

**RAYLEIGH-BÉNARD TAŞINIM İLE TİTREŞİMLİ AKIŞIN ETKİLEŞİMİNİN
SAYISAL ANALİZİ**

SEMİH ÇETİNDAG

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ**

**TOBB EKONOMİ VE TEKNOLOJİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

AĞUSTOS 2014

ANKARA

Fen Bilimleri Enstitü onayı

Prof. Dr. Osman EROĞUL

Müdür

Bu tezin Yüksek Lisans derecesinin tüm gereksinimlerini sağladığını onaylarım.

Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ

Anabilim Dalı Başkanı

Semih ÇETİNDAG tarafından hazırlanan “Rayleigh-Bénard Taşınım ile Titreşimli Akışın Etkileşiminin Sayısal Analizi” adlı bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ

Tez Danışmanı

Tez Jüri Üyeleri

Başkan : Doç. Dr. Selin ARADAĞ

ÇELEBİOĞLU

Üye : Doç. Dr. Murat K. AKTAŞ

Üye : Doç. Dr. Şule ERGÜN

(Hacettepe Üniversitesi)

TEZ BİLDİRİMİ

Tez içindeki bütün bilgilerin etik davranış ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu, ayrıca tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada orijinal olmayan her türlü kaynağa eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Semih ÇETİNDAG

Üniversitesi : TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi
Enstitüsü : Fen Bilimleri
Anabilim Dalı : Makine Mühendisliği
Tez Danışmanı : Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ
Tez Türü ve Tarihi : Yüksek Lisans – Ağustos 2014

SEMİH ÇETİNDAG

RAYLEIGH-BÉNARD TAŞINIM İLE TİTREŞİMLİ AKIŞIN ETKİLEŞİMİNİN SAYISAL ANALİZİ

ÖZET

Bu tez çalışmasında, iki boyutlu, basık dikdörtgen şeklinde, alt duvarı sabit sıcaklık sınır şartı ile ısıtılan, üst duvarı yine bu sınır şartı ile soğutulan, yan yüzeyleri ise termal olarak yalıtılmış kapalı bir ortamda Rayleigh-Bénard taşınım ile titreşimli akışın etkileşimi sayısal olarak incelenmiştir. Literatürde yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınım ve yalın olarak titreşimli akışı deneysel ve teorik olarak inceleyen birçok çalışma mevcuttur. Ancak, Rayleigh-Bénard taşınımına uygulanan titreşimin akış ve ısı transferi karakteristikleri üzerindeki etkisi bilindiği kadarıyla daha önce incelenmemiştir. Simülasyonlarda kullanılan kapalı geometrinin uzunluk/yükseklik oranı 4 olarak seçilmiştir. Kapalı ortam hava ile doludur, Pr sayısı 0.71'dir. Farklı Rayleigh sayıları için simülasyonlar yapılmış, kapalı ortam içerisindeki akış Navier-Stokes denklemlerinin tamamen sıkıştırılabilir formu ve ideal gaz denklemi dikkate alınarak çözümlenmiştir. Korunum denklemleri, sonlu hacimler metodu ve açık formülasyona dayalı akı-düzeltilmeli taşınım algoritması (FCT) kullanılarak çözümlenmektedir. Kapalı ortam içerisindeki titreşimin etkisi ise, sol duvara belirli frekans ve genlikte titreşim verilerek analiz edilmiştir. Duvar titreşiminin frekansı, kapalı ortam boyunca en düşük akustik modda duran dalga yayacak şekilde seçilmektedir. Yalın olarak titreşim ve yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınım için elde edilen hız vektörleri, sıcaklık ve basınç dağılımları literatür ile uyum içerisinde olup, elde edilen veriler titreşimli akışın Rayleigh-Bénard taşınımını önemli ölçüde etkilediğini göstermektedir.

Anahtar Kelimeler: Rayleigh-Bénard taşınım, titreşimli akış, sıkıştırılabilir akış, ısı transferi artışı

University : TOBB University of Economics and Technology
Institute : Institute of Natural and Applied Science
Science Programme : Mechanical Engineering
Supervisor : Associate Prof. Dr. Murat Kadri AKTAŞ
Degree Awarded and Date : M.Sc. – August 2014

SEMİH ÇETİNDAG

**NUMERICAL ANALYSIS OF THE INTERACTION MECHANISM
BETWEEN RAYLEIGH-BENARD CONVECTION AND OSCILLATORY
FLOW**

ABSTRACT

In the present study, effects of oscillatory driven flow on Rayleigh – Benard convection are investigated numerically in a two-dimensional shallow enclosure. The enclosure is isothermally heated from the bottom surface and top surface is kept at isothermal initial temperature. Two side walls are thermally insulated. Pure Rayleigh-Bénard convection and pure oscillatory flows have been the subject of several investigations by using both experimental and theoretical methods. To our best knowledge, the influence of vibrating side wall on classical Rayleigh-Bénard convection has not been studied. The aspect ratio of enclosure (L/H) is considered as four and enclosure is filled with air, Pr number is 0.71. Simulations were performed for various Rayleigh numbers. Fully compressible form of the Navier-Stokes and energy equations are considered to compute the interaction of oscillatory and gravitational flow fields. A control-volume method based, explicit time-marching Flux-Corrected Transport (FCT) Algorithm is used to simulate the transport phenomena in the enclosure. The oscillatory motion of air is driven by the harmonic vibration of the left wall at various frequencies and amplitudes. The frequency of the vibrating left wall was chosen as to create a standing wave motion at first fundamental mode in the enclosure. The results of test case for pure Rayleigh-Bénard convection and pure oscillatory flow with unheated enclosure are compared with the existing literature for the validation of the algorithm utilized. It is found that the oscillatory fluid motion significantly changes the transient behavior of the thermal transport in the enclosure compared to the pure Rayleigh-Bénard convection.

Anahtar Kelimeler: Rayleigh-Bénard convection, oscillatory flow, compressible flow, heat transfer augmentation

TEŞEKKÜR

Çalıőmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren hocam Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ'a, yine kıymetli tecrübelerinden faydalandığım TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümü öğretim üyelerine teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca yüksek lisans eğitimim süresince her kararım da bana destek olan aileme, beraber çalışmaktan memnuniyet duyduğum ofis ve çalışma arkadaşlarıma da teşekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
TEZ BİLDİRİMİ.....	ii
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER.....	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ.....	xii
KISALTMALAR.....	xvi
SEMBOL LİSTESİ.....	xvii
BÖLÜM 1.....	1
1. GİRİŞ.....	1
BÖLÜM 2.....	7
2. LİTERATÜRDE YER ALAN RAYLEİGH-BENARD TAŞINIM VE YÜZEY TİTREŞİMİ İLE OLUŞTURULAN AKIŞLAR.....	7
2.1.Kapalı Bir Hacimde Doğal Taşınım	7
2.2.Rayleigh-Bénard Taşınım	9
2.3.Rayleigh-Bénard Taşınımında Boussinesq Yaklaşımı	15
2.4. Titreşimli Akış ve Akustik Titreşimle Oluşturulan İkinci Mertebe Girdaplar.....	18
2.5. Araştırma Gereksinimleri	24

2.6 Amaçlar.....	25
BÖLÜM 3.....	26
3. MATEMATİKSEL MODEL VE SAYISAL YÖNTEM	26
3.1 Giriş.....	26
3.2. Matematiksel Model.....	26
3.3 Sayısal Yöntem (Akı Düzeltmeli Taşınım Algoritması)	29
3.3.1 Giriş.....	29
3.2.2 Akı Düzeltmeli Taşınım (FCT) Algoritması ve Özellikleri.....	29
3.3.3 Akı Düzeltmeli Taşınım (FCT) Algoritmasının Kullanıldığı Problemler..	33
3.3.4 Çözüm Algoritması Akış Diyagramı	35
BÖLÜM 4.....	37
4. FCT ALGORİTMASININ GEÇERLİLİĞİNİN DOĞRULANMASI.....	37
4.1 Doğal Taşınım Test Problemi.....	37
4.1.1 Problem Geometrisi.....	37
4.1.2 Sonuçlar ve Tartışma.....	39
4.1.2.1. 81x81 Çözüm Ağı için Sonuçlar.....	42
4.1.2.2. 101x101 Çözüm Ağı için Sonuçlar.....	44
4.1.2.3. 121x121 Çözüm Ağı için Sonuçlar.....	46
4.2 Rayleigh-Bénard Taşınım Test Problemi.....	51
4.2.1 Problem Geometrisi.....	52
4.2.2 Sürekli Rejim Analizi ve Çözüm Ağı Çalışması.....	53
4.2.2.1 $Ra=5000$ için Çözüm Ağı Çalışması ve Sürekli Rejim Analizi.....	53

4.2.2.2 $Ra=10000$ için Çözüm Ağı Çalışması ve Sürekli Rejim Analizi.....	57
4.2.3 Sonuçlar ve Tartışma.....	58
4.3 Yalın Titreşimli Akış Test Problemi.....	70
4.3.1 Problem Geometrisi	70
4.3.2 Sonuçlar ve Tartışma	72
BÖLÜM 5.....	73
5. RAYLEIGH-BÉNARD TAŞINIM VE TİTREŞİMLİ AKIŞIN ETKİLEŞİMİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ	73
5.1 Problem Geometrisi ve Sınır Koşulları.....	73
5.2 X_{maks} ve Rayleigh Sayısının Etkisinin İncelenmesi.....	75
5.3 Titreşim Frekansının Etkisinin İncelenmesi.....	87
BÖLÜM 6.....	91
6.RAYLEIGH-BÉNARD TAŞINIMDA TİTREŞİM İLE STABİLİTE KONTROLÜ.....	91
6.1 Giriş.....	91
6.2 Problem Geometrisi.....	92
6.3 Sonuçlar ve Tartışma.....	92
BÖLÜM 7.....	102
7. SONUÇ VE DEĞERLENDİRME	102
KAYNAKLAR.....	106
ÖZGEÇMİŞ.....	113

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge		Sayfa
Çizelge 4.1	81x81 çözüm ağı için mevcut sonuçlarla literatürün karşılaştırılması	43
Çizelge 4.2	101x101 çözüm ağı için mevcut sonuçlarla literatürün karşılaştırılması	45
Çizelge 4.3	121x121 çözüm ağı için mevcut sonuçlarla literatürün karşılaştırılması	48
Çizelge 4.4	Kullanılan tüm çözüm ağları için mevcut sonuçlarla literatürün [18] karşılaştırılması	49
Çizelge 4.5	Kullanılan tüm çözüm ağları için alt ve üst duvar Nu sayılarının karşılaştırılması	57
Çizelge 4.6	$Ra=5000$ değeri için elde edilen sonuçların literatürle [52] karşılaştırılması	58
Çizelge 4.7	$Ra=5000$ değeri için 15 K sıcaklık farkı ile elde edilen sonuçların literatürle [52] karşılaştırılması	64
Çizelge 4.8	$Ra=10000$ değeri için 15 K ve 20 K sıcaklık farkı ile elde edilen sonuçların literatürle [52] karşılaştırılması	66
Çizelge 4.9	$Ra=10000$ değeri için 30 K sıcaklık farkı ile elde edilen sonuçların literatürle [52] karşılaştırılması	69
Çizelge 4.10	Yalın olarak Titreşimli akış için çalışılan durumlar	71

Çizelge 4.11	Yalın olarak Titreşimli akış için teorik ve sayısal olarak elde edilen değerlerin karşılaştırılması	72
Çizelge 5.1	Rayleigh-Bénard taşınım ve titreşimli akışın etkileşimi için çalışılan durumlar	74
Çizelge 5.2	$Ra=5000$ durumunda farklı duvar yer değiştirme değerleri için rezonans durumunda elde edilen periyot ortalamalı ısı miktarları (alt duvar)	80
Çizelge 5.3	$Ra=10000$ durumunda farklı duvar yer değiştirme değerleri için rezonans durumunda elde edilen periyot ortalamalı ısı miktarları (alt duvar)	83
Çizelge 5.4	$Ra=5000$ ve $Ra=10000$ durumunda $X_{maks} = 5 \mu m$ değeri için alt duvardan transfer edilen ısı miktarındaki artışın karşılaştırılması	84
Çizelge 5.5	$Ra=5000$ ve $Ra=10000$ durumunda farklı duvar yer değiştirme değerleri için rezonans durumunda Re ve Gr/Re^2 değerleri	86
Çizelge 5.6	$Ra=5000$ için, $t=5$ s de farklı duvar yer değiştirme değerleri için $L = \lambda/2$ ve $L = 5\lambda/8$ için elde edilen alt duvar, periyod ortalamalı ısı transferi (W)	88
Çizelge 6.1	$Ra=1500$ durumunda farklı duvar yer değiştirme değerleri için elde edilen alt duvardan ortalama ısı transferi (W) ve Nusselt sayıları	101

