao})_{@z})}{\mu(T_{b,d})}\right)^{0,14}$	$1,18 \leq D_{kan,i}/D_{b,d} \leq 6800$
Petukhov ve Roisen (Dirker ve Meyer, 2005)	$\frac{0,06759 \left(\frac{D_{kan,i}}{D_{b,d}}\right)^{0,16}}{\left(\left(\frac{D_{kan,i}}{D_{b,d}}\right) + 1\right)^{0,2} - \gamma Re_{b,d}^{0,8}}; \text{ Eğer } \left(\frac{D_{kan,i}}{D_{b,d}}\right) \geq 5 \text{ ise } \gamma = 1 + 7,5 \left(\frac{\left(\frac{D_{kan,i}}{D_{b,d}}\right) - 5}{\left(\left(\frac{D_{kan,i}}{D_{b,d}}\right) + 1\right) Re_{b,d}}\right)^{0,6}$ <p style="text-align: center;">Eğer <math>\left(\frac{D_{kan,i}}{D_{b,d}}\right) \leq 5</math> ise <math>\gamma = 1</math></p>	$2300 \leq Re_{b,d}$ $1 \leq D_{b,d}/D_{kan,i} \leq 14,3$
Dittus-Boelter (Dirker ve Meyer, 2005)	$0,023 Re_{b,d}^{0,8} Pr_{b,d}^{0,4}$	$0,5 \leq Pr_{b,d} \leq 120$ $6 \times 10^3 \leq Re_{b,d} \leq 10^7$ $10 \leq l_k/D_{b,d}$
Crookston (Dirker ve Meyer, 2005)	$0,023 \left(\frac{D_{kan,i}}{D_{b,d}}\right)^{1/4} Re_{b,d}^{0,8} Pr_{b,d}^{1/3}$	$17 \times 10^3 \leq Re_{b,d} \leq 10^5$ $D_{b,d}/D_{kan,i} = 10, 16, 31$

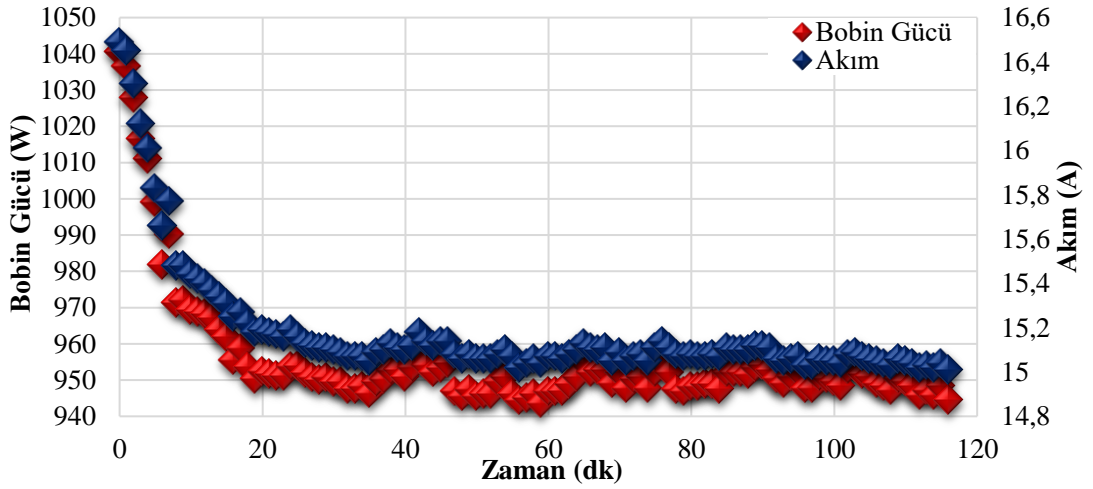
**Çizelge 8.4 :** Bobin dışı-kanal arası Nusselt korelasyonlarında kullanılan sürtünme faktörü denklemleri.

Korelasyon Adı	Korelasyon Simgesi	Korelasyon Denklemi	Kullanım Aralığı
Konakov (VDI, 2010; Gnielinski, 2009)	$(C_{\tau,kv})_b$	$\frac{Re_{b,d}^*}{Re_{b,d}} = \frac{\left(1 + \left(\frac{D_{b,d}}{D_{kan,i}}\right)^2\right) \ln \frac{D_{b,d}}{D_{kan,i}} + \left(1 - \left(\frac{D_{b,d}}{D_{kan,i}}\right)^2\right)}{\left(1 - \left(\frac{D_{b,d}}{D_{kan,i}}\right)^2\right) \ln \frac{D_{b,d}}{D_{kan,i}}}$	$10^4 \leq Re_{b,d}$
Filonenko (Schlünder, 1983)	$(C_{\tau,fi})_b$	$(1,82 \log_{10} Re_{b,d} - 1,64)^{-2}$	$3000 \leq Re_{b,d} \leq 5 \times 10^6$

## 9. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

### 9.1 Sistemin Geçici Rejim Performansına Ait Elde Edilen Bulgular

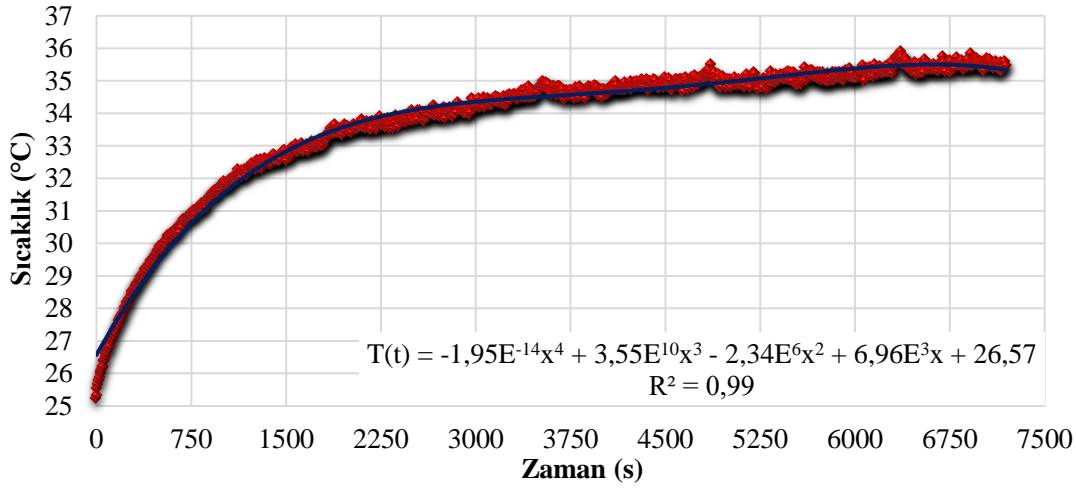
İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının hava kanalı içerisindeki geçici rejim parametrelerinin incelenmesi, sistemin ticarileşme potansiyeli göz önüne alındığında, sürekliliğin ve tekrar edilebilirliğin sağlanması adına önem arz etmektedir. Sistemin geçici rejimden sürekli rejime ulaşma süresi elektrik ve termodinamik disiplinleri açısından farklılık göstermektedir. Bu kapsamda, ısıtıcı prototipinin belirlenen kontrol hacmi içerisinde tüm disiplinler açısından sürekli rejime girinceye dek bobinden çektiği elektriksel güç ile havanın kanal giriş ve çıkışında sahip olduğu sıcaklık değerlerinin değerlendirilmesi gerekmektedir.



Şekil 9.1 : Geçici rejimde bobin güç ve akımının zamana bağlı değişimi.

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında kovan sıcaklığı, sabit gaz debisi altında sistemin çalıştırılma anından elektriksel doygunluğa ulaşmaya kadar artış göstermektedir. Kovan sıcaklığının artmasıyla birlikte omik direnci de arttığından, bobinden çekilen akım değeri Şekil 9.1'den görüldüğü gibi azalmakta ve daha sonra sabit kalmaktadır. Bu durum, literatür ile uyum içerisinde olmakla birlikte 35 dakika boyunca devam etmiştir (Ünver, 2010). Kovan sıcaklığının artması, kovan materyalinin elektriksel iletkenliğinin ve manyetik geçirgenliğinin düşmesine sebep olacağından, sistem elektriksel doygunluğa ulaşmaya kadar kovan üzerine indüklenen Eddy akımlarının

şiddetinin azalacağı ve dolayısıyla daha az ısı üretiminin gerçekleşeceği öngörülmüştür. Bobin gerilim değerinin 135-135,5 V aralığında ihmal edilebilir bir salınım yaptığı gözletildiğinde, akım değerindeki azalışa bağlı olarak bobinin çektiği gücün de aynı karakteristikte azalış eğiliminde olduğu gözlemlenmiştir. Bobinin çektiği gücün, ısıtıcı elektriksel olarak sürekli rejime ulaştığında 950 W olduğu tespit edilmiştir.

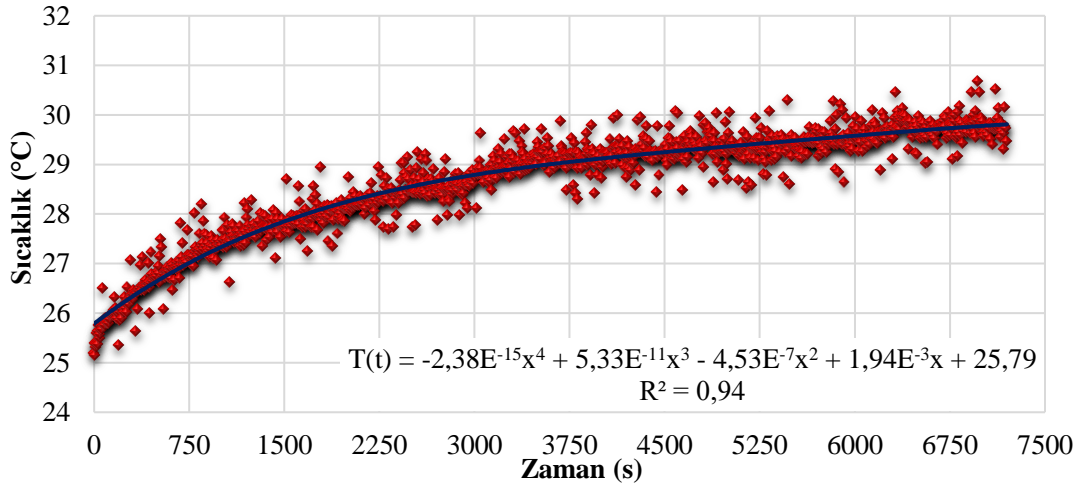


**Şekil 9.2 :** Geçici rejimde kovan içerisinde çıkan hava sıcaklığının zamana bağlı değişimi.

Ölçüm istasyonu üzerinde I. bölge hizasına yerleştirilmiş olan termokupllardan her saniye başına alınan sıcaklık değerlerinin aritmetik ortalamasının zamana bağlı değişimi Şekil 9.2’de verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi 7200 s sonra 35,5 °C’de sistem sürekli rejime ulaşmıştır. Grafik üzerinde verilmiş olan polinomial regresyon sabitinin 0,9902’ye eşit olması, sistemin sürekli rejime ulaşma durumunun somut bir göstergesidir. Grafiğin sahip olduğu eğim incelendiğinde ilk 1000 s’de havanın I. bölgeden çıkış sıcaklığı yaklaşık 7°C mertebelerinde artış gösterirken, geriye kalan 6200 s’lik zaman diliminde 3,5°C artış gösterdiği gözlenmiştir. Deneyle esnasında fan ile indüksiyon bobinine aynı anda güç verildiği gözletildiğinde, grafik üzerinde eğimin sürekli azalması sistemin sürekli rejime ulaşmasını nitelemektedir. Öte yandan, önceki prototipler üzerinde yapılan geçici rejim çalışmasında, indüksiyon bobinin fana göre daha önceden devreye girmesiyle birlikte sistemin sürekli rejime ulaşma süresi detaylı olarak incelenmiş ve sonuç olarak fanın bobinden sonra devreye girmesinin sistemin sürekli rejime ulaşma süresini kısalttığı tespit edilmiştir (Ünver ve Yüksel, 2016). II. bölgeden geçen havanın kanal çıkışında sahip olduğu ortalama sıcaklık değeri Şekil 9.3’te verilmiştir. Grafikten görüldüğü gibi, alınan



ortalama sıcaklık değerlerinin zamana bağlı değişimi kovan içerisinden alınan değerler gibi dar bir bant içerisinde gözlenmemektedir. Sistemin sahip olduğu geometri göz önünde bulundurulduğunda, bu denli dağılımlı değerlerin oluşmasının sebebi, havanın ısıtıcı çıkışında sahip olduğu art izleri içerisinde oluşan türbülans etkisi gösterilmektedir. Oluşan türbülans etkisiyle termokuplların okuduğu değerlerde dalgalanma yaşanmış ve sonuç olarak dağılımlı bir grafik elde edilmiştir.

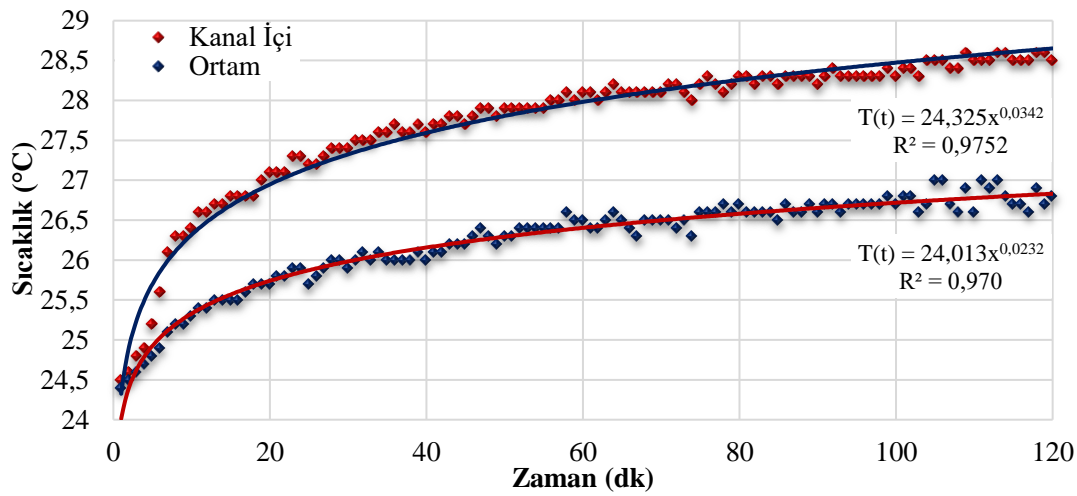


**Şekil 9.3 :** Geçici rejimde bobin-kanal arasından çıkan hava sıcaklığının zamana bağlı değişimi.

Ancak 7200 s sonra sistem kararlı hale ulaştığında II. bölgeden çıkan havanın ortalama sıcaklığının  $29,5^{\circ}\text{C}$ 'ye ulaştığı gözlenmiştir. Bu durumda, elde edilen  $4,5^{\circ}\text{C}$ 'lik sıcaklık farkı, öncül prototiplerde taşınım ve ışıınım yoluyla kayıp enerji olarak nitelendirilirken burada kazanca dönüştürülmüş ve ısıtıcının sahip olduğu termal verimin artmasına katkıda bulunmuştur (Unver ve diğ. 2018b).

Kontrol hacmi içerisinden çıkan akımın sıcaklığının yanı sıra kontrol hacmi içerisine giren akımın sıcaklığı da sistemin termodinamik açısından değerlendirilmesinde önem arz etmektedir. Bu doğrultuda, fanın basma ağzına 100 mm mesafede akış düzleştiricisinin önünde bulunan (kanal içi) ve ısıtıcı sisteminden uzakta laboratuvar ortam sıcaklığını ölçen termokupllardan (ortam) dakika başına alınan değerler Şekil 9.4'te verilmiştir. Grafikte görüldüğü gibi, kanal içi ve ortamdan ölçülen sıcaklık değerleri ilk 5 dk'lık süreçte birbirine çok yakın iken, devam eden süreçte aralarındaki fark giderek artmıştır. Fan şaftının ve bıçaklarının zamanla bir miktar ısınarak kanala beslenen havayı ısıtması bu durumun sebepleri arasında gösterilmektedir. Hava, akış doğrultusunda fanın basma ağzı ve akış düzleştiricisi arasında vorteksler oluşturduğundan, bu bölgede sahip olduğu kinetik enerji viskoz

yitim sebebiyle ısıya dönüşür ve aradaki sıcaklık farkının oluşmasını sağlayan diğer bir neden olarak yorumlanabilir. Unver ve Yüksel (2016), çalışmalarında laboratuvar ortamı sıcaklığı ile ısıtıcı girişindeki hava sıcaklığını eşit kabul ederek termal analizlerini gerçekleştirmişlerdir. Ancak, tez çalışması kapsamında, laboratuvar ortamı ile hava kanalına beslenen hava sıcaklığının değerlerinin birbirinden farklı olduğu gözlenmiştir. Sistem kontrol hacmi içerisinde kalan alan akış düzleştiriciden sonraki bölgeyi kapsadığından, sistemin kararlı hal hesaplamalarında kanal içerisinden ölçülen sıcaklık değeri dikkate alınmıştır. Buna göre, kararlı halde ısıtıcıya beslenen havanın sıcaklığı 28,5°C olarak tespit edilmiştir.



**Şekil 9.4 :** Geçici rejimde laboratuvar ortamındaki ve kanal içerisindeki giriş hava sıcaklığının zamana bağlı değişimi.

## 9.2 Sistemin Sürekli Rejim Performansına Ait Elde Edilen Bulgular ve Sayısal Modelin Doğrulanması

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının sürekli rejim performansının değerlendirilmesinde deneylerden elde edilen, havanın kanal çıkışında sahip olduğu toplam basınç, hız, sıcaklık profili, kovan iç yüzeyi sıcaklık dağılımı, bağıl nem değeri ve sistemin çeşitli noktalarından ölçülen elektriksel parametreler dikkate alınmıştır. Isıtıcı sisteminin elektromanyetik performansını belirlemek adına daha geniş analiz etme imkânı sunan Multisim programından faydalanılmış, bununla birlikte Comsol Multiphysics® programından elde edilen bulgular da aynı başlık altında değerlendirilmiştir. Isıtıcı sisteminin termodinamik ve akışkanlar mekaniği disiplinleri açısından değerlendirilmesi Comsol Multiphysics® programından elde edilen bulgular aracılığıyla gerçekleştirilmiştir.

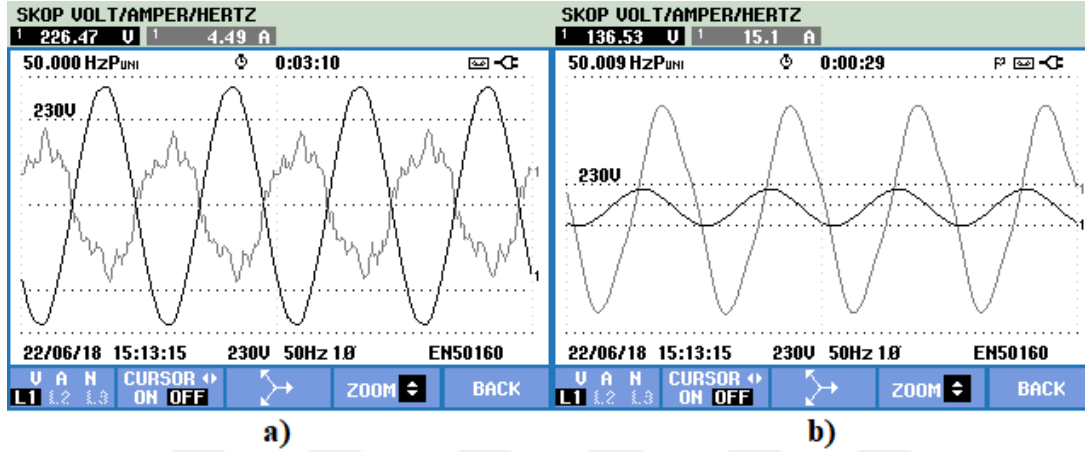
Isıtıcı sisteminin sürekli rejimdeki elektromanyetik performansı, güç analizörüyle sistemdeki farklı lokasyonlardan elde edilen akım, gerilim, aktif güç, harmoniksiz sinüzoidal dalga formuna göre ölçülen güç faktörü ( $\cos\phi$ ) ve harmoniklerin ve diğer bozulmaların dikkate alındığı güç faktörü (PF) parametreleri ile değerlendirilmiştir. Bu doğrultuda deney süresince alınan ölçümlerin cihaz tarafından verilen ağırlıklı ortalama değerleri Çizelge 9.1’de verilmiştir.

**Çizelge 9.1 : Elektriksel performans parametreleri.**

Parametre	Birim	Şebeke Tarafı	Bobin Tarafı
Akım	A	4,59	15,05
Gerilim	V	225,89	135,45
Aktif Güç	W	1005,73	950
$\cos\phi$	-	0,99	0,478
PF	-	0,97	0,466

Çizelge 9.1 incelendiğinde, şebeke ile bobin tarafı arasında hesaplanan gerilim oranı değerinin 1,67 ile oto-trafonun etiket değerinde verilen 1,65’e çok yakın olduğu tespit edilmiştir. Bu durumda, oto-trafo kayıplarının aktardığı güce oranının çok düşük olacağı sonucuna ulaşılmıştır. Şebeke ve bobin tarafı arasında ölçülen toplamda 55,73 W’lık aktif güç kaybının Şekil 4.6’da verilen ısıtıcı devre şemasında bulunan oto-trafo ve kaçak akı kayıplarından ileri geldiği saptanmıştır. Ölçülen değerlerle ısıtıcı sisteminin sahip olduğu elektriksel verim %94,46 olarak elde edilmiştir.  $\cos\phi$  değerinin şebeke tarafından bobin tarafına geçerken ani düşüşüne neden olarak, bobinden kaynaklanan endüktif reaktif gücün sistemde aktif güce oranla daha etkin olmasından, yani sistemde rezonans frekansının bobin tarafında hali hazırda bulunan kondansatörler vasıtasıyla sağlanamamasından kaynaklandığı sonucuna ulaşılmıştır. Sistemin rezonans frekansı 72 Hz olarak hesaplanmıştır. Bu durumda, bobin tarafında akımın Şekil 9.5(b) de gösterildiği gibi gerilime göre geciktiği gözlenmiştir. Kondansatörlerin şebeke tarafında gerçekleştirdiği kompanzasyonun yeterli olmasından dolayı şebeke tarafındaki  $\cos\phi$  değeri 1’e çok yakın elde edilmiştir. Ancak hem bobin hem de şebeke tarafı için  $\cos\phi$  ve PF değerlerinin birbirlerinden farklı olduğu belirlenmiştir. Bu durum ise sistemdeki harmoniklerin ve diğer bozulmaların sahip olduğu gürültü şiddetlerinin sistem üzerinde etkisi olduğunun somut bir göstergesidir. Kovan etrafına sarılmış olan sabit durumdaki indüksiyon bobininde gerçekleşen titreşimler neticesinde bobinin endüktans değeri anlık olarak değişime uğramış ve harmonikler oluşmuş olabilir (Unver, 2012). Bu tür parazitlenme sonucunda sistemdeki aktif güç değerinin bobin

ve şebeke tarafında sırasıyla %2,51 ve %2,02'lik kısmının kaybedildiği sonucuna ulaşılmıştır. Söz konusu harmonikler Şekil 9.5.(a)'da gözlenmektedir. Sistemde harmoniklerin bulunması aktif güç kaybının, yani enerji kaybının yanı sıra sistem bileşenlerinin çalışmasına olumsuz etki etmekte ve ömürlerini kısaltmaktadır.



**Şekil 9.5 :** Güç analizöründen alınan akım-gerilim dalga karakteristiği (a) Şebeke tarafı, (b) Bobin tarafı.

Isıtıcı sisteminin Multisim programında sayısal modelini oluşturmak adına materyal ve metot başlığı altında belirtilen aşamalar takip edilerek Şekil 4.2'deki bobin-kovan eşdeğer devresine ait elemanların değerleri Çizelge 9.2'de verildiği gibi hesaplanmıştır.

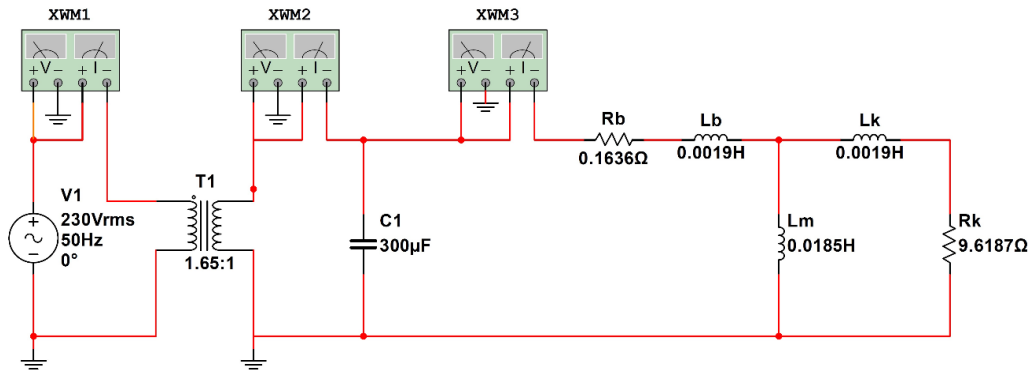
**Çizelge 9.2 :** Bobin-kovan eşdeğer devre elemanlarının değerleri.

Parametre	Birim	Değer
$R_b$	$\Omega$	0,1636
$L_b$	H	0,0019
$L_m$	H	0,0185
$L_k$	H	0,0019
$R_k$	$\Omega$	9,6187

Çizelge 9.2 incelendiğinde, bobinin sahip olduğu direnç değerinin kovanın yaklaşık 60'ta biri olduğu görülmektedir. İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında asıl amaç kovanı ısıtmak olduğundan, elde edilen bu oran indüksiyonla ısıtma uygulamalarında karşılaşılan durum ile uyum içerisindedir. Hesap metodolojisi gereği kovan ile bobinin sahip olduğu kaçak akı endüktansı değerleri birbirine eşit olarak ele alınmıştır. Manyetizasyon endüktansının, kaçak akı endüktanslarının toplamından da büyük bir değere sahip olduğu görülmektedir. Bobin-kovan eşdeğer devre parametrelerine ek olarak aşağıda maddeler halinde verilen diğer parametreler de Multisim programında gerçekleştirilen simülasyon devresine eklenmiştir. Tüm

bileşenlerin dikkate alınmasıyla oluşturulan simülasyon devresi Şekil 9.6'da simülasyonun koşturulmasıyla elde edilen sonuçlar Çizelge 9.3'te verilmiştir.

- Bobin-kovan eşdeğer devresine paralel bağlanmış olan her biri paralel bağlı 100  $\mu\text{F}$ 'lık üç adet kondansatörden oluşan kondansatör bankasının toplam kapasitans değeri 300  $\mu\text{F}$  olarak eşdeğer devreye yansıtılmıştır.
- Şebeke gerilimini indüksiyon bobininin çalışma gerilimine 1,67/1 oranıyla çeviren oto-trafo, deneysel olarak ölçülen 55,73 W'lık kaybı yansıtacak şekilde devreye dahil edilmiştir.
- Şebekeden çekilen gücü nitelemek amacıyla devreye 50 Hz frekans ve 230 V gerilim sağlayan güç elemanı eklenmiştir.
- Şebeke tarafından çekilen, oto-trafodan sonra kondansatör bankası ve indüksiyon bobinine aktarılan ve indüksiyon bobininin çektiği aktif gücü ve  $\cos\phi$ 'yi saptamak adına sisteme toplamda üç adet güç ölçer dâhil edilmiştir.



**Şekil 9.6 :** Multisim programında simülasyonu yapılan indüksiyonlu gaz ısıtıcısının eşdeğer devresi.

Çizelge 9.3 incelendiğinde, simülasyon sonucu elde edilen kondansatör bankasının çektiği akım ile bobin geriliminin ölçüm sonuçlarıyla uyum içerisinde olduğu, ancak bobinden geçen akımın ölçüm sonuçlarından çok daha büyük olduğu gözlenmiştir. Böylece, hem bobin üzerinde omik kayıplarından dolayı ısıya dönüşen elektriksel güç hem de kovan üzerine aktarılan elektriksel güç ölçüm değerlerinden daha büyük elde edilmiştir. Bu durumun bir sonucu olarak şebekeden çekilen güç miktarı da olması gerekenden daha büyük çıkmıştır. Ayrıca, bobin-kovan eşdeğer devresinden elde edilen güç faktörü değerinin bobin tarafı güç faktörü değerini yansıttığı, ancak kondansatör öncesi ve şebeke tarafından elde edilen güç faktörü değerinin doğru

tahmin edilmediği saptanmıştır. Bu durumun nedenleri arasında sistemin toplam empedansının olması gerekenden daha düşük değere sahip olması gösterilebilir.

**Çizelge 9.3 :** Multisim programında simülasyonu yapılan indüksiyonlu gaz ısıtıcısının sonuçları.

Parametre	Birim	Deneysel	Multisim
$P_s$	W	1005,73	1683
$P_b$	W	950	1628
$P_k$	W	-	1530
$\cos\phi_s$	-	0,99	0,80613
$\cos\phi_a$	-	0,99	0,79648
$\cos\phi_b$	-	0,478	0,47747
$V_b$	V	135,45	136
$I_s$	A	4,59	9,08
$I_a$	A	7,45	15
$I_b$	A	15,05	25
$I_{ko}$	A	12,8	12,9
$I_k$	A	-	12,6

Takau ve Bodger (2014), yaptıkları çalışmada hesaplama sonucu ve ölçüm sonuçlarının birbirlerinden farklı olduğunu gözlemlemişlerdir. Çalışmaları kapsamında, uyumsuzluğun bobin-kovan eşdeğer devresindeki elemanların hesaplanmasında transformatörler için geçerli olan formüllerin manipüle edilmesinden ve sistemin manyetik olarak doygunluğa ulaşma durumunun saptanamamasından kaynaklanabileceğini öne sürmüşler ve elde edilen değerlerin bir düzeltme katsayısıyla çarpılması gerektiği sonucuna ulaşmışlardır. Ancak, saptadıkları katsayının hesaplanması hakkında net bir metot ortaya koyamamışlar ve konuya dair halen net bir çözüm metodunun bulunamamasından bahsetmişlerdir. Foster ve diğ. (2016), indüktörlerde sıklıkla kullanılan çok katmanlı sarımların sahip olduğu indüktansın hesaplanması adına kullanılan ampirik formüllerin temelinde her katmanda eşdeğer büyüklükte oluşan manyetik akının toplanabilirlik ilkesi gereği toplanarak, toplam akı büyüklüğünün elde edildiğini ve bu senaryoya göre hesaplanan değerlerin hassas olmadıklarını savunmuşlardır. Deneysel çalışmaları sonucu, çekirdek açıklığı ve hava boşluğuna bağlı olarak tespit ettikleri düzeltme katsayısı sonucunda elde ettikleri indüktans değerinin gerçek değerleri daha iyi yansıttığı sonucuna varmışlardır. Literatürden elde edilen bilgiler doğrultusunda kullanılacak düzeltme katsayısının yapılan deneye ve deney düzeneğine bağlı bir parametre olduğu anlaşılmıştır. Tez kapsamında incelenen bobin-kovan eşdeğer devresi için düzeltme katsayısı değeri ise 1,6 olarak saptanmıştır. Isıtıcı sistemindeki

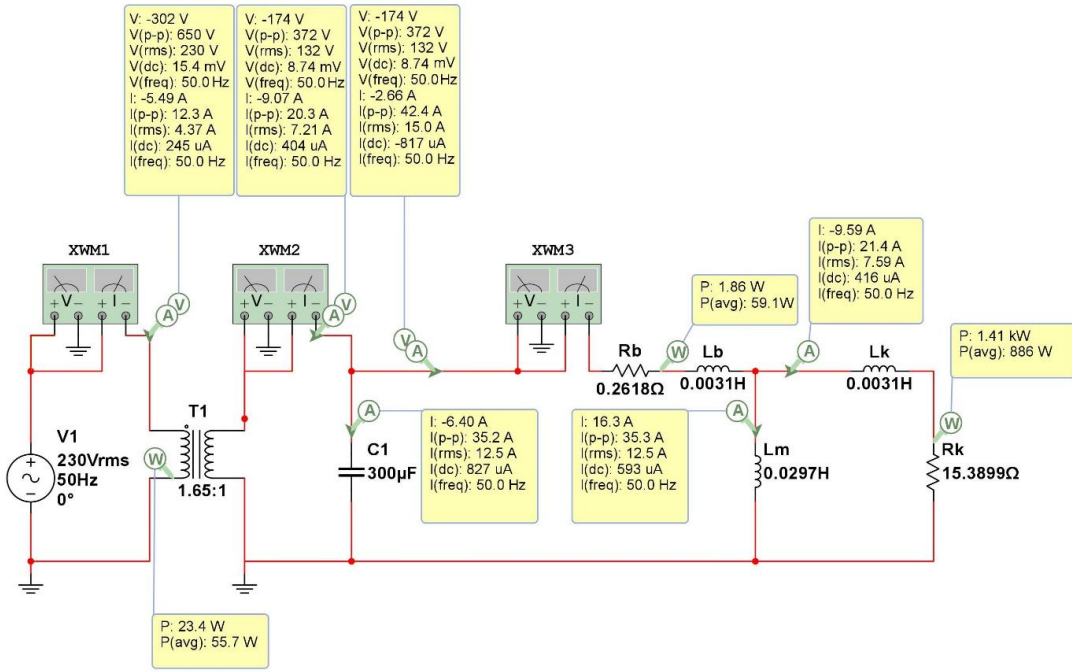
oto-trafo ve kondansatörler hariç hesaplanan tüm diğer bileşenlerin sahip olduğu değerler belirlenen düzeltme katsayısı ile çarpılmıştır ve simülasyonlar tekrarlanmıştır. Eşdeğer devre parametrelerinin belirlenen düzeltme katsayısı ile çarpılması sonucu elde edilen simülasyon devresi Şekil 9.7’de, simülasyonun koşuturulmasıyla elde edilen sonuçlar Çizelge 9.4’te verilmiştir.

**Çizelge 9.4 : Düzeltme katsayısının uygulanması ile elde edilen değerler.**

Parametre	Birim	Deneysel	Multisim Düzeltme Katsayısı Uygulanmış	Fark (%)	Comsol	Fark (%)
$P_{\phi}$	W	1005,73	1001	0,47	-	-
$P_b$	W	950	944,826	0,545	950	0
$P_k$	W	-	886	-	899,75	-
$\cos\phi_{\phi}$	-	0,99	0,99518	0,523	-	-
$\cos\phi_a$	-	0,99	0,99459	0,464	-	-
$\cos\phi_b$	-	0,478	0,47742	0,121	0,491	2,72
$V_b$	V	135,45	132	2,547	131,8	2,70
$I_{\phi}$	A	4,59	4,37	4,793	-	-
$I_a$	A	7,45	7,21	3,221	-	-
$I_b$	A	15,05	15	0,332	7,214+12,8i	2,05
$I_{ko}$	A	12,8	12,5	2,344	-	-
$I_k$	A	-	7,59	-	-	-

Çizelgeden görüldüğü gibi, düzeltme katsayısının eşdeğer devre bileşenlerine uygulanmasıyla birlikte elde edilen sonuçlar deneysel sonuçlara çok yakın çıkmıştır. Bu kapsamda göz önünde bulundurulmuş tüm parametreler maksimum %4,793’lük hata ile tahmin edilmiştir. Comsol Multiphysics® programında Multisim programından farklı olarak sadece kontrol hacmi sınırları içerisinde kalan alanın simülasyonu gerçekleştirilmiştir. Bu nedenle, kontrol hacmi dışında kalan oto-trafo ve kondansatörler simülasyonda kapsam dışı bırakılmış, sadece bobin ve kovan parametreleri üzerinde durulmuştur. Comsol Multiphysics® programından elde edilen sonuçların Multisim programından elde edilen sonuçlar ve deneysel ölçüm sonuçları ile uyum içerisinde olduğu gözlenmiştir. Hesaplamalardan ve simülasyonlardan elde edilen kuplaj verimi değerleri Çizelge 9.5’te verilmiştir. Teorik ve maksimum teorik kuplaj verimi ifadeleri tamamen malzeme özelliklerine bağlı olduklarından, ulaşılabilecek maksimum değerleri ifade etmektedirler. Kuplaj veriminin %100’e yaklaşması, bobin terminallerine ulaşan elektriksel gücün tamamının kovan üzerinde ısıl güce dönüştüğünü belirtmektedir. Bu ideallik ancak bobinin saf endüktans olduğu durum için geçerlidir. Gerçekte ve tez kapsamında incelenen simülasyonlar kapsamında bobinin endüktansının yanı sıra sargı direncine de sahip olmasından dolayı kuplaj verimi ifadesi %100’den daha düşük elde

edilmiştir. Çizelge 9.5'ten görüldüğü gibi teorik denklemlere dayanan kuplaj verimi ifadeleri birbirine çok yakın ve simülasyonlardan elde edilen değerlerden daha büyük değerlerde elde edilmişlerdir. Ancak, deney sistemini en iyi yansıtan simülasyonlar gözetildiğinde kuplaj verimi ifadesinin %95 civarında olduğu tespit edilmiştir. İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının önceki prototiplerinde üretici firma tarafından sağlandığı belirtilen 0,95 değerindeki indüksiyon verimi, tez kapsamında kuplaj verimi olarak isimlendirilmiş ve değeri hesaplanarak kanıtlanmıştır (Unver, 2016; Ünver ve Yüksel, 2016; Unver ve diğ. 2018a; Unver ve diğ. 2018b). Kuplaj verimi tanımı gereği bobin terminallerine ulaşan elektriksel gücün %95'i kovan üzerinde geri kalan %5'lik dilim ise bobin üzerinde ısıya dönüşmüştür.