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil		Sayfa
Şekil 1.1	Termoakustik soğutucu geometrisi	3
Şekil 1.2	Rayleigh-Bénard taşınım diyagramı	4
Şekil 2.1	H/L oranı 0.0358 için ortalama akış alanı	21
Şekil 2.2	H/L oranı 0.1074 için ortalama akış alanı	22
Şekil 2.3	Sıcaklık gradyanı olmayan durumda klasik ve düzensiz akımlama bölgesinin X_{maks}/L ve yükseklik-uzunluk oranı ile değişimi [74]	23
Şekil 3.1	Bağdat'ta bir rafineride çıkan yangın ve onun yarattığı duman (soldaki resim), FCT algoritması ile düşük rüzgar salınımları durumundaki sayısal çözüm ile elde edilen akış alanı (sağdaki resim) [81].	33
Şekil 3.2	Sayısal model hesaplama akış diyagramı	35
Şekil 4.1	Kare geometri için problem geometrisi ve sınır koşulları	38
Şekil 4.2	Kare geometri için 101x101 çözüm ağı yapısı	39
Şekil 4.3	Kare geometri için 101x101 çözüm ağı yapısında $x=0$ düzleminde Nu sayısının ortalamasının zamanla değişimi	41
Şekil 4.4	Kare geometri için 81x81 çözüm ağı yapısında hız vektörleri	42
Şekil 4.5	Kare geometri için 81x81 çözüm ağı yapısında sıcaklık dağılımı (a) Mevcut Çalışma (b) de Vahl Davis [18]	42
Şekil 4.6	Kare geometri için 101x101 çözüm ağı yapısında hız vektörleri	44
Şekil 4.7	Kare geometri için 101x101 çözüm ağı yapısında sıcaklık dağılımı (a) Mevcut Çalışma (b) de Vahl Davis [18]	44

Şekil 4.8	Kare geometri için 121x121 çözüm ağı yapısında hız vektörleri	46
Şekil 4.9	Kare geometri için 121x121 çözüm ağı yapısında sıcaklık dağılımı (a) Mevcut Çalışma (b) de Vahl Davis [18]	47
Şekil 4.10	Kare geometri için farklı çözüm ağlarında $X=0.5$ 'te u hızının y ile değişimi	50
Şekil 4.11	Kare geometri için farklı çözüm ağlarında $Y=0.5$ 'te v hızının x ile değişimi	50
Şekil 4.12	Rayleigh-Bénard problem geometrisi ve sınır koşulları	52
Şekil 4.13	$Ra=5000$ için 201x51 ve daha küçük çözüm ağlarında $x=L/2$ 'de (Şekilde belirtilen düzlem) düşey hızlar	54
Şekil 4.14	$Ra=5000$ için 201x51 ve daha büyük çözüm ağlarında $x=3L/4$ 'te (Şekilde belirtilen düzlem) düşey hızlar	55
Şekil 4.15	Rayleigh-Bénard taşınım geometrisi için ($AR=4$), 20 K sıcaklık farkında, $y=0$ düzleminde (sıcak veya alt duvar) Nu sayısının konum ortalamasının zamanla değişimi	56
Şekil 4.16	Rayleigh-Bénard taşınım için ($AR=4$), farklı anlarda akım çizgileri (a) $t=0.5$ s, (b) $t=1$ s, (c) $t=2.5$ s, (d) $t=5$ s.	59
Şekil 4.17	Rayleigh-Bénard taşınım için, 20K sıcaklık farkında ($AR=4$), farklı anlarda hız vektörleri (a) $t=1.5$ s, (b) $t=3$ s, (c) $t=5$ s, (d) Soong vd. [52]	61
Şekil 4.18	Rayleigh-Bénard taşınım için ($AR=4$), 20K sıcaklık farkında, farklı anlarda sıcaklık dağılımları (a) $t=1.5$ s, (b) $t=3$ s, (c) $t=5$ s, (d) Soong vd. [52]	63
Şekil 4.19	Rayleigh-Bénard taşınım için ($AR=4$), 15 K sıcaklık farkında, (a) hız vektörleri, (b) sıcaklık dağılımı	65

Şekil 4.20	$Ra=10000$ için ($AR=4$), 20 K sıcaklık farkında, $t=10$ s de (a) hız vektörleri, (b) sıcaklık dağılımı	68
Şekil 4.21	Yalın olarak titreşimli akış için problem geometrisi	70
Şekil 5.1	Rayleigh-Bénard Taşınım ve titreşimli akış için problem geometrisi	74
Şekil 5.2	Basıncın (a) sol duvarda ve (b) sağ duvarda zaman ile gelişimi	76
Şekil 5.3	$Ra=5000$ için farklı duvar yer değiştirmeleri için rezonans frekansında, $(L/\lambda)=0.5$, periyod ortalamalı hız vektörleri (a) $X_{maks}=0.2\mu m$, (b) $X_{maks}=0.3\mu m$, (c) $X_{maks}=0.4\mu m$, (d) $X_{maks}=0.5\mu m$, (e) $X_{maks}=1\mu m$, (f) $X_{maks}=3\mu m$, (g) $X_{maks}=5\mu m$.	79
Şekil 5.4	$Ra=10000$ için farklı duvar yer değiştirmeleri için rezonans frekansında, $(L/\lambda)=0.5$, periyod ortalamalı hız vektörleri (a) $X_{maks}=0.5\mu m$, (b) $X_{maks}=1\mu m$, (c) $X_{maks}=3\mu m$, (d) $X_{maks}=5\mu m$	82
Şekil 5.5	$Ra=5000$ için $X_{maks}=5\mu m$ 'de rezonans frekansında ve rezonans olmayan frekansta sol duvar basınç dalgaları	89
Şekil 5.6	$Ra=5000$ için $X_{maks}=0.2\mu m$ 'de rezonans frekansında ve rezonans olmayan frekansta sol duvar basınç dalgaları	90
Şekil 6.1	Titreşimle Rayleigh-Bénard taşınım kontrolünde kullanılan problem geometrisi	

Şekil 6.2 $Ra=1500$ değerinde, farklı X_{maks} değerleri için titreşimle Rayleigh-Bénard taşınımının kontrolünde akış alanları

(a) Yalın Rayleigh-Bénard problemi, (b) $X_{maks}=0.05\mu\text{m}$, (c) $X_{maks}=0.1\mu\text{m}$, (d) $X_{maks}=0.2\mu\text{m}$ (e) $X_{maks}=0.3\mu\text{m}$, (f) $X_{maks}=0.4\mu\text{m}$, (g) $X_{maks}=0.5\mu\text{m}$, (h) $X_{maks}=1\mu\text{m}$, (i) $X_{maks}=3\mu\text{m}$,

(i) $X_{maks}=5\mu\text{m}$.

96

Şekil 6.3 $Ra=1500$ değerinde, farklı X_{maks} değerleri için titreşimle Rayleigh-Bénard taşınımının kontrolünde sıcaklık dağılımları

(a) Yalın Rayleigh-Bénard problemi, (b) $X_{maks}=0.05\mu\text{m}$, (c) $X_{maks}=0.1\mu\text{m}$, (d) $X_{maks}=0.2\mu\text{m}$ (e) $X_{maks}=0.3\mu\text{m}$, (f) $X_{maks}=0.4\mu\text{m}$, (g) $X_{maks}=0.5\mu\text{m}$, (h) $X_{maks}=1\mu\text{m}$, (i) $X_{maks}=3\mu\text{m}$, (i)

$X_{maks}=5\mu\text{m}$.

100

KISALTMALAR

Kisaltmalar	Açıklama
FCT	Flux Corrected Transport Algoritması
PIV	Parçacık Görüntü Hız Ölçer
LCPFCT	Laboratory for Computational Physics, Flux Corrected Transport
EHD	Elektrohidrodinamik
QCM	Kuartz Mikrobalans
PCR	Polimeraz zincir tepkimesi
FTCS	Zamanda ileri, konumda ikinci dereceden merkezi farklar
DNS	Doğrudan Sayısal Benzeşim
LDA	Lazer Doppler Anemometri
LBM	Lattice-Boltzmann Yöntemi

SEMBOL LİSTESİ

Simgeler	Açıklama
α	Isı yayılım katsayısı
AR	Uzunluk/yükseklik oranı
c	Ses hızı
β	Hacimsel Isıl Genleşme Katsayısı
f	Frekans
C_p	Sabit basınçta özgül ısı
C_v	Sabit hacimde özgül ısı
g	Yerçekimi ivmesi
k	Isıl iletim katsayısı
h	Isı transferi katsayısı
L	Geometri uzunluğu
H	Geometri yüksekliği
Nu	Nusselt sayısı
Ra	Rayleigh sayısı
Ri	Richardson sayısı
Pr	Prandtl sayısı
Re	Reynolds sayısı
Gr	Grashof sayısı
P	Boyutlu basınç

p	Boyutsuz basınç
ρ	Yoğunluk
Q	Isı transfer miktarı
q''	Isı akısı
T	Sıcaklık
t	Zaman
u	Yatay doğrultuda hız
v	Düşey doğrultuda hız
x	x eksen
y	y eksen
μ	Dinamik viskozite
ν	Kinematik viskozite
ω	$=2\pi f$ Ses dalgasının açısal frekansı
λ	Dalga boyu
γ	Özgül ısıların oranı
ε	Boussinesq yaklaşımından farklılaşma parametresi
δ_v	Akustik sınır tabaka kalınlığı
n	Duvar normal
E	Toplam enerji
τ	Kayma gerilmesi
X	Duvar yer değiştirme miktarı

İndisler	Açıklama
b	yığın
c	soğuk duvar
h	sıcak duvar
maks	maksimum
min	minimum
r	referans
krit	kritik
ort	ortalama
A	alt
Ü	üst

BÖLÜM 1

1. GİRİŞ

Isı üreten farklı sistem ve geometrilerde ısı transferinin artırılması, enerji tasarrufu ve sürdürülebilir gelişme açısından son derece önemlidir. Isı transferindeki artış, mikroçip ve diğer elektronik cihazların soğutulmasından nükleer güç santrallerine kadar birçok endüstriyel uygulamada performans yükselten bir unsur olarak öne çıkmaktadır. Bu nedenle ısı transferinin artırılması birçok araştırmanın konusu ve temel hedefi olmuştur. Özellikle 1960'ların başından itibaren bu konuda farklı metotlar kullanılarak yapılan çalışmalar literatürde oldukça önemli bir yer tutmaktadır. Bergles vd. 1999 yılında yaptığı literatür incelemesi çalışmasında [1] ısı transferindeki artış ile ilgili yaklaşık olarak 4345 adet çalışmanın bulunduğunu belirtmiştir. Bahsi geçen araştırmalarda kullanılan teknikler ise birbirlerinden çok farklı prensiplere dayanmaktadır. Kullanılan bu teknikler genel olarak, sisteme dışarıdan enerji transfer edilerek veya dışarıdan enerji transferi olmaksızın gerçekleştirilen ısı transferi artışına göre aktif ve pasif metotlar olmak üzere iki ana gruba ayrılmaktadırlar [2].

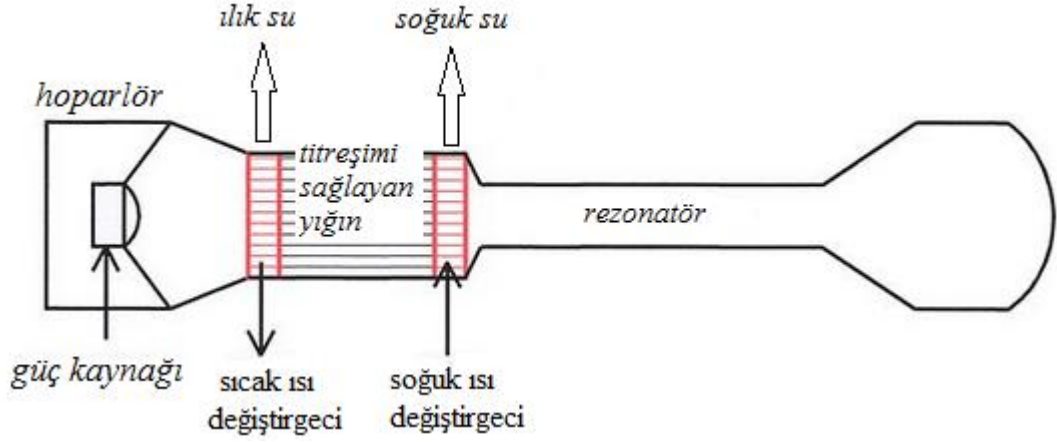
Pasif metotlar genel olarak ısı transfer yüzeyini genişleterek ısı transferindeki artışı sağlamaya çalışmaktadırlar. Bunun yanı sıra, yüzeyin veya akışkanın fiziksel özelliklerini değiştirerek gerçekleştirilen ısı transferi artışı da bu grupta incelenmektedir. Mikron mertebesinde yüzey kaplaması, nano boyutta yapılan kaplama, aşındırma (etching) gibi yüzeyin kimyasal ve fiziksel özelliklerini değiştiren yöntemler, sıvı içerisine belirli derişimlerde nanoparçacık ekleyerek akışkanın ısı iletim katsayısını, yoğunluğunu ve viskozitesini değiştirerek elde edilen ısı transferi artışı [3] gibi uygulamalar pasif metotlardan bazılarıdır.

Aktif metotlar ise, sisteme harici bir güç kaynağı (elektrik alan, manyetik alan, akustik alan veya yüzey titreşimi gibi) ile uygulanan gücün sayesinde sağlanan ısı transferi artışı yöntemleridir. Elektrohüdrodinamik (EHD) yöntemler [4,5] , yüzeye hızlı bir şekilde uygulanan jet akışının sınır tabakayı bozması sonucu elde edilen ısı

transferi arttırma yöntemi (impinging jet) [6], sıvı damlacıkların yüzeye püskürtülmesi ile oluşan sprey ile elde edilen ısı transferi artışı [7,8], bu kategorideki yöntemlerin başında gelmektedirler. Ayrıca, akustik titreşimler ile ısı transferi artışı, yüzeye uygulanan ses üstü dalga ile elde edilen ısı transfer iyileştirmesi [9], akışkana titreşim uygulama metodu, yüzeyi mekanik titreşime maruz bırakarak ısı transferini arttırma metodu gibi yöntemler de yine aktif metodlara örnek teşkil etmektedirler.

Akustik etki ile akışkanda titreşimli akış oluşturma metodu, ısı transferindeki artışa katkıda bulunmasının yanında, mikro ve nano elektromekanik sistemlerin günümüz teknolojisinde artan yeri ile birlikte gittikçe daha önemli hale gelmektedir. Akustik dalgayı kullanarak tasarlanan mikroakışkan uygulamaları ve biyo-sensörler (Kuartz mikrobals, QCM vb.) [10], medikal alanda hedeflenen ilaç taşıyıcı sistem tasarımları ve etkinliğinin arttırılması, mikrojet etkisi ile hareket (micro propulsion) içeren jet akışların kontrolü [11], mikrokanatçık dizisi tasarımları [12], akustik titreşimlerin farklı kullanım alanlarından bazılarıdır. Yine düşük yerçekimli veya yerçekimi kuvvetinin etki etmediği uzay gibi ortamlarda akustik titreşim ile meydana gelen taşınım ile ısı transferi, sistemi çevreleyen bir yüzeyin olmadığı kapsız ortamlarda akustik kaldırma (levitation) ile sağlanan malzeme işleme uygulamaları da akustik titreşim ve sonucunda ortaya çıkan akımlamanın (streaming) kullanım alanlarındandır.

Bahsedilen kullanım alanlarına ek olarak akustik titreşimler, akustik kompresörler, termoakustik soğutucular gibi cihazların çalışma prensibidir. Termoakustik soğutma, akustik ve ısı enerjisi arasındaki enerji dönüşümünün akustik titreşimlerle elde edildiği mekanizmadır. Isıtılmış bir yüzeyin akustik titreşimlere sebep olmasının yanı sıra, belirli koşullara göre oluşturulmuş bir ses alanı da ısı taşıma ve üretmek için kullanılabilir. Herhangi bir termoakustik soğutma aracı, akustik güç elde etmek için kullanılan sarsıcılar dışında hareket eden mekanik bir parça içermemektedir [13]. Şekil 1.1'de termoakustik bir soğutucunun şematik çizimi gösterilmektedir.



Şekil 1.1 Termoakustik soğutucu geometrisi

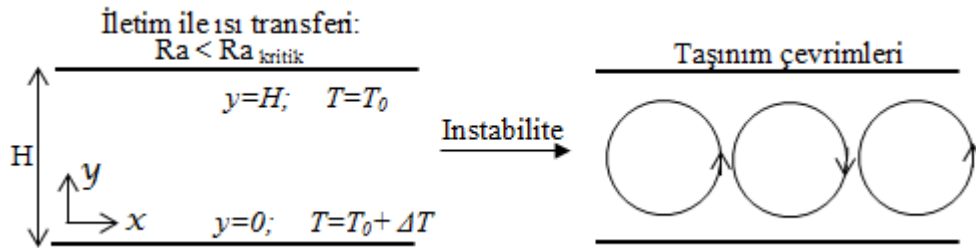
Termoakustik soğutucularda (Şekil 1.1) yığın üzerinde oluşturulan hız ve basınç dalgalanmaları sayesinde, sürdürülebilir titreşimler elde edilmekte ve daha sonra soğutucu içindeki gaza yüksek basınçta ısı verilirken düşük basınçta bu gazdan ısı çekilmekte ve ısı akustik güce çevrilmektedir. Günümüz mikro-elektronik devre elemanlarının daha az yer kaplaması ve etkin bir şekilde soğutulması için kullanılan akustik dalgaya dayalı piezoelektrik sarsıcı, piezoelektrik fan, rezonatörler ve termoakustik araçlarda da akustik titreşim ve sonucunda oluşan ikincil mertebeye girdaplar temel çalışma prensibini oluşturmaktadır.

Bahsi geçen akustik titreşimin uygulama alanlarının birçoğunda, özellikle de mikro-elektronik devre elemanlarının soğutulmasında, akustik titreşimler doğal taşınım mekanizması ile etkileşim içerisindedirler. Sahip olduğu avantajların yanında, titreşimli akışın karakteristik özellikleri ve özellikle de klasik taşınım mekanizmaları ile etkileşimi bu teknolojinin kullanımında büyük öneme sahip olmasına karşın henüz tam anlamıyla çözülememiş noktalardandır.

Rayleigh-Bénard taşınım ise birçok bilim dalı ve mühendislik uygulamalarında öneme sahip olduğundan analitik, deneysel ve sayısal birçok çalışmanın konusu olmuştur. Bahsi geçen uygulamaların bulunduğu bilim dalları, astrofizikten (yıldız atmosferinin dış yüzeylerinde meydana gelen enerji transportunu açıklayan yıldız

modellerinde), jeofiziğe (Dünya mantosu ile ilgili çalışmalar), güneş enerjisi sistemlerinden (güneş pilindeki tanecikli yapı oluşumu ile ilgili araştırmalar), enerji depolama sistemlerine, nükleer enerji teknolojisinden (yeni nesil nükleer güç santrallerinde kullanılan pasif soğutma sistemleri ile ilgili çalışmalar), moleküler biyoloji teknolojisine (Polimeraz zincir tepkimesi, PCR, ile ilgili çalışmalar) vd. olarak sıralanabilir. Rayleigh-Bénard taşınım ile ilgili çalışmalar, örneklendirilen bu mühendislik ve bilim alanlarının dışında, standart matematiksel modelinin lineer olmayan kısmi diferansiyel denklemler içermesi ve bu denklemlerin çözümünün dejenere ve özel olmaması sebebiyle, lineer olmayan olayları inceleyen matematik ve fizik alanındaki araştırmacılar için de teorik çalışma alanlarında önemli konulardandır.

Rayleigh-Bénard taşınımında en basit haliyle, alttan ısıtılan bir yüzeyde alt yüzeye yakın akışkan tabakanın yoğunluğunun azalması (genleşmesi) sebebiyle bu bölgedeki akışkan, üst tabakalardaki akışkandan daha hafif hale gelmektedir. Ancak bu hafif akışkan tabakanın kapalı hacim içinde yükselmesi, üzerine etkileyen yerçekimi kuvveti ile dengelenmekte ve bu durumda alt yüzeyden üst yüzeye gerçekleşen ısı transferi, iletim ile durgun akışkan ortamında gerçekleşmektedir. Alt yüzeye etkiyen sıcaklık gradyanlarının daha da artması durumunda ise, belirli bir eşik değerinden sonra (kritik Rayleigh sayısı) taşınım çevrimleri oluşmaktadır (Şekil 1.2).



Şekil 1.2 Rayleigh-Bénard taşınım diyagramı

Rayleigh-Bénard taşınım mekanizmasını belirten ve kapalı bir hacimde alttan ısıtılan akışkana etkileyen viskoz sönümleyici kuvvetlerle, yerçekimi kuvvetinin dengesini gösteren sayı Rayleigh sayısıdır. Bu sayı, g akışkana etkileyen yerçekimi ivmesi, β hacimsel ısı genleşme katsayısı, H kapalı hacmin yüksekliği, α ısı yayılım katsayısı, ν kinematik viskozite olmak üzere

$$Ra = g\beta(T_h - T_c)H^3 / \alpha\nu \quad (1.1)$$

şeklinde gösterilir.

Rayleigh'in yatay iki plaka arasında, alt ve üst duvara uygulanan gerilmesiz sınır koşulları için 657.511 olarak elde ettiği [14] kritik Rayleigh sayısının değeri, sistemi temsil eden sınır koşullarına göre farklılık göstermektedir. Pelew ve Southwell tarafından [15], kaymaz sınır koşulu için, 1707.762 olan kapalı hacim içindeki akışkanın iletimden taşınımına geçtiği belirten bu sayı, bir duvarın gerilmesiz (serbest) sınır koşulu diğer duvarın yine kaymaz sınır koşuluna sahip olması halinde ise, 1100.657 olmaktadır [16].

Belirtilen eşik değerinin üzerindeki Rayleigh sayılarında, ısının taşınım ile transfer edilmesi ile birlikte, ısı yayınlılık ve viskoz sürtünmenin instabiliteye sebep olan etkisinin sönümlenmesinden ötürü, birincil instabilite de denilen, kararlı rejimde zamandan bağımsız iki boyutlu taşınım çevrimleri meydana gelmektedir. Rayleigh sayısındaki artışın devam etmesiyle birlikte, akış ve sıcaklık alanındaki zaman-mekansal (spatio-temporal) karmaşıklığı arttıran, ayırık akış yapısı değişiklikleri meydana gelmekte ve en nihayetinde akış türbülanslı rejime geçmektedir. Akışkanın Rayleigh sayısının artması ile birlikte, geçirdiği değişimler sırasıyla, zamana bağlı olmayan kararlı taşınım, tek frekanslı periyodik bölge, iki-frekanslı yarı periyodik bölge, kaos bölgesi ve türbülanslı rejimdir [17].

Mevcut literatürde, diferansiyel olarak ısıtılan hacimlerdeki doğal taşınım veya alttan ısıtılıp üstten soğutulan geometride Rayleigh-Bénard taşınım ile ilgili birçok farklı çalışma olmasına karşın, titreşimli akışın Rayleigh-Bénard taşınım ile etkileşimi incelenmemiştir. Hava ile dolu kapalı bir ortamda, Rayleigh-Bénard taşınım mekanizması ve titreşimli akışın etkileşimi, alternatif bir soğutma ve ısı transferi arttırma mekanizması olarak ilgi çekmektedir. Bu nedenle ısı transferi artışını etkileyen parametreler sayısal modelleme tekniğiyle incelenmiştir.