Şekil 9.7 : Düzeltme katsayısının uygulandığı eşdeğer devre ve elde edilen sonuçlar.

Çizelge 9.5 : Kuplaj verimi.

Parametre	Değer (%)
$\eta_{c,teo}$	98,23
$\eta_{c,max}$	98,33
$\eta_{c,co}$	94,71
$\eta_{c,ms}$	93,77

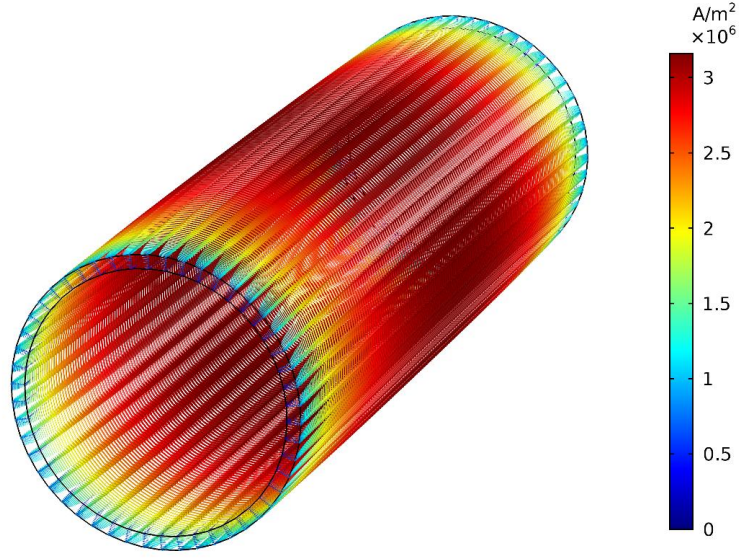
İndüksiyon bobini tarafından üretilen manyetik alanın kovan üzerinde oluşturduğu manyetik akı yoğunluğu Şekil 9.8'de verilmiştir.





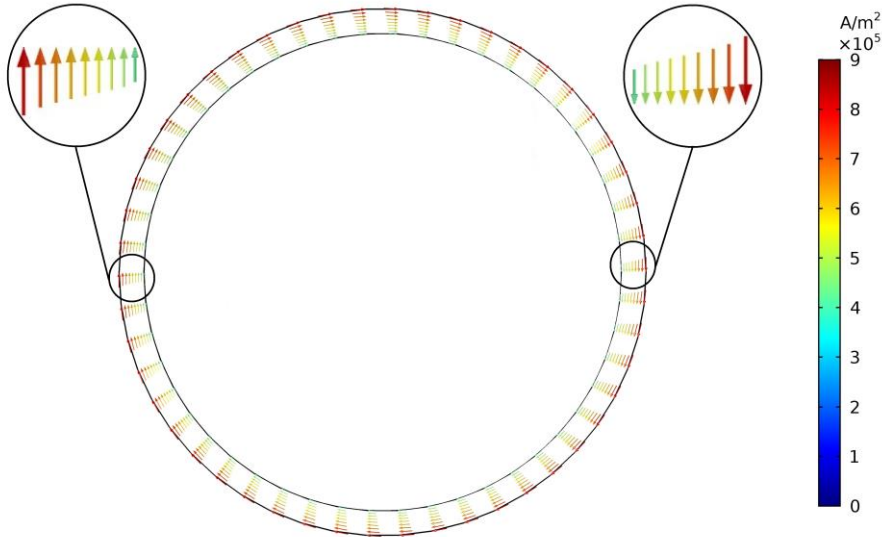
**Şekil 9.8 :** Manyetik akı yoğunluğu konturu.

Şekil 9.8’de kovan üzerinde oluşan manyetik akı yoğunluğunun kovanın dış cidarında ve orta noktasında yoğunlaştığı gözlenmiştir. Bu durumun indüksiyonla ısıtma sistemlerinin genel karakteristiği olan bobine en yakın bölgede ve orta noktasında manyetik alan yoğunluğunun en fazla olması durumuyla örtüşmektedir. Şekil 9.8’den elde edilen maksimum akı yoğunluğu değeri 2,01 T ‘dır. Bu değer, Şekil 2.6’da kovan materyali olan ST-52 çeliği için verilen histerezis eğrisindeki manyetik doygunluk değeri olan 2,25 T’den daha küçüktür. Bu durum ise kovanın manyetik doygunluğa ulaşmadığının bir göstergesidir. ST-52 çeliği ferromanyetik malzemeler sınıfında bulunduğundan kovan üzerinde oluşan manyetik akı, kovan içerisinde Eddy akımlarının oluşmasına sebep olmaktadır. Oluşan Eddy akımlarının kovan üzerindeki dağılımı Şekil 9.9’da verilmiştir. Kovan üzerinde oluşan Eddy akımlarının şiddeti, direkt olarak indüksiyon bobini tarafından kovan üzerinde oluşturulan manyetik akı yoğunluğu ile orantılı olduğundan Şekil 9.9’da verilen kovan üzerine indüklenen akım yoğunluğu konturu ile Şekil 9.8’de verilen manyetik akı yoğunluğu konturunun benzer karaktere sahip olduğu gözlenmiştir. Bu nedenle, maksimum Eddy akımlarının kovan uzunluğu boyunca merkezinde yoğunlaştığı ve merkezden uzaklaştıkça şiddetinin azaldığı tespit edilmiştir. Eddy akımlarının yoğunlaştığı bölgelerde dalma derinliği de maksimum değerine ulaşmaktadır.



**Şekil 9.9 :** Kovan üzerine indüklenen akım yoğunluğunun vektörel gösterimi.

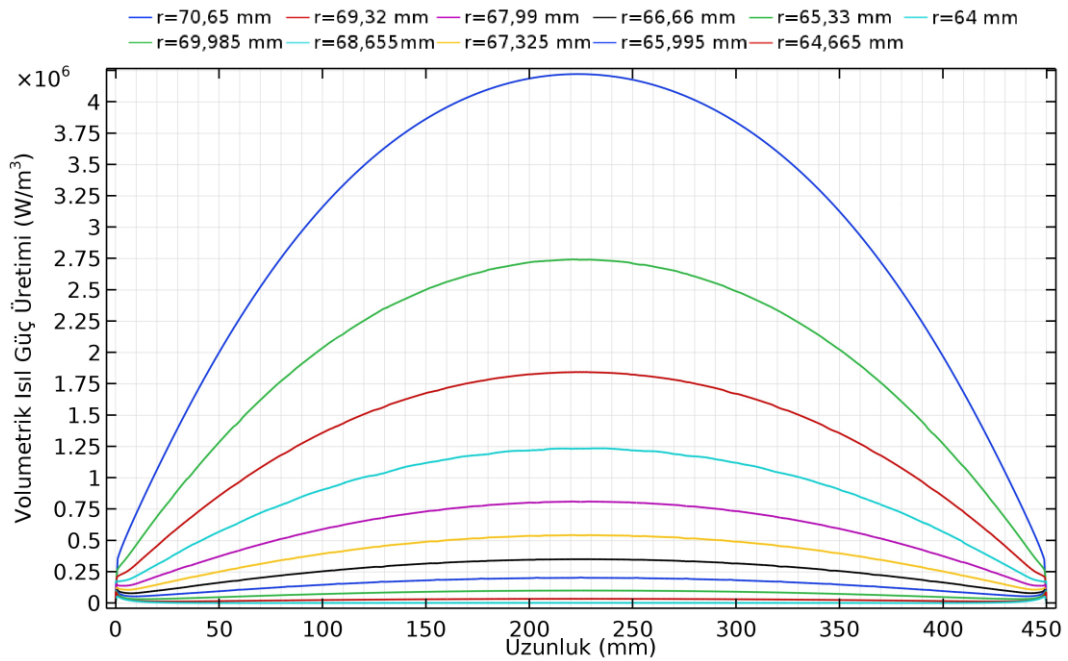
Tez kapsamında incelenen indüksiyonlu gaz ısıtıcısında 6,6 mm et kalınlığına sahip kovan için maksimum dalma derinliği 2,9 mm olarak elde edilmiştir. Bununla birlikte, kovanın uzunluğu boyunca dalma derinliği farklı değerlere sahiptir. Kovan uç kesit alanında indüklenen akım yoğunluğu konturu Şekil 9.10'da verilmiştir.



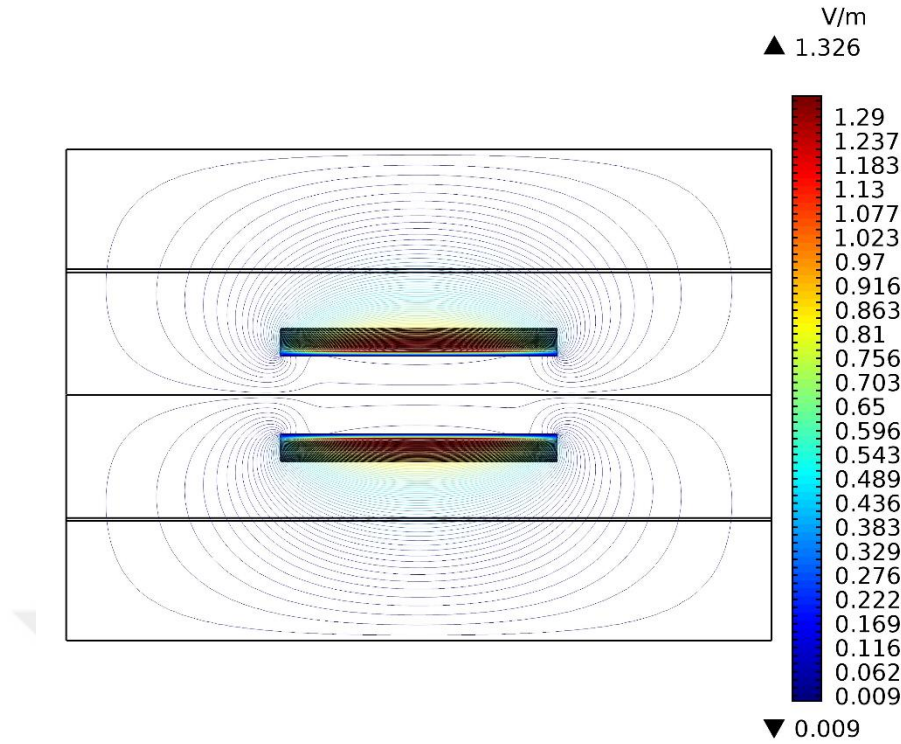
**Şekil 9.10 :** Kovan uç kesit alanında indüklenen akım yoğunluğu vektörel gösterimi.

Şekil 9.10'da gösterildiği gibi Eddy akımlarının kovan üzerinde oluşumu, bobine yakın olan noktada maksimum iken kovan et kalınlığı boyunca etkisini giderek kaybetmektedir. Şekil 9.9 ve Şekil 9.10'da verilen Eddy akımlarının kovan

üzerindeki oluşum karakteristiği sonucunda kovan üzerinde Eddy akımlarından kaynaklı Joule etkisi nedeniyle üretilen volumetrik ısı güç grafiği Şekil 9.11’de verilmiştir. Şekil 9.11’de kovan et kalınlığı 10 eşit parçaya bölünmüş ve kovan dış cidarından iç cidarına kadar üretilen volumetrik ısı gücün değişimi verilmiştir. Buna göre, üretilen ısı gücün büyük çoğunluğunun dalma derinliği sınırları içerisinde kaldığı ve kovan cidarında dışarıdan içe doğru gidildikçe şiddetinin azaldığı gözlenmiştir. Bunun sebebi, artan sıcaklıkla birlikte değeri azalan ısı iletkenliğidir. Azalan ısı iletkenliği sonucu dalma derinliği içerisinde kalan bölgeden dışında kalan bölgeye iletim yoluyla aktarılan ısı enerjisi azalmaktadır. Hesaplanan dalma derinliği dışında kalan alan içerisinde ısı üretim büyüklüğünün ihmal edilebileceği tespit edilmiştir. Ayrıca, bobinin şebekeden çektiği 950 W’lık güç ile kovan üzerinde maksimum  $4,73 \times 10^6$  W/m<sup>3</sup> şiddetinde ısı güç üretebileceği belirlenmiştir. İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında gözlemlenen bu durumun literatür ile uyumlu olduğu görülmüştür (Tavakoli ve diğ. 2010).

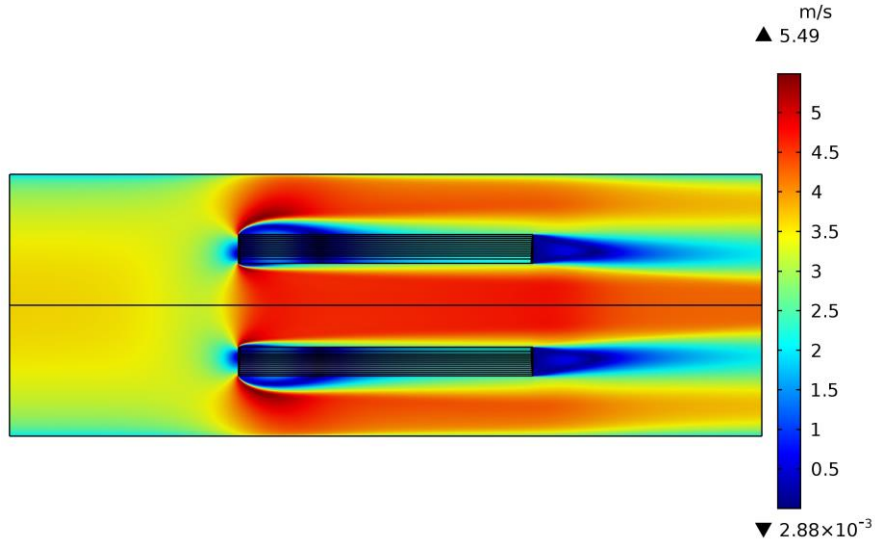


**Şekil 9.11** : Kovan et kalınlığı üzerindeki farklı noktalardaki volumetrik ısı güç üretimi.



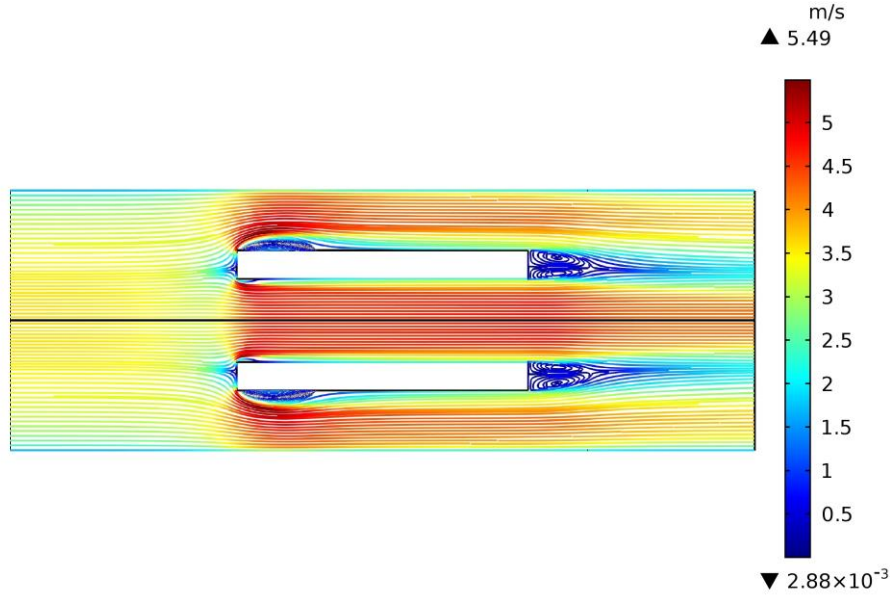
**Şekil 9.12 :** Elektrik alan çizgileri.

Şekil 9.12’te da verilmiş olan elektrik alan çizgileri göz önüne alındığında, Şekil 9.9’da verilen indüklenen akım yoğunluğu konturuna uyumlu şekilde, indüklenen akımın maksimum olduğu yerde elektrik alan çizgilerinin daha sık olduğu gözlenmiştir. Dalma derinliğinin etkin olduğu kovan et kalınlığı üzerinde elektrik alan çizgilerinin yoğunlaştığı tespit edilmiştir. Bu durumun sonucu olarak Şekil 9.11’de verilen volumetrik ısı güç üretimi de elektrik alan çizgilerinin yoğunlaştığı bölgede maksimum değerine ulaşmıştır. Elektromanyetik indüksiyon ile kovan üzerinde üretilen ısının kovan sıcaklığında meydana getirdiği değişim incelenmeden önce kovan üzerindeki sıcaklık gradyanlarına etki eden bir diğer parametre olan havanın kovan içerisindeki akışı dikkate alınmalıdır. Bu kapsamda hava kanalı içerisinde belirlenen kontrol hacmi içerisinde akan havanın sahip olduğu hız konturu Şekil 9.13’te verilmiştir. Kanal girişinde bulunan akış düzleştiricinin etkisi ile hava Şekil 9.13’te gösterildiği gibi kontrol hacmine sol taraftan hidrodinamik olarak tam gelişmiş olarak girdiği kabul edilmiş, ölçüm istasyonunun konuşturıldığı çıkış kesitinde çalkantılı olarak çıktığı gözlenmiştir.

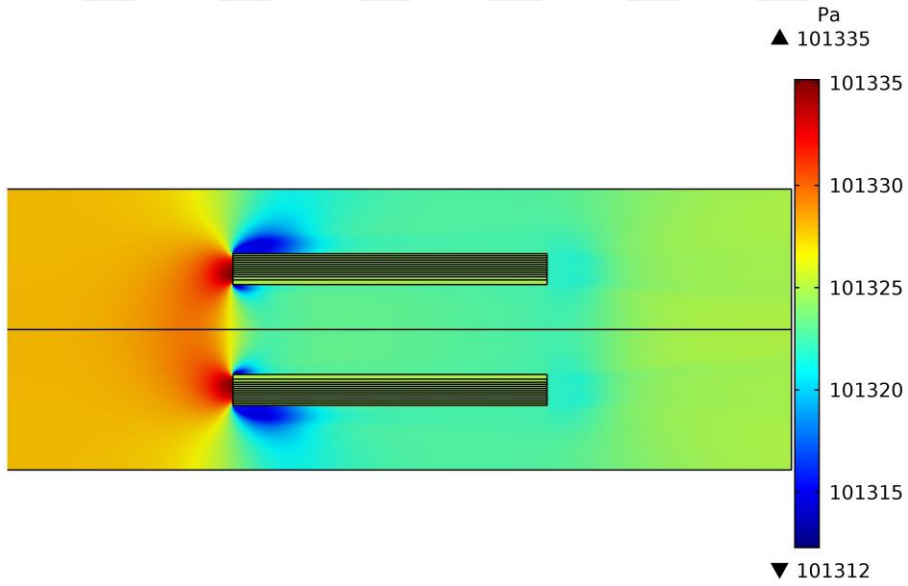


**Şekil 9.13 : Hız konturu.**

Havanın kontrol hacmi boyunca izlediği yolda bobin katmanlarına çarpmasıyla birlikte bir durma noktası oluşturduğu ve ardından I. bölgeye ve II. bölgeye olmak üzere iki akıma ayrıldığı saptanmıştır. I. bölgeye ayrılan akımın kovan iç cidarı boyunca sahip olduğu geri akımların oluşturduğu vorteks alan büyüklüğünün bobin dış yüzeyinden geçen akımın sahip olduğu vorteks alan büyüklüğünden daha küçük olduğu tespit edilmiştir. Şekil 9.13'ten görüldüğü gibi, kontrol hacmi içerisindeki en yüksek hız büyüklüğü II. bölgede 5,49 m/s ve RANS denklemlerinin duvarda kaymama şartını ancak duvar fonksiyonları ile çözüme kavuşturmasından, yani türbülanslı akışta bulunan viskoz alt tabaka ile tampon tabakanın analitik olarak çözülmesinden dolayı cidarlardaki en düşük hız büyüklüğü 0,00288 m/s olarak elde edilmiştir. Bobin ardında oluşan vortekslerden kaynaklı çalkantılı alanlarda veya ayrılma kabarcıklarında havanın hızının azaldığı gözlenmiştir. Havanın kontrol hacmi içerisindeki hareketi esnasında oluşturduğu akım çizgileri takip edilerek vorteks oluşum bölgeleri tayin edilebilmektedir. Bu kapsamda, havanın kanal içerisinde sahip olduğu akım çizgileri Şekil 9.14'te verilmiştir. Şekil 9.14'te verilen hız akım çizgilerinin sahip olduğu karakteristik incelendiğinde, hız büyüklüğünün fazla olduğu bölgelerde akım çizgilerinin sıklaştığı gözlenmiştir. Hava hızının azalmasıyla birlikte basınç değeri de düşmekte ve bir kısmi vakum ortamı oluşmaktadır. Oluşan vakum bölgeleri Şekil 9.15'te verilen toplam basınç konturunda daha net görülmektedir.



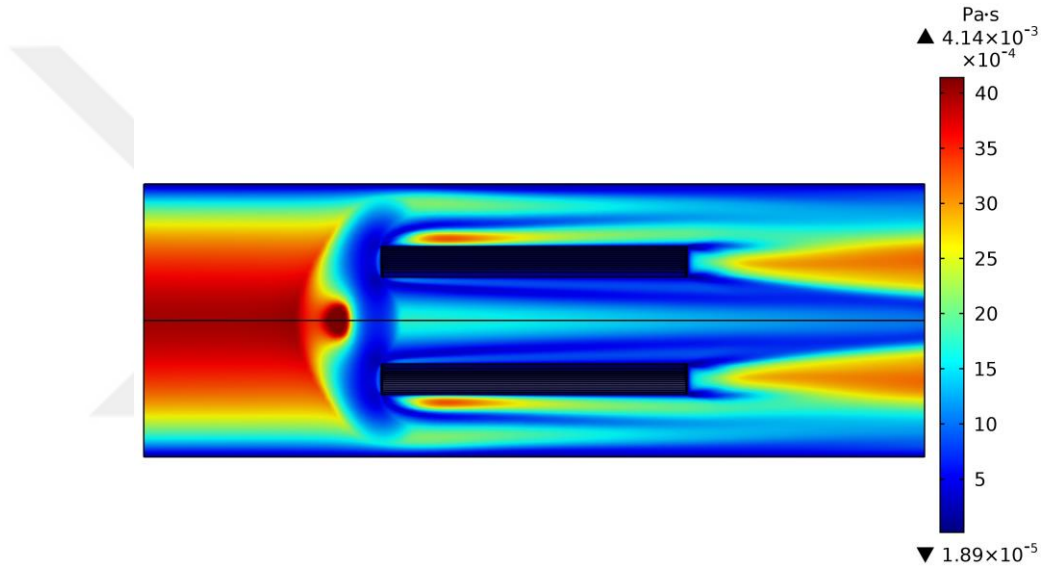
Şekil 9.14 : Hız akım çizgileri.



Şekil 9.15 : Toplam basınç konturu.

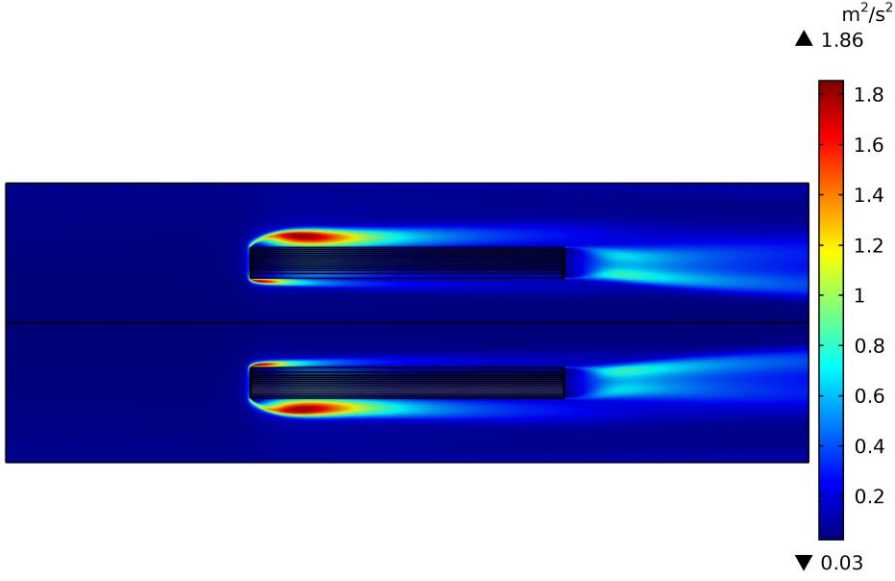
Şekil 9.15'te havanın kanal içerisindeki hareketi esnasında oluşan durma noktalarında basınç değerinin arttığı gözlenmiştir. Hız ile basınç, toplam basınç kontorunun Şekil 9.13'te verilen hız kontoru ile karşılaştırılmasıyla ilişkilendirilebilir. Buna göre, hızın artış gösterdiği bölgede basınç değeri düşmektedir. Her ne kadar Şekil 9.14'te daha belirgin halde görünen vorteks bölgelerinde de basınç düşüşü gözlemlenmiş olsa da maksimum basıncın 23 Pa olduğu tespit edilmiştir. Ayrıca, ısıtıcıdan çıkan akımın oluşturduğu vortekslerden kaynaklı vakum etkisinin ısıtıcı girişindeki akış ayrılmasından kaynaklı vortekslerin

oluşturduğu vakum etkisinden daha düşük bir değişime sahip olduğu belirlenmiştir. Havanın kontrol hacmi boyunca ısıtıcıdan kaynaklı basınç kaybının 3 Pa olduğu, basınç kayıplarının az olması nedeniyle hava kanalı içerisine konulması sonucunda karşı basınç oluşturmayacağı anlaşılmıştır. Böylece, Unver (2016)'da belirtilen ve basınç kayıplarıyla ilişkili olan boşaltma katsayısı değerinin tez kapsamında incelenen sistem için 0'a yakın olması sebebiyle kayıpların engellenerek, termal verimin %100 'e yaklaşması sağlanmıştır. Havanın kanal içerisinde oluşturduğu çalkantılı alanları gözlemleyebilmenin bir diğer yolu da oluşan vortekslerin bir göstergesi olan türbülans Eddy viskozitesinin incelenmesidir. Şekil 9.16'da havanın kanal içerisindeki akışına ait türbülans Eddy viskozitesi konturu verilmiştir.



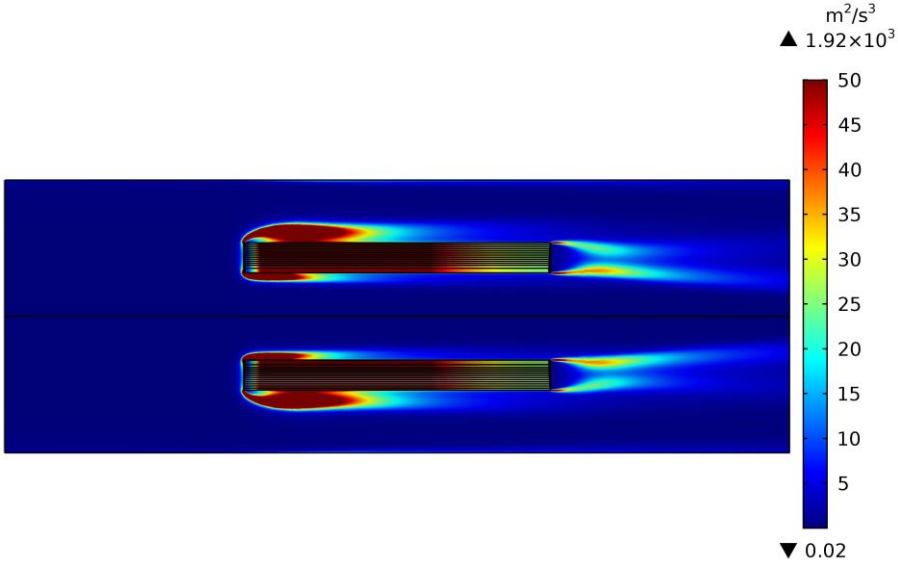
**Şekil 9.16 :** Türbülans (Eddy) viskozitesi konturu.

Şekilden görüldüğü gibi türbülans Eddy viskozitesinin büyüklüğü kanal girişinde türbülans hız profiline serbest bölgede maksimum değerine ulaşmıştır. Ancak, serbest bölgede dahi akış doğrultusunda karşılaşılan basınç farkı çok küçük olduğundan Eddy viskozitesinin maksimum değeri 0,00414 Pa.s olarak elde edilmiştir. Ayrıca, *realizable k-ε* türbülans modelinin kullanılmasıyla birlikte kontrol hacmi içerisindeki ayrılma ve birleşme bölgelerinin doğru bir şekilde tespit edildiği sonucuna ulaşılmıştır. Akış ayrılmalarından kaynaklanan çalkantılı alanlar içerisinde türbülans kinetik enerjisinin artış eğiliminde olduğu bilinmektedir. Bu durum, Şekil 9.17'de verilen türbülans kinetik enerjisi konturunda gösterilmiştir.



**Şekil 9.17 :** Türbülans kinetik enerjisi konturu.

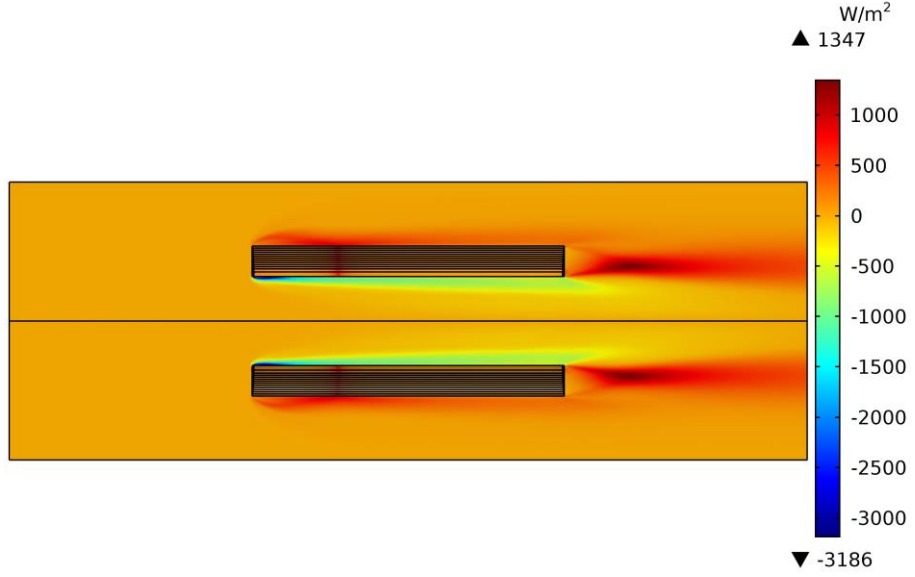
Şekil 9.17’de verilen türbülans kinetik enerjisinin yoğunlaştığı bölgelerde türbülans Eddy’lerinin büyüklükleri viskoz yitim etkisiyle küçülmektedir. Bu durum, Şekil 9.18’de verilen türbülans yitim oranı konturu aracılığıyla da gözlenmektedir.



**Şekil 9.18 :** Türbülans yitim oranı konturu.

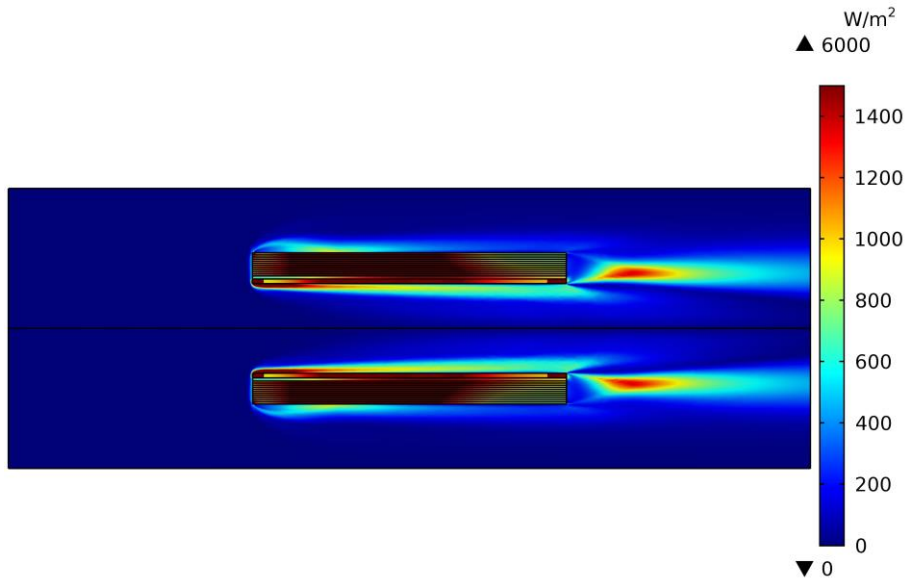
Türbülans yitim oranı büyüklüğünün yüksek olduğu çalkantılı alanlarda viskoz kuvvetler akışta baskın hale gelmektedir ve bu nedenle, bu bölgelerde viskoz yitim etkisi ile kinetik enerji ısı enerjisine dönüşmektedir. Şekil 9.18’e paralel olarak gelişim gösteren türbülans ısı akısı konturu Şekil 9.19’da verilmiştir.





**Şekil 9.19 :** Türbülans ısı akısı konturu.

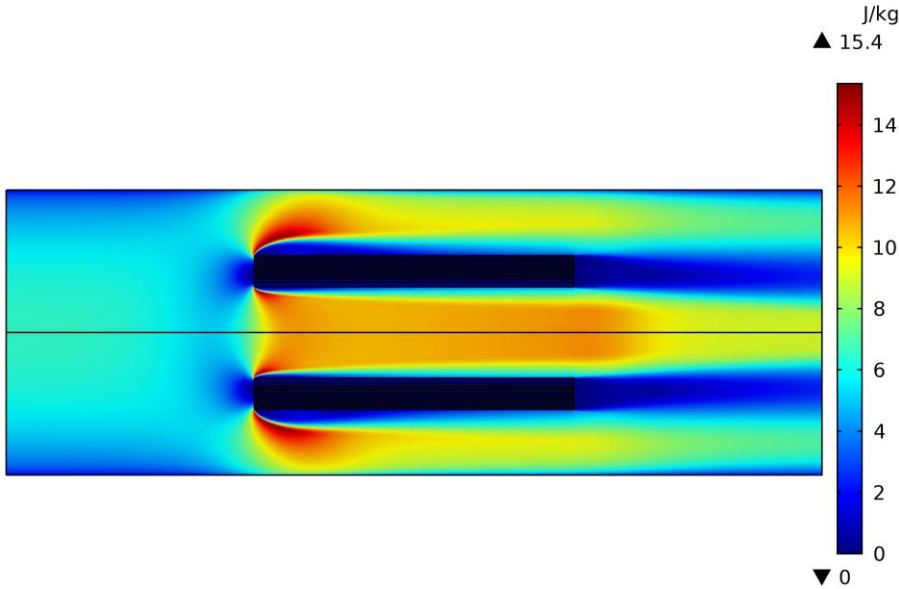
İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında, havanın akış doğrultusunda viskoz yitim etkisiyle oluşan ısı, hava sıcaklığının artmasına katkıda bulunmaktadır. Viskoz yitim etkisinin bulunduğu bölgede hava molekülleri arasında etkin ısı transferi iletim yoluyla gerçekleşmektedir. Ancak, elektromanyetik indüksiyon kavramıyla ısınan kovanın sınır tabaka içerisinde havaya iletim yoluyla aktarmış olduğu ısının büyüklüğü viskoz yitim etkisiyle oluşan ısı büyüklüğünden çok daha fazladır. Her iki ısı transferinin toplamı Şekil 9.20’de verilen iletim ısı akısı konturunda gözlemlenebilir.