BÖLÜM 2

2. LİTERATÜRDE YER ALAN VE RAYLEIGH-BENARD TAŞINIM VE YÜZEY TİTREŞİMİ İLE OLUŞTURULAN AKIŞLAR

2.1. Kapalı Bir Hacimde Doğal Taşınım

Kapalı bir hacimde doğal taşınım yoluyla gerçekleşen ısı transferi, birçok teorik ve deneysel çalışmanın başlıca konusunu oluşturmaktadır. Literatürde bulunan kapalı ortam içinde doğal taşınım ile ilgili çalışmalar, kapalı hacmin yan duvarlarının sıcaklık sınır koşulu ile ısıtıldığı, alt ve üst duvarların ise termal olarak yalıtılmış olduğu diferansiyel olarak ısıtılan kapalı hacimdeki doğal taşınım ve alt duvardan ısıtılan üst duvardan soğutulan yan yüzeylerin ise yine termal olarak yalıtıldığı Rayleigh-Bénard taşınım olarak ikiye ayrılabilir.

Literatürde yoğunlukla kare geometri için çalışılan doğal taşınım, bir test problemi olarak, geliştirilen sayısal çözüm yöntemlerinin ve bilgisayar kodlarının doğrulanması amacıyla sıklıkla kullanılmaktadır. Bu konuda belki de en önemli çalışma, de Vahl Davis'in hava ile dolu kare geometriye sahip kapalı bir ortamda doğal taşınımı incelediği çalışmasıdır [18]. Zamanda ileri, konumda ikinci dereceden merkezi farklar (FTCS) yöntemine dayalı olan bu çalışmada, denklemlerin göreceli olarak daha basit formunu kullanarak hesaplama maliyetini azaltmak amacıyla Boussinesq yaklaşımı kullanılmıştır. Çalışma sonucunda, farklı Rayleigh sayıları için (10^3 , 10^4 , 10^5 ve 10^6) boyutsuz hız, sıcaklık dağılımları, ısı transfer miktarları ve akış alanları karşılaştırılmıştır.

Yine de Vahl Davis ve Jones'un literatürdeki sonlu farklar, sonlu elemanlar veya eğri uydurma fonksiyonları gibi farklı sayısal yöntemlerle kare geometride doğal taşınımı iki boyutta sayısal olarak inceleyen araştırmacıların çalışmalarını değerlendirdiği makaleleri [19], farklı geometriler için geliştirilen bilgisayar kodları ve Navier Stokes denklem setlerini çözen algoritmaları doğrulamak için günümüzde de sıklıkla kullanılmaktadır.

Markatos ve Pericleous [20], iki boyutlu olarak sayısal yöntemlerle hava için yapılan hesaplamalarda, $Ra=10^{16}$ ya kadar modelleme yaparak, hesaplamalarda türbülans modeli de kullanılan ilk çalışmayı gerçekleştirmişlerdir. Kullandıkları türbülans modeli (k- ϵ) sonucunda elde edilen akış alanları, akım çizgileri, eş sıcaklık eğrileri sunulmuş ve ayrıca Ra ve Nu sayıları arasındaki ilişki korelasyon halinde verilmiştir.

Hortmann vd. [21], laminar doğal taşınım için sonlu hacimler metoduna dayalı olarak geliştirdikleri çoklu çözüm ağı yapısı (multigrid metot) ile $Ra=10^4$, 10^5 ve 10^6 için, önceki araştırmaların aksine 640×640 'a kadar ince gözenekli çözüm ağı kullanmıştır. Kullanılan sayısal yöntem ve uygulanan çoklu çözüm ağı metodu elde edilen sonuçların %0.01 sapmaya sahip olduğu yine bu çalışmada belirtilmiştir. Ayrıca kullanılan bu yöntemin, monotonik olarak yakınsaması sayesinde doğruluğunun artmasının yanı sıra, uygulanan çoklu çözüm ağı sayesinde standart bir sonlu hacimler metodunun yalnızca %1 i kadar hesaplama zamanına sahip olduğu belirtilmiştir.

Darbandi ve Hosseinizadeh [22], düşük Mach sayılı sıkıştırılabilir akışları incelemek için yeni bir algoritma kullanmışlar ve daha sonra bu algoritmayı Boussinesq olmayan, yani akışkanın yoğunluğunun kaldırma kuvveti terimi dışında sıcaklıkla değişmediği kabulüne uymayan akışkanları içeren uygulamalarda analiz etmişlerdir [23].

Heuveline de [24] yine düşük Mach sayısı özelliğine sahip olan akışlar için yüksek dereceden melez sonlu elemanlar yöntemiyle, Boussinesq yaklaşımını kullanmadan, yüksek sıcaklık farklarının olduğu kare geometride oluşan bir doğal taşınım durumu için sayısal deneyler gerçekleştirmiştir. Elde edilen veriler ışığında, hesaplama zamanı açısından, doğal taşınım için uygun bir yöntem olmasına karşın, lineerliğin daha düşük olduğu daha karmaşık geometrilerde kullandıkları yöntemin uygun olmadığı yorumuna ulaşılabilir.

Kapalı bir hacimde gerçekleşen doğal taşınım, bu çalışmada kullanılan sayısal yöntemin doğrulanması amacıyla da kullanılmıştır. Buna ilişkin detaylar ve sonuçlar Bölüm 4.1'de sunulmuştur.

2.2. Rayleigh-Bénard Taşınım

Rayleigh-Bénard taşınım, Bénard'ın alttan ısıtılan bir akışkan tabakada taşınım ile ısı transferi ile ilgili deneyi [25] ve Lord Rayleigh'in [14] teorik olarak taşınım mekanizmasını açıklamaya çalışmasından bu yana farklı bilim dalları ve mühendislik uygulamaları için önemli olduğundan teorik ve deneysel birçok çalışmanın konusu olmuştur. Literatürde Rayleigh-Bénard problemi ile ilgili olan çalışmalar, birçok farklı değişken ve parametrenin Rayleigh-Bénard taşınım üzerinde etkilerini incelemektedir.

Rayleigh-Bénard taşınım ile ilgili ilk çalışmalar, Rayleigh'in, serbest sınır koşulu için instabilite değişim ilkesi (principle of exchange of instabilities) kullanarak teorik olarak kritik Rayleigh sayısını elde etmesi ile başlamaktadır. Bu çalışmada kullanılan instabilite değişim ilkesi, fiziksel olarak taşınımın öncelikli olarak iletim halinde başlamasını, matematiksel olarak ise, lineerleştirilmiş sistemin kararlı olmayan ilk özdeğerinin (eigenvalue) imajiner kısmının sıfır olması anlamına gelmektedir [16]. Daha fiziksel olan kaymaz sınır koşuluna sahip katı yüzeyler için aynı inceleme ise, Jeffreys [26] ve daha sonra ise Pelew ve Southwell tarafından [15] gerçekleştirilmiştir. Pelew ve Southwell çalışmalarında, lineer stabilite analizi yaparak, matematiksel olarak sistemin karakteristik denklemlerini varyasyon ilkesi kullanarak çözmüşlerdir.

Tarihsel açıdan ve taşınım mekanizmasının etkin hale geldiği ilk instabilite bölgesinin anlaşılması açısından kilometre taşı olan bu çalışmalardan sonra, daha yüksek Rayleigh sayılarında gözlemlenen, geçiş aşamaları birçok araştırmacının incelediği konulardan olmuştur.

Mukotmoni ve Yang [27] küçük uzunluk/yükseklik oranına sahip (2.41 ve 1.23) $Pr=5$ olan su dolu, 3 boyutlu kapalı hacimler için, akış alanının geçirdiği değişimleri ve çatallanma serisini (bifurcation) Boussinesq yaklaşımı kullanarak incelemişlerdir. SIMPLEX algoritması ile elde ettikleri sonuçları Gollub ve Benson'ın [28] Lazer-Doppler metodu kullanarak deneysel olarak elde ettikleri sonuçlarla

karşılaştırmışlardır. Elde ettikleri sonuçlara göre, $5 \times 10^4 < Ra < 6 \times 10^4$ arasında akış kararlı rejimden periyodik rejime geçmektedir.

Stella ve Bucchignani [29], $Pr=5$ ve $Pr=2.5$ olan su için, DNS metodu ile kararlı rejimden salınımlı rejime geçişi inceleyen araştırmacılarıdır. Üç boyutlu, uzunluk/yükseklik oranı $3.5 \times 1 \times 2.1$ ve $2.4 \times 1 \times 1.2$ olan kapalı hacimler için gerçekleştirdikleri çalışmada $Ra=20000$ den $Ra=80000$ e kadar olan Ra sayılarında Bİ-CGSTAB algoritmasının paralel halini kullanmışlardır. $Pr=2.5$ ve $AR=3.5 \times 1 \times 2.1$ olan durum için kararlı rejimden salınımlı geçişe $Ra=37960 \pm 5$ de geçiş olurken, $Pr=5$ ve $AR=2.4 \times 1 \times 1.2$ için bu sayı, $Ra=44150 \pm 80$ olarak tespit edilmiştir. Aynı durumlar için daha yüksek Ra sayılarında, salınımlı bölgeden kaotik bölgeye geçişi inceledikleri çalışmada ise [30], elde ettikleri sonuçlara göre kaotik bölgeye geçişte iki adet farklı kararsızlık (instability) mekanizması bulunmaktadır.

Bu noktada, mevcut literatürde, Ra sayısının artışı ile birlikte gözlemlenen taşınım çevrimlerinin gözlemlenebildiği nokta olan kritik Ra sayısı ile ilgili bir uzlaşma bulunmasına karşın, Ra sayısının artışı ile birlikte akışın kararlı rejimdeki 2 boyutlu çevrim yapısından, 3 boyutlu çevrim yapısına geçtiği ve kararlı yapısını kaybettiği kritik Ra sayısı ile ilgili (Ra_{II}) birçok farklı sonuç bulunduğu belirtilmelidir. Bu konudaki ilk çalışma, Busse [31] ve daha sonra lineer olmayan taşınım durumları için, sonsuz uzunlukta kabul edilen bir katman içindeki taşınım durumunda, kararlılık diyagramı halinde sonuçlar belirten Busse ve Clever'in çalışmalarıdır [32].

Bu çalışma sonucuna göre, Pr sayısına bağlı olan ikincil kritik Ra sayısı, $Pr=0.71$ (hava) için 6000 olarak bulunurken, belirtilen Rayleigh sayısının üstündeki akışlarda, asimetric genişlemiş kararsızlık sebebiyle (skewed varicose instability) akış salınımlı bölgeye geçmektedir. Ancak daha sonraki çalışmalarda ikincil kritik Ra sayısı, Ra_{II} , Kessler tarafından Boussinesq yaklaşımı ve Galerkin metodu kullanarak gerçekleştirilen çalışmaya göre 33400 [33], Kirchartz ve Oertel [34] tarafından gerçekleştirilen Dufort-Frankel metoduna dayalı sonlu farklar kullanılarak yapılan çalışmada $Ra_{II}=34000$, Martinet vd. tarafından deneysel olarak gerçekleştirilen çalışmada ise [35], $Ra/Ra_c=7$ (≈ 11956) olarak bulunmuştur. Busse ve Clever'in çalışması ve diğer çalışmalar arasındaki farkın sebebi ise, bazı araştırmacılar

tarafından Busse ve Clever'in çalışmasında hesaba katılmayan yan duvarların etkisi olarak değerlendirilmektedir [36].

Boeck ve Thess ise [37], çok düşük Prandtl sayılarındaki akışkanlar için, Rayleigh-Bénard taşınımı doğrudan sayısal benzeşim (DNS) metodu kullanarak incelemiştir. Yaptıkları çalışmada kullandıkları $Pr=0$ ve $Pr=0.005$ (sıvı sodyum) özelliğindeki akışkanlar için elde ettikleri sonuçlarda, çok düşük Pr sayılarında, kaymaz duvar sınır koşulları için geçerli olan ve taşınım gözlemlendiği kritik Ra sayısının %60 kadar üzerindeki değerlerde, akış hızlı bir şekilde zamana bağlı hale gelmekte ve kaotik yapıya geçmektedir [37].

Gerçekleştirilen bu tez çalışmasında ise, geçiş bölgesi ve takip eden türbülanslı rejim bölgesi incelenmediğinden, $Pr=0.71$ için yapılan analizler, en yüksek olarak $Ra=10000$ e kadar gerçekleştirilmiş, kararlı ve laminar bölgede kalınması garanti altına alınmıştır.

Kenjeres ve Hanjaric [38], $AR=4:1$ ve $AR=32:1$ olan basık kapalı hacimler için, $Ra=10^5-10^{12}$ aralığında, türbülanslı akışı cebirsel akı modeli (AFM) kullanarak modellemiştir. Elde ettikleri sonuçlar, diğer sayısal metotlarla (DNS, LES, TRANS vb.) elde edilen sonuçların aksine, daha yüksek Rayleigh sayılarında da akışın düzgün çevrimler halinde olduğunu göstermektedir. Bunun yanı sıra, iki boyutlu çözümde kullandıkları sayısal yöntem içindeki noktasal $k-\theta^2-\varepsilon-\varepsilon_0$ denklemleri sayesinde, akış düzenli çevrimler halindeyken de ortalama sıcaklık, kararlı haldeki akış yapısı, türbülans momentleri, Nu sayılarının literatürle uyum içerisinde olduğunu açıklamışlardır.

Rayleigh-Benard taşınım mekanizmasını deneysel olarak inceleyen çalışmalar da özellikle yüksek Rayleigh sayılarında akış yapısını açıklaması bakımından son derece önemlidir. Son dönemlerde bu konuda literatürdeki deneysel çalışmaların yoğunlaştığı nokta ise, akıştaki örüntü oluşumudur (pattern formation). Trainoff ve Cannell gölge ölçümü (shadowgraph) metodu ile taşınım çevrimlerini ve farklı parametrelerin bu çevrimlere etkilerini incelemiştir [39].

Mishra vd. [40], interferometri yöntemi ile hava dolu kapalı ortamdaki taşınımı $Ra=13900$ ve $Ra=40200$ için incelemiştirlerdir. Elde ettikleri sonuçlara göre, akış $Ra=40200$ de kararlı halden çıkıp üç boyutlu yapıya geçmektedir.

Martinet ve Adrian [41], su dolu ve AR'su görelilik olarak yüksek olan bir kapalı hacim için ($AR=48.5$) kararlı ısı taşınımından türbülanslı ısı taşınımına geçişi Laser Doppler hızölçer kullanarak araştırmışlardır. Bu araştırmada $Ra=30000-99000$ aralığında çalışılmış, taşınımın geçirdiği tek frekanslı periyodik bölge, iki-frekanslı yarı periyodik bölge, kaos bölgesi ve türbülanslı rejim gözlemlenebilmiş ve araştırma sonucunda $30Ra_c$ değerinden büyük değerlerde tamamen türbülanslı rejimin gözlemleneceği belirtilmiştir.

Taşınım mekanizmasının deneysel olarak son dönemlerde yoğun olarak incelendiği bir başka konu ise, akışkanın dikey eksenini etrafında belirli bir açısal hız ile döndürüldüğü durumlardır. Bu durumda akış, taşınım mekanizmasına geçtiği anda kararsız bir yapıdadır ve bu duruma Küpplertz-Lortz kararsızlığı adı verilmiştir [42].

Lir ve Lin [43] ise, Rayleigh-Bénard taşınımındaki vorteks yapılarını incelemek için, $AR=16$ ve $AR=20$ olan basık dikdörtgenlerde çalışmışlardır. Çalışmada kullandıkları akışkan hava, metot ise akış görüntüleme tekniğidir. Bu çalışmanın sonucunda, kritik Rayleigh sayısının hemen üzerindeki değerlerde dahi, çevrim yapıları gözlemlenmektedir.

Daha yakın dönemde, farklı sayısal çözüm metotlarının geliştirilmesi ve geliştirilen bu metotların hesaplamalı akışkanlar dinamiğine uygulanmasının etkisi de Rayleigh-Bénard taşınım çalışmalarına yansımıştır. Zhou vd. [44], Lattice Boltzmann algoritmasına dayalı PowerFLOW ticari yazılımı ile, laminar ve türbülanslı durumdaki Rayleigh-Bénard taşınımını incelemiştirlerdir. Kullanılan sayısal yöntemin doğrulanması amacıyla, kritik Rayleigh sayısında taşınım çevrimlerinin oluşup oluşmadığını araştırmışlardır. Yapılan doğrulamanın ardından, laminar bölge için $Ra=2000$ ve türbülanslı bölge için $Ra=0.86 \times 10^6$ ve $Ra=1.43 \times 10^6$ değerlerinde hava için sayısal sonuçlar vermişlerdir. Bu çalışmadan, LBM'un kaldırma kuvveti kaynaklı akışları çözmek için güçlü bir sayısal yöntem olduğu anlaşılmaktadır [44].

Kao ve Yang [45] de Lattice-Boltzmann yöntemini Rayleigh-Bénard taşınımına uygulayan araştırmacılar arasındadır. Çalışmalarında kullandıkları Boussinesq yaklaşımına dayalı LBM'nu doğrulamak amacıyla, de Vahl Davis'in [18,19] iki boyutlu kare geometrilere doğal taşınım için verdiği sayısal değerleri kullanmışlar, daha sonra ise Rayleigh-Bénard taşınım sınır koşullarını uygulayarak hava için çalışmışlardır. Bu incelemede öncelikli olarak birincil instabilite ve taşınım hücrelerinin gözlemlendiği değer olan $Ra=1707.76$ değerini bulmaya çalışmışlar, daha sonra ise $Ra \leq 10^5$ olacak şekilde çalıştıkları en yüksek Ra sayısına limitasyon getirmişler ve farklı Pr sayılarında akış alanını ve hız değerlerini incelemişlerdir. Bu çalışmada gözlemlenen en ilginç sonuçlardan biri, $Pr=6$ için $Ra=48000$ 'de ikincil instabilite (kararlı durumun bozulduğu çatallanma noktası) ve $Pr=25$ için $Ra=76000$ 'de gerçekleşirken bu geçiş $Pr=0.71$ (hava) ve $Pr=70$ 'de gerçekleşmemiştir. Bu durumun sebebini ise, uygulanan LB yönteminin, instabilite geçişlerini çözmek için yetersiz kalması ile açıklamışlardır.

Gerçekleştirilen tez çalışmasına benzer sınır koşulları ve geometri özelliklerine sahip bir başka çalışma ise, Tzeng ve Liu'nun Monte Carlo Doğrudan Benzetim Metodu (DSMC) ile gerçekleştirdiği çalışmalarıdır [46]. Bu çalışmada iki boyutlu ve $AR=4$ olan hava dolu bir geometri için, $3000 < Ra < 10000$ aralığında, bu metoda özgü olarak, benzeşimde modellenen parçacık sayısının akış alanına etkisi incelenmiştir. Elde edilen önemli sonuçlardan birisi, parçacık sayısına bağlı olarak beklenen çevrim sayısı olan 4'ten farklı olarak 3 ve 5 adet çevrim yapısının da elde edilmiş olmasıdır. Kullanılan sayısal algoritma ise Bird'ün açık kaynaklı olarak yayınladığı algoritmadır [47]. Ayrıca bu çalışma sonucunda, akıştaki çevrimlerin dönüş yönünün de farklı Ra sayılar için farklı olduğu gözlemlenmiştir. Örneğin, $Ra=3000, 4000, 6000, 7000, 10000$ için hep dört adet çevrim edilmesine karşın, çevrimlerin dönüş yönü $Ra=3000, 4000$ ve 6000 'de $(-,+,-,+)$ iken $Ra=7000$ ve 10000 'de $(+,-,+,-)$ halindedir. Çalışmada bu durumun sebebini de sayısal çalkantılar olduğu belirtilmiştir.

Shen ve Zhang ise [48], $AR=4$ olan basık bir kapalı hacimde, süperkritik nitrojen için zamana bağlı ve zamandan bağımsız sayısal çözümler gerçekleştirmişlerdir. Yapılan çalışmada, literatürdeki diğer birçok çalışma gibi Boussinesq yaklaşımı

kullanılarak, Navier-Stokes ve enerji denklemlerinin görelî olarak daha kolay çözümlenebilir hali kullanılmıştır. Elde ettikleri sonuçlardan en önemlisi, AR=4 durumu için 4 olan çevrim sayısının Rayleigh sayısı azaldıkça 6 adet düzenli çevrim halini alması ve yüksek Rayleigh sayılarında ($Ra > 10^7$) Ra ve Nu arasındaki bağıntıyı veren sayısal sonuçlar $2/7$ üs kuvvetine uymaktayken, daha düşük Ra sayılarında ($Ra < 10^5$) sayısal sonuçlar $1/3$ üs kuvvetine uymaktadır.

Corcione [49] ise, nanoakışkanla dolu bir kapalı hacimde, farklı nanoparçacık konsantrasyonlarında Rayleigh-Bénard taşınımı incelemiştir. Bu çalışma sonucunda, nanoparçacıklı akışkan, saf akışkana göre (bu çalışma için su ve etil glikol) saha kararlıdır. Bu sebeple, kritik Rayleigh sayısı bu durumlarda farklı olmaktadır. Isı transferindeki artış, parçacık çapının artışı ile birlikte artmaktadır. Farklı nanoparçacık kullanıldığında ise ısı transferindeki artış, baz akışkana nanoparçacık çeşidinden daha çok bağılı olduğundan çok değişmemektedir.

Kapalı hacimdeki ısı transferini sağlayan iletim mekanizmasından, Rayleigh-Bénard taşınımına geçiş için gerekli ölçüt olan $Ra_{kritik} = 1707.762$ sayısı civarındaki taşınım ile ilgili son dönemlerde gerçekleştirilen bir başka çalışma ise Bau'ya aittir [50]. Bu çalışmada, Bau sınırsız bir akış tabakası için geri beslemeli bir kontrol devresi vasıtasıyla küçük pertürbasyonlar ekleyerek, akışın taşınım mekanizması ile ısı transferi yaptığı noktayı değiştirmeyi başarmıştır. Benzer bir çalışma ise yine Tang ve Bau tarafından silindirik geometri için deneysel gerçekleştirilmiştir [51]. Bu çalışmada ise kontrol devresi çoklu sensör ve harekete geçiricilerden oluşmaktadır. Ayrıca harekete geçiriciler, mikron düzeyinde üretilen silikon devre levhalarından oluşmakta, sensörler ise geometrinin orta noktasında bulunan diyotlardan oluşmaktadır. Ancak deneysel olarak akış alanını etkileyebildiklerini belirtmelerine rağmen, kontrol devresi sebebiyle teorik olarak elde edilen ve beklenen taşınım geçişteki erteleme gerçekleşmemiştir.

Bu çalışmada kullanılan sayısal metodun doğrulanmasında da referans olarak alınan bir başka çalışma ise, Soong vd. tarafından gerçekleştirilen, iki boyutlu bir geometri içindeki havanın Rayleigh-Bénard sınır koşullarına göre ve eğimli bir yüzeyde durumunu modelleyen çalışmadır [52]. Bahsi geçen bu çalışmada, $1 \times 10^3 < Ra < 2 \times 10^4$ aralığı için, AR=4 olan kapalı hacimde akış için maksimum yatay ve düşey hızlar,

akış alanı ve Nu sayıları verilmiştir. Kullanılan sayısal yöntem ise, sonlu hacimler metoduna dayalı SIMPLE-C algoritmasıdır. Soong vd. [52], bu çalışmada eğim açısının etkisini incelerken verdikleri 0° lik sonuçlar bu tez çalışmasında kullanılan sayısal yöntemin doğrulanmasında kullanılmıştır. Bahsedilen literatürdeki bu çalışmada da diğer birçok çalışma gibi Boussinesq yaklaşımı kullanılmış ve kullanılan sayısal yöntem de Vahl Davis'in [18,19] iki boyutlu kare geometrilere doğal taşınım için verdiği sayısal değerleri ile doğrulanmıştır.

2.3. Rayleigh-Bénard Taşınımında Boussinesq Yaklaşımı

Rayleigh-Bénard taşınımında, akışı termodinamik olarak şekillendiren yoğunluk, sıcaklık ve hız parametreleri birbirine bağlı parametrelerdir. Ancak akış hızı yoğunluk farkından kaynaklanan kaldırma kuvveti tarafından belirlense dahi, bu yoğunluk farkı akış yukarı doğru hareket ettikçe azalmaktadır. Bu nedenle literatürdeki çalışmaların büyük bölümünde Newtonian sıvı veya gaz için Boussinesq yaklaşımı kullanılmıştır. Bu yaklaşımda akış yoğunluk değişimlerinin sonucunda oluşmasına rağmen sıkıştırılmaz akış kabulü yapılmakta ve momentum denklemindeki kaldırma kuvveti terimi hariç Navier-Stokes denklemlerinin söz konusu formu kullanılmaktadır.