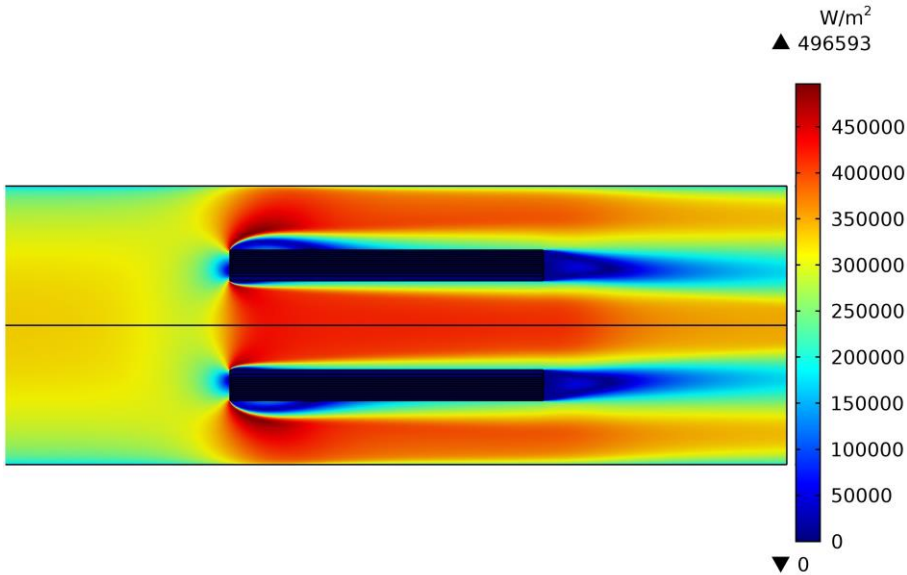
**Şekil 9.20 :** İletim ısı akısı konturu.

Şekil 9.21’de verilen birim kütle başına kinetik enerji konturu incelendiğinde havanın kanala giriş ve çıkışı arasındaki kinetik enerji değişimi  $0,2664 J/kg$  olarak

elde edilmiştir. Hava debisinin 0,45196 kg/s olduğu göz önünde bulundurulduğunda 0,1204 W'lık bir kinetik enerji değişiminden kaynaklı güç değişimi olduğu tespit edilmiştir. Bobine beslenen 950 W'lık güç göz önünde bulundurulduğunda kinetik enerjiyle güç değişiminin yalnızca %0,013'lük kısmı kapsadığı ve ihmal edilebilir olduğu belirlenmiştir. Elde edilen bu bulgu öncül prototiplerden elde edilen bulgular ile uyum içerisinde (Unver, 2016; Yüksel, 2016).



Şekil 9.21 : Birim kütle başına kinetik enerji konturu.

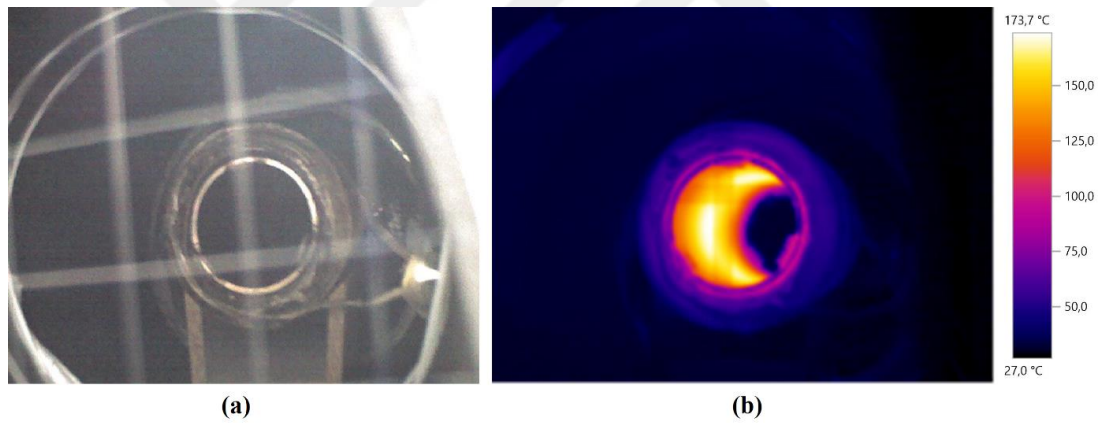


Şekil 9.22 : Taşınım ısı akısı konturu.

Havanın kinetik enerjisinin fazla olduğu bölgelerde etkin ısı transferi mekanizması taşınım ile gerçekleşmektedir. Şekil 9.14'te verilen çalkantılı alanlar dışında (bu

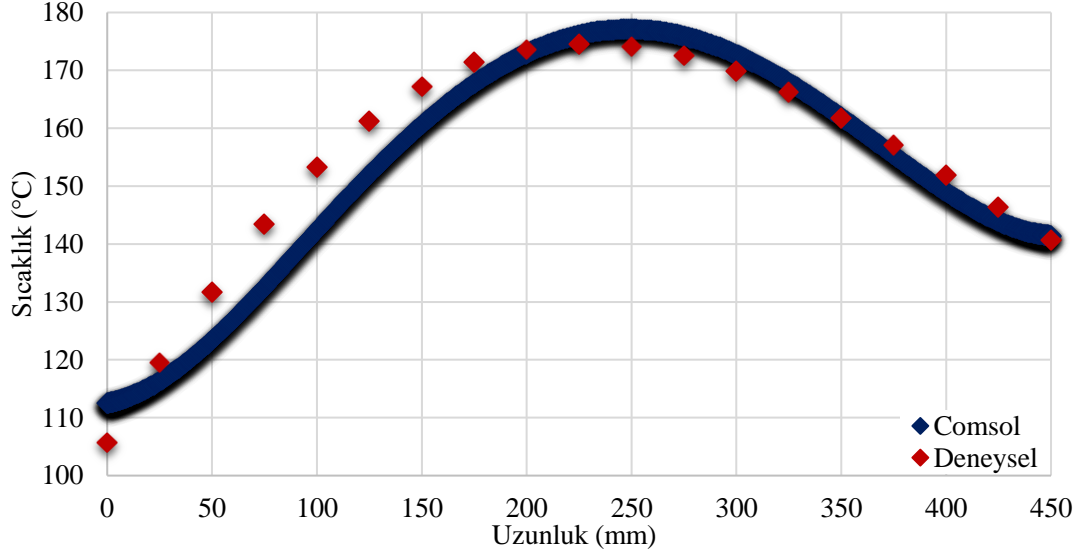
alanlardaki etkin ısı transferi mekanizması iletimdir) taşınım ile ısı transferinin etkin olduğu bölgeler Şekil 9.22’de taşınım ısı akısı konturunda verilmiştir. Taşınım ile gerçekleşen ısı transferi şiddetinin maksimum değerinin iletim yoluyla gerçekleşen ısı transferinden daha büyük olduğu tespit edilmiştir. Sistem sürekli rejim koşullarında incelendiğinden dolayı karşılaşılan bu durum olağandır. Kontrol hacmi içerisine bobin vasıtasıyla giren elektriksel güç ısı doyumuna ulaşmış kovan üzerinden havaya aktarılmaktadır. Bu sebeple, etkin ısı transferi mekanizması taşınım olmaktadır. Öte yandan, öncül prototiplerde karşılaşılan ve çevreye karşı kaybedilen ısı enerjisinin tez kapsamında incelenen prototip üzerinde yine havaya aktarılması nedeniyle kayıplar faydaya evrilmiş ve termal verim %100’e yaklaşmıştır.

Hem elektromanyetik indüksiyon etkisi hem de hava akışı olan indüksiyonlu gaz ısıtıcısının sürekli rejimde termal kamera tarafından alınan görüntüsü Şekil 9.23’te verilmiştir.



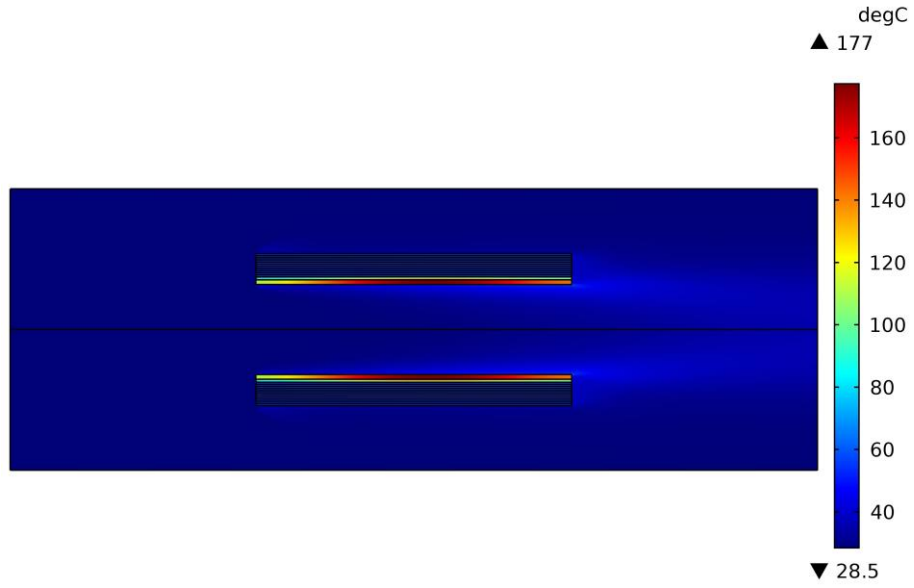
**Şekil 9.23 :** Sistemin sürekli rejimdeki termal kamera görüntüsü (a) Gerçek görüntü, (b) Termal görüntü.

Şekil 9.23’te gösterildiği gibi kovan içerisindeki maksimum sıcaklık değeri 173,7°C olarak elde edilmiştir. Silindirik hava kanalının formunu koruması için kanal içerisine eklenen metal çemberlerin sıcaklığının ihmal edilebilir şekilde arttığı gözlemlenmiştir. Ayrıca, kovan ve bobinin ortalama sıcaklık değerleri sırasıyla 159,6°C ve 58,2°C olarak saptanmıştır. Kovan iç cidarındaki sıcaklık dağılımı Şekil 9.24’te verilmiştir.



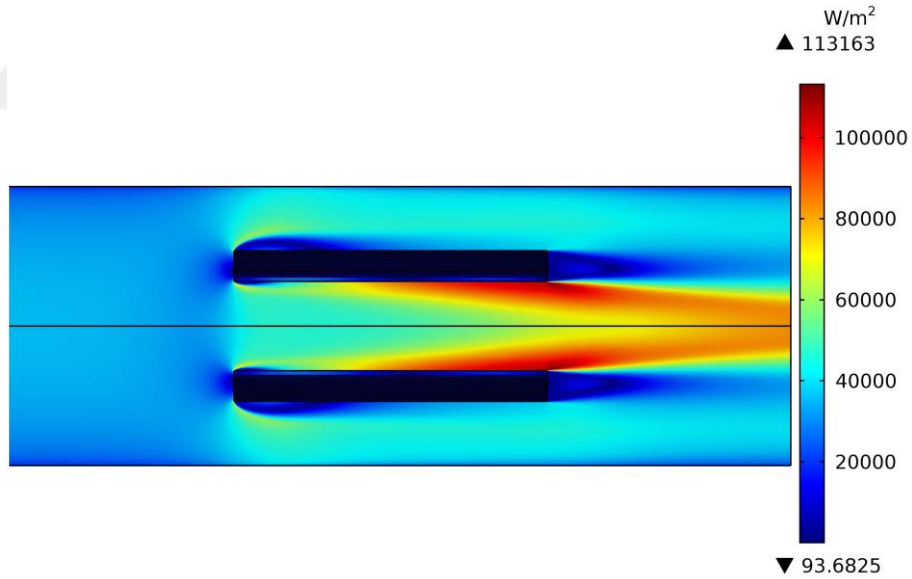
**Şekil 9.24 :** Kovan içi sıcaklık dağılımı.

Şekil 9.24'ten kanal içerisinde ortalama 3,1 m/s hıza sahip havanın kovan üzerinde oluşan ısıyı taşınım etkisiyle kovanın giriş kısmından çıkış kısmına doğru aktardığı ve bu nedenle kovanın çıkış kısmındaki sıcaklık değerinin giriş kısmına oranla daha yüksek olduğu gözlenmiştir. Havanın kovan üzerindeki soğutma etkisinden dolayı kovan iç cidarında giriş ve çıkış bölgelerinde 35°C'lik sıcaklık farkına sebep olduğu tespit edilmiştir. Ayrıca, simülasyon sonucu elde edilen sonuçların deneysel sonuçlarla uyum içerisinde olduğu tespit edilmiştir. Simülasyon sonucu elde edilen sıcaklık konturu Şekil 9.25'te verilmiştir. Kovan içerisinde yüksek sıcaklığın bulunduğu bölgelerde ısı iletkenlik değeri daha düşük olduğundan daha lokal sıcaklık gradyanlerinin oluştuğu gözlenmiştir. Bu malzeme içerisindeki ısı üretim hızının, ısı iletim hızından daha yüksek olduğunu göstermektedir.



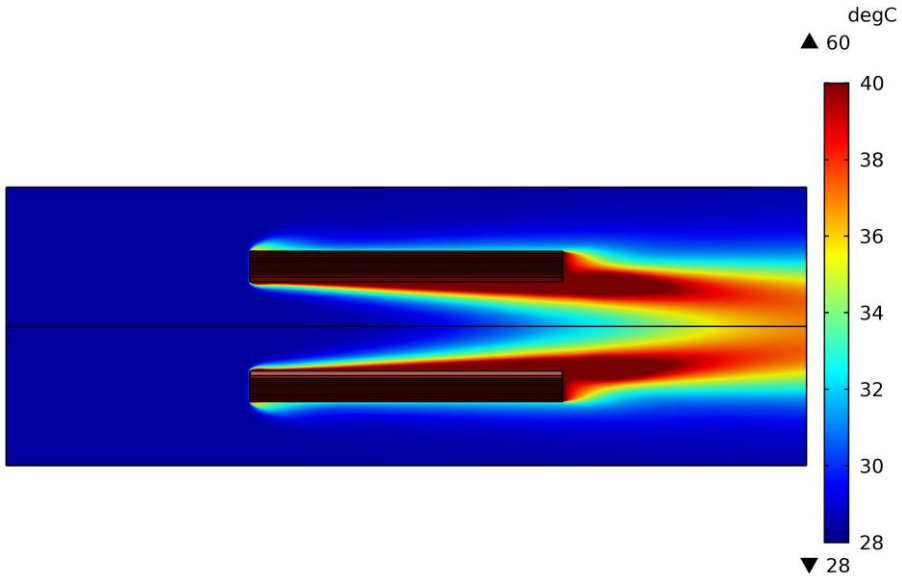
**Şekil 9.25 :** Sıcaklık konturu (28,5°C – 177°C).

Hava moleküllerinin kovan iç cidarı ve bobin dış cidarından taşınım yoluyla kazandığı enerjinin, akış doğrultusunda aktarılmasını temel alan enerji akısı konturu Şekil 9.26'da verilmiştir.



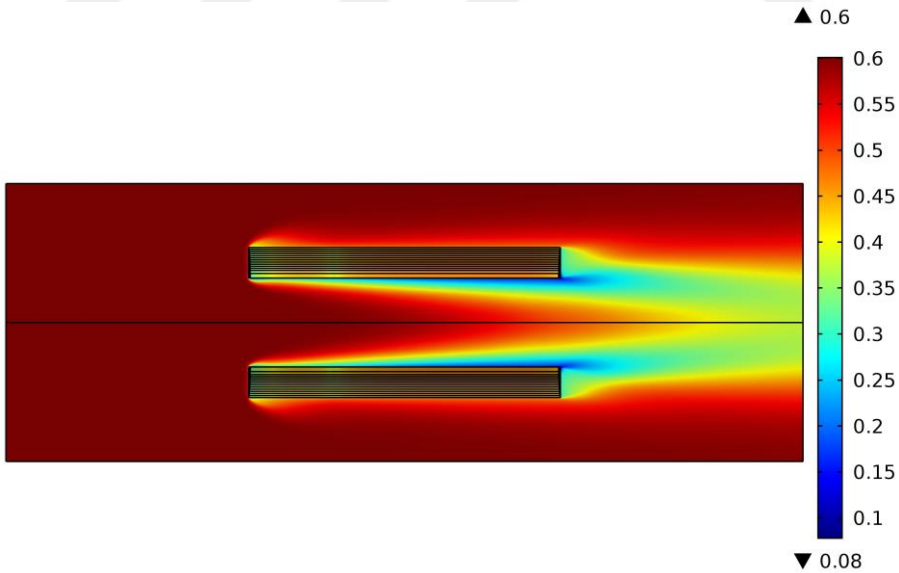
**Şekil 9.26 :** Enerji akısı konturu.

Şekil 9.26'dan kovan içi sıcaklığının havanın akış doğrultusunda çıkışa doğru sürüklenmesinden kaynaklı, kovan ile hava arasındaki sınır tabakadan havaya aktarılan enerji miktarının da çıkış kesitine doğru arttığı gözlenmiştir. Ayrıca, hava moleküllerinin kovan içerisinden kazandığı enerji miktarının bobin dış yüzeyinden kazandığı enerji miktarından yaklaşık 100 kat daha fazla olduğu tespit edilmiştir.



**Şekil 9.27 :** Sıcaklık konturu (28°C – 60°C).

Şekil 9.26'nın bir sonucu olarak, artan enerji transfer miktarı ile havanın sıcaklığı da artış göstermektedir. Bu durumu daha net gözlemlemek amacıyla Şekil 9.25'te verilen sıcaklık konturunun lejandı 28,5°C-60°C arasını göstermek üzere yeniden düzenlenmiştir. Elde edilen sıcaklık konturu Şekil 9.27'de verilmiştir. Şekil 9.27'de görüldüğü gibi hava I. bölgeden II. bölgeye göre daha sıcak çıkmaktadır.

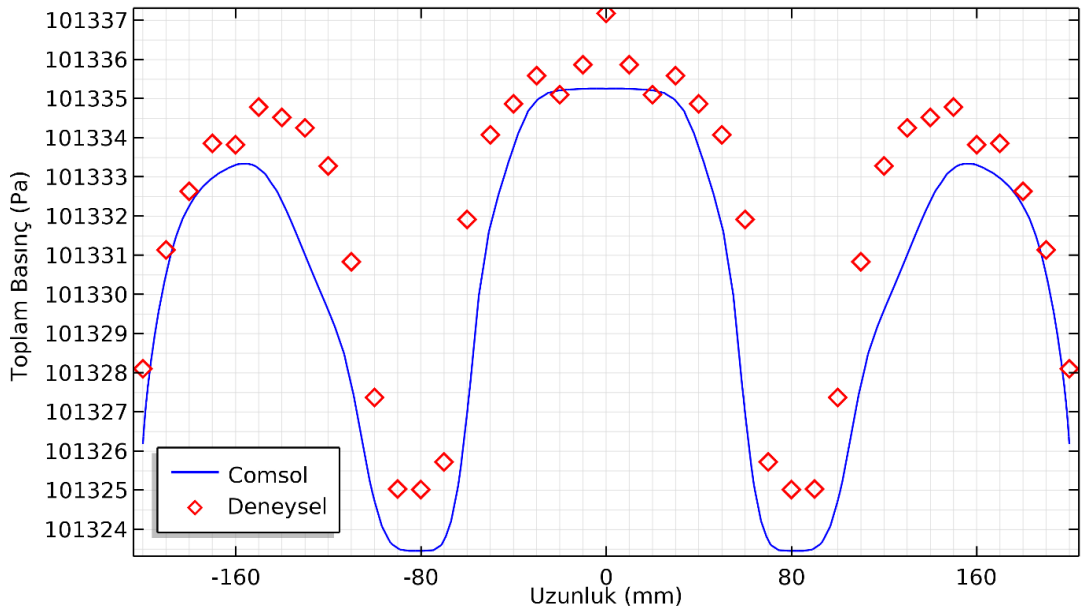


**Şekil 9.28 :** Bağıl nem konturu.

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısı nemlendirme olmadan havayı ısıttığından, havanın laboratuvar ortamında sahip olduğu bağıl nem miktarının ısıtıcı çıkışında daha düşük olması beklenmektedir. Laboratuvar ortamında havanın sahip olduğu bağıl nem değeri %60 olarak ölçülmüştür. Simülasyon için giriş sınır şartı olarak tanımlanan bu

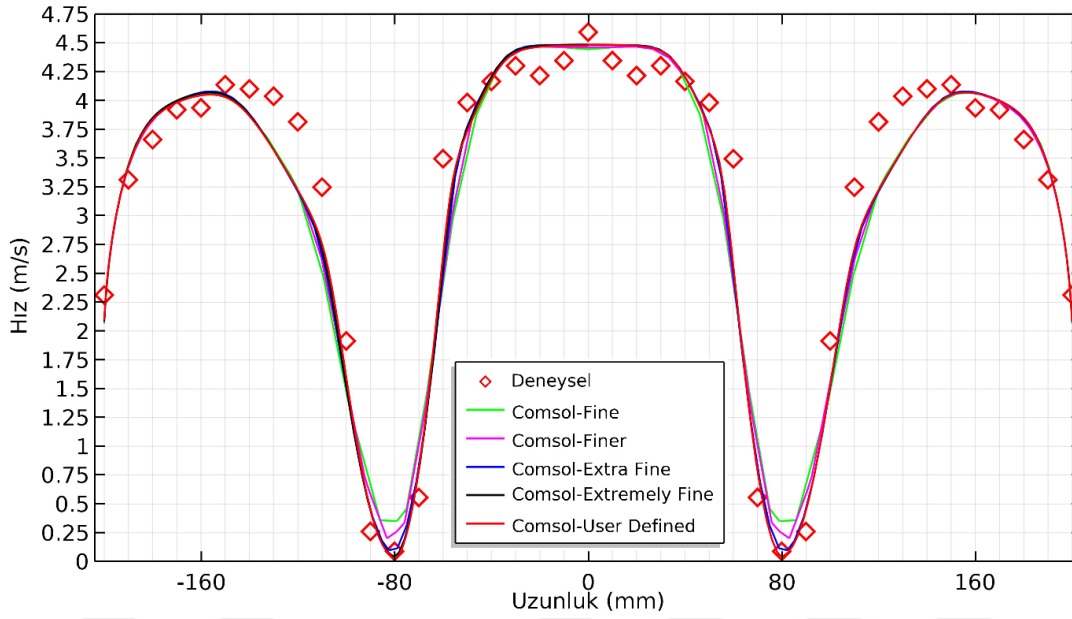
değer sonrası elde edilen sonuçlar Şekil 9.28’de verilmiştir. Havanın ihtiva ettiği bağıl nem hem basınca hem de sıcaklığa bağlı bir parametredir. Havanın kanal içerisindeki akışı boyunca basınçta kayda değer bir değişiklik olmadığı Şekil 9.15’te gösterilmiştir. O halde, bağıl nemi etkileyen en etkin parametre, havanın kanal içerisinde sahip olduğu sıcaklık değeridir. Şekil 9.28’in sahip olduğu karakteristiğinin Şekil 9.27 ile uyumlu olması bu durumun somut bir göstergesidir. Kanal çıkış kesitindeki bağıl nem miktarı simülasyon sonucu %53,459 olarak elde edilmiştir. Bu değer deneysel ölçüm sonucuyla (%54) uyum içerisinde.

Simülasyonların doğrulanması için incelenen diğer parametreler havanın kanal çıkışında sahip olduğu toplam basınç, hız ve sıcaklık profilidir. Bu kapsamda ilk olarak Şekil 9.29’da verilen toplam basınç profili ele alınmıştır.



**Şekil 9.29 :** Kanal çıkış çapı boyunca havanın sahip olduğu toplam basınç profili.

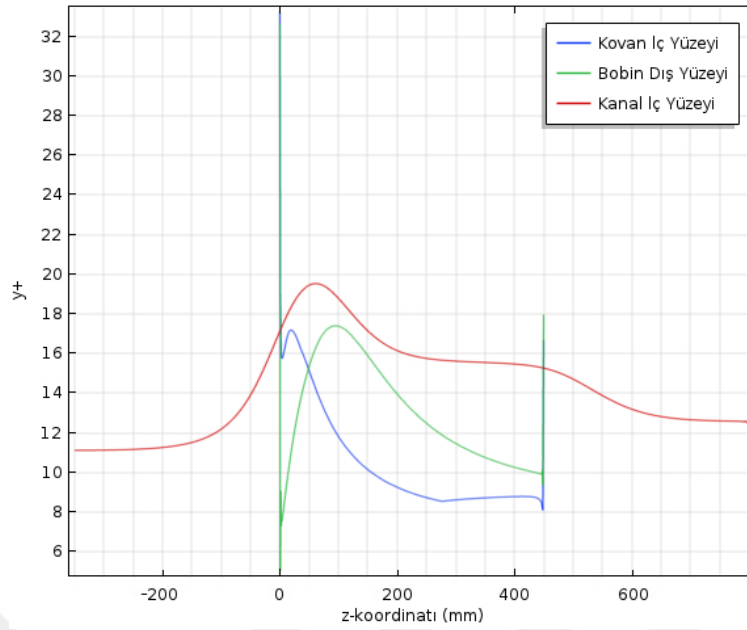
Şekil 9.29’da havanın ısıtıcıdan çıkışında sahip olduğu art izleri ve dolayısıyla çalkantılı alanların kanal çıkışına kadar etkisini sürdürdüğü belirlenmiştir. Bu kapsamda, çalkantılı alanlarda yaratılan kısmi vakum etkisiyle, toplam basınç profilinde 200 mm’lik yarıçap boyunca 110-60 mm’ye denk gelen kısımda atmosferik basınçtan daha düşük basınç değerleri gözlenmiştir. Ayrıca, I. bölgeden çıkan hava akımının II. bölgeden çıkan hava akımından yaklaşık 2 Pa daha yüksek basınç değerine sahip olduğu tespit edilmiştir. Bu durum Şekil 9.30’da verilen hız profilinin karakteristiği ile açıklanabilir.



**Şekil 9.30 :** Kanal çıkış çapı boyunca havanın sahip olduğu hız profili.

Hız profilinde de I. bölgeden çıkan akımın sahip olduğu hız değerinin büyüklüğü II. bölgeden çıkan akımın hız değerinden daha yüksek olduğu gözlenmiştir. Bu durumun bir sonucu olarak, dinamik basınç değeri I. bölgeden çıkan akımda daha yüksek olacağından, toplam basınç değeri de I. Bölgeden çıkan akım için daha fazla olmaktadır. Ayrıca, çalkantılı alanlara denk gelen kısımlarda hız büyüklüğünün sıfıra eşit olduğu tespit edilmiştir. Simülasyonların mesh'ten bağımsızlığı hız profili üzerinde gösterilmiştir. Buna göre, programın otomatik olarak oluşturduğu Extra Fine, Extremely Fine ve User Defined olarak adlandırılan daha sık ağ yapısına sahip mesh kalitelerinden elde edilen sonuçların birbirine çok yakın olduğu gözlenmiştir. Fine ve Finer kalitesindeki mesh yapılarında, izafi olarak pozitif basınç bölgelerinde diğer kalitede oluşturulan ağ yapılarıyla uyum içerisinde olduğu, çalkantılı alanlara denk gelen bölgelerde ise hız büyüklüklerinin maksimum 0,3 m/s hata ile hesaplandığı tespit edilmiştir. Bu sebeple simülasyonlarda, simülasyon zamanından tasarruf etmek amacıyla asgari kaliteyi karşılayan Extra Fine ağ yapısı kullanılmıştır. Simülasyonun mesh yapısından bağımsızlığını belirtmek amacıyla sistemin performans parametrelerinin farklı mesh yapıları için elde edilen değerleri Çizelge 9.6'da verilmiştir. Seçilen mesh yapısı kalitesinde duvar fonksiyonların program tarafından ihtiyaç duyulan  $y^+$  boyutsuz parametresi değeri olan 11,06'yı sağladığı Şekil 9.31'den görülmektedir.

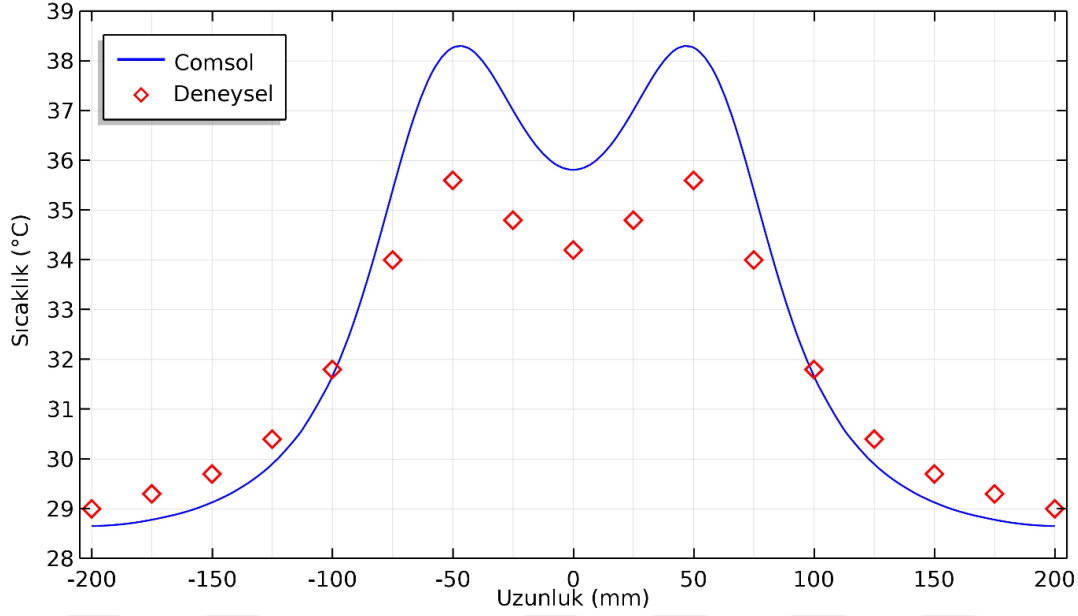




Şekil 9.31 :  $y^+$  değerinin kontrol hacmi duvarları boyunca değişimi.

Çizelge 9.6 : Simülasyonun mesh yapısından bağımsızlığı.

Parametre	Fine	Finer	Extra Fine	Extremely Fine	User Defined
Eleman Sayısı	21126	48376	60582	105159	614778
Giriş Basıncı (Pa)	101328	101328	101328	101328	101328
Çıkış Basıncı (Pa)	101325	101325	101325	101325	101325
Kovan Üzerinde Isıya Dönüşen Güç (W)	899,75	899,75	899,75	899,75	899,75
Bobin Üzerinde Isıya Dönüşen Güç (W)	50,25	50,25	50,25	50,25	50,25
Havaya Aktarılan Isıl Güç (W)	950,55	950,79	950,83	950,93	951,82
Havanın Kanaldan Çıkış Sıcaklığı (°C)	30,565	30,566	30,566	30,566	30,568
Havanın Kovandan Çıkış Sıcaklığı (°C)	39,06	39,46	39,468	39,461	39,595
Havanın Bobin-Kovan Arasından Çıkış Sıcaklığı (°C)	29,233	29,201	29,198	29,198	29,184
a: Giriş Kütleli Debisi (kg/s)	0,45196	0,45196	0,45196	0,45196	0,45196
b: Çıkış Kütleli Debisi (kg/s)	0,45196	0,45196	0,45196	0,45196	0,45196
a-b: Kütleli Korunumu (kg/s)	0	0	0	0	0
c: Sistemde Biriken Toplam Enerji Oranı (W)	0	0	0	0	0
d: Toplam Net Enerji Oranı (W)	950,57	950,84	950,89	951	951,89
e: Toplam Isıl Güç Kaynağı (W)	949,96	950,01	950	950	950
f: Toplam İş Kaynağı (W)	0	0	0	0	0
c+d-e-f: Enerjinin Korunumu (W)	0,61	0,83	0,89	1	1,89



**Şekil 9.32 :** Kanal çıkış çapı boyunca havanın sahip olduğu sıcaklık profili.

Havanın kanal çıkışındaki sıcaklık profili Şekil 9.32’de verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi, simülasyon sonucu elde edilen sıcaklık profili deneysel ölçümlerle benzer eğilime sahiptir. Ancak, I. bölgeden çıkan akım sıcaklığının II. bölgeden çıkan akım sıcaklığından daha düşük hassasiyetle simülasyon tarafından belirlendiği gözlenmiştir. Havanın I. bölgeden çıkış sıcaklığının, II. bölgeden çıkış sıcaklığından yaklaşık 5°C fazla olduğu tespit edilmiştir.

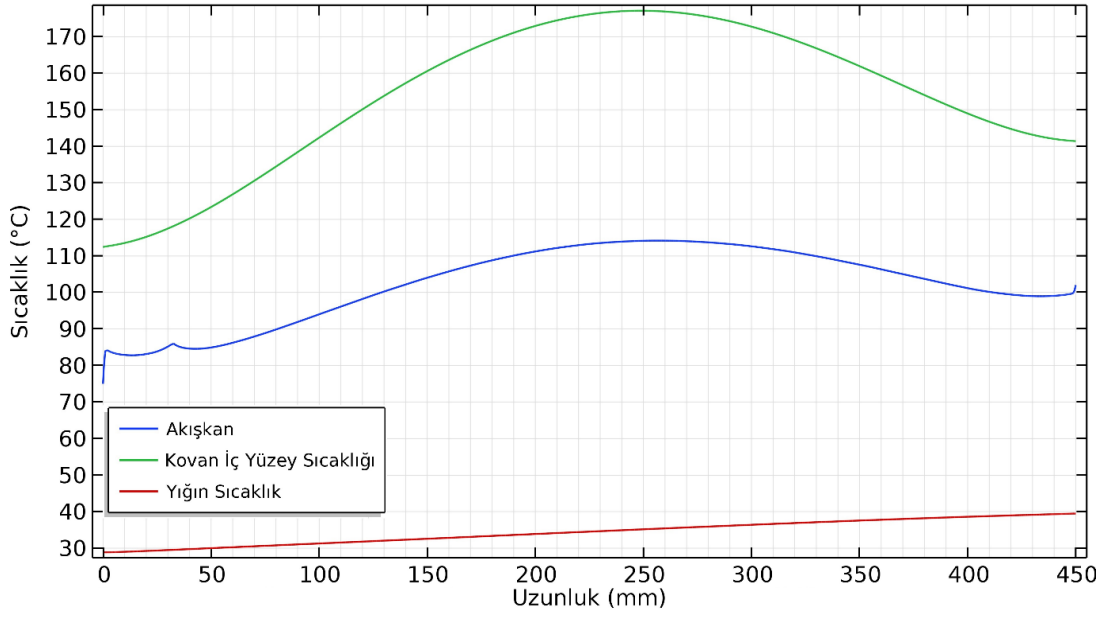
Tez kapsamında incelenen sistem için bobine verilen elektriksel gücün, havaya aktarılan ısı gücün ve termal verimin belirsizlik değerleri sırasıyla %1,02, %5,82 ve %5,91 olarak hesaplanmıştır. Simülasyondan elde edilen sonuçların deneysel sonuçlar ile kıyaslandığında farkın maksimum  $\pm\%10$  aralığında olması simülasyonlar için yapılan kabullerin tutarlı olduğunun somut bir göstergesidir. Simülasyon ve deneysel sonuçlar arasındaki farklılıkların sebepleri arasında kovan materyalinin mikroyapısının homojen olmaması, elektromanyetik anizotropi ve histeresiz etkisinin ihmal edilmesi, toplam güç değerinin ideal sınır şartı olarak indüktöre tanıtılması (bu durumda deneysel olarak elde edilen güç değeri sürekli sabit değildir), bobin ve kovanın ideal aksisimetrik geometri olarak modele tanıtılması (gerçekte bobin ve kovan kanal merkezine tam olarak hizlanmamış olabilir), indüktörün iki sarımı ve kovan ile olan mesafesinin eşit olacak şekilde modele tanıtılması (bu durumda ideallikten sapma söz konusu olabilir) gösterilmektedir. Simülasyondan elde edilen sonuçların tutarlılığının deneysel bulgularla doğrulanması ve mesh yapısından

bağımsızlığının kanıtlanması dışında, kalıntı miktarından da bağımsızlığının kanıtlanması, ayrıca kontrol hacmindeki kütle denkliği ve enerji denkliğinin de sağlandığının belirtilmesi gerekmektedir (Bird ve diğ., 2007). Bu kapsamda, üç farklı kalıntı miktarına bağlı olarak sistemin performans parametrelerindeki değişim ile kütle ve enerji denkliği Çizelge 9.7’de verilmiştir. Çizelgeden görüldüğü gibi, kalıntı değerinin düşürülmesiyle birlikte koşturulan simülasyonlardan elde edilen sonuçlar birbirleriyle uyum içerisindedir. Kütlenin korunumu simülasyonlarda hatasız sağlanırken enerjinin korunumu sisteme kontrol hacmi sınırlarından 950 W’lık güç girişi gözetildiğinde %0,1’lik hatayla sağlanmıştır.