Boussinesq yaklaşımının geçerli olduğu aralık ise bu yaklaşımın kullanımı açısından önemlidir. Gray ve Giorgini [53], hava ve su ortamlarında Boussinesq yaklaşımının atmosferik basınçta geçerli olduğu aralığı tespit etmeye çalışmışlardır. Bu çalışmanın sonucuna göre, Boussinesq kabulü göreceli olarak yüksek sıcaklık farklarının olduğu durumlar için uygun bir yaklaşım değildir. Bahsedilen bu yüksek sıcaklık farkı ise, su dolu bir ortam için 2K den az, hava dolu bir ortam içinse 28.6 K den az olmalıdır.

Paolucci ve Chenoweth [54], Boussinesq yaklaşımından farklılaşmaları, taşınımın başladığı kritik Rayleigh sayısı civarında sayısal olarak incelemiştir. Elde ettikleri sonuçlar ışığında, sıcaklık farkı parametresi $\varepsilon = \bar{\beta}(\bar{T}_h - \bar{T}_c)/2$ olmak üzere, $\varepsilon = 0.005$ için kritik Rayleigh sayısını 1707.76 yerine, 1708.8 olduğu görülmüştür. Boussinesq yaklaşımı kullanılan ve kullanılmayan durumlardaki ilişki ise $Ra_{c0} = 1708.8$ olmak

üzere, $Ra_c = Ra_{c0}(1 + 0.1832\varepsilon^2)$ şeklinde korelasyonla gösterilmiştir. Ayrıca yine bu çalışmanın sonuç bölümünde, $\varepsilon < 0.15$ için lineer teorinin ve Boussinesq yaklaşımının geçerli olduğu belirtilmiştir.

Fröhlich vd. [55] de, sayısal olarak ve stabilite analizi kullanarak, Rayleigh-Bénard probleminde Boussinesq yaklaşımını inceleyen çalışmalarda bulunmuşlardır. Düşük Mach sayısı denklemleri kullanarak gerçekleştirdikleri çalışmanın en önemli sonuçları, Gray ve Giorgini'nin [53] belirttiği aralıklar dışında Boussinesq yaklaşımı yerine düşük Mach sayısı yaklaşımı denklemleri kullanıldığında, orta düzlemde elde edilen simetrinin kaybolacağı, hacim içindeki akışın niteliksel ve niceliksel olarak değişeceği ve bu değişimlerin özellikle kritik Rayleigh sayısı civarında gözlemleneceğidir. Rayleigh sayısı arttıkça ise, Boussinesq olmayan etkiler hacmin küçük bölümüne sıkışmakta ve etkileri azalmaktadır. $\varepsilon = 0.5$ (ε , Boussinesq'ten farklılaşma parametresi, $\varepsilon = (T_h - T_c / T_h + T_c)$) için elde ettikleri sonuçlarda Boussinesq yaklaşımı kullanmadan kritik Rayleigh sayısını 1707.76 yerine lineer stabilite analizi ile 1821, sayısal çözüm ile ise 1823 olarak bulmuşlardır. Ayrıca, daha yüksek Rayleigh sayılarında, $Ra=10^4$ için akışkan viskozitesi ve ısı iletim katsayısı sabit olarak Boussinesq yaklaşımı kullanarak, Nu sayısını 2.6523 olarak bulurlarken, bu değer Boussinesq yaklaşımında değişken viskozite ve ısı iletim katsayısı ile 2.5936, Düşük Mach denklemlerinde değişken viskozite ve ısı iletim katsayısı ile ise 2.6275 olarak bulunmuştur.

Ahlers vd. [56], türbülanslı bölgede ve basınçlı haldeki etan gazı için Boussinesq yaklaşımını incelemişlerdir. Bu çalışma sonucunda, sıvılardan farklı olarak gazlar için Boussinesq yaklaşımı kullanılmadan elde edilen sonuçlarda Nu sayısında artış bulunduğu ve bu artışın $Ra=10^{10}$ gibi yüksek değerlerde %20 civarında olduğu belirtilmiştir. Ancak, $\bar{\beta}(\bar{T}_h - \bar{T}_c)$ değeri 0.1'den küçük durumlar için bu artışın %3 civarında olduğu da yine yapılan deneylerle ispatlanmıştır. Bu tez çalışmasındaki yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınım için oluşturulan durum çalışmalarında ise kullanılan $\bar{\beta}(\bar{T}_h - \bar{T}_c)$ değeri 0.065 civarındadır.

Zhang vd. [57], ise yüksek Rayleigh sayılarında ($10^6 - 10^9$) ve yüksek Pr sayılarında ($10^2 - 10^3$) Boussinesq yaklaşımını deneysel olarak incelemişlerdir. Bu çalışma sonucunda da sıcaklık farkı yaklaşım aralığının geçerli olduğu değerlerden yüksek şekilde ayarlanan deneylerde akış alanındaki simetrisinin bozulduğu gözlemlenmiştir.

Robinson ve Chan [58] de direkt sayısal benzeşim programı ile geçiş bölgelerinde bu yaklaşımı inceleyen araştırmacılardandır. Elde ettikleri sonuçlarda, ikincil instabilite bölgesi için akışkanın sıcaklığına bağlı olarak değişen ısı iletim katsayısı ve viskozitenin 30% değişimi ile dahi geçiş bölgesi karakteristiklerinin değişmediğini ancak, kritik Rayleigh sayısının 1709 olarak elde edildiğini belirtmişlerdir.

Reddy vd. ise, içinde ısı üretimi olan dairesel dik bir halka için Boussinesq yaklaşımı kullanarak ve kullanmadan sayısal çözüm elde ederek, bu yaklaşımın sonuçlara etkilerini incelemişlerdir [59]. Çalışmada elde edilen sonuçlara göre şu yorumlar yapılabilir: Boussinesq yaklaşımı katı-sıvı etkileşiminde hızı fazla hesaplamaktadır. Sıcaklık ile değişken ısı iletim katsayısının Nu üzerindeki etkisi diğer değişken parametrelere göre (yoğunluk, viskozite vb.) daha azdır. Boussinesq yaklaşımı kullanılmadan elde edilen sonuçlarda, çok az da olsa sıcaklıklar Boussinesq yaklaşımına göre düşük, Nu sayısı ise daha yüksek olarak bulunmuştur ($Gr \leq 10^{10}$ için ve $Gr = g\epsilon L^3 / \nu_c^2$ olarak tanımlanarak).

Sonuç olarak, Boussinesq yaklaşımı kullanımında duvarlar arasındaki sıcaklık farkı önemli bir rol oynamaktadır. Boussinesq kabulü göreceli olarak yüksek sıcaklık farklarının olduğu durumlar için uygun bir yaklaşım değildir (Hava ortamı için 28.6 K'den yüksek sıcaklık değerlerinde).

Yine literatürdeki diğer çalışmalar [56,59] Boussinesq yaklaşımı kullanılmadan hava ortamında elde edilen sonuçlarda Nu sayısının daha yüksek bulunacağını belirtmiştir. Mevcut tez çalışmasında bu sebeplerden dolayı Boussinesq yaklaşımı kullanılmamış, Navier-Stokes ve enerji denklemlerinin tamamen sıkıştırılabilir formu kullanılmıştır. Ayrıca, Boussinesq yaklaşımının sonuçlar üzerindeki etkisini incelemek için 30K sıcaklık farkında da sayısal modellemeler gerçekleştirilmiş (Bölüm 4.2.4, Çizelge 4.9) ve Boussinesq yaklaşımı kullanılan literatürdeki sonuçlar ile mevcut çalışma arasında Nu sayılarındaki sapmanın arttığı gözlemlenmiştir.

2.4. Titreşimli Akış ve Akustik Titreşimle Oluşturulan İkinci Mertebe Girdaplar

Sıkıştırılabilir bir akışkana ses dalgası uygulandığı takdirde, akış alanında, parçacık hızlarının sinüs formunda olmadığı zamandan bağımsız girdaplar oluşmaktadır. Yüksek frekanslarda uygulanan ses alanı ile birlikte gazlarda veya sıvılarda oluşan ikincil dereceden zamandan bağımsız girdaplara akustik akımlama (acoustic streaming) adı verilmektedir. Bu girdapların önemli özellikleri, her zaman dönme hareketine sahip olmaları ve ses şiddetinin artması ile birlikte hızlarının artması ancak, çok yüksek değerlerde dahi ikincil girdap hızlarının birincil titreşimli parçacık hızından her zaman düşük olmasıdır [60].

Akustik titreşimlerin kapalı bir ortamdaki akışkana etkisi ilk olarak Lord Rayleigh tarafından incelenmiştir [61]. Bu çalışmada Rayleigh, uzun bir boruda (Kundt tüpü) uzunlamasına bir ses alanında, duran dalga oluşması durumunda oluşan girdap yapılarını akışkan viskozitesinden bağımsız olarak incelemiştir. Yine bu çalışma sonucunda, sınır tabakanın dışında durağan girdaplar gözlemlenmiş ve bu girdaplar Rayleigh girdapları olarak adlandırılmıştır.

Akışın şekillenmesinde önemli bir yer tutan akustik sınır tabakanın içindeki girdaplar ise ilk olarak Schlichting tarafından çalışılmıştır [62]. Bu çalışmada, su dolu bir tankta titreşimli akış gerçekleştiren bir silindir çevresinde meydana gelen ikincil girdaplar incelenmiş ve sınır tabaka içindeki bu girdaplar Schlichting tipi girdaplar olarak adlandırılmıştır.

Westervelt ise [63], akustik titreşimlerle yaratılan çalkantılar sayesinde oluşan girdap hızlarını hesaplamak için genel bir formülasyon bulmuş ve vortisite denklemini oluşturmuştur. Ancak bulunan bu vortisite denklemi yüksek dalga genlikleri için geçerli olmamaktadır.

Nyborg [64], ses dalgası sebebiyle oluşan girdaplarla ilgili önerilen çözüm metodolojilerini bir tüp içindeki tek bir dalga için ve iki adet dalga için karşılaştırmıştır. Daha sonra gerçekleştirdiği bir başka çalışmada ise, katı-sıvı

sınırında bilinen bir girdapsız titreşim hızı için ses dalgası ile oluşturulmuş durağan titreşimli akışın yaklaşık olarak çözümünü bulmuştur [65].

Andres ve Ingard ise düşük Reynolds [66] (10 mertebesinde) ve yüksek Reynolds [67] (birkaç yüz mertebesinde) sayılarında, silindir çevresinde akustik titreşimlerle oluşturulan akışı incelemiştir. Teorik olan bu çalışmanın sonucunda, yüksek Reynolds sayılarında elde edilen ses alanı içindeki akış alanı ile düşük Reynolds sayılarında elde edilen akış alanının farklı olduğu belirtilmiş ve bu sonucun deneysel gözlemlerle de uyumlu olduğu açıklanmıştır [66].

Yukarıda belirtilen ve akustik titreşimler oluşturulan akışları inceleyen bu ilk çalışmalar sonucunda, sınır tabaka içinde, akustik titreşimler sonucu titreşimle oluşturulan parçacık hızından daha küçük mertebelerde ikincil girdapların meydana geldiği gözlemlenmiştir. Bu girdaplar, Rayleigh girdapları, Schlichting tipi girdaplar ve Eckart tipi girdaplar olarak üçe ayrılmaktadır. Rayleigh tipi girdaplar (dış girdaplar) daha geniş bir alanda (sınır tabakanın dışında) oluşmakta ve girdap boyutu, sınır tabaka girdaplarına oranla daha büyük olmaktadır. Schlichting tipi girdaplar (iç girdaplar) ise, ses alanında, $\delta_v = (2\nu/\omega)^{0.5}$ akustik sınır tabakayı tanımlamak üzere (ν kinematik viskozite ve ω açısal frekans), akustik sınır tabaka içinde oluşmaktadır. Girdap büyüklükleri ise akustik sınır tabaka büyüklüğü ile orantılıdır. Schlichting tipi girdapların oluşum mekanizmasının sebebi ise viskoz kuvvetler içindeki Reynolds gerilmeleridir. Eckart tipi girdaplar (sıvı içindeki quartz dalgaları veya havadaki ses dalgaları diye de adlandırılır) ise, girdap büyüklüğü akustik dalga boyunu büyük ölçüde aşan ve genellikle 1 MHz den yüksek frekans değerlerinde gözlemlenebilen dalgalardır [68].