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında iş akışkanı olarak hava kullanılması durumunda sistemin sürekli rejimdeki performansı ve kanal içerisindeki değişkenler deneysel bulgularla doğrulanmış simülasyon sonuçları ile açıklanmıştır. Tez kapsamında üzerinde durulan bir diğer husus ise havanın kanal içerisindeki akış doğrultusunda ısı enerjisini kazanma karakteristiğinin belirlenmesidir. Bunun için kovan iç yüzeyi ile bobin dış yüzeyi için literatürde var olan farklı Nusselt korelasyonlarının tez kapsamında ele alınan sistem için geçerliliği incelenmiştir. Şekil 9.33’te kovan iç yüzeyi boyunca karakteristik sıcaklık değerleri verilmiştir.

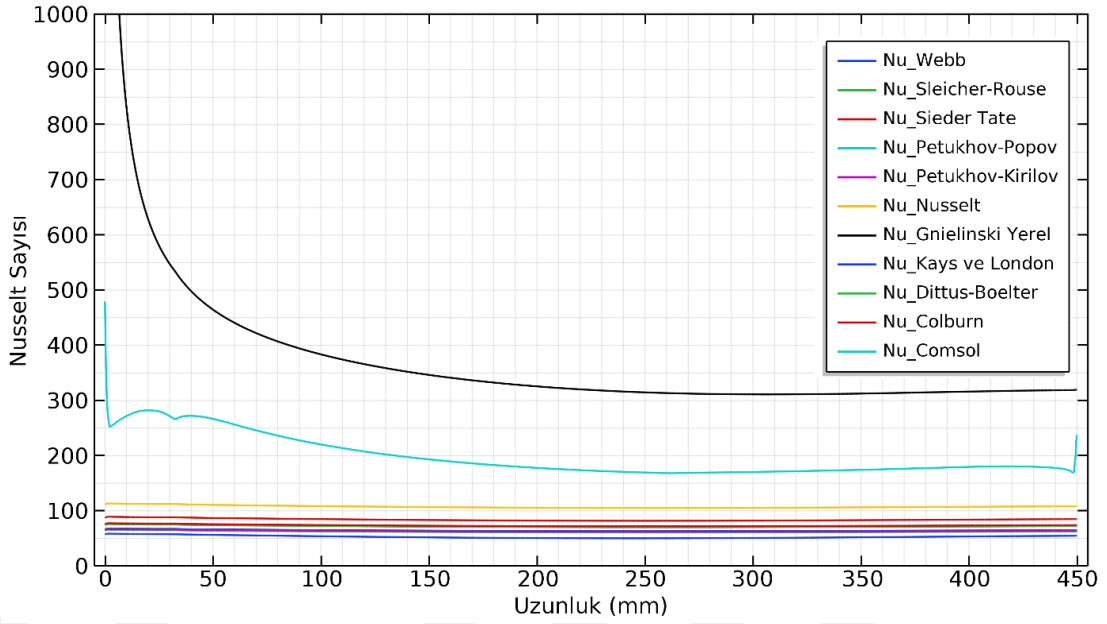
**Çizelge 9.7 : Simülasyonun kalıntılardan bağımsızlığı.**

<b>Parametre</b>	<b>10<sup>-3</sup></b>	<b>10<sup>-6</sup></b>	<b>10<sup>-9</sup></b>
Giriş Basıncı (Pa)	101328	101328	101328
Çıkış Basıncı (Pa)	101325	101325	101325
Kovan Üzerinde Isıya Dönüşen Güç (W)	899,75	899,75	899,75
Bobin Üzerinde Isıya Dönüşen Güç (W)	50,25	50,25	50,25
Havaya Aktarılan Isıl Güç (W)	950,83	950,82	950,82
Havanın Kanaldan Çıkış Sıcaklığı (°C)	30,566	30,566	30,566
Havanın Kovandan Çıkış Sıcaklığı (°C)	39,468	39,467	39,467
Havanın Bobin-Kovan Arasından Çıkış Sıcaklığı (°C)	29,198	29,199	29,199
a: Giriş Kütleli Debisi (kg/s)	0,45196	0,45196	0,45196
b: Çıkış Kütleli Debisi (kg/s)	0,45196	0,45196	0,45196
a-b: Kütlenin Korunumu (kg/s)	0	0	0
c: Sistemde Biriken Toplam Enerji Oranı (W)	0	0	0
d: Toplam Net Enerji Oranı (W)	950,89	950,88	950,88
e: Toplam Isıl Güç Kaynağı (W)	950	950	950
f: Toplam İş Kaynağı (W)	0	0	0
c+d-e-f: Enerjinin Korunumu (W)	0,89	0,88	0,88



**Şekil 9.33 :** Kovan iç yüzeyindeki sıcaklık dağılımları.

Grafikte kovan iç yüzey sıcaklığı, sınır tabaka içerisindeki akışkan sıcaklığı ve kovan içerisinde geçen akışkanın yığın sıcaklık değerleri verilmiştir. Sınır tabaka içerisindeki akışkan sıcaklığının kovan iç yüzey sıcaklığıyla giriş bölgesi dışında benzer eğilime sahip olduğu gözlenmiştir. Bu duruma giriş bölgesinde oluşan çalkantılı alan sebebiyle akışkan sıcaklığında yaşanan dalgalanmanın neden olduğu tespit edilmiştir. Sınır tabaka içerisindeki akışkan sıcaklığı ile kovan iç cidarı arasında maksimum  $64^{\circ}\text{C}$ , minimum  $30^{\circ}\text{C}$  sıcaklık farkı gözlenmiştir. Kovan içerisinde geçen akışkan sıcaklığının ise kovan boyunca  $11^{\circ}\text{C}$  arttığı tespit edilmiştir. Elde edilen sıcaklık değerlerine bağlı olarak hesaplanan Nusselt sayılarının kovan iç yüzeyi boyunca değişimi Şekil 9.34'te verilmiştir.



**Şekil 9.34 :** Kovan iç yüzeyi boyunca Nusselt sayısının değişimi.

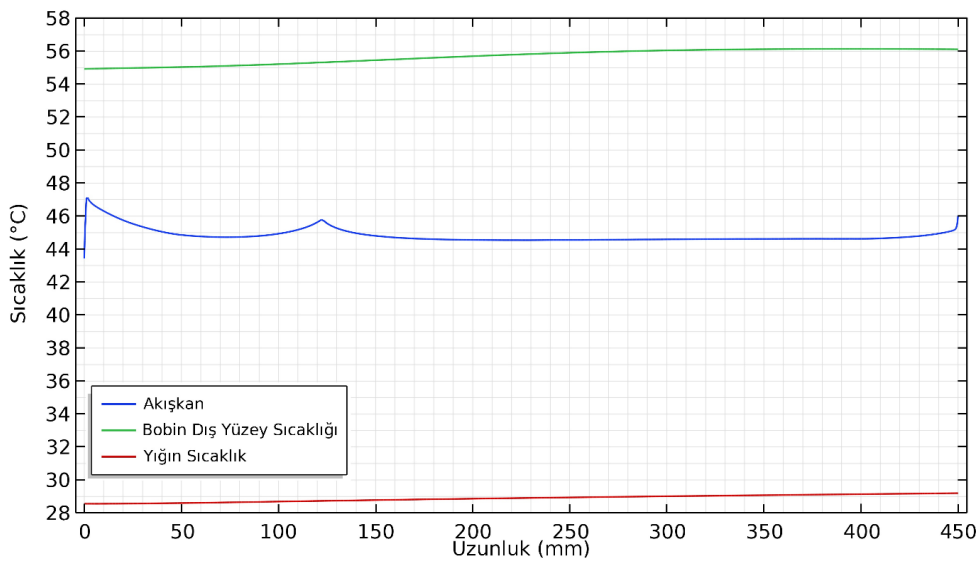
Kontrol hacmine tam gelişmiş olarak girdiği kabul edilen ve daha sonra bu durumun simülasyonlarla doğrulandığı hava akımı, ısıtıcıya ulaştığında I. bölge ve II. bölge olmak üzere iki akıma ayrılmaktadır. Bu akımlar hidrodinamik olarak ısıtıcının girişinden itibaren gelişmeye başlamaktadırlar. Grafikte belirtilen bazı Nusselt sayıları, materyal ve metot kısmında belirtildiği gibi, hidrodinamik veya hem hidrodinamik hem de termal olarak tam gelişmiş türbülanslı akış için kullanılabileceği belirtilen korelasyonlardır. Bu nedenle, hidrodinamik olarak gelişmiş akış şartına dayanan Nusselt sayılarının değerleri, Şekil 9.34'ten görüldüğü gibi, 100'ün altında kalmıştır. Giriş etkilerini içeren Nusselt korelasyonu ise her ne kadar 100'ün üzerinde bir değere sahip olsa da simülasyon sonucu elde edilen eğriden hem daha düşük değerde hem de karakteristiğini yansıtmayan bir eğri ortaya koymuştur. Öte yandan, hem giriş etkilerinin hem de yüzey-akışkan sıcaklıkları arasındaki farkın büyük olması durumundaki termal etkileri içeren Gnielinski korelasyonu, simülasyondan elde edilen eğriye daha yakın karaktere sahip bir eğri ortaya koysa da, eğrinin sahip olduğu değerler daha yüksek elde edilmiştir. Sonuç olarak, literatürden derlenen tüm Nusselt korelasyonlarının kovan içerisindeki taşınım ile gerçekleşen ısı transferini belirlemede kullanılmalarının uygun olmadığı tespit edilmiştir. Çizelge 9.8'de verilen I. bölgeye ait ortalama ısı taşınım katsayılarında da Nusselt korelasyonlarının simülasyon sonuçlarını yansıtmadığı görülmektedir. Simülasyon sonucunda en yakın ısı taşınım katsayısının deney düzeneği için Nusselt tarafından verilen Nusselt korelasyonunun verdiği tespit

edilmiştir. Simülasyon ile korelasyonlardan elde edilen değerlerin arasındaki farkın oluşma sebepleri arasında Nusselt korelasyonlarının uygulanma ilkesi olan sabit ısı akısı veya sabit yüzey sıcaklığı şartının indüksiyonlu gaz ısıtıcısı için geçerli olmaması gösterilebilir. Her ne kadar “indüksiyonla ısıtmada sabit ısı akısı veya sabit yüzey sıcaklığı meydana gelir” gibi genel bir kanı varsa da, ne ısı akısının ne de sıcaklığın kovan boyunca sabit kalmadığı deneylerle ve simülasyonla belirlendiğinden indüksiyonlu gaz ısıtıcısı için yeni bir Nusselt korelasyonunun geliştirilmesi gerektiği değerlendirilmektedir.

**Çizelge 9.8 :** I. bölge ortalama ısı taşınım katsayısı.

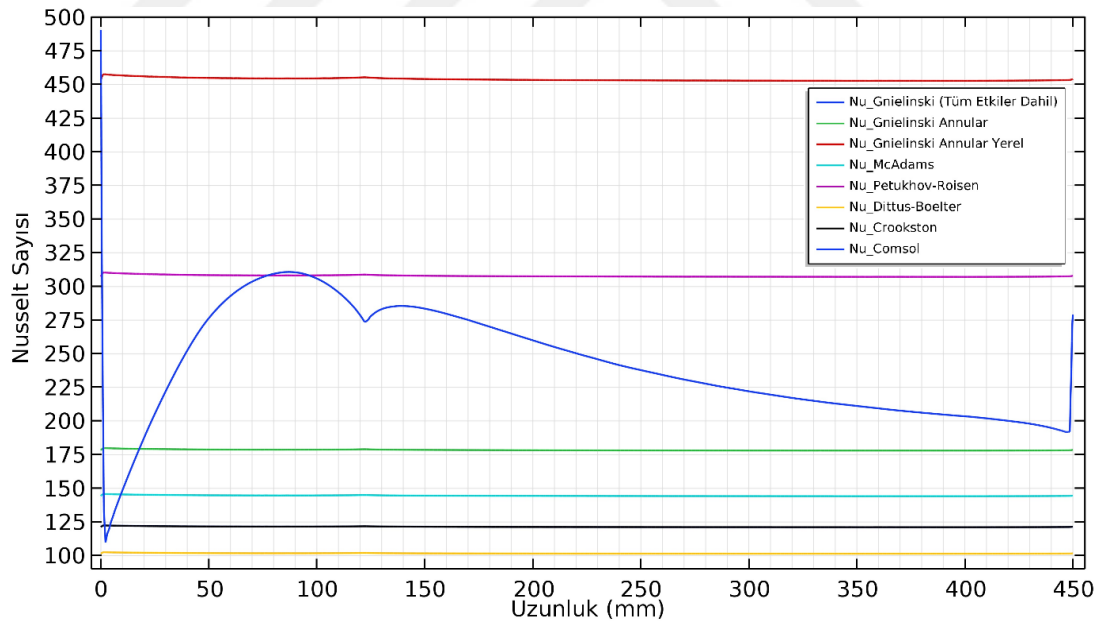
Nusselt Korelasyonu	Isı Taşınım Katsayısı (W/m <sup>2</sup> .K)	Fark (%)
Comsol	41,49	-
Webb	15,85	61,80
Sleicher-Rouse	15,268	63,20
Sieder Tate	20,632	50,27
Petukhov-Popov	15,609	62,38
Petukhov-Kirilov	15,574	62,46
Nusselt	26,373	36,44
Gnielinski Yerel	94,474	127,70
Kays ve London	13,005	68,66
Dittus-Boelter	17,632	57,50
Colburn	18,055	56,48

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında havanın ısıtıcıdan enerji kazandığı bir başka bölge bobin dış yüzeyidir. Bobin dış yüzeyine ait karakteristik sıcaklık değerleri Şekil 9.35’te verilmiştir.



**Şekil 9.35 :** Bobin dış yüzeyi sıcaklık dağılımları.

Grafikte bobin dış yüzey sıcaklığı, sınır tabaka içerisindeki akışkan sıcaklığı ve bobin dış yüzeyi ile kanal arasından geçen akışkanın sahip olduğu yığın sıcaklık değerleri verilmiştir. Akışkan akımının etkisi ile bobin dış yüzeyinde oluşan maksimum sıcaklığın ısıtıcı çıkışına doğru sürüklendiği belirlenmiştir. Isıtıcının girişinde kovan içerisindeki sınır tabakada olduğu gibi bobin dış yüzeyinde de oluşan çalkantılı alan sebebiyle sıcaklıkta bir dalgalanma olduğu görülmüştür. Ancak, sınır tabaka sıcaklığının çalkantılı alan dışında sabit değere sahip olduğu belirlenmiştir. Sınır tabaka içerisindeki akışkan sıcaklığı ile bobin dış yüzeyi arasında maksimum  $12^{\circ}\text{C}$ , minimum  $8^{\circ}\text{C}$  sıcaklık farkı gözlenmiştir. Bobin dış yüzeyi ile kanal arasından geçen akışkan sıcaklığının  $1,2^{\circ}\text{C}$  arttığı tespit edilmiştir. Elde edilen sıcaklık değerlerine bağlı olarak hesaplanan Nusselt sayılarının bobin dış yüzeyi boyunca değişimi Şekil 9.36'da verilmiştir. Şekil 9.14'te verilen hız akım çizgileri incelendiğinde, ısıtıcı girişinde ve bobin dış yüzeyi üzerinde oluşan çalkantılı alanın, kovan içerisinde oluşan çalkantılı alandan daha büyük olduğu görülmektedir. Bu durumun bir sonucu olarak kovan iç yüzeyi için simülasyondan elde edilen eğride gözlemlenen dalgalanma, bobin dış yüzeyinden daha küçük elde edilmiştir.



**Şekil 9.36** : Bobin dış yüzeyi boyunca Nusselt sayısının değişimi.

Bobin dış yüzeyi için çalkantılı alan içerisinde kalan bölgenin sahip olduğu yerel Nusselt sayısının çalkantılı alan dışından daha büyük değere sahip olduğu tespit edilmiştir. Kovan içerisine benzer şekilde, bobin dış yüzeyi için de literatürden derlenen Nusselt sayılarının, simülasyon sonucu elde edilen eğriyi yansıtmadığı

görülmüştür. İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında II. bölgeye ait ortalama ısı taşınım katsayılarının değerleri Çizelge 9.9’da verilmiştir. Çizelgeden görüldüğü gibi simülasyon ile Nusselt korelasyonlarından elde edilen ısı taşınım katsayıları arasındaki minimum fark Gnielinski Annular ve Petukhov-Roisen denklemleri için elde edilmiştir. Elde edilen fark kovan içerisindeki minimum farktan daha düşük değerdedir.

**Çizelge 9.9 : II. bölge ortalama ısı taşınım katsayısı.**

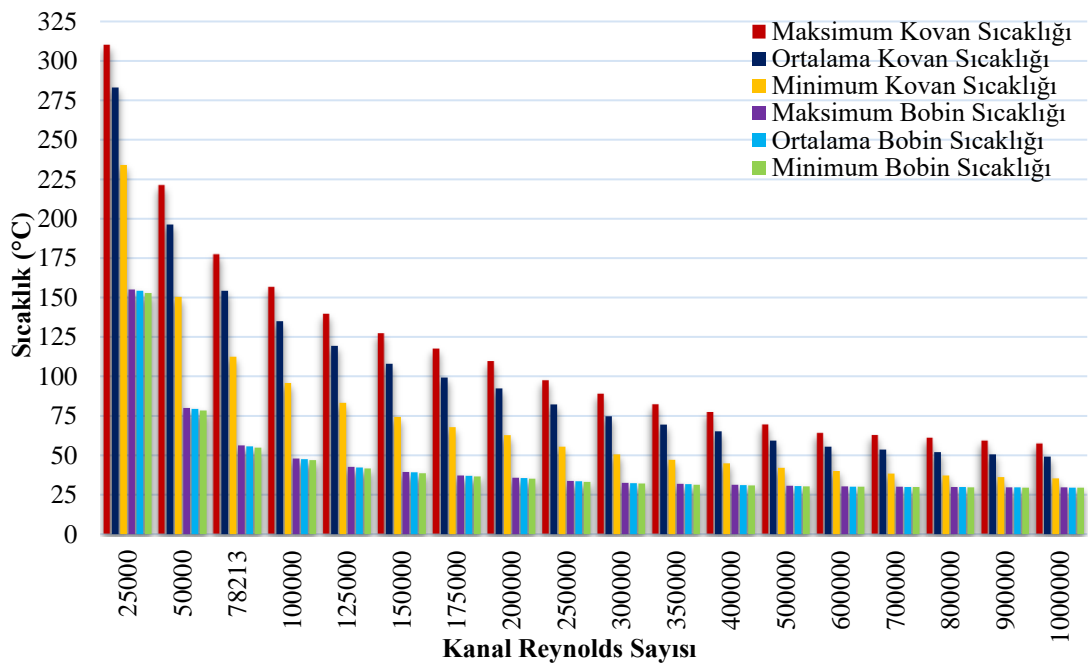
<b>Nusselt Korelasyonu</b>	<b>Isı Taşınım Katsayısı (W/m<sup>2</sup>.K)</b>	<b>Fark (%)</b>
Cmsol	36,01	-
Gnielinski (Tüm Etkiler Dahil)	18,15	49,60
Gnielinski Annular	26,677	25,92
Gnielinski Annular Yerel	67,841	88,39
McAdams	21,601	40,01
Petukhov-Roisen	46,009	27,77
Dittus-Boelter	15,198	57,80
Crookston	18,149	49,60



### 9.3 Parametrik Analiz Sonucu Elde Edilen Bulgular

#### 9.3.1 Kanal giriş Reynolds sayısına bağlı bulgular

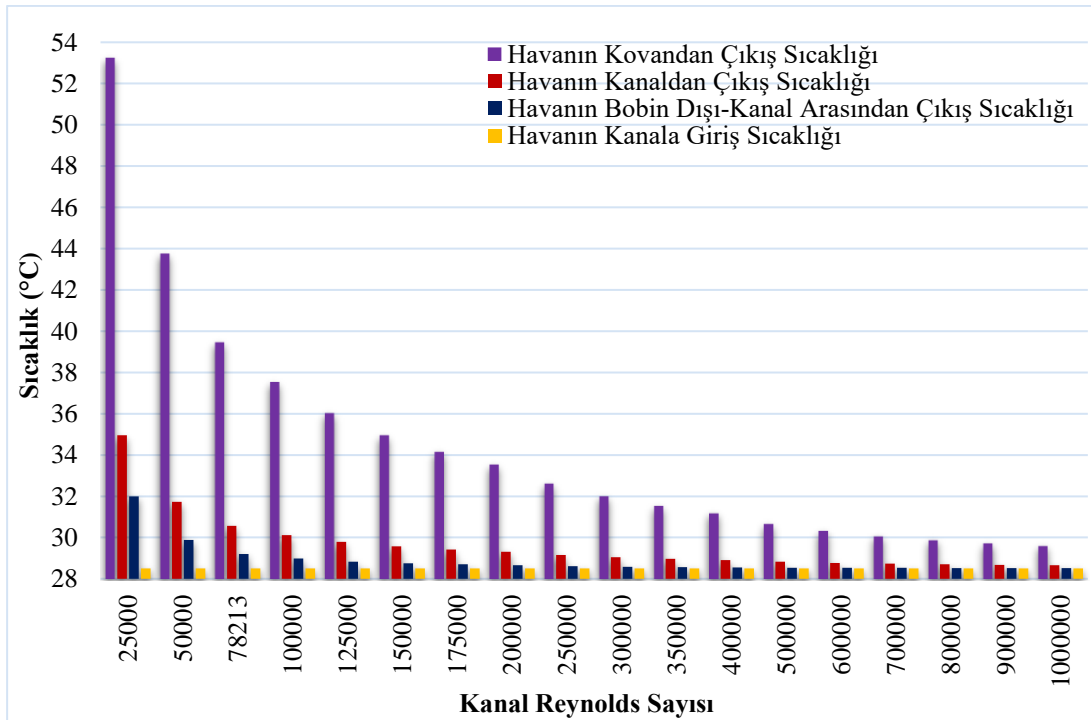
Sisteminin termal verimi, oluşan tüm ısı enerjisinin havaya tamamen aktarılmasından dolayı her koşulda %100 olmaktadır. Bu kapsamda ısıtıcının çalışabileceği Reynolds sayısı aralığı sistem komponentlerinin dayanım sıcaklığı ve elde edilecek sıcaklık farkı ile ilişkilendirilmiştir. Şekil 9.37’de kanal Reynolds sayısına bağlı olarak kovan ve bobin sıcaklıklarının değişim grafiği verilmiştir. Burada Reynolds sayısının 78213’e eşit olduğu durum deney düzeneğini nitelemektedir.



Şekil 9.37 : Kovan ve bobin sıcaklıklarının kanal Reynolds sayısına bağlı değişimi.

Şekil 9.37’de görüldüğü gibi her Reynolds sayısı için kovan üzerindeki ortalama sıcaklık değeri kovanın maksimum ve minimum sıcaklığının aritmetik ortalamasına eşit değildir ve Reynolds sayısı 600000’e ulaşana kadar eksponansiyel şekilde azalmaktadır. Kovan maksimum ve minimum sıcaklığının azalış eğilimi bobin sıcaklıklarına göre Reynolds sayısının artışıyla bağlantılı olarak daha geç gerçekleşmektedir. Bobin sıcaklıkları Reynolds sayısı 400000’e ulaştıktan sonra kayda değer şekilde değişmemektedir. Ayrıca, bobin yüzeyindeki sıcaklık dağılımının kovan yüzeyinden daha homojen olduğu gözlenmiştir. Sistemin çalışabileceği minimum Reynolds sayısı değerinin göz önüne alınan değerler arasında deney düzeneğinin sahip olduğu 78213 olduğu belirlenmiştir. Daha düşük

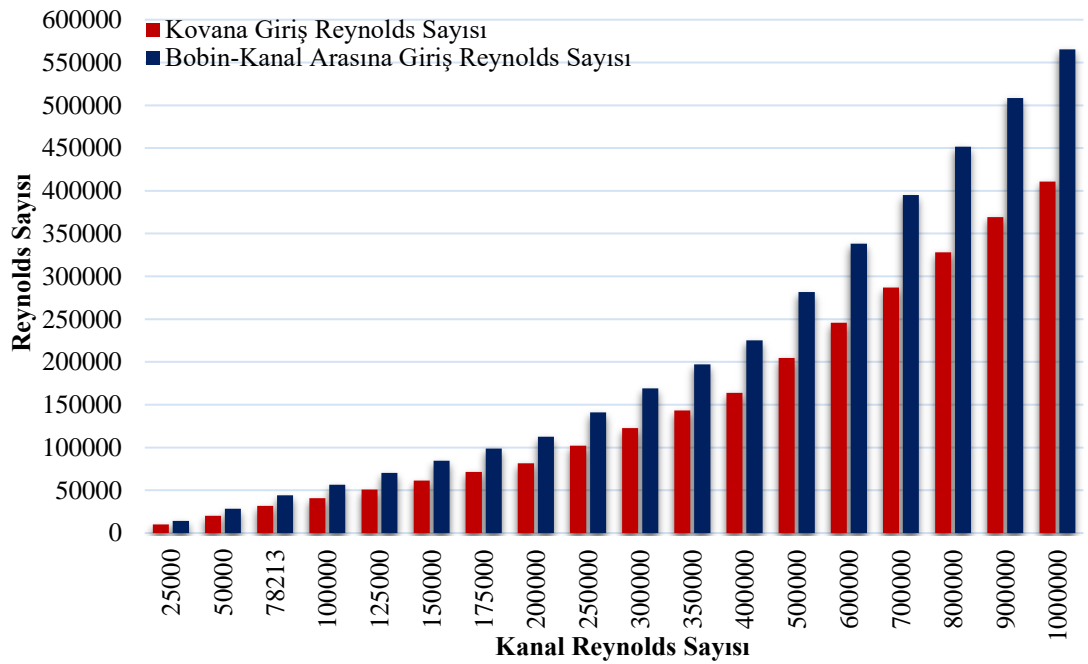
Reynolds sayılarında kovan maksimum sıcaklığı, bobin ile kovan arasında bulunan izolasyonun dayanabileceği en yüksek sıcaklık değeri olan 200°C'yi aştığından uygun değildir. Ancak, bu durum bobin sargıları için geçerli değildir. Bu bölgede maksimum sıcaklık 155°C'dir ve güvenilir limitler içerisindedir. Kovan tarafında altta kalan izolasyonun yanma ihtimaline karşılık ısıtıcı sistemine beslenmesi gereken havanın minimum Reynolds sayısının 78213 olması gerektiği bu kapsamda tespit edilmiştir. Isıtıcının farklı lokasyonlarındaki hava sıcaklığının Reynolds sayısına bağlı değişimi Şekil 9.38'de verilmiştir.



**Şekil 9.38 :** Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının kanal Reynolds sayısına bağlı değişimi.

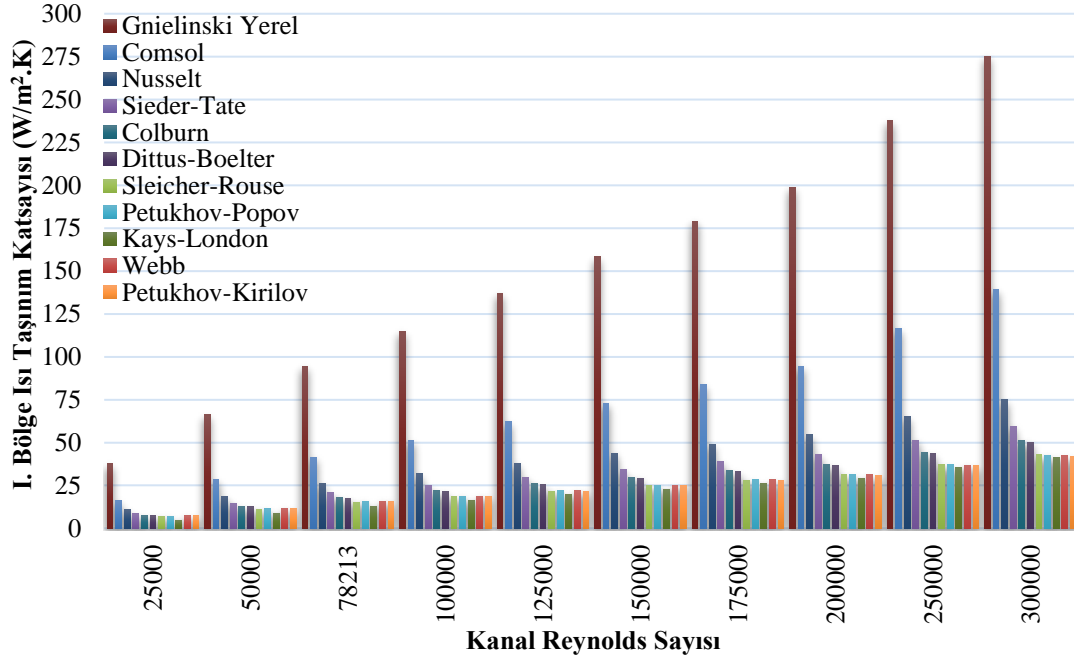
Şekil 9.38'de görüldüğü gibi havanın kanala giriş sıcaklığı simülasyonlarda 28,5°C'de sabit tutulmuştur ve referans olması maksadıyla şekle eklenmiştir. Reynolds sayısının artışına bağlı olarak havanın çıkış sıcaklıklarının azalış eğiliminde olduğu gözlenmiştir. Havanın I. bölge ile II. bölge arasından çıkış sıcaklıkları arasındaki farkın Reynolds sayısının artışına bağlı olarak azaldığı belirlenmiştir. Havanın kanaldan çıkış sıcaklığında Reynolds sayısının 500000 değerinden itibaren kayda değer bir değişim olmadığı gözlenmiştir. Reynolds sayısının 1000000 olması durumunda havanın kanala giriş ve çıkış sıcaklıkları arasındaki farkın 0,16°C olacağı tespit edilmiştir. Minimum 1°C'lik sıcaklık farkı yaratmak için, havanın kanala giriş Reynolds sayısının 150000 olması gerektiği

belirlenmiştir. Her ne kadar düşük Reynolds sayılarında daha yüksek hava sıcaklığının elde edilebileceği tespit edilmiş olsa da izin verilen maksimum izolasyon sıcaklığı aşılmış olacağından, hava hızının bu Reynolds sayılarına karşılık gelen 3,1 m/s'den küçük değerlerinde sistemin çalıştırılmasının uygun olmayacağı sonucuna ulaşılmıştır. Isı taşınım katsayılarının hesaplanmasında kullanılan Nusselt korelasyonlarının geçerli olduğu Reynolds sayısı alt ve üst limit değerleri materyal ve metot başlığı altında sırasıyla 10000 ve 5000000 olarak belirtilmiştir. Ancak, parametrik çalışma kapsamında laminer akış ve Reynolds sayısının 1000000'dan büyük değerlerinin incelenmesi kapsam dışı bırakılmıştır.



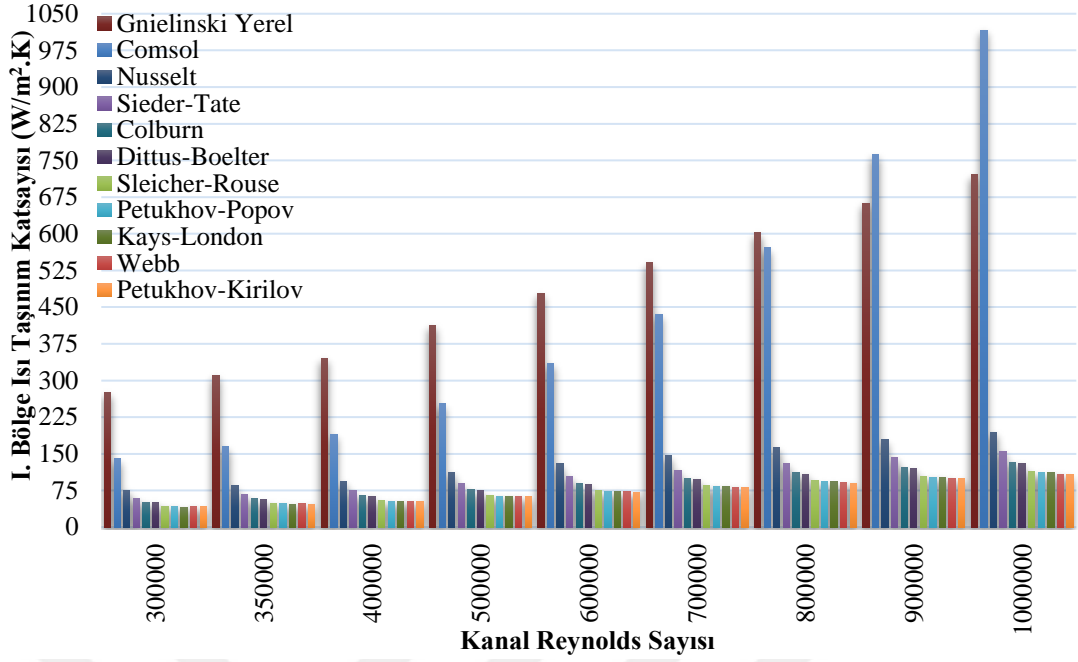
**Şekil 9.39 :** Havanın kovan içerisine ve bobin dışı-kovan arasına giriş Reynolds sayısının kanal Reynolds sayısına bağlı değişimi.

Şekil 9.39'da gösterildiği gibi, kanaldaki Reynolds sayısının artmasıyla birlikte I. bölge ve II. bölgeye giriş Reynolds sayıları arasındaki farkın arttığı gözlenmiştir. Reynolds sayısının artışına bağlı olarak I. bölge ısı taşınım katsayısının sahip olduğu eğimin 0-300000 ve 300000-1000000 arasında farklı değere sahip olması nedeniyle ısı taşınım katsayısının Reynolds sayısına bağlı değişimi ayrı grafikler altında, Şekil 9.40 ve Şekil 9.41'de verilmiştir. Şekil 9.40'ta görüldüğü gibi, simülasyon sonucu elde edilen ortalama ısı taşınım katsayısının değeri Reynolds sayısının artışına bağlı olarak artmakta, Nusselt korelasyonundan uzaklaşmakta ve Gnielinski korelasyonuna yaklaşmaktadır. Eğrinin sahip olduğu eğilim çizgisi incelendiğinde ( $y = 0,0004x + 6,1653$ ;  $R^2=0,9997$ ) lineer bir karaktere sahip olduğu belirlenmiştir.



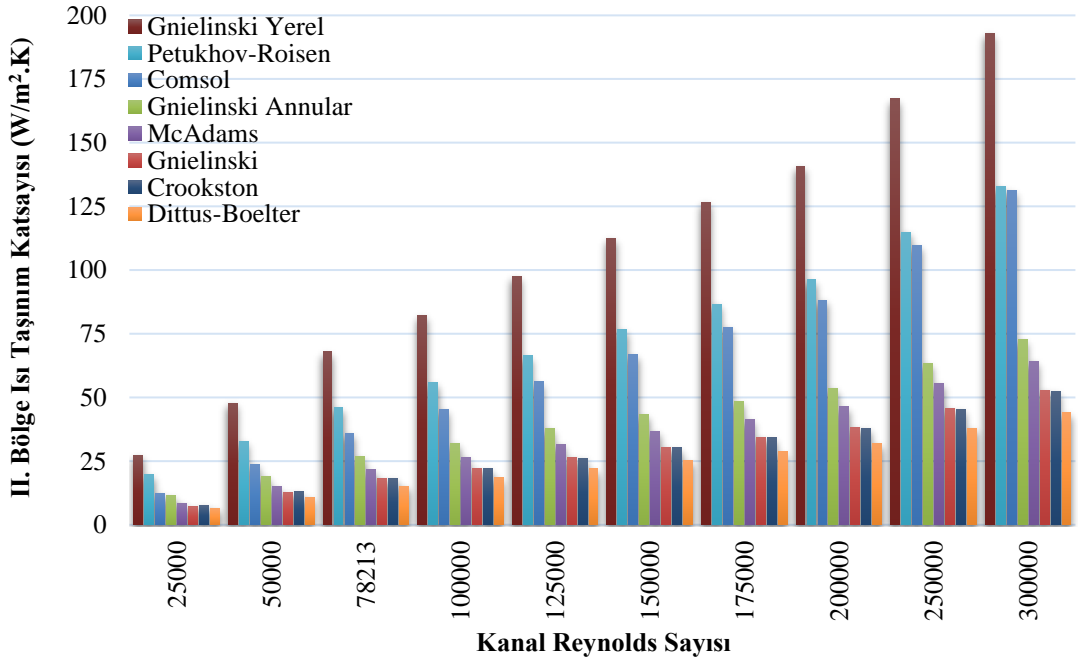
**Şekil 9.40 :** I. bölge ısı taşınım katsayısının kanal Reynolds sayısının 25000-300000 aralığındaki değişimi.

Bu kapsamda, ısıtıcının 25000-300000 Reynolds sayısı arasındaki sahip olacağı ısı taşınım katsayısı tespit edilebilir hale getirilmiştir. Şekil 9.41 incelendiğinde, simülasyon sonucu elde edilen ortalama ısı taşınım katsayısının değeri Reynolds sayısının 800000 olması durumunda Gnielinski korelasyonuna oldukça yaklaşmış ve 900000 değerinde geçtiği tespit edilmiştir. Eğrinin sahip olduğu eğilim çizgisinin ( $y = 61,393e^{3E-06x}$ ;  $R^2=0,9997$ ) ekponansiyel karaktere sahip olduğu belirlenmiştir. Kanala giriş sıcaklığının ve kontrol hacmine giren işin sabit tutulduğu parametrik analizde Reynolds sayısının artışına bağlı olarak havanın kanaldan çıkış sıcaklığının azaldığı Şekil 9.38’de gösterilmiştir. Enerjinin korunumu prensibi gereği, sistem sürekli rejime ulaştığında, kontrol hacmi içerisine giren toplam enerji miktarı kontrol hacminden çıkan akımın sahip olduğu enerji miktarına eşit olmalıdır. Bu kapsamda her ne kadar Reynolds sayısının artışına bağlı olarak havanın kontrol hacmindeki giriş ve çıkış sıcaklıkları arasındaki fark azalsa da bobine verilen gücün tamamının havaya aktarılması kaçınılmazdır. Bu durumun bir sonucu olarak azalan sıcaklık farkına karşın ısı taşınım katsayısı artış eğilimi sergilemiştir.

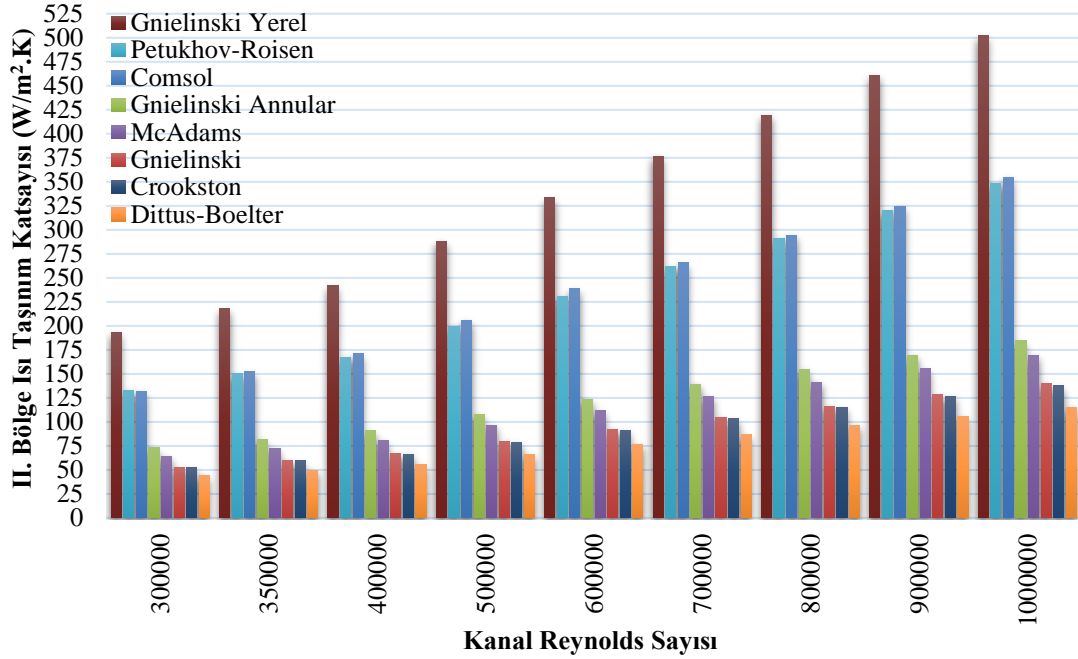


Şekil 9.41 : I. bölge ısı taşınım katsayısının kanal Reynolds sayısının 300000-1000000 aralığındaki değişimi.

I. bölge ısı taşınım katsayısının sahip olduğu farklı eğim değeri II. bölge için geçerli olmamasına karşılık, eğrinin skalasını daraltarak daha iyi inceleme şansı elde etmek için bobin-kanal arası ısı taşınım katsayısı da kanal içinde olduğu gibi iki farklı grafik altında (Şekil 9.42 ve 9.43) incelenmiştir.



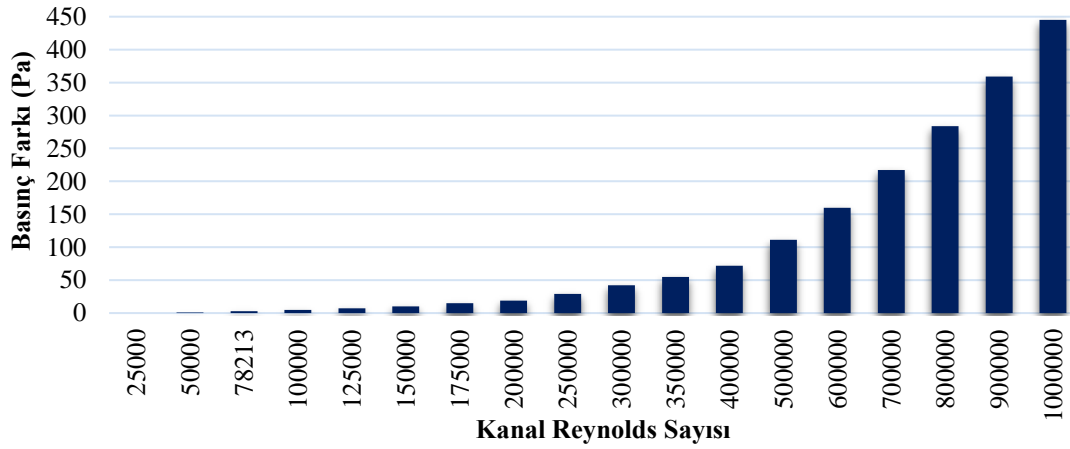
Şekil 9.42 : II. bölge ısı taşınım katsayısının kanal Reynolds sayısının 25000-300000 aralığındaki değişimi.



**Şekil 9.43 :** II. bölge ısı taşınım katsayısının kanal Reynolds sayısının 300000-1000000 aralığındaki değişimi.

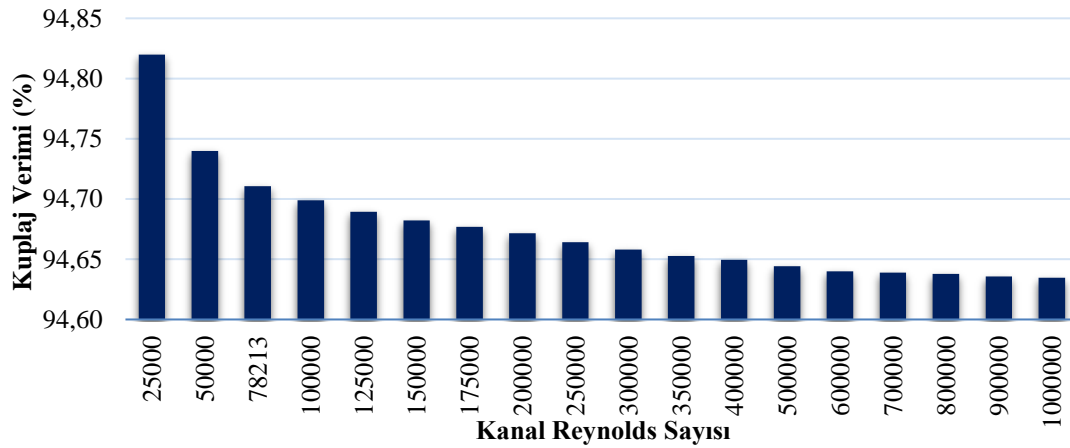
Simülasyondan elde edilen ve II. bölgeden akan akışkanın ortalama ısı taşınım katsayısı değerinin I. bölgedeki durum ile benzer şekilde artan Reynolds sayısına bağlı olarak arttığı gözlenmiştir. Simülasyon eğrisinin karakteri incelendiğinde Reynolds sayısının 25000-1000000 aralığında olması durumunda II. bölge ısı taşınım katsayısının 2. derece polinomik denklem ile ( $y = -1E-10x^2 + 0,0005x + 0,7282$ ;  $R^2=0,9996$ ) ifade edilebileceği tespit edilmiştir. Simülasyondan elde edilen ortalama ısı taşınım katsayısının, Petukhov-Roisen denkleminden elde edilen değer ile Reynolds sayısının 300000'e eşit olması durumunda yaklaşık olarak eşdeğer olduğu belirlenmiştir. Reynolds sayısının 300000-1000000 arasında simülasyondan ve Petukhov-Roisen denkleminden elde edilen sonuçları arasındaki maksimum bağıl hatanın %1,93 olduğu saptanmıştır. Bu aralık içerisinde Petukhov-Roisen denkleminin sistemin bobin dış yüzeyi ile kanal arasından geçen akışkanın kazandığı ısı gücü tayin etmede kullanılabileceği tespit edilmiştir. Şekil 9.35'te verilen bobin dış yüzeyine ait sıcaklık değişiminin ısıtıcı uzunluğu boyunca değişimi incelendiğinde maksimum 1°C'lik fark olduğu belirlenmiştir. Oluşan 1°C'lik sıcaklık farkının ihmal edilmesiyle, bobin dış yüzeyi için Nusselt korelasyonlarının uygulanma şartlarından biri olan sabit yüzey sıcaklığı koşulu sağlanmış olduğundan, Petukhov-Roisen denkleminin simülasyon sonucuyla benzer değerleri yansıtması II. bölge için literatürde belirtilen korelasyonların kullanılabileceğinin

somut bir göstergesidir. Kontrol hacmi içerisinde, basınç farkının Reynolds sayısına bağlı değişimi Şekil 9.44'te verilmiştir.



**Şekil 9.44 :** Kanaldaki basınç farkının kanal Reynolds sayısına bağlı değişimi.

Şekilden görüldüğü gibi, Reynolds sayısının artmasıyla birlikte kontrol hacmi sınırlarındaki basınç farkı değeri de artmıştır. Reynolds sayısının 25000 ve 1000000'a eşit olması durumunda sırasıyla 0 ve 445 Pa'lık bir basınç farkının oluşacağı tespit edilmiştir. Basınç farkı değerlerinin bu denli küçük olması yüksek kanal hızlarında bile ısıtıcı sisteminin karşı basınç oluşturmadığının göstergesidir. Kuplaj veriminin Reynolds sayısına bağlı değişimi Şekil 9.45'te verilmiştir.

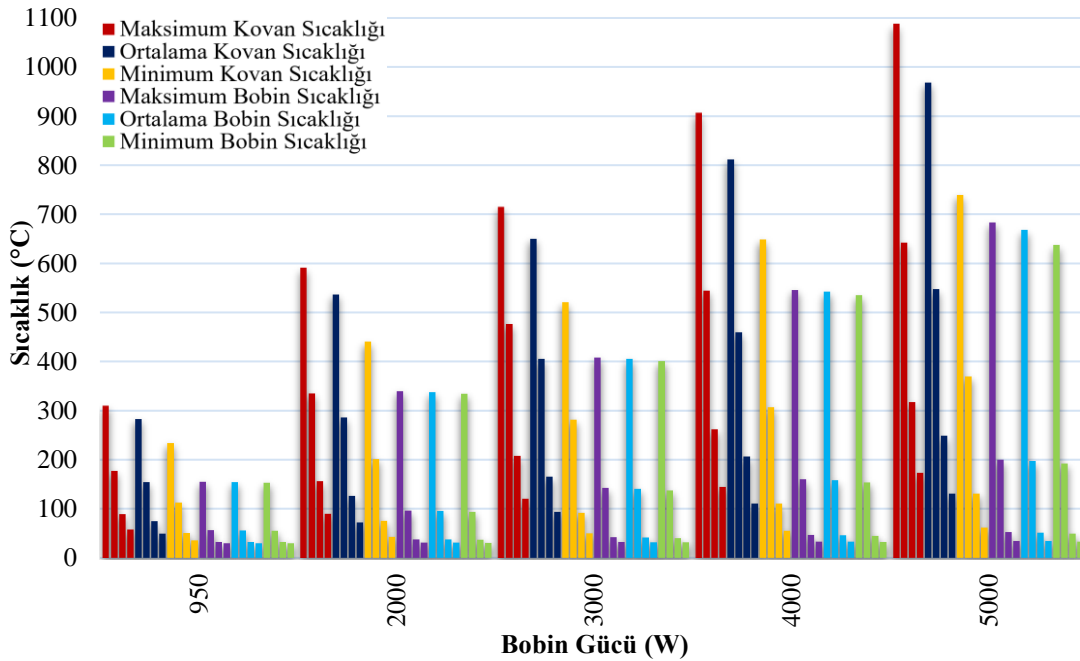


**Şekil 9.45 :** Kuplaj veriminin kanal Reynolds sayısına bağlı değişimi.

Kanaldaki Reynolds sayısının artmasıyla birlikte kuplaj veriminde maksimum %0,19'luk düşüş gözlenmiştir. Bu değer kovan üzerinde ısıya dönüşen elektrik gücünün azaldığını ve bobin üzerinde ısıya dönüşen maksimum 1,7 W arttığını nitelemektedir. Ayrıca, hava hız değerinin değişiminin ısıtıcının elektriksel performansını etkilediği sonucuna ulaşılmıştır.

### 9.3.2 Bobin gücüne ve kanal giriş Reynolds sayısına bağlı bulgular

Şekil 9.46’da kovan ve bobin sıcaklıklarının kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi bobin gücünün artırılmasıyla birlikte Reynolds sayısının 25000 olduğu durum için kovan ve bobin üzerinde oluşan maksimum sıcaklık değeri sırasıyla 1000°C ve 650°C’yi aşmaktadır. Bu durumun sistem bileşenlerinin sağlıklı çalışmasını engelleyeceği öngörülmektedir. Ayrıca, kovan yapı malzemesi olan ST-52 metalinin Curie sıcaklık değeri 768°C olduğu gözetildiğinde Reynolds sayısının 25000 ve bobin gücünün 4000 W olduğunda bu değerin aşılabacağı tespit edilmiştir. Curie sıcaklığının aşılmasıyla birlikte kovan malzemesi ferromanyetik özelliğini kaybedecek ve paramanyetik nitelik kazanacaktır. Ancak, sistemin diğer Reynolds sayıları ile çalıştırılması durumunda Curie sıcaklığının aşılmayacağı belirlenmiştir. Bobin ile kovan arasındaki izolasyon malzemesinin maksimum çalışma sıcaklığının 200°C olduğu gözetildiğinde sistemin verimli çalışması için inilebilecek minimum Reynolds sayısının 78213 olduğu belirlenmiştir.

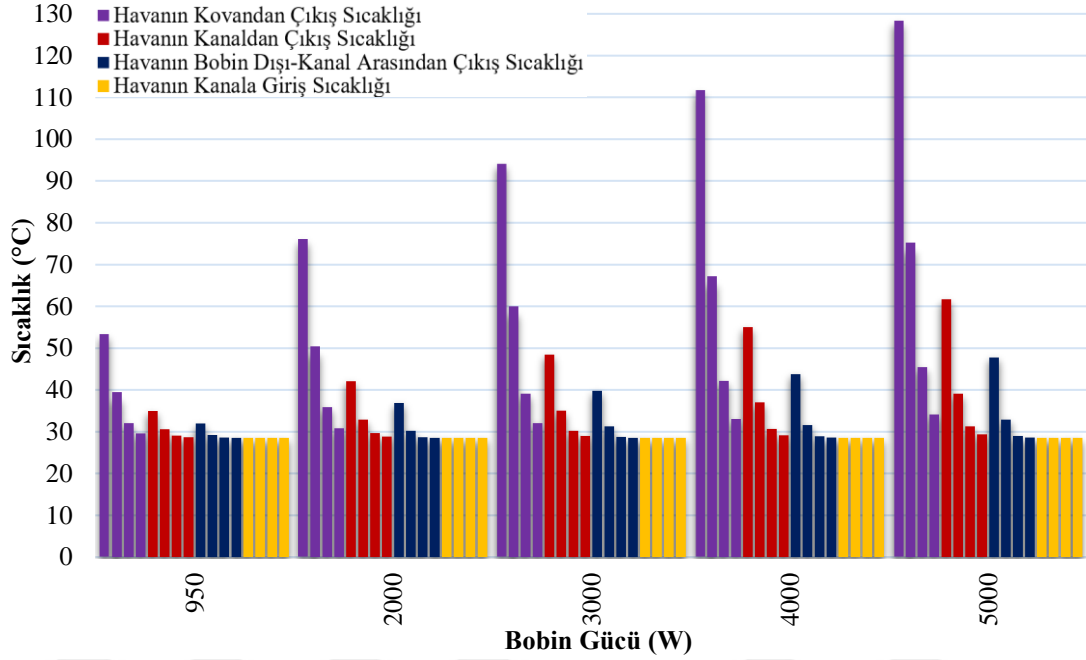


**Şekil 9.46 :** Kovan ve bobin sıcaklıklarının kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi (grafikte her bir bobin gücü için sütunlar, soldan sağa doğru, kritik Reynolds sayıları olarak belirlenen 25000, 78213, 300000, 1000000 değerleri için verilmiştir).

Bobin gücünün artırılmasıyla bobin sıcaklığının artış oranının kovan sıcaklığından daha büyük olduğu gözlenmiştir. Bobin sıcaklıkları arasındaki farkın kayda değer



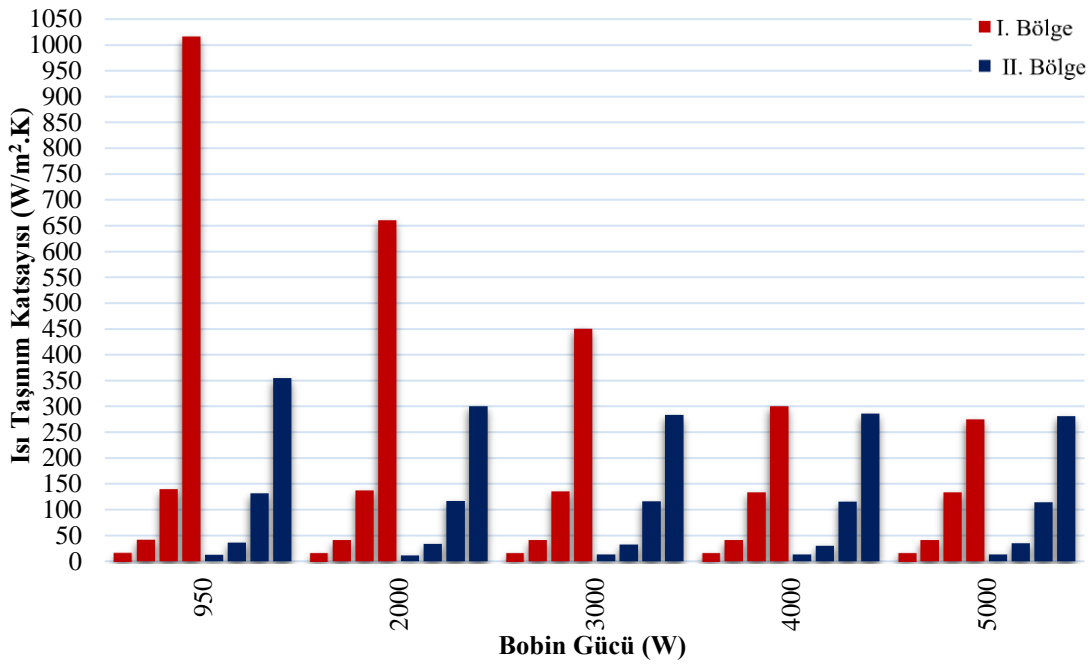
şekilde farklılaşması sadece Reynolds sayısının 25000 ve bobin gücünün 4000 W değerinden itibaren gözlenmiştir. Tüm bileşen sıcaklıklarının minimum değerleri maksimum Reynolds sayısı ve minimum bobin gücü altında elde edilmiştir. Farklı lokasyonlardaki hava sıcaklığının kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi Şekil 9.47’de verilmiştir.



**Şekil 9.47 :** Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi (grafikte her bir bobin gücü için sütunlar, soldan sağa doğru, kritik Reynolds sayıları olarak belirlenen 25000, 78213, 300000, 1000000 değerleri için verilmiştir).

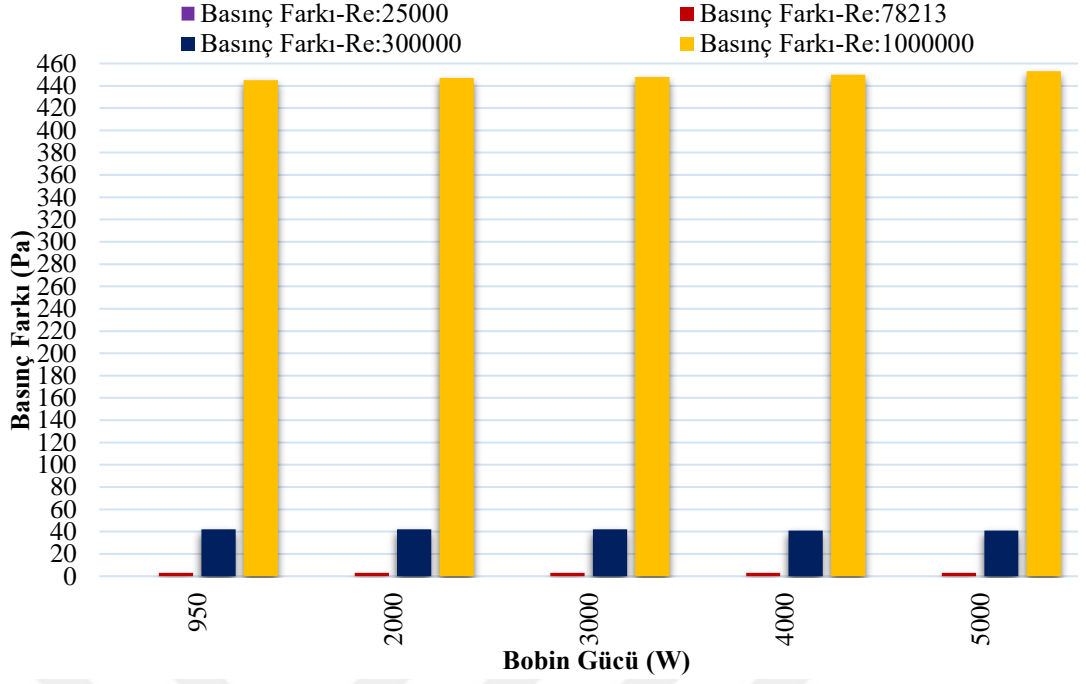
Kontrol hacmi içerisine bobin vasıtasıyla aktarılan güç miktarı arttıkça hava sıcaklıklarının da arttığı tespit edilmiştir. Tüm çıkış sıcaklıklarının artış oranının, artan bobin gücüyle birlikte artış gösteren kanal giriş Reynolds sayısı ile azaldığı belirlenmiştir. Bobin gücünün artırılmasıyla I. bölgeden çıkan akım sıcaklığındaki artış oranının, II. bölgeden çıkan akımdan daha büyük olduğu saptanmıştır. Havanın kanaldan maksimum çıkış sıcaklığının 61,68°C ile 5000 W bobin gücünde ve 25000 Reynolds sayısında ulaşabileceği belirlenmiştir. Çıkış sıcaklıklarının, göz önüne alınan Reynolds sayısının 1000000 olması durumunda bobin gücünün artışından minimum etkileneyeceği tespit edilmiştir. Bobin gücünün artışından en çok etkilenen Reynolds sayısının 25000 olduğu saptanmıştır. İzolasyonun yanmaması için bobin gücünün 950, 2000, 3000, 4000 ve 5000 W’a eşit olması durumunda havanın kanala

giriş hızının minimum 3,1, 11,89, 11,89, 39,69 ve 39,69 m/s olarak belirlenmiştir. Isıtıcıdan elde edilecek ısı taşınım katsayısı değerleri Şekil 9.48’de verilmiştir.



**Şekil 9.48 :** I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi (grafikte her bir bobin gücü için sütunlar, soldan sağa doğru, kritik Reynolds sayıları olarak belirlenen 25000, 78213, 300000, 1000000 değerleri için verilmiştir).

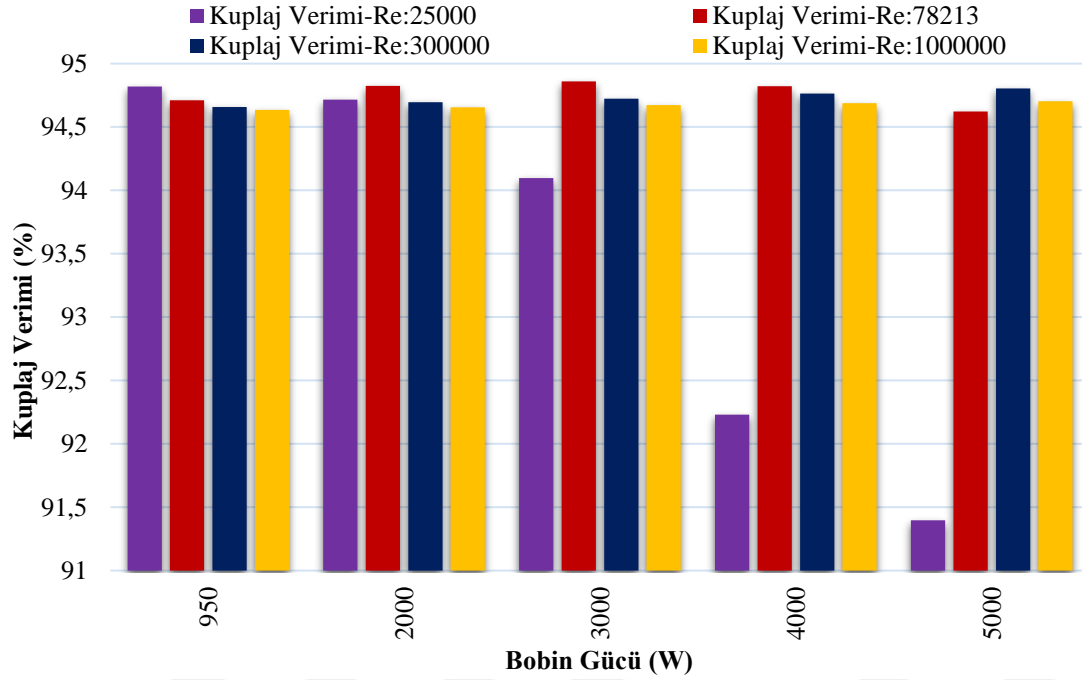
Şekilden görüldüğü gibi çıkış sıcaklığının aksine bobin gücünün artışına bağlı olarak ısı taşınım katsayısı değerinin en çok değişim gösterdiği Reynolds sayısı 1000000 olarak tespit edilmiştir. Buna ek olarak, en az etkilenen Reynolds sayısı ise 25000 olarak elde edilmiştir. Tüm Reynolds sayıları için II. bölgedeki ısı taşınım katsayısı değerinin bobin gücünün 3000 W ve üzerindeki değerlerinde nerdeyse sabit olduğu belirlenmiştir. I. bölge ısı taşınım katsayısı değerinin ise 25000 hariç diğer Reynolds sayıları için çok az miktarda değiştiği tespit edilmiştir. Bobin gücünün düşük olması durumunda I. bölge ve II. bölge ısı taşınım katsayısı değerlerinin Reynolds sayısının 25000’e eşit olduğu durum hariç birbirine çok yakın olduğu, ancak bobin gücünün artışına bağlı olarak aradaki farkın da arttığı sonucuna ulaşılmıştır. Kanaldaki basınç farkının kanal giriş Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi Şekil 9.49’da verilmiştir.



**Şekil 9.49 :** Kanaldaki basınç farkının kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi (grafikte her bir bobin gücü için sütunlar, soldan sağa doğru, kritik Reynolds sayıları olarak belirlenen 25000, 78213, 300000, 1000000 değerleri için verilmiştir).

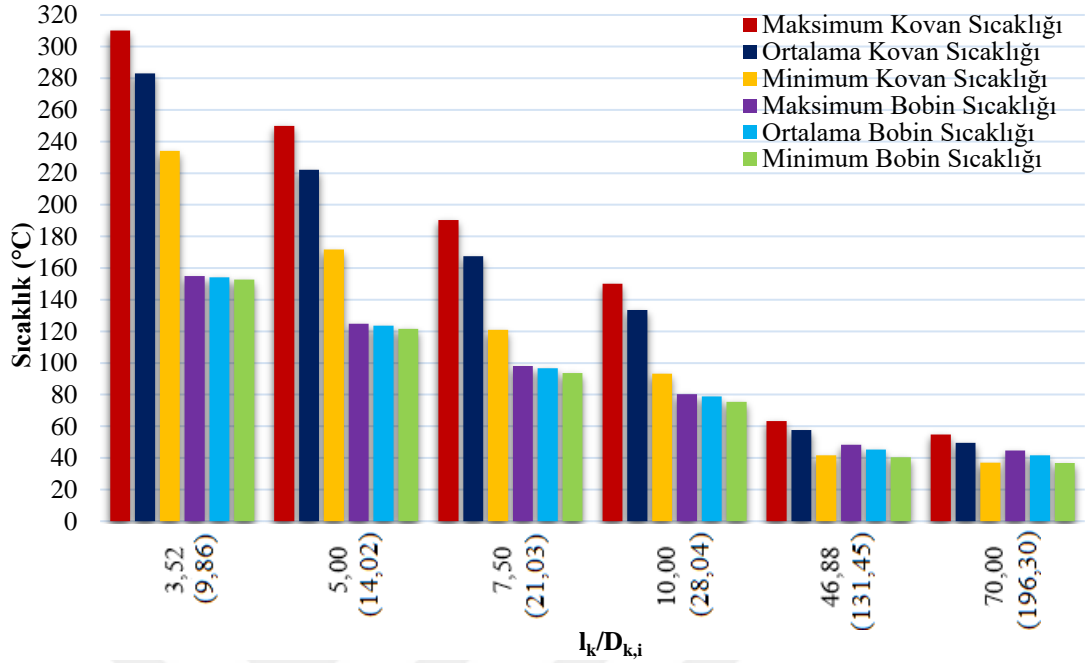
Kanaldaki basınç farkının artan bobin gücü ile Reynolds sayısının 1000000 olması durumunda arttığı ancak incelenen diğer Reynolds sayılarının değişimden etkilenmediği tespit edilmiştir. Kuplaj veriminin bobin gücü ve kanal Reynolds sayısına bağlı değişimi Şekil 9.50’de verilmiştir. Şekil 9.50’de görüldüğü gibi, bobin gücünün artırılmasıyla birlikte, kuplaj verimindeki değişimin farklı kanal Reynolds sayıları için farklı eğilimlerde olduğu gözlenmiştir. Reynolds sayısının 25000 olması durumunda bobin gücünün artışına bağlı olarak kuplaj veriminin azaldığı belirlenmiştir. Bu kapsamda, maksimum %3,4’lük bir verim kaybı olacağı sonucuna ulaşılmıştır. Reynolds sayısının deneysel çalışmada olduğu gibi 78213 olmasında ise bobin gücünün 3000 W değerinde maksimum değerine ulaştığı ancak artan bobin gücü değerleri için azalış eğilimine sahip olduğu tespit edilmiştir. Reynolds sayısının 300000 ve 1000000 olması durumlarında ise bobin gücünün artışına bağlı olarak kuplaj veriminin de arttığı saptanmıştır. Genel itibariyle kuplaj veriminin türbülanslı akış kapsamındaki düşük Reynolds sayıları için bobin gücünün artmasıyla birlikte azaldığı ancak yüksek Reynolds sayıları için bobin gücünün artmasıyla birlikte arttığı sonucuna ulaşılmıştır. Bu durumun sebepleri arasında kanal içerisindeki akışın yavaşlamasıyla birlikte elde edilecek kovan sıcaklığının ve dolayısıyla kovan

materyalinin öz direncinin, kovan üzerinden bobine iletilen ısı miktarının artmasından kaynaklı bobin materyalinin öz direnç değerlerinin artış oranından daha düşük bir değere sahip olması gösterilebilmektedir. Farklı artış oranları, denklem (4.27)'nin bir sonucu olarak, elde edilebilecek kuplaj verimi değerinin düşmesine neden olmaktadır.



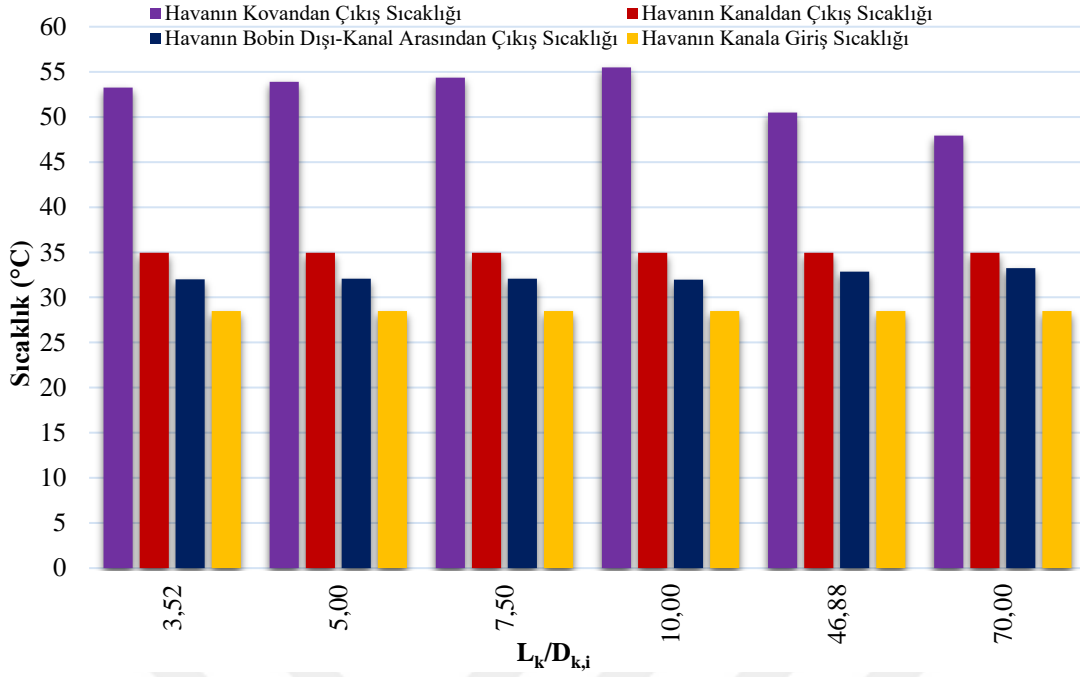
**Şekil 9.50** : Kuplaj veriminin kanal Reynolds sayısına ve bobin gücüne bağlı değişimi (grafikte her bir bobin gücü için sütunlar, soldan sağa doğru, kritik Reynolds sayıları olarak belirlenen 25000, 78213, 300000, 1000000 değerleri için verilmiştir).