Titreşimi akışlarda elde edilen girdapları açıklamadaki önemli çalışmalardan birisi de Merkli ve Thomann tarafından gerçekleştirilmiştir [69]. Deneysel bir çalışma olan bu araştırmada, bir boru içindeki titreşimli akışı türbülanslı bölgeye geçişi belirleyen bir Re sayısı bulunmuştur. Farklı frekanslarda gerçekleştirilen deneyler sonucunda Reynolds sayısı için türbülanslı bölgeye geçiş değerinin yaklaşık olarak 400 olduğu belirtilmiştir.

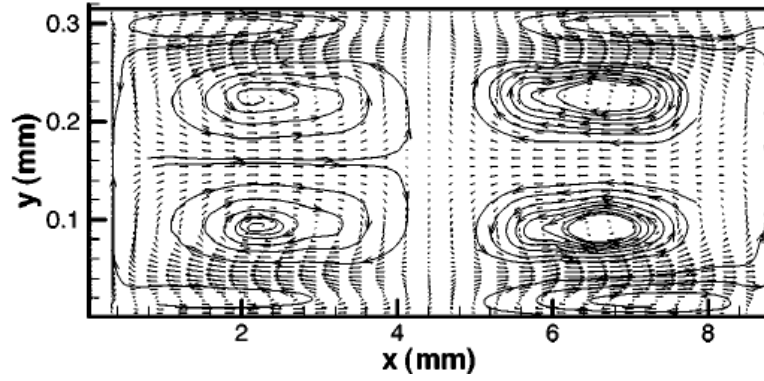
Sonraki dönemlerde, Vainstein vd. akustik etkiyle oluşturulan ısı transferi artışını sıcaklık farkına sahip paralel plakalar için incelemiştir [70]. Teorik olan bu çalışmada, plakalar arası uzaklık sesin dalga boyundan çok küçük olarak kabul edilmiş ve Rayleigh tipi girdaplar sayesinde plakalar arasındaki ısı transfer artışı gözlemlendiği sonuç olarak açıklanmıştır. Bu çalışmadan elde edilen bir başka önemli sonuç ise, Pe sayısının 1 den çok büyük olduğu durumlarda ($Pe \gg 1$), ısı iletiminin çok dar bir bölge için gerçekleştiği ve akustik alan sayesinde ısı transferindeki artışın çok yüksek olduğudur [70].

Hamilton vd. ise yüksekliği sabit olmayan iki boyutlu bir kanal içinde oluşturulan rezonans durumundaki ses alanı için ikinci mertebe girdapları belirleyen analitik çözüm elde ederek, titreşimli akışın anlaşılmasına büyük katkıda bulunmuştur [71]. Ancak bu çalışmada elde edilen analitik çözüm bazı yaklaşımlara dayanmaktadır. Akışın sıkıştırılamaz olması, ısı etkilerinin (ısı iletim ve ısı sınır tabaka) ihmal edilmesi, akışkan viskozitesinin sıcaklıkla değişimi gibi yaklaşımlar sonucu elde edilebilen analitik çözümde bu varsayımların akış alanını değiştirmemesine rağmen hız değerlerinin %10 kadar düşük bulunmasına sebep olduğu da yine bu çalışmanın sonuç kısmında açıklanan önemli bilgilerdir [71]. Daha sonra ise, yine Hamilton vd. bu çalışmalarına [71], gaz viskozitesinin sıcaklıkla değişimini ve ısı iletimini hesaba katarak çalışmalarını iki boyutlu kanallarda tekrarlamışlar ve farklı bir geometri olan silindir şeklindeki tüplerdeki titreşimli akışlar için de aynı çalışmayı gerçekleştirmişlerdir [72].

Yukarıda bahsedilen Hamilton vd. nin gerçekleştirdiği iki çalışmada [71, 72] kullanılan bir diğer varsayım da, titreşimli akışın gerçekleştiği akışkanın sıkıştırılamaz olduğu varsayımdır. Qi [73], akustik titreşimle oluşturulan titreşimli akışlarla ilgili bu çelişkiyi yaptığı çalışmada belirtmiştir. Akustik titreşimlerin oluşumu ve yayılımı için daha önce de belirtildiği üzere, sıkıştırılabilir bir ortam gerekli olmasına karşın Rayleigh-Bénard taşınımında olduğu gibi bu çalışmalarda da hesaplamalarda genellikle akışkanın sıkıştırılamaz olduğu kabulü yapılmıştır. Sıkıştırılabilirliğin katı sınırlara yakın bölgelerde etkilerini incelediği bu çalışması sonucunda [73] Qi , problemin sıkıştırılabilir olarak çözülmesi halinde daha yüksek ve doğru girdap hızları elde edilebileceğini belirtmiştir. Ayrıca, sıkıştırılabilirliğin

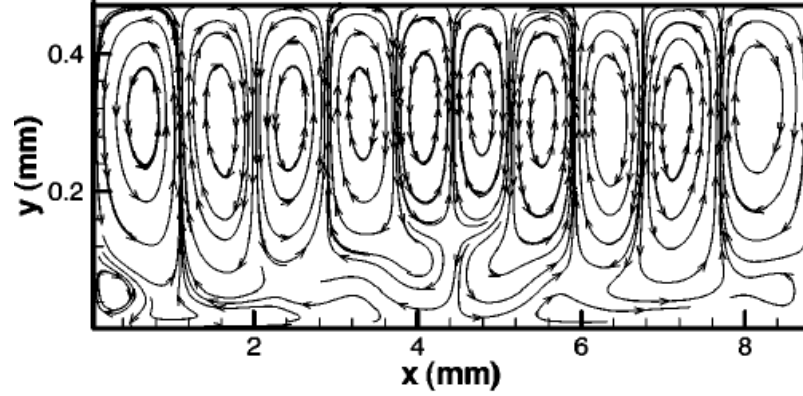
titreşimli parçacık hızlarına olan etkisinin gaz ortamında daha fazla iken, sıvı ortamında daha ihmal edilebilir olduğu sonucu da araştırmadaki önemli bulgulardandır.

Akustik titreşimlerin akış alanında oluşturduğu değişiklikler ve bu değişiklikleri belirleyen parametreler de yine titreşimli akış ve sayesinde gerçekleştirilen ısı transferini anlamlandırabilmek açısından önemlidir. Kapalı bir hacimdeki, Nitrojende oluşturulan titreşimli akışın sayısal olarak analizi Aktaş ve Farouk [74] tarafından gerçekleştirilmiştir. Farklı yükseklik oranlarına sahip kanallarda farklı yer değiştirme oranları için gerçekleştirilen simülasyonlar sayesinde, bu çalışma ile birlikte, beklenen durum olan iç ve dış girdapların birlikte görüldüğü akış alanı ile (klasik girdaplar), akış yapısının daha karmaşık olduğu düzensiz girdap yapıları arasındaki geçişler birbirleriyle ilişkilendirilmiştir. Şekil 2.1’de bu çalışmada elde edilen klasik girdaplara ait ortalama akış alanı gösterilmiştir.



Şekil 2.1 H/L oranı 0.0358 için ortalama akış alanı [74]

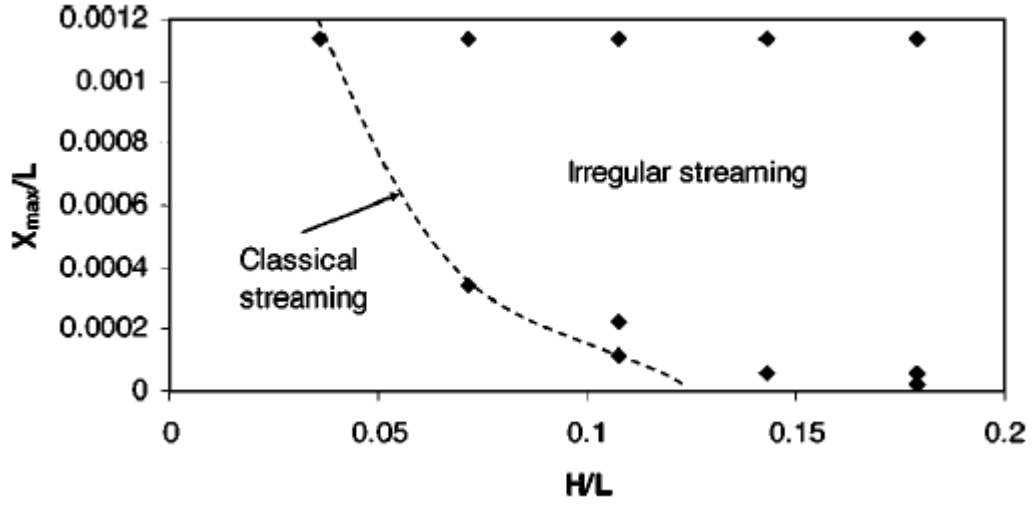
Şekil 2.1’de görüldüğü üzere, görece düşük ($H/L=0.0358$) yükseklik-uzunluk oranları için klasik teori ile uyuşan birincil ve ikincil girdapları (iç girdapları) akış alanında gözlemlemek mümkündür. Ancak, akış alanı arttırıldığında elde edilen girdap yapıları daha karmaşık ve klasik girdap yapısından farklıdır (Şekil 2.2).



Şekil 2.2 H/L oranı 0.1074 için ortalama akış alanı [74]

Şekil 2.2’de, Şekil 2.1 ile aynı duvar yer değiştirmesine sahip ancak yükseklik-uzunluk oranı 3 kat artırılmış geometri için akış alanı görülmektedir. Aynı duvar yer değiştirmesine sahip bu iki akış alanından birincisi klasik girdap yapısına sahip iken ikincisi bu yapıdan tamamen farklılaşmıştır. Çalışmanın sonuç kısmında ise [74], Aktaş ve Farouk akış alanındaki basınç dalgalarının akış alanını önemli ölçüde etkilediğini ve kapalı hacim yüksekliğinin yeterince yüksek olduğu durumda, ($H/L > 0.14$), dış girdapların (Rayleigh tipi girdaplar) gözlenmesi için çok küçük titreşim genliklerine inilmesi gerektiğini vurgulamışlardır.

Bu tez çalışmasında, yükseklik-uzunluk oranı ($H/L=0.25$) olarak seçilmiştir. Belirtilen göreceli olarak daha yüksek, yükseklik-uzunluk oranında akustik titreşimlerle oluşturulan düzenli yapıdaki ikincil derece girdapları görmek için çok düşük duvar yer değiştirme oranlarına inilmesi gerektiği düşünülmektedir. Tez çalışmasında çalışılan duvar yer değiştirme oranları ve şok tipi dalga alanlarında, (Şekil 2.3)’e göre düzenli olmayan ikincil merteye girdaplar oluşması beklenir. Ancak, mevcut çalışmadaki dalga alanı büyük ölçüde sinüzoidaldir.



Şekil 2.3 Sıcaklık gradyanı olmayan durumda klasik ve düzensiz akımlama bölgesinin X_{maks}/L ve yükseklik-uzunluk oranı ile değişimi [74]

Şekil (2.3)'e göre, tez çalışmasında akustik titreşimlerle Rayleigh-Bénard taşınımının etkileşiminin incelendiği tüm simülasyonların gerçekleştirildiği yükseklik-uzunluk oranında klasik girdap yapısı elde edilmesi için düşük duvar yer değiştirme değerlerine inilmesi gerektiği yorumu yapılabilir. Bu sebeple öncelikli olarak, çalışmada $0.2 \mu\text{m}$ gibi düşük bir değer denenmiştir. Bu durumda Şekil (2.3)'ün düşey eksenini değeri 3.3×10^{-6} gibi oldukça küçük bir sayı olmakta ancak bu değerde de yine akustik etki sebebiyle oluşan düzenli yapıdaki ikincil mertebeli girdaplar gerçekleştirilen simülasyonlarda gözlenmemektedir. Bu durumun sebebinin ise, bu duvar yer değiştirme değerinde düşük kalan akustik akımlama hızları olduğu sonucuna varılmıştır. Düzenli olmayan ikincil mertebeli girdaplar ise bu tez çalışmasının kapsamına ait olmadığından, mevcut çalışmada incelenmemiştir.