### 9.3.3 Kovan uzunluğunun kovan iç çapına olan oranına bağlı bulgular



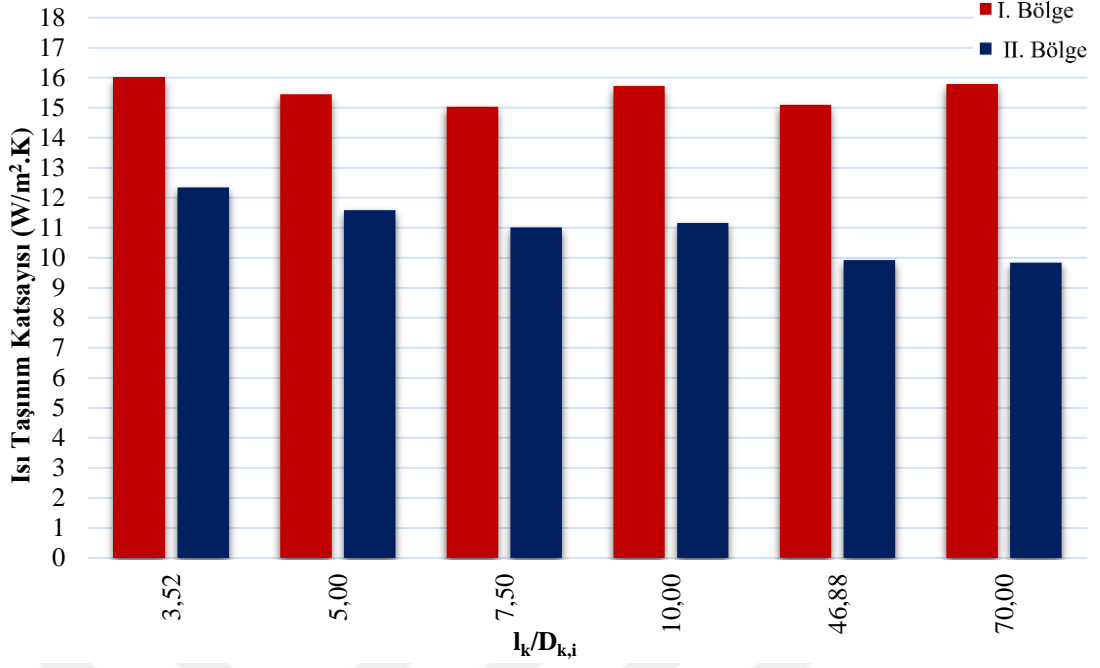
**Şekil 9.51** : Kovan ve bobin sıcaklarının kovan uzunluğu/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi (Parantez içerisindeki değerler kg cinsinden kovanın kütlesidir).

Şekilden görüldüğü gibi  $l_k/D_{k,i}$  oranının artmasıyla birlikte kovan ve bobin sıcaklıkları azalmıştır. Bobin gücünün ve kovan çapının sabit tutulduğu gözetildiğinde, kovan uzunluğunun artmasıyla birlikte artan kovan kütlesi, kovan sıcaklık değerlerinin azalmasına neden olmuştur. Kovan sıcaklık değerlerinin azalmasıyla birlikte bobine iletilen ısı miktarı da azaldığından bobin sıcaklık değerlerinde de azalma gözlenmiştir.  $l_k/D_{k,i}$  oranının artmasıyla kovan sıcaklıklarındaki azalış miktarının, bobininkinden daha yüksek olduğu belirlenmiştir. Ayrıca,  $l_k/D_{k,i}$  oranının artmasıyla, kovandaki maksimum ve minimum sıcaklık değerleri arasındaki farkın azaldığı, bobindeki farkın arttığı saptanmıştır.  $l_k/D_{k,i}$  oranının 46,88 ve üzerindeki değerlerinde kovan ve bobin sıcaklıklarının birbirlerine çok yakın olduğu, aradaki farkın 10°C'ye kadar düşebileceği sonucuna ulaşılmıştır. Kovan ve bobin sıcaklıklarındaki değişim sebebiyle havanın kanal içerisindeki farklı bölgelerde sahip olduğu sıcaklık değerleri de değişim göstermiştir. Havanın kanal içerisindeki farklı bölgelerde sahip olduğu sıcaklık değerlerinin  $l_k/D_{k,i}$  oranına bağlı değişimi Şekil 9.52'de verilmiştir.



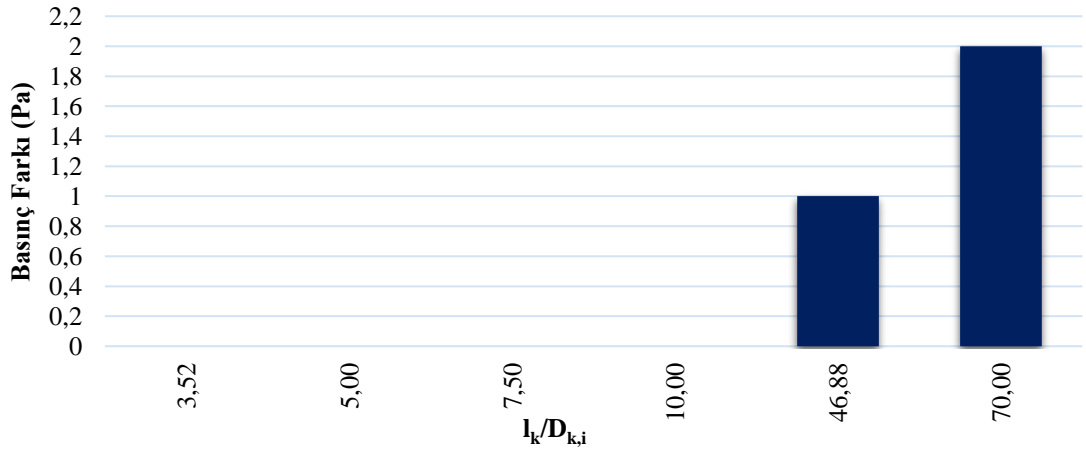
**Şekil 9.52 :** Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının kovan uzunluğu/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi.

Havanın kanaldan çıkış sıcaklığının  $l_k/D_{k,i}$  oranından bağımsız olduğu Şekil 9.52’de görülebilir. Havanın I. bölgeden çıkış sıcaklığının  $l_k/D_{k,i}$  oranının 10’a kadar artmasıyla birlikte artış eğiliminde olduğu gözlenmiştir. Ancak, kovan uzunğunun daha da artırılmasıyla birlikte, I. bölgedeki havanın maksimum değerine ulaştıktan sonra kovan çıkışına doğru azalan kovan sıcaklığı nedeniyle kovanı ısıtmaya başladığı ve bu nedenle havanın kovan içerisinden çıkış sıcaklığının azaldığı gözlenmiştir. Bu durumun bir sonucu olarak ısınan kovan ile bobin, havanın II. bölgeden çıkış sıcaklığını artırmıştır. Elde edilen bulgular neticesinde optimum ısıtma etkisini yakalamak adına incelenen kovan uzunlukları açısından, kovan uzunğunun kovan iç çapının 10 katından daha fazla olmaması gerektiği sonucuna ulaşılmıştır. I. ve II. bölgedeki ısı taşınım katsayısının  $l_k/D_{k,i}$  oranına bağlı değişimi Şekil 9.53’te verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi her  $l_k/D_{k,i}$  oranında, I. bölge ısı taşınım katsayısı değeri, II. bölgeden daha büyük elde edilmiştir.  $l_k/D_{k,i}$  oranının artmasıyla birlikte her iki ısı taşınım katsayısı büyüklüklerinin lineer olarak değişmediği gözlenmiştir. I. bölge ısı taşınım katsayısının farklı  $l_k/D_{k,i}$  oranları için büyükten küçüğe sıralanışı şu şekildedir;  $3,52 > 70 > 10 > 5 > 46,88 > 7,5$ . II. bölgede ise şu şekildedir;  $3,52 > 5 > 10 > 7,5 > 46,88 > 70$ . Her ne kadar ısı taşınım katsayısı değerleri  $l_k/D_{k,i}$  oranının 3,52’ye eşit olduğu durumda maksimum değerlerine sahip olsalar da, bu durumun havanın kanaldan çıkış sıcaklığına etki etmediği unutulmamalıdır.



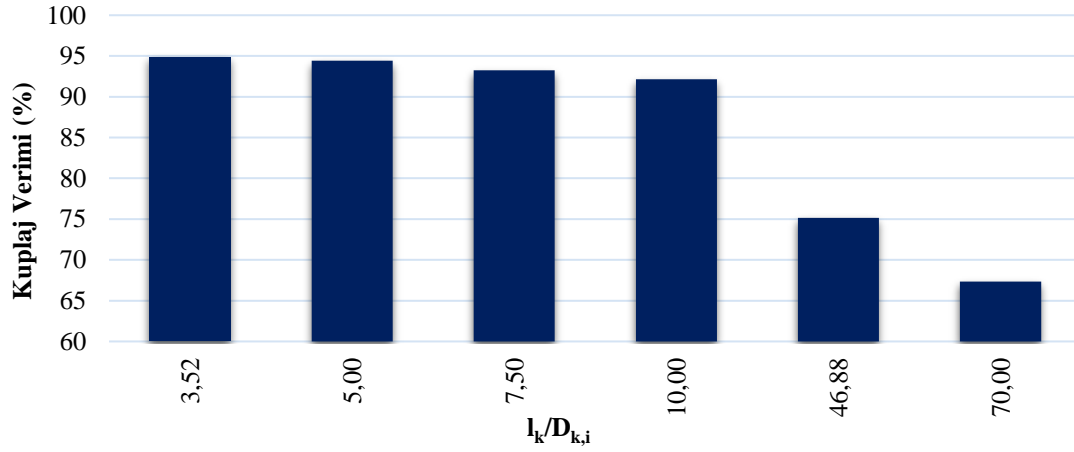
**Şekil 9.53** : I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının kovan uzunluğu/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi.

Kanaldaki basınç farkının  $l_k/D_{k,i}$  oranına bağlı değişimi Şekil 9.54’te verilmiştir.



**Şekil 9.54** : Kanaldaki basınç farkının kovan uzunluğu/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi.

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısının belirlenen kontrol hacmi içerisinde  $l_k/D_{k,i}$  oranı 46,88 olana kadar herhangi bir karşı basınç oluşturmadığı tespit edilmiştir. Ancak,  $l_k/D_{k,i}$  oranının 46,88 ve 70’e eşit olması durumunda da elde edilen karşı basınç değeri maksimum 2 Pa olması nedeniyle ihmal edilebilir derecede bir karşı basınç oluşturduğu sonucuna ulaşılmıştır. Kuplaj veriminin  $l_k/D_{k,i}$  oranına bağlı değişimi Şekil 9.55’te verilmiştir.



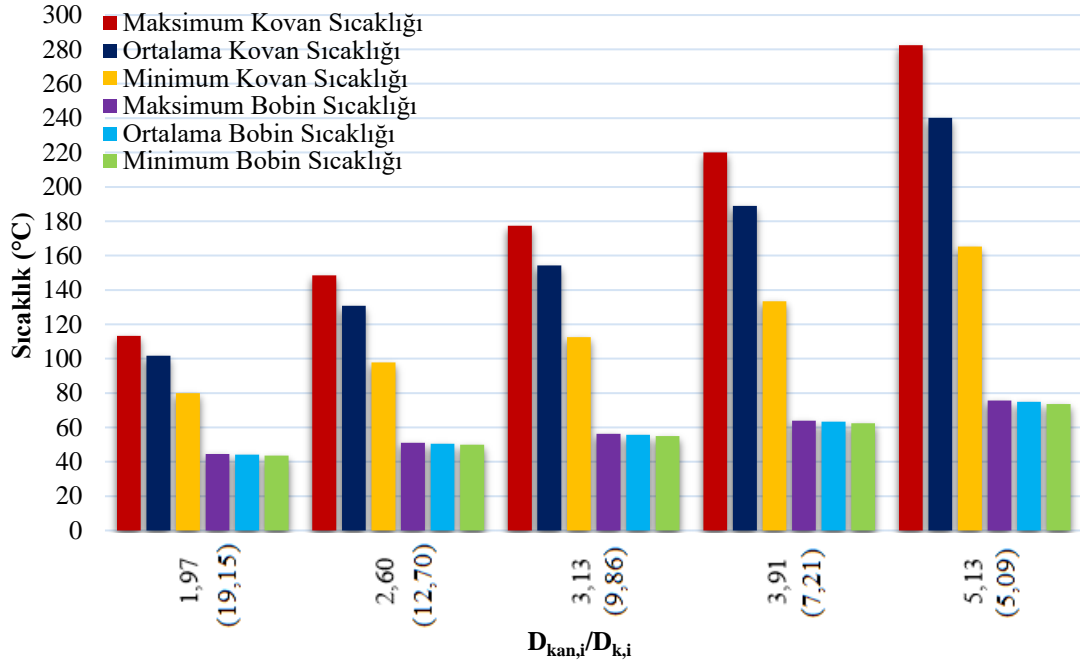
**Şekil 9.55 :** Kuplaj veriminin kovan uzunluğu/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi.

Şekilden görüldüğü gibi  $l_k/D_{k,i}$  oranının artmasıyla birlikte kuplaj verimi azalmıştır.  $l_k/D_{k,i}$  oranı deney düzeneği koşullarından 10'a ulaşana kadar maksimum %2,6'lık bir verim kaybı meydana gelmiştir. Ancak,  $l_k/D_{k,i}$  oranının 10'dan daha büyük değere sahip olmasıyla verim kaybı çok fazla artış göstermiştir. Bu kapsamda,  $l_k/D_{k,i}$  oranı 70'e eşit olduğunda %27,5'luk verim kaybının meydana geldiği tespit edilmiştir.



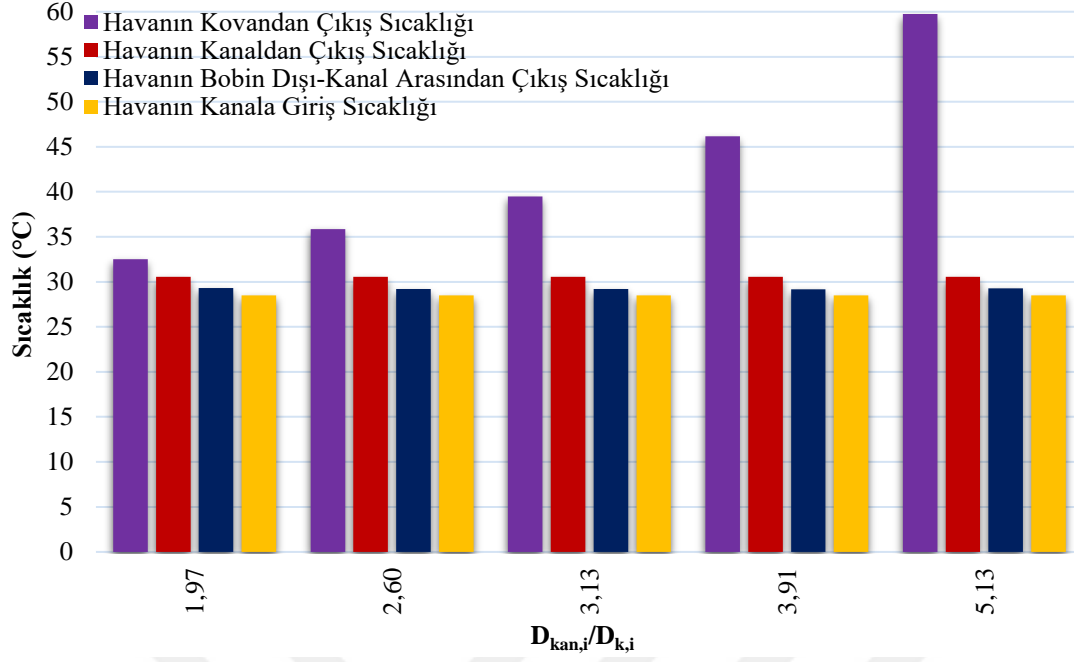
### 9.3.4 Kanal iç çapının kovan iç çapına olan oranına bağlı bulgular

Şekil 9.56’da kovan ve bobin sıcaklıklarının  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranına bağlı değişimi verilmiştir. Tüm sıcaklık değerlerinin kanal iç çapının sabit tutulduğu gözetildiğinde, kovan iç çapının ve dolayısıyla kovan kütlelerinin azalmasıyla birlikte arttığı gözlenmiştir. Kovan sıcaklığı artış oranının bobine göre daha yüksek olduğu tespit edilmiştir.



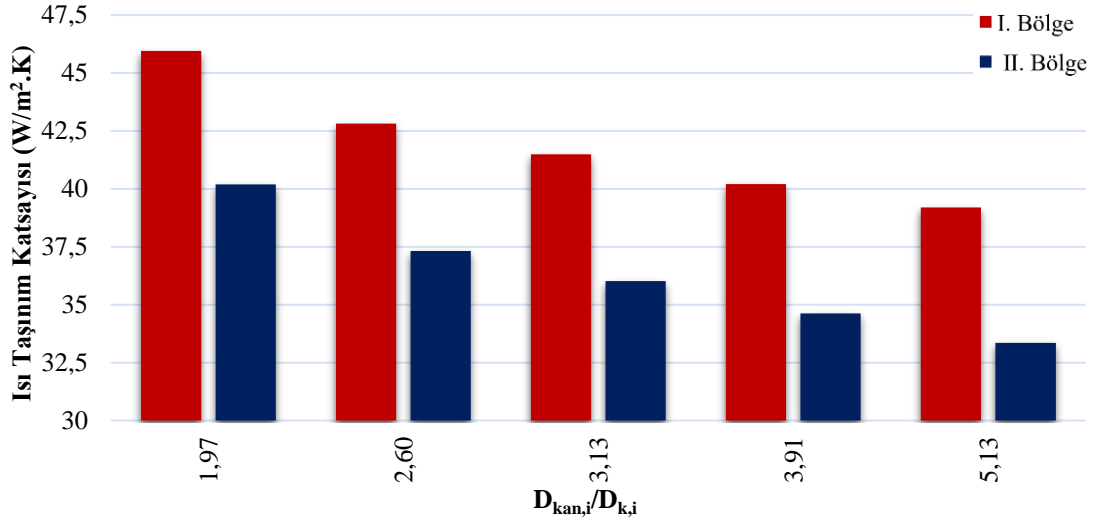
Şekil 9.56 : Kovan ve bobin sıcaklıklarının kanal iç çapı/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi (Parantez içerisindeki değerler kg cinsinden kovanın kütlesidir).

Ayrıca,  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranının artmasıyla birlikte kovandaki maksimum ve minimum sıcaklık farkının bobinden daha yüksek oranda arttığı saptanmıştır. Kovan çapının deney düzeneğinden daha büyük olması durumunda bobin ve kovan sıcaklıklarının birbirlerine yaklaştıkları gözlenmiştir. Havanın kanal içerisindeki farklı bölgelerde sahip olduğu sıcaklık değerlerinin  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranına bağlı değişimi Şekil 9.57’de verilmiştir.



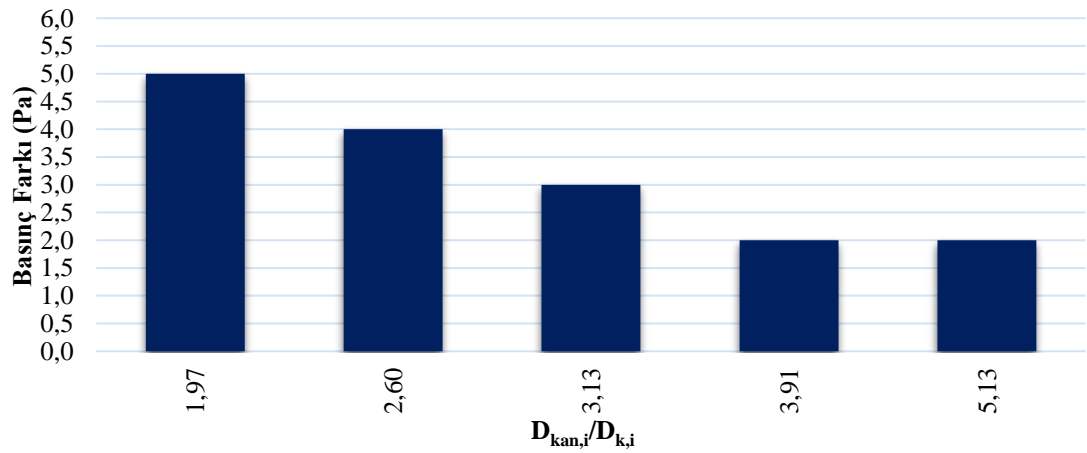
**Şekil 9.57 :** Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının kanal iç çapı/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi.

Deney düzeneğindeki kovan çapından daha büyük çaplar için, I. ve II. bölgeden çıkan akımların sıcaklık değerlerinin birbirlerine daha yakın olduğu gözlenmiştir. Bütün  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranları için havanın kanaldan çıkış sıcaklığının sabit olduğu belirlenmiştir. Kovan çapının küçülmesiyle birlikte, I. bölgeden çıkan akım sıcaklığının arttığı ancak II. bölgeden çıkan akım sıcaklığının değişmediği tespit edilmiştir. Bu kapsamda,  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranının değişiminin sadece I. bölgeden çıkan akımın sıcaklık değerini değiştirdiği saptanmıştır. Kovan çapının değişmesiyle, I. bölgeden geçen hava akımının kütleli debisi de değiştiğinden, her ne kadar sıcaklığı artıp azalsa da kütleli debi de aynı oranda artıp azalacağından dolayı, kanal çıkışındaki ağırlıklı ortalama sıcaklık değeri sabit kalmıştır. I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranına bağlı değişimi Şekil 9.58’de verilmiştir. Kovan çapının küçülmesiyle birlikte hem I. hem de II. bölge ısı taşınım katsayısının yaklaşık olarak aynı oranda azaldığı tespit edilmiştir. Kontrol hacmi sınırlarından giren elektriksel güç büyüklüğü sabit tutulduğundan, kovan çapı küçüldükçe artan sıcaklık farkı ile azalan kütleli debi ve etkin ısı transfer alanı nedeniyle I. bölge ısı taşınım katsayısında artış gözlenmiştir. Küçülen kovan çapı ile bobin-kanal arasından geçen havanın kütleli debisi artacağından ve bobin yüzey sıcaklığı azalacağından, II. bölge ısı taşınım katsayısının arttığı saptanmıştır.



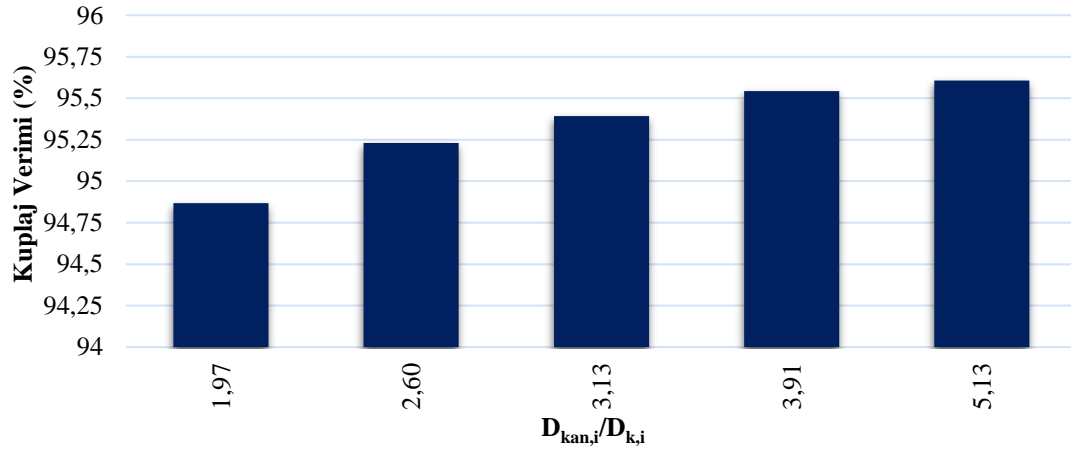
**Şekil 9.58** : I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının kanal iç çapı/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi.

Kanaldaki basınç farkının  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranına bağlı değişimi Şekil 9.59’da verilmiştir.



**Şekil 9.59** : Kanaldaki basınç farkının kanal iç çapı/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi.

Kanaldaki basınç farkının  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranının artmasıyla birlikte azaldığı, ancak 3,91 değerinden itibaren sabit olduğu tespit edilmiştir. İncelenen tüm  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranları için belirlenen basınç farkı değerlerinin 5 Pa değerini aşmadığından, kovan iç çapının büyümesinin veya küçültülmesinin fan gücünü etkileyecek kadar karşı basınç oluşturmadığı sonucuna ulaşılmıştır. Kuplaj veriminin  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranına bağlı değişimi Şekil 9.60’ta verilmiştir.

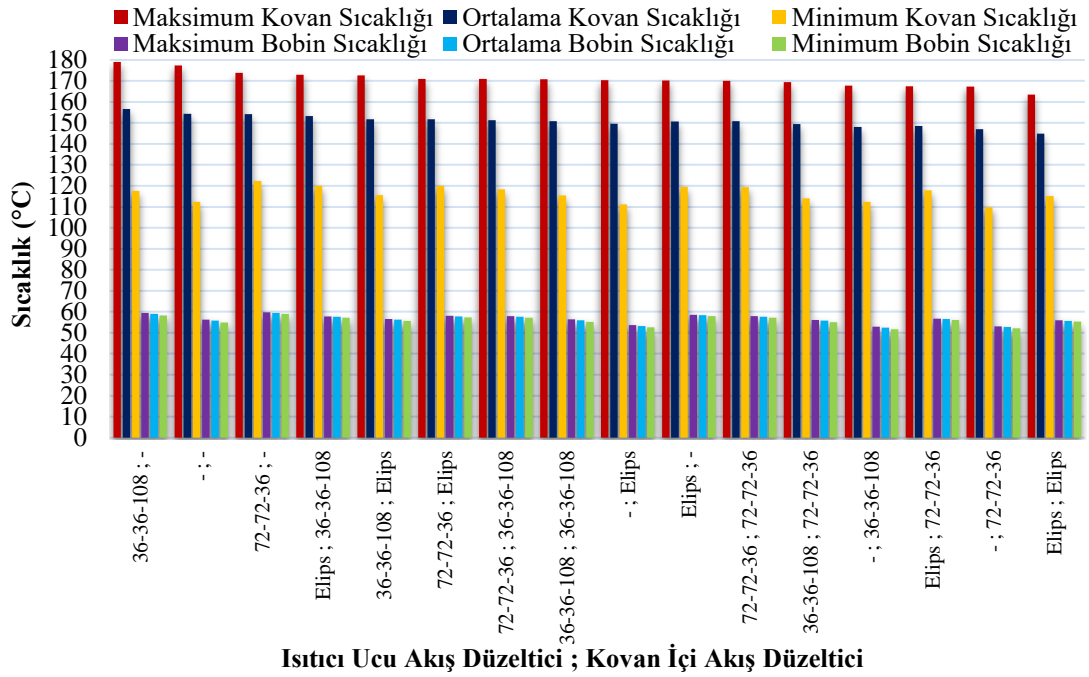


**Şekil 9.60 :** Kuplaj veriminin kanal iç çapı/kovan iç çapı oranına bağlı değişimi.

Kuplaj veriminin,  $D_{kan,i}/D_{k,i}$  oranının artmasıyla birlikte maksimum %0,8 arttığı gözlenmiştir. Artış oranının kovan çapının küçülmesiyle birlikte azaldığı tespit edilmiştir.

### 9.3.5 Isıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı parametrik analiz bulguları

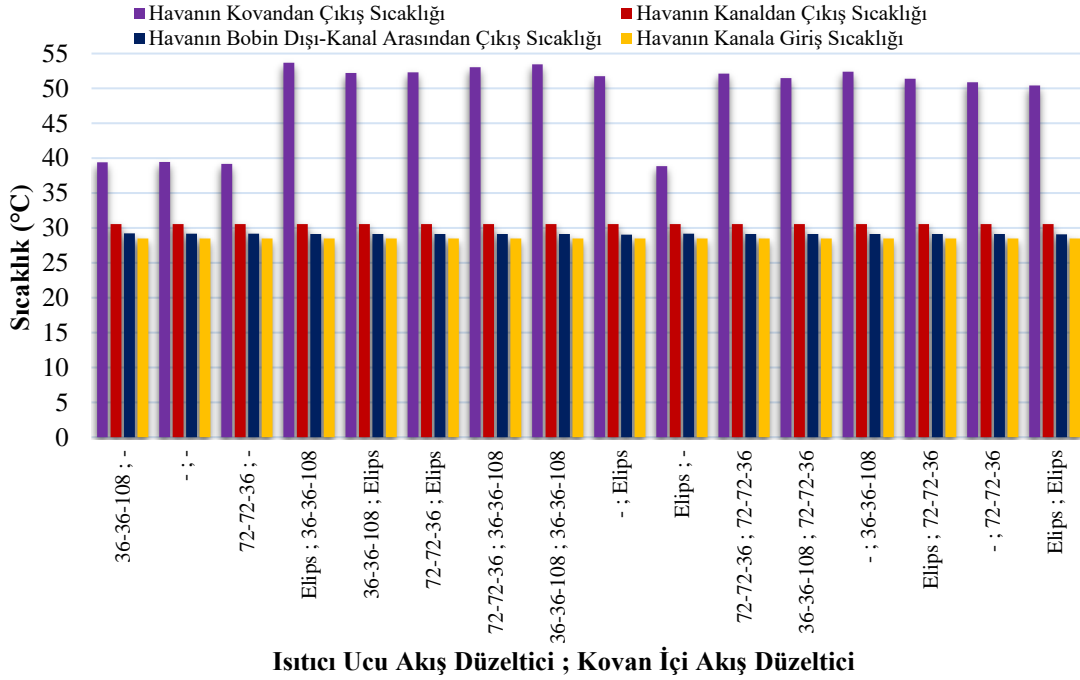
Bu başlık altında verilen tüm şekillerdeki x-eksenlerinde, “-” herhangi bir akış düzelticisinin bulunmadığı durumu nitelemektedir. Şekil 9.61’de, kovan ve bobin sıcaklıklarının farklı akış düzelticilerinin sisteme dahil edilmesine bağlı değişimi verilmiştir. Şekildeki sıralama maksimum kovan sıcaklığı temel alınarak oluşturulmuştur. Buna göre, maksimum kovan sıcaklığının elde edildiği akış düzeltici kombinasyonu grafiğin en solunda verilmiştir.



Şekil 9.61 : Kovan ve bobin sıcaklıklarının ısıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı değişimi.

Şekilden görüldüğü gibi deney düzeneği koşullarını belirten “-;-” kombinasyonu, “36-36-108;0” kombinasyonundan sonra en yüksek kovan sıcaklıkları değerine sahip olmasına karşın en düşük bobin sıcaklıklarına sahiptir. Her üç akış düzelticinin de hem ısıtıcı uçlarında hem de kovan içerisinde aynı tipte bulunması durumunda birbirleriyle olan kombinasyonlarından genel itibariyle daha düşük sıcaklık değerlerine sahip oldukları gözlenmiştir. Üç farklı akış düzeltici kendi aralarında değerlendirildiğinde elde edilen sıralama şu şekildedir; “36-36-108;36-36-108” > ”72-72-36;72-72-36” > “Elips;Elips”. Genel itibariyle kovan içerisine koyulan akış düzelticinin kovan sıcaklıklarında azalmaya, ısıtıcı uçlarına koyulan akış düzelticinin ise kovan sıcaklıklarında artışa neden olduğu belirlenmiştir. Tüm

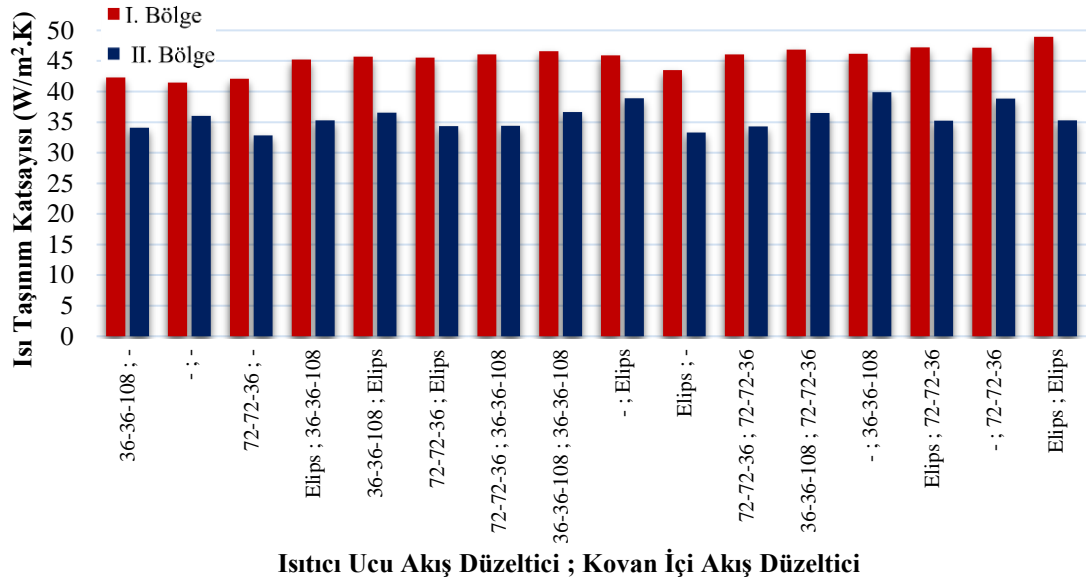
kombinasyonlar için çıkılabilecek maksimum kovan ve bobin sıcaklıkları sırasıyla 179°C ve 59,7°C olarak elde edilmiştir.



**Şekil 9.62 :** Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının ısıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı değişimi.

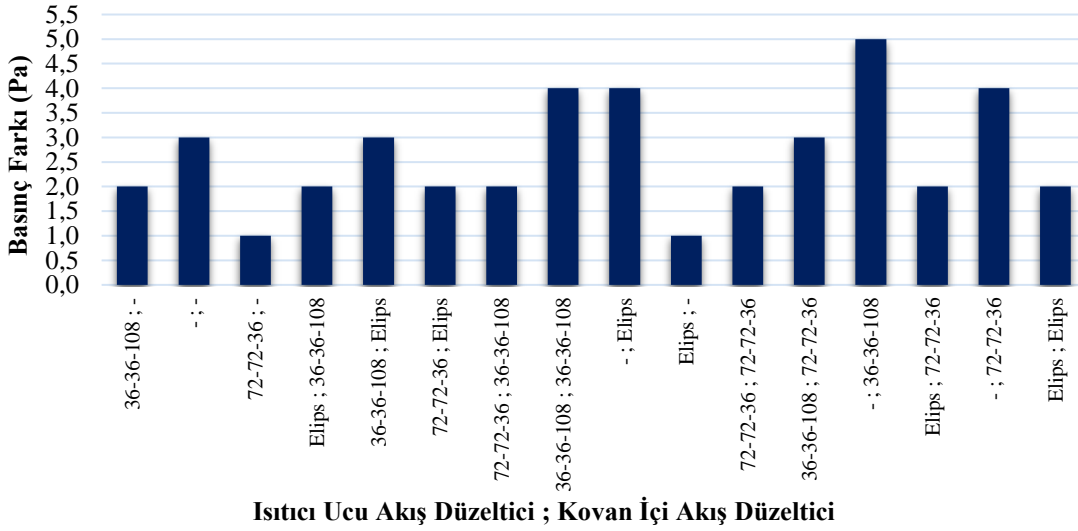
I. bölge içerisine koyulan akış düzeltici, havanın akış doğrultusunda kaplayacağı hacmi sınırladığından dolayı kovan üzerinde oluşan ısı daha düşük kütleli debiye sahip havaya taşınım yoluyla aktarılmıştır. Bu durumun bir sonucu olarak I. bölge içerisinde akış düzelticinin bulunması durumunda havanın çıkış sıcaklığında artış gözlenmiştir. I. bölge içerisindeki akım her ne kadar daha yüksek sıcaklıkta çıkmış olsa da II. bölge arasından çıkan akım sıcaklığının kayda değer bir şekilde değişmediği belirlenmiştir. Ayrıca, II. bölgeden geçen hava akımının sahip olduğu kütleli debi I. bölgeden geçen akımdan daha fazla olduğundan, ısıtıcı çıkışındaki sıcaklık değeri II. bölgeden çıkan akımın sıcaklık değerine daha yakın elde edilmiştir. İncelenen tüm kombinasyonlarda havanın ısıtıcı çıkış sıcaklığının değişmediği tespit edilmiştir. Kovan içerisinde akış düzelticinin bulunmadığı durum için ısıtıcı uçlarına koyulan akış düzelticinin “36-36-108” altın üçgeni dışında olması halinde havanın I. bölge çıkışındaki sıcaklığını düşürdüğü, ısıtıcı uçlarındaki akış düzelticilerin bulunmadığı durum için I. bölge içerisine koyulan akış düzelticinin havanın I. bölge çıkışındaki sıcaklığını artırdığı ve en yüksek artış oranı sıralamasının “36-36-108” > “Elips” > ”72-72-36” olduğu sonucuna ulaşılmıştır. I.

ve II. bölge ısı taşınım katsayısının farklı akış düzelticilerinin sisteme dahil edilmesine bağlı değişimi Şekil 9.63'te verilmiştir.



**Şekil 9.63 :** I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının ısıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı değişimi.

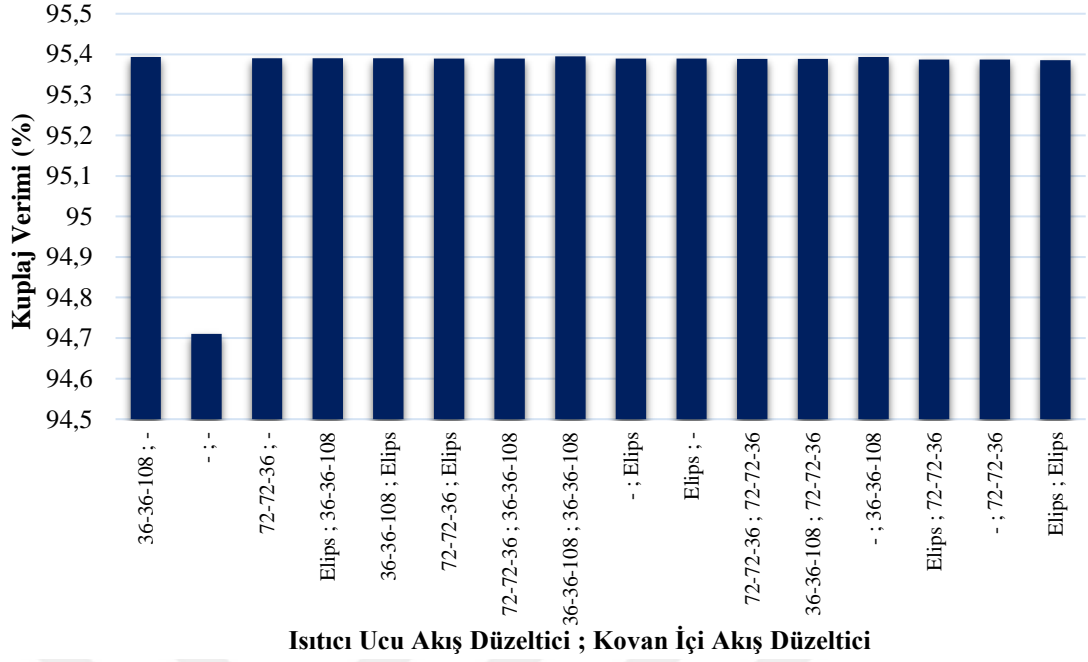
Şekilden görüldüğü gibi I. bölge içerisine akış düzeltici koyulması durumunda hem I. hem de II. bölge ısı taşınım katsayısı artmıştır. I. bölge içerisinde akış düzelticinin bulunmadığı durumda ısıtıcı uçlarına akış düzeltici koyulduğunda ise II. bölge ısı taşınım katsayısı azalmış, ancak I. bölge ısı taşınım katsayısı artmıştır. Hem kovan içi hem de ısıtıcı uçlarında aynı tip akış düzelticinin bulunması durumunda I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısı değerlerinin sıralaması sırasıyla şu şekildedir; “Elips” > “36-36-108” > “72-72-36”, “36-36-108” > “Elips” > “72-72-36”. En yüksek kovan içi ve bobin-kanal arası ısı taşınım katsayısı değerleri sırasıyla “Elips;Elips” ve “-;36-36-108” kombinasyonları için elde edilmiştir.



**Şekil 9.64 :** Kanaldaki basınç farkının ısıctıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı değişimi.

Kanaldaki basınç farkının farklı akış düzelticilerinin sisteme dahil edilmesine bağlı değişimi Şekil 9.64’te verilmiştir. Sisteme dahil edilen akış düzelticileri, şekilden görüldüğü gibi en fazla kanalda gerçekleşen basınç kayıpları üzerinde etkisini göstermiştir. Bu kapsamda, kanaldaki basınç kaybının ısıctıcı uçlarında akış düzeltirici olmaması durumunda I. bölge içerisine koyulacak akış düzeltiricinin tipinden bağımsız olarak arttığı gözlenmiştir. Bu durumun tersine, ısıctıcı uçlarına koyulan akış düzeltiricilerin basınç kaybını azalttığı tespit edilmiştir. Genel olarak akış düzeltirici kombinasyonlarının ısıctıcıya dahil edilmesi durumunda kanaldaki basınç kaybını azalttığı belirlenmiştir. Kanaldaki basınç farkı en fazla “-;36-36-108”, en az “72-72-36;-“ ve “Elips;-“ kombinasyonları için elde edilmiştir. Kuplaj veriminin farklı akış düzelticilerinin sisteme dahil edilmesine bağlı değişimi Şekil 9.65’te verilmiştir.



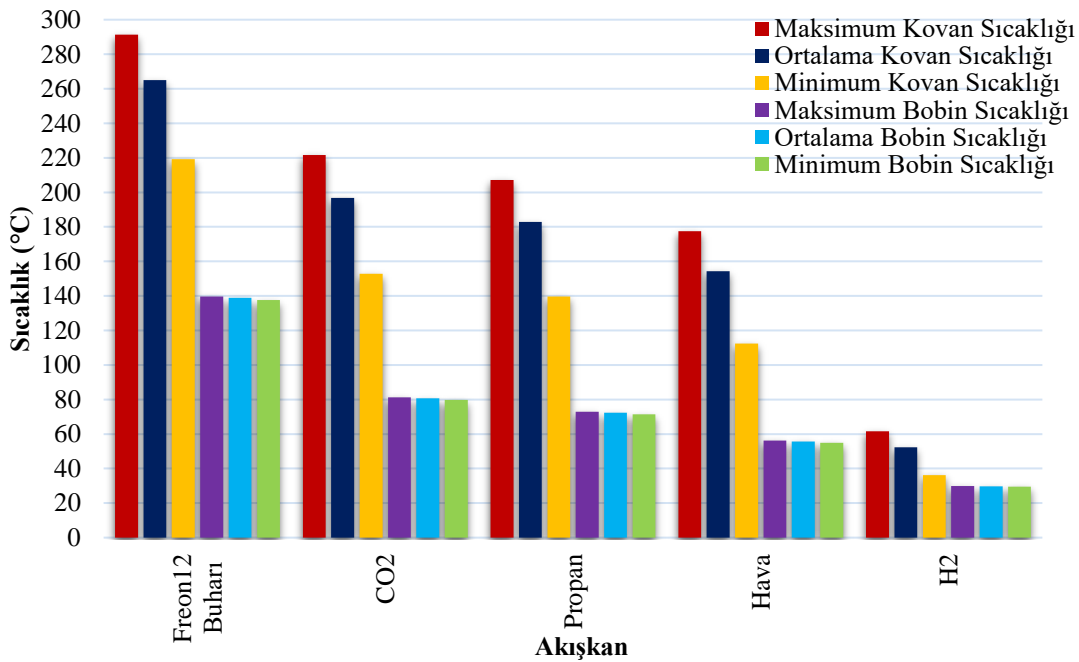


**Şekil 9.65 :** Kuplaj veriminin ısıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan farklı akış düzelticilerine bağlı değişimi.

Kuplaj veriminin ısıtıcıya koyulacak akış düzeltici kombinasyonundan bağımsız olarak arttığı gözlenmiştir. Herhangi bir kombinasyon için elde edilecek kuplaj verimi değerinin yaklaşık olarak birbirlerine eşit olacağı sonucuna ulaşılmıştır.

### 9.3.6 Farklı akışkanlara bağlı bulgular

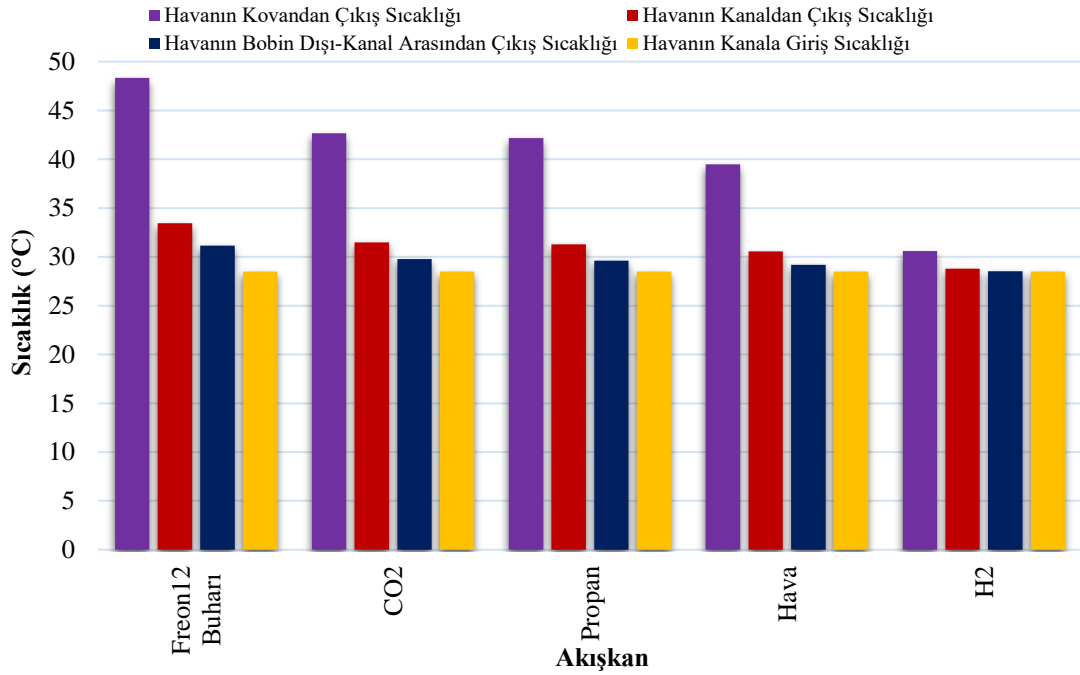
Parametrik çalışma kapsamında incelenen iş akışkanlarının yoğunlukları farklı olduğundan, kanal Reynolds sayısının sabit tutulması ile kanal içerisindeki kütleli debileri farklılık göstermektedir. Bu kapsamda, kanaldaki kütleli debilerin akışkanlara göre büyükten küçüğe doğru sıralanışı şu şekildedir; hava > CO<sub>2</sub> > freon12 buharı > H<sub>2</sub> > propan. İncelenen gazlar arasındaki moleküler ağırlığın büyükten küçüğe sıralanışı şu şekildedir; freon12 buharı > propan > CO<sub>2</sub> > hava > H<sub>2</sub>. Şekil 9.66'da kovan ve bobin sıcaklıklarının farklı akışkanlara bağlı değişimi verilmiştir.



Şekil 9.66 : Kovan ve bobin sıcaklıklarının farklı akışkanlara göre değişimi.

Şekilden görüldüğü gibi, en yüksek kovan ve bobin sıcaklıkları incelenen gazlar arasında moleküler ağırlığı en yüksek olan freon12 buharı için elde edilmiştir. Isıtıcıda, Freon12 ve karbondioksitin işlem görmesi durumunda maksimum kovan sıcaklığı 200°C'yi aştığından dolayı bobin-kovan arası izolasyon malzemesinin kullanım aralığı dışına çıkmaktadır. Bu nedenle, bu iki gazın kullanılması durumunda maksimum kovan sıcaklığının düşürmek adına kanal giriş Reynolds sayısının yükseltilmesi gerekmektedir. Kovan sıcaklıkları ile bobin sıcaklıkları arasındaki farkın, gazın moleküler ağırlığı azaldıkça kapandığı tespit edilmiştir. Bu kapsamda, hidrojen için aradaki fark maksimum 31°C, freon12 buharı için 152°C olarak elde edilmiştir. Moleküler ağırlıkları birbirine yakın olan propan ve karbondioksitin kovan

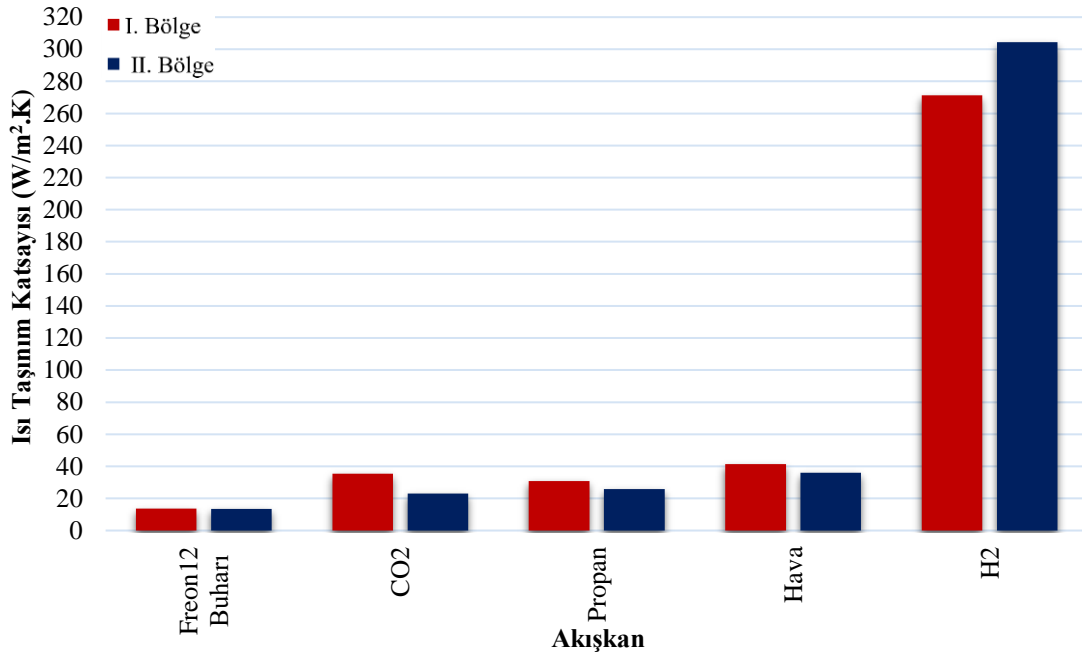
ve bobin sıcaklıkları değerleri birbirlerine çok yakın elde edilmiştir. Havanın kanal içerisindeki farklı bölgelerde sahip olduğu sıcaklık değerlerinin farklı akışkanlara bağlı değişimi Şekil 9.67’de verilmiştir.



**Şekil 9.67 :** Isıtıcı düzeneğinin farklı bölgelerinde hava sıcaklığının farklı akışkanlara göre değişimi.

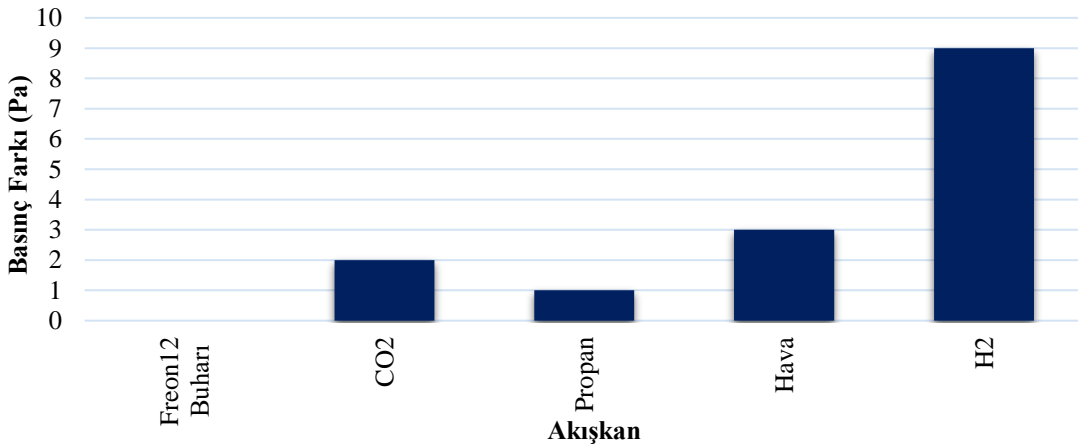
Şekil 9.66’ya benzer şekilde, incelenen gazlar arasında molekül ağırlığı en yüksek olan freon12 buharı için havanın I. ve II. bölgeden çıkış sıcaklığı diğer gazlardan daha yüksek elde edilmiştir. I. ve II. Bölgeden çıkış sıcaklıkları arasındaki farkın gazın molekül ağırlığı azaldıkça kapandığı tespit edilmiştir. Gazların kanaldan çıkış sıcaklıklarındaki değişimde de molekül ağırlığının önemli bir faktör olduğu, molekül ağırlığı azaldıkça gazın kanaldan çıkış sıcaklığının da azaldığı belirlenmiştir. Bobin gücünün 950 W ve kanal Reynolds sayısının 782132 olduğu gözetildiğinde, freon12 buharı, karbondioksit, propan, hava ve hidrojen için kanal boyunca elde edilecek sıcaklık farklarının sırasıyla 5°C, 3°C, 2,8°C, 2,1°C ve 0,3°C olduğu saptanmıştır. I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının farklı akışkanlara bağlı değişimi Şekil 9.68’de verilmiştir. I. ve II. bölge ısı taşınım katsayılarının gazın molekül ağırlığı ile ters orantılı olarak değiştiği tespit edilmiştir. Buna göre, hafif olan gazın ısı taşınım katsayısı yüksek, ağır olan gazın düşük elde edilmiştir. Hidrojen hariç diğer incelenen tüm gazlar için I. bölge ısı taşınım katsayısının II. Bölgeden daha büyük olduğu gözlenmiştir. I. ve II. bölge ısı taşınım katsayıları arasındaki farkın en fazla

karbondioksit için oluştuğu saptanmıştır. Freon12 buharı için ise aradaki farkın ihmal edilebilir olduğu belirlenmiştir.



Şekil 9.68 : I. ve II. bölge ısı taşınım katsayısının farklı akışkanlara göre değişimi.

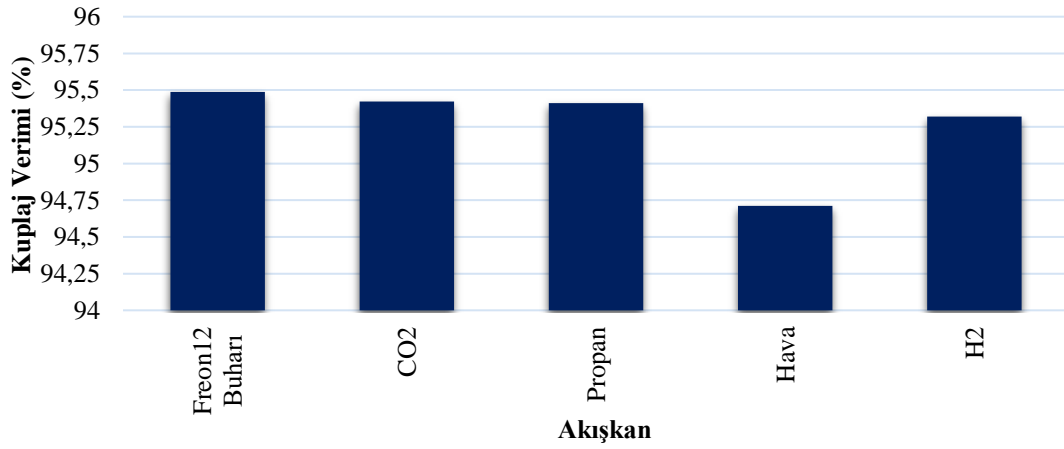
Kanaldaki basınç farkının farklı akışkanlara bağlı değişimi Şekil 9.69’da verilmiştir.



Şekil 9.69 : Kanaldaki basınç farkının farklı akışkanlara göre değişimi.

İndüksiyonlu gaz ısıtıcısında molekül ağırlıkları farklı akışkan kullanılması durumunda, molekül ağırlığı büyük olan akışkanların küçük olanlara göre kanal içerisinde daha düşük basınç kaybına neden olduğu tespit edilmiştir. Bu kapsamda, incelenen gazlar arasında molekül ağırlığı en fazla olan freon12 buharı için en düşük, hidrojen için en fazla basınç kaybı değeri elde edilmiştir. Propan ve karbondioksitin molekül ağırlıkları birbirine yakın olmalarına karşın yoğunluk değerleri farklılık

gösterdiğinden dolayı aralarında 1 Pa'lık fark oluştuğu saptanmıştır. Kuplaj veriminin farklı akışkanlara bağlı değişimi Şekil 9.70'te verilmiştir.



**Şekil 9.70 :** Kuplaj veriminin farklı akışkanlara göre değişimi.

Şekilden görüldüğü gibi havanın sahip olduğu kuplaj verimi değeri diğer gazlara göre daha düşük elde edilmiştir. Şekil 9.69'da verilen basınç farkında karşılaşılan durumun tersine, hava hariç diğer gaz akışkanlar için molekül ağırlığı yüksek olan gaz akışkanların kuplaj verimi değerinin de yüksek olduğu sonucuna ulaşılmıştır. Bu kapsamda incelenen gazlar arasında en yüksek ve en düşük kuplaj verimi değeri sırasıyla freon12 buharı ve hidrojen için elde edilmiştir. Propan ve karbondioksinin kullanılması durumunda kuplaj verimi değerlerinin birbirine çok yakın olduğu belirlenmiştir.



## 10. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Tez kapsamında daha önce geliştirilen prototiplerden elde edilen bulgular ve öneriler doğrultusunda, bu prototiplerin sadeleştirilmesiyle elde edilen K5 tipi indüksiyonlu gaz ısıtıcısının dairesel hava kanalı içerisindeki performansı iş akışkanı olarak havanın kullanılmasıyla, geçici ve sürekli rejim altında, elektrik, termodinamik ve akışkanlar mekaniği disiplinleri açısından incelenmiştir.

Deneysel çalışma sonucu ısıtıcının termal ve elektriksel veriminin sırasıyla %100 ve %94,46 olduğu belirlenmiştir. Kovan ve bobin sıcaklığının ortalama 159,6 °C ve 58,2 °C olması durumunda havanın kanaldan çıkış sıcaklığı 30,5 °C olduğu tespit edilmiştir.

Multisim programı vasıtasıyla eşdeğer devre analiziyle yapılan simülasyonlarda devre bileşenlerinin hesaplanmasında kullanılan denklemlerin, transformatör eşdeğer devresine ait denklemlerin manipüle edilmesiyle ve bu denklemlerin her düzenekte aynı düzeltme katsayısıyla çarpılma durumunun olmaması nedeniyle deneysel sonuçları yansıtmadığı gözlenmiştir. Ancak, bu denklemlerin uygun katsayı ile çarpılmasıyla elde edilen bileşen değerleri ile tekrarlanan simülasyon sonucu, deneysel sonuçların elde edildiği tespit edilmiştir. Comsol Multiphysics® programı vasıtasıyla yapılan ve doğrulanan simülasyonlar sonucunda I. Bölge'ye ait ısı taşınım katsayısı değerinin literatürdeki Nusselt korelasyonları ile tespit edilemeyeceği ve yeni korelasyonların türetilmesi gerektiği sonucuna ulaşılmıştır. Ancak, II. Bölge'ye ait ısı taşınım katsayısı değerlerinin gözetilen akış koşullarına bağlı olarak Çizelge 8.3'te verilen korelasyonlar vasıtasıyla elde edilebileceği tespit edilmiştir. Kanal içerisinde gerçekleşen kinetik enerji, sürtünme ve boşaltma kayıplarının ihmal edilebilecek kadar düşük olduğu belirlenmiştir.

Havanın göz önüne alınan çözümleme bölgesine giriş Reynolds sayısının değişimine bağlı olarak yapılan parametrik analiz çalışmasında performans parametrelerinin Reynolds sayısının 25000-300000 ve 300000-1000000 aralığında farklı eğilime sahip olduğu saptanmıştır. Ancak, havanın kanal çıkışındaki ağırlıklı ortalama çıkış sıcaklığının değişmediği belirlenmiştir. Kuplaj verimi, kovan ve bobin sıcaklıkları ile

havanın I. ve II. Bölge'den çıkış sıcaklığının artan Reynolds sayısı ile birlikte azaldığı tespit edilmiştir. Bu durumun aksine I. ve II. Bölge'nin sahip olduğu ısı taşınım katsayısı değerleri ile basınç kaybının arttığı tespit edilmiştir. Parametrik çalışma kapsamında en kritik değişim basınç farkı için gözlenmiştir. Basınç farkının kanal Reynolds sayısının artmasıyla birlikte 0 Pa'dan 445 Pa'a yükseldiği belirlenmiştir.

Farklı bobin güçlerine bağlı olarak yapılan parametrik analiz çalışmasında, havanın kanal çıkışındaki ağırlıklı ortalama çıkış sıcaklığının arttığı belirlenmiştir. Kovan ve bobin sıcaklıkları ile havanın I. ve II. Bölge'den çıkış sıcaklığının artan Reynolds sayısı ile birlikte arttığı tespit edilmiştir. Bu durumun aksine I. ve II. Bölge'nin sahip olduğu ısı taşınım katsayısı değerlerinin azaldığı tespit edilmiştir. Basınç kaybının bobin gücündeki değişiminden etkilenmediği, ancak kuplaj veriminin Reynolds sayısına bağlı olarak farklı eğilimlere sahip olduğu gözlenmiştir. Parametrik çalışma kapsamında en kritik değişim I. Bölgenin sahip olduğu ısı taşınım katsayısı için gözlenmiştir. I. Bölgenin sahip olduğu ısı taşınım katsayısının, kanal Reynolds sayısının 1000000'a eşit olduğu durum için bobin gücünün artmasıyla birlikte 1016,7 W/m<sup>2</sup>.K'den 274,96 W/m<sup>2</sup>.K'e düştüğü tespit edilmiştir.

Kovan iç çapının sabit tutulup, kanal uzunluğunun artırılmasına bağlı olarak yapılan parametrik analiz çalışmasında, havanın kanal çıkışındaki ağırlıklı ortalama çıkış sıcaklığının değişmediği belirlenmiştir. Kovan ve bobin sıcaklıkları ile kuplaj veriminin artan kanal uzunluğuyla birlikte azaldığı, havanın II. Bölge'den çıkış sıcaklığı ile basınç farkının arttığı ve I. Bölge'den çıkış sıcaklığının  $l_k/D_{k,i}$  oranı 10 olana kadar arttığı daha sonrasında ise azaldığı tespit edilmiştir. I. ve II. Bölge'nin sahip olduğu ısı taşınım katsayısı değerlerinin, çıkış sıcaklıklarının sahip olduğu eğilimin tam tersi karakterde olduğu belirlenmiştir. Parametrik çalışma kapsamında en kritik değişim kovanın sahip olduğu maksimum sıcaklık için gözlenmiştir. Maksimum kovan sıcaklığının kanal uzunluğunun artmasıyla birlikte 310,16°C'den 54,737°C'ye yükseldiği tespit edilmiştir.

Kanal iç çapının sabit tutulmasıyla ve kovan iç çapının piyasada bulunan ölçüler doğrultusunda değiştirilmesine bağlı olarak yapılan parametrik analiz çalışmasında, havanın kanal çıkışındaki ağırlıklı ortalama ve II. Bölge'den çıkış sıcaklığının kovan iç çapının değişiminden bağımsız ve sabit olduğu belirlenmiştir. Kuplaj verimi, kovan ve bobin sıcaklıkları ile havanın I. Bölge'den çıkış sıcaklığının azalan kovan iç



çapıyla birlikte arttığı tespit edilmiştir. Bu durumun aksine I. ve II. Bölge'nin sahip olduğu ısı taşınım katsayısı değerlerinin ve basınç farkının azaldığı tespit edilmiştir. Parametrik çalışma kapsamında en kritik değişimlerden biri havanın kovandan çıkış sıcaklığı gözlenmiştir. Havanın kovandan çıkış sıcaklığının kovan iç çapının azalmasıyla birlikte 32,498°C'den 59,765°C'ye yükseldiği tespit edilmiştir.

Isıtıcı uçlarına ve kovan içerisine koyulan ve altın oran temel alınarak ısıtıcı geometrisine endekslenen eliptik, 72-72-36 ve 36-36-108 üçgenlerinden meydana gelen akış düzelticilerin ısıtıcıda bulunma kombinasyonuna göre olarak yapılan parametrik analiz çalışmasında her kombinasyonun sistem performans parametreleri üzerindeki tepkisinin farklı olduğu saptanmıştır. Ancak, kuplaj veriminin akış düzeltici kombinasyonundan bağımsız olarak arttığı belirlenmiştir.

Farklı gaz akışkanların kullanıldığı parametrik analiz çalışmasında sonuçların, gazın sahip olduğu molekül ağırlığıyla birlikte değiştiği sonucuna ulaşılmıştır. Bu kapsamda freon12 buharının ısıtıcıdan en sıcak, hidrojenin ise en soğuk çıktığı tespit edilmiştir. Kovan ve bobin sıcaklıklarının en düşük değerleri benzer şekilde hidrojen için elde edilmiştir. Bu durumun aksine I. ve II. Bölge'nin sahip olduğu ısı taşınım katsayısı ile basınç farkının en büyük değerlerinin hidrojene ait olduğu belirlenmiştir. Kuplaj veriminin ise sistemde hava harici gözetilen diğer gaz akışkanların kullanılması durumunda arttığı saptanmıştır. Parametrik analiz çalışması ile freon 12 buharı ile indüksiyonlu gaz ısıtıcısında diğer gazlara göre daha verimli bir proses gerçekleştirilebileceği sonucuna ulaşılmıştır.

Tez çalışmasından elde edilen sonuçlardan yola çıkılarak, Multisim programının kullanıldığı elektromanyetik analizde tespit edilen 1,6 katsayısının, ısıtıcı bileşenlerinin hesaplandığı denklemlere olan etkisi araştırılmalıdır. Sistemin termal veriminin yanı sıra elektriksel veriminin de dikkate alındığı toplam veriminin artırılması için sistemin rezonans frekansında çalıştırılması önerilmektedir. Böylece, bobinin endüktif gücü eklenecek yeni kondansatörler vasıtasıyla azaltılacak ve artan PF değeri ile şebekeden çekilecek aktif güç miktarının, dolayısıyla elektriksel verim ifadesinin artacağı öngörülmektedir. Isıtıcı prototipinin yüksek frekansta çalıştırılmasıyla, elektriksel bileşenlerin boyutları ile kovanın et kalınlığı azalacağından daha kompakt ve kullanışlı bir sistem elde edilebileceği düşünülmektedir. Kovan malzemesi olan ST-52 yerine, yine ferromanyetik materyal sınıfında daha yüksek manyetik geçirgenlik ve ısı iletim katsayısı değerlerine sahip

elik kullanılarak sistemin sahip olduğu elektriksel verimin artırılması konusu araştırılabilir. Ayrıca, indüksiyonlu gaz ısıtıcısının tez kapsamında incelenen teknik detaylarının yanı sıra aynı kapasiteyi sağlayacak şekilde tasarlanmış diğer elektrikli ısıtma sistemleri ile kıyaslanması için maliyet analizi yapılabilir.



## KAYNAKLAR

- Abe, K., Kondoh, T., and Nagano, Y.,** 1994: A New Turbulence Model for Predicting Fluid Flow and Heat Transfer in Separating and Reattaching Flows-I. Flow Field, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **37**, 139-151.
- Acero, J., Carretero, C., Millán, I., Alonso, R., Lucía, O., and Burdío, J.M.,** 2010: Experimental Setup for Inductive Efficiency Measurement of Domestic Induction System Based on Energy Balance, *IECON 2010 36<sup>th</sup> Annual Conference on IEEE Industrial Electronics Society*, Glendale, AZ, USA, November 7-10.
- Agonafer, D., Gan-Li, L., and Spalding, D.B.,** 1996: LEVEL Turbulence Model for Conjugate Heat Transfer at Low Reynolds Numbers, *ASME International Mechanical Congress and Exposition*, Atlanta, USA, November 17-22.
- Ahmed, M.R., Lavers, J.D., and Burke, P.E.,** 1989: Boundary Element Application of Induction Heating Devices with Rotational Symmetry, *IEEE Transactions on Magnetics*, **25**, 3022-3024.
- Ahmed, T., Ogura, K., Chandhaket, S., and Nakaoka, M.,** 2003: Asymmetrical Duty Cycle Controlled Edge Resonant Soft Switching High Frequency Invertor for Consumer Electromagnetic Induction Fluid Heater, *Automatika*, **44**, 21-26.
- Alavi, K.,** 1999: Apparatus and Method for Heating a Fluid by Induction Heating, *United States Patent*, No: 5914065 dated 22.06.1999.
- Al-Shaikhli, A.K.M., and Meka, A.T.,** 2014: Design and Implementation of Practical Induction Heater Cooker, *International Journal of Soft Computing and Engineering*, **4**, 73-76.
- Altınışık, K.,** 2006: Uygulamalarla Isı Transferi. Nobel Akademik Yayıncılık, Ankara, Turkey.
- Altıntaş, A., Yıldız, M.N., and Kızılkaya, İ.,** 2012: İndüksiyon Isıtma Prensibi ile Çalışan Mikrokontrol Denetimli Bir Sıvı Isıtıcısı Tasarımı, *Dumlupınar Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, **29**, 45-52.
- Altıntaş, A., and Karahan, M.,** 2015: İndüksiyon Isıtma Yöntemiyle Çalışan Sıvı Isıtıcısı Aparatlarının Araştırılması, *Süleyman Demirel Üniversitesi Uluslararası Teknolojik Bilimler Dergisi*, **7**, 16-26.
- Altıntaş, A.,** 2016: İndüksiyon Bobin Tasarımında Kullanılan Sıvı Isıtıcı Performansının Etkilerinin Araştırılması, *Marmara Fen Bilimleri Dergisi*, **1**, 49-58.
- Anderson, J.D.,** 1995: Computational Fluid Dynamics the Basics with Applications. McGraw-Hill Inc., New York, USA.

- Bal, G., Oncu, S., and Ozbas, E.,** 2013: Self-Oscillated Induction Heater for Absorption Cooler, *Elektronika Ir Elektrotechnika*, **19**, 45-48.
- Bay, F., Labbe, V., Favennec, Y., and Chenot, J.L.,** 2003a: A Numerical Methods for Induction Heating Processes Coupling Electromagnetism and Thermomechanics, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, **58**, 839-867.
- Bay, F., Favennec, Y., and Labbé, V.,** 2003b: A Numerical Modeling Example in Multiphysics Coupling: Analysis and Optimization of Induction Heating Process, *Mécanique & Industries*, **4**, 347-355.
- Bell, S.C., and Bodger, P.S.,** 2007: Power Transformer Design Using Magnetic Circuit Theory and Finite Element Analysis – A Comparison of Techniques, *Australasian Universities Power Engineering Conference*, Perth, WA, Australia, December 9-12.
- Bird, R.B., Stewart, W.E., and Lightfoot, E.N.** 2007: Transport Phenomena 2<sup>nd</sup> Edition. John Wiley & Sons, New York, ABD.
- Bodart, O., Boureau, A.V., and Touzani, R.,** 2001: Numerical investigation of optimal control of induction heating processes, *Applied Mathematical Modelling*, **25**, 697-712.
- Bossavit, A., and Vérité, J.C.,** 1994: The "TRIFOU" Code: Solving the 3-D Eddy-Currents Problem by Using H as State Variable, *IEEE Transactions on Magnetics*, **19**, 2465-2470.
- Bukanin, V.A., Zenkov, A.E., Ivanov, A.N., and Nemkov, V.S.,** 2016: Simulation of Induction Heat Treatment of Steel Articles with the Help of ELTA 6.0 and 2DELTA Software, *Metal Science and Heat Treatment*, **58**, 493-497.
- Burnett, H.J.,** 1970: Induction Gas Heater, *United States Patent*, No: 3534197 dated 13.08.1970.
- Burnett, H.J.,** 1972: Electric Induction Gas Heater, *United States Patent*, No: 3671715 dated 20.06.1972.
- Chaboudez, C., Clain, S., Glardon, R., Swierkosz, M., and Touzani, R.,** 1994: Numerical Modelling of Induction Heating of Long Workpieces, *IEEE Transactions on Magnetics*, **30**, 5028-5037.
- Chaboudez, C., Clain, S., Glardon, R., Mari, D., Rappaz, J., and Swierkosz, M.,** 1997: Numerical Modelling in Induction Heating for Axisymmetric Geometries, *IEEE Transactions on Magnetics*, **33**, 739-745.
- Cho, K.H.,** 2012: Coupled Electro-Magneto-Thermal Model for Induction Heating Processes of a Moving Billet, *International Journal of Thermal Sciences*, **60**, 195-204.
- Clain, S., Rappaz, J., Swierkosz, M., and Touzani, R.,** 1993: Numerical Modeling of Induction Heating for Two-Dimensional Geometries, *Mathematical Models and Methods in Applied Sciences*, **3**, 805-822.
- Codrington, J., Nguyen, P., Ho, S.A., and Kotousov, A.,** 2009: Induction Heating Apparatus for High Temperature Testing of Thermo-Mechanical Properties, *Applied Thermal Engineering*, **29**, 2783-2789.

- COMSOL, Inc., Reference Manual, version 5.3.
- Courant, R., Friedrichs, K., and Lewy, H., 1928: Über die Partiaellen Differenzengleichungen der Mathematischen Physik, *Mathematische Annalen*, **100**, 32-74.
- Cullen, J.M., and Allwood, J.M., 2010: Theoretical Efficiency Limits for Energy Conversion Devices, *Energy*, **35**, 2059-2069.
- Cullity, B.D., and Graham, C.D., 2009: Introduction to Magnetic Materials 2<sup>nd</sup> Edition. John Wiley & Sons, Hoboken, New Jersey, USA.
- Curran, J.S., and Featherstone, A.M., 1988: Electric-Induction Fluid Heaters, *Power Engineering Journal*, **2**, 157-160.
- Çengel, Y.A., and Cimbala, J.M., 2015: Akışkanlar Mekaniği Temelleri ve Uygulamaları 3. Basım. Palme Yayıncılık, Ankara, Turkey.
- Çengel, Y.A., 2014: Isı ve Kütle Transferi, Pratik Bir Yaklaşım 3. Basım. Güven Kitabevi, İzmir, Turkey.
- Davies, E.J. 1990: Conduction and Induction Heating. Institution of Engineering and Technology, London, United Kingdom.
- Demidovich, V.B., Komrakova, G.D., Rudnev, I.V., and Harfoush, A., 1994: Space Change of Eddy Current Power by Induction Heating of Steel Cylinders, *Proceedings of the Second International Conference on Computation in Electromagnetics*, London, United Kingdom, April 12-14.
- Dirker, J., and Meyer, J.P., 2005: Convective Heat Transfer Coefficients in Concentric Annuli, *Heat Transfer Engineering*, **26**, 38-44.
- Drobenko, B., Hachkevych, O., and Kournyts'kyi, T., 2007: A Mathematical Simulation of High Temperature Induction Heating of Electroconductive Solids, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **50**, 616-624.
- Dykman, A., 2012: Explosion Proof Forced Air Electric Heater, *United States Patent*, No: US 2012/0328270 A1 dated 27.12.2012.
- Egan, L.R., and Furlani, E.P., 1991: A Computer Simulation of an Induction Heating System, *IEEE Transactions on Magnetics*, **27**, 4343-4354.
- EN 1993 1-2, 2005. Eurocode 3: Design of steel structures – Part 1-2: General rules – Structural fire design, *European Standard*, Brussels.
- Evans, M.W., and Harlow F.H., 1957: *The Particle In-Cell Method for Hydrodynamic Calculations*, 75 sheets, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico.
- Fabbri, M., Forzan, M., Lupi, S., Morandi, A., and Ribani, P.L., 2009: Experimental and Numerical Analysis of DC Induction Heating of Aluminium Billets, *IEEE Transactions on Magnetics*, **45**, 192-200.
- Favennec, Y., Labbé, V., Tillier, Y., and Bay, F., 2002: Identification of Magnetic Parameters by Inverse Analysis Coupled with Finite-Element Modeling, *IEEE Transactions on Magnetics*, **38**, 3607-3619.

- Favennec, Y., Labbé, V., and Bay, F.**, 2003: Induction Heating Processes Optimization a General Optimal Control Approach, *Journal of Computational Physics*, **187**, 68-94.
- Fichtner, H.E., and Klaus, F.**, 1986: Apparatus for Inductively Heating Fluid, *United States Patent*, No: 4600821 dated 15.07.1986.
- Fireteanu, V., Tudorache, T., Geri, A., and Veca, G.M.**, 2003: Transverse Flux Induction Heating Comparison Between Numerical Models and Experimental Validation, *COMPEL- The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, **22**, 98-110.
- Fisk M.**, 2011: Modelling of Induction Heat Treatment in a Manufacturing Chain, *Doctoral Dissertation*, Luleå University of Technology, Luleå, Sweden.
- Foggia, A., Sabonnadiere, J.C., and Silvester, P.**, 1975: Finite Element Solution of Saturated Travelling Magnetic Field Problems, *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, **94**, 866-871.
- Foster, M., Fairweather, A., and Ashley, G.**, 2016: Design Procedure for Pot-Core Integrated Magnetic Component, *PCIM Europe 2016; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management*, Nuremberg, Germany, May 10-12.
- Frogner, K., Andersson, M., Cedell, T., Svensson, L., Jeppson, P., and Ståhl, J.E.**, 2011: Industrial Heating Using Energy Efficient Induction Technology, *Proceedings of the 44<sup>th</sup> CIRP International Conference on Manufacturing Systems*, Madison, Wisconsin, USA, June 01-03.
- García, J.R., Burdío, J.M., Martínez, A., and Sancho, J.**, 1994: A Method for Calculating the Workpiece Power Dissipation Heating Processes, *The 9<sup>th</sup> Applied Power Electronics Conference and Exposition*, Orlando, Florida, USA, February 13-17.
- Gardner, L., and Ng, K.T.**, 2006: Temperature development in structural stainless-steel sections exposed to fire, *Fire Safety Journal*, **41**, 185-203.
- Garza, B.A.**, 2011: Electromagnetic Induction Air Heater System with Moving Heating Element and Methods, *United States Patent*, No: US 2011/0215089 A1 dated 08.09.2011.
- Gentry, R.A., Martin, R.E., and Daly, B.J.**, 1966: An Eulerian Differencing Method for Unsteady Compressible Flow Problems, *Journal of Computational Physics*, **1**, 87-118.
- Gnielinski, V.**, 2009: Heat Transfer Coefficients for Turbulent Flows in Concentric Annular Ducts, *Heat Transfer Engineering*, **30**, 431-436.
- Guo, B., Okuno, A., Iwamoto, H., Gamage, L., Koudriavtsev, O., Hiraki, E., and Nakaoka, M.**, 1999: Latest Electromagnetic Induction Based Fluid Heating Appliance Using Voltage-Source Series Loaded Resonant Pulse Width Modulation High-Frequency Inverter, *International Journal of Electronics*, **86**, 1261-1279.

- Güneş, T.**, 2018: Silisyum Alaşımli Çeliklerde İndüklenen Anizotropinin Manyetik Domain Yapısına Göre İncelenmesi, *Balıkesir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, **20**, 508-519.
- Hadoulias, S., Snyder, D.L., and May, J.C.**, 2017: Magnetic Induction Heat Engine and Heat Pipe Delivery System and Methods of Producing and Delivering Heat, *United States Patent*, No: US 2009/0139987 dated 10.01.2017.
- Handa, K.**, 2009: Induction Warming System for Fiber Composite Gas Storage Cylinders, *United States Patent*, No: 5237144 dated 04.06.2009.
- Hoffman, J.D.**, 2001: Numerical Methods for Engineers and Scientists 2<sup>nd</sup> Edition. Marcel Dekker, New York, USA.
- Holman, J.P.** 2012: Experimental Methods for Engineers 8<sup>th</sup> Edition. McGraw-Hill, New York, USA.
- Huang, M.S., and Huang, Y.L.**, 2010: Effect of Multi-Layered Induction Coils on Efficiency and Uniformity of Surface Heating, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **53**, 2414-2423.
- Huang, Y., and Wu, J.W.**, 2010: Infrared Thermal Image Segmentations Employing the Multilayer Level Set Method for Non-Destructive Evaluation of Layered Structures, *NDT&E International*, **43**, 34-44.
- Hysing, S., and Turek, S.**, 2015: Evaluation of Commercial and Academic CFD Codes for A Two-Phase Flow Benchmark Test Case, *International Journal of Computational Science and Engineering*, **10**, 387-394.
- Iguchi, A.**, 1993: Electromagnetic Induction Heater, *United States Patent*, No: 5237144 dated 17.08.1993.
- Incropera, F.P.**, 2011: Fundamentals of Heat and Mass Transfer 7<sup>th</sup> Edition. John Wiley, Hoboken, New Jersey, USA.
- Jacot, A., Swierkosz, M., Rappaz, J., Rappaz, M., and Mari, D.**, 1996: Modelling of Electromagnetics Heating, Cooling and Phase Transformations During Surface Hardening of Steels, *Journal de Physique*, **6**, 203-213.
- Jain, I.**, 2017: Electromagnetic-Thermal Modeling of Induction Heating of Moving Wire, *Heat Transfer-Asian Research*, **46**, 111-133.
- Jakubovičová, L., Gašparec, A., Kopas, P., and Sága, M.**, 2016: Optimization of the Induction Heating Process in order to Achieve Uniform Surface Temperature, *Procedia Engineering*, **136**, 125-131.
- Kakaç, S., and Liu, H.**, 2002: Heat Exchangers Selection, Rating and Thermal Design. CRC Press, Boca Raton, Florida, USA.
- Kays, W.M.**, 1994: Turbulent Prandtl Number-Where Are We?, *ASME Journal of Heat Transfer*, **116**, 284-295.
- Kenada, M., Hishikawa, S., Tanaka, T., Guo, B., and Nakoka, M.**, 1999: Innovative Electromagnetic Induction Eddy Current-Based Dual Packs Heater Using Voltage Fed High-Frequency PWM Resonant Inverter for Continuous Fluid Processing in Pipeline, *IECON'99 25<sup>th</sup> Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society*, San Jose, California, USA, 29 November-3 December.

- Knupp, P.M., and Steinberg, S.,** 1993: The Fundamentals of Grid Generation. CRC Press, Boca Raton, Florida, USA.
- Koppel, T., Vilcane, I., and Tint P.,** 2017: Risk Management of Magnetic Field from Industrial Induction Heater – A Case Study, *16<sup>th</sup> International Scientific Conference Engineering and Rural Development: Engineering for Rural Development*, Jelgava, Latvia, May 24-26.
- Köroğlu, S., and Sazak, B.S.,** 2002: Mutfak Uygulamaları İçin Yarım köprü Seri Rezonans İntertörlü İndüksiyon Isıtma Sistemi Tasarımı, *Pamukkale Üniversitesi Mühendislik Bilimleri Dergisi*, **8**, 167-172.
- Kranjc, M., Zupanic, A., Miklavcic, D., and Jarm, T.,** 2010: Numerical Analysis and Thermographic Investigation of Induction Heating, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **53**, 3585-3591.
- Kundu, P.K., and Cohen, I.M.,** 2002: Fluid Mechanics 2<sup>nd</sup> Edition. Academic Press, San Diego, California, USA.
- Kurose, Y., Hiraki, E., Fukui, A., and Nakoka, M.,** 2003: Phase Shifted ZVS-PWM High Frequency Load Resonant Inverter for Induction Heated foam Metal Type Dual Packs Fluid Heater, *IECON'03 29<sup>th</sup> Annual Conference of the IEEE Industrial Electronics Society*, Roanoke, USA, November 2-6.
- Kurose, H., Miyagi, D., Takahashi, N., Uchida, N., and Kawanaka, K.,** 2009: 3D Eddy Current Analysis of Induction Heating Apparatus Considering Heat Emission, Heat Conduction, and Temperature Dependence of Magnetic Characteristics, *IEEE Transactions on Magnetics*, **45**, 1847-1850.
- Labridis, D., and Dokopoulos, P.,** 1989: Calculation of Eddy Current Losses in Nonlinear Ferromagnetic Material, *IEEE Transactions on Magnetics*, **25**, 2665-2669.
- Lacasse, D., Turgeon, É., and Pelletier, D.,** 2004: On the Judicious Use of the  $k-\epsilon$  Model, Wall Functions and Adaptivity, *International Journal of Thermal Sciences*, **43**, 925-938.
- Lagrée, P.Y.,** 2017: Boundary Layer Separation and Asymptotics from 1904 to 1969, *Comptes Rendus Mecanique*, **345**, 613-619.
- Lapthorn A., and Bodger, P.S.,** 2009: A Comparison Between the Circuit Theory Model and Finite Element Model Reactive Components, *Australasian Universities Power Engineering Conference*, Adelaide, SA, Australia, September 27-30.
- Lavers, J.D.,** 1983: Numerical Solution Methods for Electroheat Problems, *IEEE Transactions on Magnetics*, **19**, 2566-2572.
- Lomax, H., Pulliam, T.H., and Zingg, D.W.,** 2001: Fundamentals of Computational Fluid Dynamics. Springer, Berlin, Germany.
- Luo, S., and Ding, Y.,** 2009: High Frequency Induction Heating Instantaneous Tankless Water Heaters, *United States Patent*, No: US 2009/0092384 A1 dated 09.04.2009.



- Lupi, S.** 2017: Fundamentals of Electroheat Electrical Technologies for Process Heating. Springer, New York, USA.
- Lupi, S., Forzan, M., and Aliferov, A.** 2015: Induction and Direct Resistance Heating Theory and Numerical Modeling. Springer, New York, USA.
- Maclaren, M.**, 1911: The Effect of Temperature upon the Hysteresis Loss in Sheet Steel, *Proceedings of the American Institute of Electrical Engineers*, **30**, 537-551.
- Manuel, G., and Khan, M.T.E.**, 2009: Design of an Induction Heating Domestic Water Heater System, *Master's Thesis*, Cape Peninsula Technology University, Cape Town, South Africa.
- Marchand, C., and Foggia, A.**, 1983: 2D Finite Element Program for Magnetic Induction Heating, *IEEE Transactions on Magnetics*, **19**, 2647-2649.
- McLyman, C.W.T.** 2011: Transformer and Inductor Design Handbook 4<sup>th</sup> Edition. Marcel Dekker, New York, USA.
- Miyoshi, T., and Maeda, G.**, 1982: Finite Element Analysis of Leakage Magnetic Flux from an Induction Heating System, *IEEE Transactions on Magnetics*, **18**, 917-920.
- Moffat, R.J.**, 1988: Describing the Uncertainties in Experimental Results, *Experimental Thermal and Fluid Science*, **1**, 3-17.
- Mohammadi, R., Mozaffar, A., Mardaneh, M., and Darabi, A.**, 2014: A Review of Thermal Analysis Methods in Electromagnetic Devices, *The 23<sup>rd</sup> International Symposium on Industrial Electronics*, İstanbul, Turkey, June 1-4.
- Moosbrugger, C.**, 2000: Electrical and Magnetic Properties of Metals. ASM International, Ohio, USA.
- Nakamizo, T., Kenada, M., Hishikawa, S., Guo, B., Ivamoto, H., and Nakaoka, M.**, 1999: New Generation Fluid Heating Appliance Using High-Frequency Load Resonant Inverter, *PEDS'99 International Conference on Power Electronics and Drive Systems*, Hong Kong, China, July 27-29.
- Nart, E., and Sert, Ş.**, 2009: İndüksiyon Isıl Yükleme ile Bir Çatlak Etrafında Oluşan Gerilmelerin Modellenmesi, *The 5<sup>th</sup> International Advanced Technologies Symposium*, Karabük, Turkey, May 13-15.
- Okman, O., Dursunkaya, Z., and Tekkaya, A.E.**, 2009: Generalized Transient Temperature Behavior in Induction Heated Workpieces, *Journal of Materials Processing Technology*, **209**, 5932-5939.
- Pamuk, M.T.**, 2019: Numerical Study of Heat Transfer in Porous Medium Steel Balls, *Thermal Science*, **23**, 271-279.
- Patidar, B., Hussain M.M., Das, S., Mukherjee, D., and Tiwari, A.P.**, 2015: Simulation and Experimental Validation of Induction Heating of MS Tube for Elevated Temperature NDT Application, *Proceedings of the 2015 COMSOL Conference*, Pune, India, October 29-30.

- Patil, T.G., and Patil, A.A.**, 2014: Experimental Study of Helical Coil Induction Water Heater Using Induction Cooker, *International Journal of Research in Aeronautical and Mechanical Engineering*, **2**, 21-27.
- Patil, T.G., Patil, A.A., and Deshmukh, D.S.**, 2016: Experimental Analysis of Helical Coil Induction and Electric Immersion Type Water Heater, *International Journal of Science, Spirituality, Business and Technology*, **4**, 96-99.
- Paya, B., Fourmigue, J.M., and Amarnath, A.**, 2013: Results of an Innovative 100kW Induction Heater Prototype Testing, *Proceedings of the Summer Study on Energy Efficiency in Industry*, Niagara Falls, New York, USA, July 23-26.
- Pijls, B.G., Sanders, I.M.J.G., Kuijper, E.J., and Nelissen, R.G.H.H.**, 2017: Non-Contact Electromagnetic Induction Heating for Eradicating Bacteria and Yeasts on Biomaterials and Possible Relevance to Orthopaedic Implant Infections, In Vitro Findings, *Bone & Joint Research*, **6**, 323-330.
- Pirmohammadi, M., Ghassemi, M., and Sheikhzadeh, G.A.**, 2009: Effect of Magnetic Field on Transient Natural Convection Heat Transfer System, *IEEE Transactions on Magnetics*, **45**, 2788-2790.
- Pletcher, R.H., Tannehill, J.C., and Anderson, D.A.**, 2013: Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer 3<sup>rd</sup> Edition. CRC Press, Boca Raton, Florida, USA.
- Popa, C., and Pentuic, R.**, 2012: Analysis of a New Induction Thermal Converter for Heating, *Energy*, **42**, 81-93.
- Pope, S.B.**, 2000: Turbulent Flows. Cambridge University Press, Cambridge, England.
- Pryor, R.W.**, 2011: Multiphysics Modelling Using COMSOL<sup>®</sup> a First Principles Approach. Jones and Bartlett Publishers, Sudbury, Massachusetts, USA.
- Rafael, O.F., Fabiola, C.R., Carlos, C.H., Roberto, M.C., and Patricia, M.H.H.**, 2013: Water Heater by Magnetic Induction, 23<sup>th</sup> *International Conference on Electronics, Communications and Computing*, Cholula, Mexico, November 11-13.
- Rappaz, J., and Świerkosz, M.**, 1996: Mathematical modelling and Numerical Simulation of Induction Heating Processes, *Applied Mathematics and Computational Science*, **6**, 207-221.
- Richardson, L.A.**, 1910: On The Approximate Arithmetical Solution By Finite Differences Of Physical Problems Involving Differential Equations, With An Application To The Stresses In A Masonry Dam, *Proceedings of the Royal Society A Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **83**, 307-357.
- Rudnev, V., Loveless, D., and Cook, R.L.** 2017: Handbook of Induction Heating 2<sup>nd</sup> Edition. CRC Press, Taylor & Francis, Boca Raton, Florida, USA.

- Runde, M., and Magnusson, N.**, 2002: Induction Heating of Aluminium Billets Using Superconducting Coils, *Physica C: Superconductivity*, **372-376**, 1339-1341.
- Sadakata, H., Nakaoka, M., Yamashita, H., Omori, H., and Terai, H.**, 2002: Development of Induction Heated Hot Water Producer Using Soft Switching PWM High Frequency Inverter, *Power Conversion Conference*, Osaka, Japan, April 2-5.
- Sadeghipour, K., Dopkin, J.A., and Li, K.**, 1996: A Computer Aided Finite Element/Experimental Analysis of Induction Heating Process of Steel, *Computers in Industry*, **28**, 195-205.
- Sadhu, P.K., Pal, N., and Bandyopadhyay, A.**, 2012: Choice of Semiconductor Switches for Energy Efficient Induction Heated Pipe-line Using H.F. Mirror Inverter, *International Multiconference of Engineers and Computer Scientists*, Hong-Kong, China, March 14-16.
- Salon, S.J., and Schneider, J.M.**, 1982: A Hybrid Finite Element-Boundary Integral Formulation of the Eddy Current Problem, *IEEE Transactions on Magnetics*, **18**, 461-466.
- Sarnago, H., Lucía, O., Mediano, A., and Burdío, J.M.**, 2013: Modulation Scheme for Improved Operation of an RB-IGBT-Based Resonant Inverter Applied to Domestic Induction Heating, *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, **60**, 2066-2073.
- Sazak, B.S.**, 1999: Design of a 500W Resonant Induction Heater, *Pamukkale Üniversitesi Mühendislik Bilimleri Dergisi*, **5**, 871-878.
- Schlünder, E.U.**, 1983: Heat Exchanger Design Handbook. Hemisphere Publishing Corporation, Washington, USA.
- Serrano, J., Acero, J., Alonso, R., Carretero, C., Lope, I., and Burdío J.M.**, 2016: Design and Implementation of a Test-Bench for Efficiency Measurement of Domestic Induction Heating Appliances, *Energies*, **9**, 636.
- Sewell, H.I., Stone, D.A., and Howe, D.**, 1999: Dynamic Load Impedance Correction for Induction Heaters, *International Conference on Power Electronics and Drive Systems*, Hong Kong, China, June 27-29.
- Skoczkowski, T.P., and Kalus, M.F.**, 1989: The Mathematical Model of Induction Heating of Ferromagnetic Pipes, *IEEE Transactions on Magnetics*, **25**, 2745-2750.
- Stokes, G.G.**, 1845: On the Theories of the Internal Friction of Fluids in Motion and of the Equilibrium and Motion of Elastic Solids, *Transactions of the Cambridge Philosophical Society*, **8**, 287-305.
- Strupinskiy, M.L., Khrenkov, N.N., Kuvaldin, A.B., Fedin, M.A., and Rashevskaya, M.A.**, 2013: Waveform of Inductor Current at Low-Temperature Induction Heating, *International Symposium on Theoretical Electrical Engineering*, Pilsen, Czech Republic, June 24-26.
- Sun, B.Z., Liu, H.P., Liu, X., Wang, Q., and Li, S.H.**, 2009: Experimental Investigation on Electromagnetic Induction Heating Characteristics

for High Temperature Air, *Proceedings of the Chinese Society of Electrical Engineering*, **29**, 30-34.

- Takau, L., and Bodger, P.**, 2013: Low Frequency Modelling of Induction Heaters Using Series Equivalent Circuit, Transformer Equivalent Circuit and Finite Element Analysis, *AUPEC 2013 Australasian Universities Power Engineering Conference*, Hobart, TAS, Australia, 29 November-3 October.
- Takau, L., and Bodger, P.**, 2014: Modelling of Transduction Heaters Using Transformer Equivalent Circuit and Finite Element Analysis, *Journal of Energy and Power Engineering*, **8**, 1085-1092.
- Tanaka, H., Kenada, M., Chandhaket, S., Aubdallah, M., Nakaoka, M., Uchida, N., and Ueno, T.**, 2000: Eddy Current Dual Packs Heater Based Continuous Pipeline Fluid Heating Using Soft Switching PWM High Frequency Inverter, *International Symposium on Industrial Electronics*, Cholula, Puebla, Mexico, December 4-8.
- Tank, V., and Dietl, H.**, 1990: Multispectral Infrared Pyrometer for Temperature Measurement with Automatic Correction of the Influence of Emissivity, *Infrared Physics*, **30**, 331-342.
- Tavakoli, M.H., Karbaschi, H., and Samavat, F.**, 2010: Computational Study of Electromagnetic Fields, Eddy Currents and Induction Heating in Thin and Thick Workpieces, *Communications in Computational Physics*, **8**, 211-225.
- Tennekes, H., and Lumley, J.L.**, 1972: A First Course in Turbulence. MIT Press, Cambridge, England.
- Terai, H., Sadakata, H., Omori, H., Yamashita, H., and Nakaoka, M.**, 2002: High Frequency Soft Switching Inverter for Fluid-Heating Appliance Using Induction Eddy Current-Based Involute Type Heat Exchanger, *33<sup>rd</sup> Annual IEEE Power Electronics Specialists Conference*, Cairns, Queensland, Australia, June 23-27.
- Thom, A.**, 1933: The Flow Past Circular Cylinders at Low Speeds, *Proceedings of the Royal Society A Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **141**, 651-669.
- Thomé, V.**, 2001: From Finite Differences to Finite Elements: A Short History of Numerical Analysis of Partial Differential Equations, *Journal of Computational Physics*, **128**, 1-54.
- Thompson, J.F., Soni, B.K., and Weatherill, N.P.**, 1999: Handbook of Grid Generation. CRC Press, Boca Raton, Florida, USA.
- Tomita, H., Maruyama, T., Yoshimura, S., and Takahashi, N.**, 2009: Superheated Steam Generator by Magnetic Induction, *13<sup>th</sup> European Conference on Power Electronics and Applications*, Barcelona, Spain, September 8-10.
- Tomita, H., Nomoto, A., Ando, A., Miyamura, D., and Takasaka, R.**, 2016: Practical Applications of Small Induction Heater, *11<sup>th</sup> France-Japan & 9<sup>th</sup> Europe-Asia Congress on Mechatronics (MECATRONICS) /17<sup>th</sup>*

*International Conference on Research and Education in Mechatronics (REM)*, Compiègne, France, June 15-17.

- Touzani, R.**, 1996: Analysis of an Eddy Current Problem Involving a Thin Conductor, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **131**, 233-240.
- Touzani, R., and Rappaz, J.**, 2014: Mathematical Models for Eddy Currents and Magnetostatics with Selected Applications. Springer, Dordrecht, Holland.
- Uchihori, Y., Kawamura, Y., Tokiwa, M., Kim, Y.J., and Nakaoka, M.**, 1995: New Induction Heated Fluid Energy Conversion Processing Appliance Incorporating Auto-Tuning PID Control Based PWM Resonant IGBT Inverter with Sensorless Power Factor Correction, *PESC'95-Power Electronics Specialist Conference*, Atlanta, USA, June 18-22.
- Unver, H.M.**, 2012: A New Induction Water Heating System Design for Domestic Heating, *Energy Education Science and Technology Part A: Energy Science and Research*, **29**, 1133-1138.
- Unver, U.**, 2016: Efficiency Analysis of Induction Air Heater and Investigation of Distribution of Energy Losses, *Tehnički Vjesnik*, **23**, 1259-1267.
- Unver, U., Yuksel, F., Kelesoglu, A., Yuksel, A., and Unver, H.M.**, 2018a: Analysis of the Effect of Construction Parameters on Energetic and Exergetic Efficiency of Induction Air Heaters, *International Journal of Exergy*, **25**, 168-186.
- Unver, U., Yuksel, A., Kelesoglu, A., Yuksel, F., and Unver, H.M.**, 2018b: Analysis of a Novel High Performance Induction Air Heater, *Thermal Science*, **22**, S843-S853.
- Ünver, H.M.**, 2010: Paralel Rezonans Devrelerinde Basit ve Güvenilir Rezonans Frekansı Belirlemede Yeni Bir Yaklaşım, *International Journal of Engineering Research and Development*, **2**, 6-12.
- Ünver, Ü., and Yüksel, A.**, 2016: İndüksiyonlu Hava Isıtıcısında Geçici Rejim Durumunun Deneysel Olarak İncelenmesi, *Erzincan Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, **9**, 112-125.
- Valchev, V.C., Todorova, T.P., Yudov, D.D., and Mareva, D.J.**, 2016: Design Considerations of Inductors for Induction Heating of Fluids, *19<sup>th</sup> International Symposium on Electrical Apparatus and Technologies*, Bourgas, Bulgaria, 29 May-1 June.
- VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen** 2010: VDI Heat Atlas 2<sup>nd</sup> Edition. Springer, Berlin, Germany.
- Virgin, G.C.**, 1985: Electromagnetic Induction Air Heater, *United States Patent*, No: 4503305 dated 05.03.1985.
- Walter, J. and Ceglia, G.**, 2011: Using Numerical Methods to Design and Control Induction Heating Systems, in *Advances in Induction and Microwave Heating of Mineral and Organic Materials*, **5**, p. 101-124, Ed. Grundas, S., Intech, Croatia.

- Wang, K.F., Chandrasekar, S., and Yang, H.T.Y.**, 1992: Finite-Element Simulation of Induction Heat Treatment, *Journal of Materials Engineering and Performance*, **1**, 97-112.
- White, F.M.** 2016: Fluid Mechanics 8<sup>th</sup> Edition. McGraw-Hill, Boston, USA.
- Wilcox, D.C.**, 2006: Turbulence Modelling of CFD 3<sup>rd</sup> Edition. DCW Industries, California, USA.
- Williamson, F.**, 1980: Richard Courant and The Finite Element Method: A Further Look, *Historia Mathematica*, **7**, 369-378.
- Yadong, J.**, 2017: Electromagnetic Induction High Temperature Air Heater, *China Patent Office*, No: CN 206145973 U dated 03.05.2017.
- Yafei, S., Yongjun, T., Jing, S., and Dongjie, N.**, 2009: Effect of Temperature and Composition on Thermal Properties of Carbon Steel, *Chinese Control and Decision Conference*, Guilin, China, June 17-19.
- Yamankaradeniz, R., Horuz, İ., Coşkun, S., Kaynaklı Ö., and Yamankaradeniz, N.** 2015: İklimlendirme Esasları ve Uygulamaları. Dora Yayınevi, Bursa, Turkey.
- Yıldız, M.N., and Alan, İ.**, 2006a: Sıvıların İndüksiyonla Isıtılması, *Makine Teknolojileri Elektronik Dergisi*, **2**, 45-50.
- Yıldız, M.N., and Alan, İ.**, 2006b: 2,2 kW'lık İndüksiyonlu Sıvı Isıtıcı Tasarımı ve Denenmesi, *Makine Teknolojileri Elektronik Dergisi*, **3**, 11-23.
- Yıldız, M.N., and Alan, İ.**, 2009: Kalorifer Sistemlerinde İndüksiyon Tabanlı Isıtmanın Kullanılması, *IATS'09 5. Uluslararası İleri Teknolojiler Sempozyumu*, Karabük, Turkey, May 13-15.
- Yüksel, A.**, 2016: İndüksiyonlu Akışkan Isıtıcılarında Akış Parametrelerinin Isıtıcı Verimine Etkilerinin İncelenmesi, *Master's Thesis*, Yalova Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Yalova, Turkey.
- Zinn, S., and Semiatin, S.L.** 1988: Elements of Induction Heating Design, Control and Applications. ASM International, Ohio, USA.
- Zlámál, M.**, 1977: Finite Element Methods for Nonlinear Parabolic Equations, *RAIRO Analyse Numérique*, **11**, 93-107.
- [1] Alındığı tarih: 06.12.2017, adres: <https://www.comsol.com/blogs/which-turbulence-model-should-choose-cfd-application/>
- [2] Alındığı tarih: 06.02.2018, adres: <https://www.comsol.jp/blogs/improving-your-meshing-with-swept-meshes/>
- [3] Alındığı tarih: 06.02.2018, adres: <https://www.comsol.jp/blogs/how-to-set-up-a-mesh-in-comsol-multiphysics-for-cfd-analyses/>
- [4] Alındığı tarih: 06.02.2018, adres: <https://www.comsol.jp/blogs/your-guide-to-meshing-techniques-for-efficient-cfd-modeling>
- [5] **Bulgurcu, H.**, 2015: Balıkesir Üniversitesi havalandırma tekniği ders notları.

## ÖZGEÇMİŞ



**Ad Soyad** : Alper KELEŞOĞLU

**Doğum Yeri ve Tarihi** : Akhisar - 06.04.1993

**E-Posta** : alper.kelesoglu@gmail.com

**Lisans** : Yalova Üniversitesi Enerji Sistemleri Mühendisliği

### Mesleki Deneyim ve Ödüller:

2019-Halen: Sistem Teknik Sanayi Fırınları A.Ş. – Ar-Ge Merkezi Koordinatörü

2017-2019 : Sistem Teknik Sanayi Fırınları A.Ş. – Ar-Ge Mühendisi

### Yayın ve Patent Listesi:

- Unver, U., **Kelesoglu, A.**, and Kilic, M., 2018: A Novel Method for Prediction of Gas Turbine Power Production: Degree-Day Method, *Thermal Science*, **22**, S809-S817.
- Kara, Ö., Yurtcu, M., Küçükkaya, E., **Keleşoğlu, A.**, and Ünver, Ü., 2018: A Heat Pump System Design for the Green Campus of University of Yalova, *SPLITECH18 3<sup>rd</sup> International Multidisciplinary Conference on Computer and Energy Science*, Split, Croatia, June 26-29.
- Unver, H.M., Unver, U., and **Kelesoglu, A.**, 2018: Introduction of a Novel Design Approach for Tunnel-Type Induction Furnace Coil for Aluminium Billet Heating, *Arabian Journal for Science and Engineering*, **43**, 1103-1101.
- Direk, M., Mert, M.S., Yüksel, F., and **Keleşoğlu, A.**, 2018: Exergetic Investigation of a R1234yf Automotive Air Conditioning System with Internal Heat Exchanger, *International Journal of Thermodynamics*, **21**, 103–109.

- Direk, M., and **Kelesoglu, A.**, 2017: Performance Analysis of Automotive Air Conditioning System with an Internal Heat Exchanger Using R1234yf Under Different Evaporation and Condensation Temperatures, *Thermal Science*.
- Direk, M., **Keleşoğlu, A.**, and Akın, A., 2017: R1234yf Kullanılan Otomobil Klima Sisteminde İç Isı Değiştirici Etkisinin Ampirik Bağıntılar ile Belirlenmesi, *21. Ulusal Isı Bilimi ve Tekniği Kongresi*, Çorum, Turkey, September 13-16.
- Direk, M., **Kelesoglu, A.**, and Akın, A., 2017: Drop-in Performance Analysis and Effect of IHX for an Automotive Air Conditioning System with R1234yf as a Replacement of R134a, *Strojnişki Vestnik*, **63**, 314-319.
- Çakmak, M.E., **Keleşoğlu, A.**, Direk, M., and Akın, A., 2017: R1234yf Soğutucu Akışkanıyla Çalışan Araç Klima Sisteminde Performans Artırıcı Olarak Kullanılan Çift Borulu Isı Değiştiricisinin Numerik Olarak İncelenmesi, *2. Uluslararası Mühendislik Mimarlık ve Tasarım Kongresi*, Kocaeli, Turkey, May 12-13.
- Unver, U., Yuksel, A., **Kelesoglu, A.**, Unver, H.M., and Yuksel, F., 2017: Experimental Analysis of Effect of Construction Parameters on Thermal Efficiency of Induction Air Heaters, *9<sup>th</sup> International Exergy, Energy and Environment Symposium*, Split, Croatia, May 14-17.
- Direk, M., **Kelesoglu, A.**, and Akın, A., 2017: Theoretical Performance Analysis of an R1234yf Refrigeration Cycle Based on the Effectiveness of Internal Heat Exchanger, *Hittite Journal of Science & Engineering*, **4**, 23-30.
- Unver, U., **Kelesoglu, A.**, and Kilic, M., 2017: Utilization of Degree Day Method to Determine the Theoretical Maximum Production Potential of a Gas Turbine, *SPLITECH17 2<sup>nd</sup> International Multidisciplinary Conference on Computer and Energy Science*, Split, Croatia, June 12-14.
- Unver, U., Yuksel, A., **Kelesoglu, A.**, Yuksel, F., and Unver, H.M., 2017: Investigation of Efficiency Improvement of an Induction Air Heater: a Thermal Analysis, *SPLITECH17 2<sup>nd</sup> International Multidisciplinary Conference on Computer and Energy Science*, Split, Croatia, June 12-14.
- Ünver, Ü., **Kelesoglu, A.**, and Küçükkaya, E., 2017: Mühendislik Disiplinleri İçin Bilimsel Makale Yazım Esasları, *Yalova Üniversitesi Sosyal Bilimler Enstitüsü Dergisi*, **13**, 235-247.



## TEZDEN TÜRETİLEN YAYINLAR/SUNUMLAR

- Unver, U., Yuksel, A., **Kelesoglu, A.**, Unver, H.M., and Yuksel F., 2018: Analysis of the Effect of Construction Parameters on Energetic and Exergetic Efficiency of Induction Air Heaters, *International Journal of Exergy*, **25**, 168-186.
- Unver, U., Yuksel, A., **Kelesoglu, A.**, Yuksel F., and Unver, H.M., 2018: Analysis of a Novel High-Performance Induction Air Heater, *Thermal Science*, **22**, S843-S853.