Nabavi vd ise, bir önceki çalışmada [74] bahsedilen düzenli olmayan girdap yapısını inceleyen çalışmasında [75], senkronize PIV tekniği kullanmıştır. Bu çalışma sonucunda, belirli bir frekansta, bir eşik uyarım genliğine kadar düzenli girdap yapıları gözlemlenirken genlik bu eşik değerini geçtiği takdirde düzensiz girdap yapıları gözlemlenmiştir. Çalışmanın sonuç kısmında ise, düzenli ve düzensiz girdap

yapıların, girdap Re sayısı (streaming Re number) $Re_{st2} = \frac{1}{2} (u_{mak}/c)^2 (H/\delta_v)^2$ olarak tanımlanmak üzere, $Re_{st2} < 50$ değeri için düzenli yapılar, daha yüksek değerler için ise düzensiz yapılar olarak gözlemleneceği belirtilmiştir. Bahsedilen bu deneysel çalışmada ısı etkiler ise göz ardı edilmiştir.

Sayısal analiz yardımıyla yapılan bir başka çalışma ise, Aktaş ve Özgümüş'e aittir [76]. Bu çalışmada, yukarıdaki bölümde bahsedilen ikincil girdapların ısı transferine etkileri incelenmiş ve sonuç olarak iletim yolu ile ısı transferine göre akustik titreşimlerin ısı transferini önemli ölçüde arttırdığı vurgulanmıştır.

Silindir şeklindeki kapalı ortam içindeki su için akustik titreşimlerle sağlanan ısı transferi artışı da yakın zamanda Tajik vd tarafından incelenmiştir [77]. Deneysel olan bu çalışmada üst plaka ısıtılarak deney yapıldığı için yerçekimi ivmesi ihmal edilmiş ve sonuç olarak yüksek frekanslı titreşim durumları için (ultrasonic region), ısı transferinin titreşen plakaya yakın bölgelerde %390 artış gösterdiği açıklanmıştır.

2.5. Araştırma Gereksinimleri

Rayleigh-Bénard taşınım literatürdeki birçok deneysel ve teorik çalışmanın konusunu oluşturmaktadır. Ancak, mevcut analitik çalışmaların ve sayısal çözümlerin büyük bölümünde Newtonian sıvı veya gaz için Boussinesq yaklaşımı kullanılmıştır. Boussinesq yaklaşımı, momentum denklemindeki akışa etkileyen kaldırma kuvvetinde akışkan yoğunluğunun sıcaklıkla doğru orantılı değiştiğini diğer terimlerde ise sabit kaldığını varsaymaktadır. Bu durum, hesaplamalarda kolaylık ve zaman tasarrufu sağlamasına karşın, taşınımında düşük sıcaklık farklarında geçerlidir ve yüksek sıcaklık farklarında hatalı sonuç vermektedir.

Öte yandan, titreşimli akışın ısı transferine etkisi deneysel olarak farklı geometriler için çalışılmış olsa da Rayleigh-Bénard taşınımına eklenen titreşim ve bu yolla elde edilen ısı transferindeki değişim mevcut bilgimize göre daha önce çalışılmamıştır. Bu iki mekanizma arasındaki etkileşimin anlaşılması ve titreşimin doğru

özömlenebilmesi sıkıştırılabilir akış modellenmesi ile mÖmkÖndÖr. Bunun yanı sıra, elde edilen sonuçlar ışığında Rayleigh-Bénard taşınımına etkiyen titreşim ile elde edilen ısı transferi artışı verilerinin daha etkin soğutma sistemleri tasarımında kullanımı için daha Önce çalışılmamış bu konunun belirli bir sıcaklık farkı yerine farklı sıcaklık değerleri için de genelleştirilebilecek şekilde özÖmü gereklidir. Bu sebeple, titreşimli akış ve Rayleigh-Bénard taşınım arasındaki etkileşim, Navier-Stokes denklemlerinin tamamen sıkıştırılabilir formu kullanılarak sayısal olarak özÖlmüřtür.

2.6. Amaçlar

Bu tez çalışmasının amacı Rayleigh-Benard taşınım ve akustik titreşimin etkileşiminin farklı titreşim genliği, titreşim frekansı, Rayleigh sayısı ve sıcaklık farkında incelenmesidir. Çalışmanın ilk kısmında, kullanılan sayısal yöntemin doğrulanması, sol duvardan ısıtılan sağ duvardan ise soğutulan kare geometri şeklindeki kapalı bir alanda doğal taşınım ile edilen sonuçlarla gerçekleştirilmiştir. Daha sonra, Rayleigh-Bénard taşınım probleminde ve yalın olarak titreşim geometrisinde sayısal yöntemin validasyonu yapılmış ve en nihayetinde farklı Rayleigh sayılarında titreşimli akışın bu taşınım mekanizması ile olan etkileşimi parametrik çalışmalar vasıtasıyla araştırılmıştır.

Sonuçta elde edilen akış alanları, farklı parametrelerin etkisini ortaya koymaktadır. Çalışma sonucunda, çalışmanın Önemli amaçlarından olan ısı transferindeki değişim miktarı da incelenmiştir. Sonuç bölümünde ise elde edilen sonuçlar analiz edilmiş ve Özetlenmiştir.

BÖLÜM 3

3. MATEMATİKSEL MODEL VE SAYISAL YÖNTEM

3.1. Giriş

Rayleigh-Bénard taşınım ve titreşimli akışın etkileşimini sayısal olarak incelemek amacıyla, öncelikle sistemdeki fiziksel olayları açıklayan matematiksel denklem setleri oluşturulmuştur. Oluşturulan matematiksel denklemler Navier-Stokes ve enerji denklemleridir.

3.2. Matematiksel Model

Bu çalışmada, hem araştırmayı Boussinesq yaklaşımı ile sınırlamamak hem de uygulanan titreşimli akışın sebep olduğu girdap hızlarını ve ısı transferi artışının doğru modellenebilmesi için Navier-Stokes denklemlerinin sıkıştırılabilir formu kullanılmıştır. Sıkıştırılabilir formülasyonun bir diğer avantajı da yerel dalga ilerleme hızının yüksek doğrulukla hesaplanabilmesidir. Matematiksel modelin temelini oluşturan Navier-Stokes denklemlerinin iki boyutlu kartezyen koordinat sisteminde tamamen sıkıştırılabilir formu:

Kütle Korunum Denklemi

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (3.1)$$

Momentum Korunum Denklemleri

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \quad (3.2a)$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} - \rho g \quad (3.2b)$$

Enerji Denklemi

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [u(E+P)] + \frac{\partial}{\partial y} [v(E+P)] \\ - \frac{\partial}{\partial x} [u\tau_{xx} + v\tau_{xy}] - \frac{\partial}{\partial y} [u\tau_{xy} + v\tau_{yy}] + \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} = 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

Belirtilen denklemlerdeki (3.1-3.3) u ve v sırasıyla x-eksenindeki ve y-eksenindeki hızları, ρ havanın yoğunluğunu, P ise hava basıncını temsil etmektedir. Momentum denklemlerindeki ve enerji denklemindeki kayma gerilmeleri (τ), toplam enerji (E) ve ısı akıları (q) terimleri ise aşağıdaki gibi ifade edilmiştir.

Özgül ısıların oranı,

$$\gamma = C_p / C_v \quad (3.4)$$

Toplam Enerji terimi,

$$E = \frac{P}{\gamma - 1} + 0.5\rho(u^2 + v^2) \quad (3.5)$$

x ve y yönlerinde ısı akıları,

$$q_x = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad \text{ve} \quad q_y = -k \frac{\partial T}{\partial y} \quad (3.6)$$

İlgili kayma gerilmeleri ise:

$$\tau_{xx} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \right) = \frac{4}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3.7)$$

$$\tau_{yy} = \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{v} \right) = \frac{4}{3} \mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} \quad (3.8)$$

$$\tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (3.9)$$

Basıncıdaki değişimleri yoğunluk ve sıcaklıktaki değişimlerle ilişkilendirmek içinse, $R(=0.287 \text{ kJ/kg K})$ havanın gaz sabiti olmak üzere, ideal gaz kanunu kullanılmıştır.

$$P = \rho RT \quad (3.10)$$

Başlangıç durumunda, kapalı hacim içinde basıncın ($P=101.325 \text{ Pa}$), sıcaklığın ($T=300\text{K}$) ve yoğunluğun ($\rho=1.1768 \text{ kg/m}^3$) olduğu kabul edilmiştir.

3.3. Sayısal Yöntem (Akı Düzeltmeli Taşınım Algoritması)

3.3.1. Giriş

Bir önceki bölümde belirtilen denklemler, Akı Düzeltmeli Taşınım algoritması (FCT) kullanılarak çözülmüştür. Kontrol hacmi metodu kullanılarak oluşturulan ve açık formülasyona dayalı sonlu hacimler yöntemine dayanan bu algoritmanın seçilme sebebi ise, konumda 4. dereceden, zamanda ise 2. dereceden hassasiyete sahip olmasıdır. Ayrıca Oran ve Boris'in çalışmalarında belirttiği gibi [78], keskin gradyanları minimum sayısal difüzyon ile çözümlenebilmesi de bu yöntemin avantajlarından birisidir. Özellikle titreşimli akışları sayısal olarak doğru modelleyebilmek için ise bahsedilen özelliklerden ve ilerleyen bölümde detaylı olarak açıklanacak sebeplerden ötürü bu tip bir algoritma kullanmak avantajlıdır.

Kullanılan sayısal algortmada, momentum denklemlerindeki viskoz terimler ve enerji denklemindeki iletim ve viskoz yitim terimleri ikinci dereceden merkezi sonlu farklar metodu kullanılarak çözülmüş ve çözüm esnasında gerekli olduğu yerde algortmaya kaynak terim olarak girmiştir.

3.3.2. Akı Düzeltmeli Taşınım (FCT) Algoritması ve Özellikleri

Çalışma kapsamındaki hesaplamalarda kullanılan Akı Düzeltmeli Taşınım (FCT) algortmasının önemli bazı özellikleri şu şekilde sıralanabilir.

- Yüksek mertebeli ve lineer olmayan bir algortma olması,
- İki aşamalı bir öngörme-düzeltilme tekniği uygulayarak monotoniklik ve pozitiflik özelliğini garanti altına alması,
- Algortmanın yapay viskozite kullanmadan da yüksek mertebede hassasiyetini koruması [78].

Algortmanın pozitiflik özelliği iki aşamalı bir öngörme-düzeltilme tekniği uygulayarak sağlanmaktadır. Örnek olarak, akışkanın yoğunluğu, kinematik

viskozitesi veya herhangi bir diğere parametresi başta pozitif bir değere sahip ise, hesaplamalar boyunca akışa ait bu parametrenin özelliği sayısal hatalardan kaynaklanan yeni maksimum veya minimum değerlere sahip olmaz. İki aşamalı öngörme-düzeltilme tekniği ise kısaca; hesaplama esnasında öncelikle, taşınım sırasında difüzyon eklenerek yüksek mertebeye sahip algoritmanın lineer özellikleri, yitime (dissipation) yol açabilecek dalgaların oluşmasını önlemek amacıyla değiştirilmektedir. Eklenen difüzyon ise, sonraki basamak olan karşıt-difüzyon basamağında sistemden çıkarılmaktadır.

FCT algoritmasında bu şekilde işleyen bir öngörme-düzeltilme tekniği kullanılmasının sebebi ise aslında, fiziksel olarak olması imkansız olayları sayısal olarak da öngörmemektir. Hesaplama sırasında herhangi bir çözüm ağında, yoğunluk veya herhangi bir parametrenin 0'a ulaştığı ve komşu çözüm noktalarında bu parametrenin hala artı olduğu düşünülürse, ikinci türevlerin yerel olarak artı olduğu görülmektedir. Bu noktadaki karşıt-difüzyon ise, minimum yoğunluk değerinin eksi olmasını zorlayabilmektedir. Fiziksel olarak imkansız olan bu durum, karşıt-difüzyon akıları, minimumun karşıt-yayınım kısmında sınırlandırılarak engellenebilmektedir. Aynı şekilde, karşıt-difüzyonun, ilgili parametrenin profilindeki en yüksek değeri de daha fazla arttırmaması gerekir. Özet olarak, karşıt-difüzyon basamağı, hesaplamada yeni bir en yüksek veya en düşük değer yaratmamalıdır ve var olan en yüksek/en düşük değerleri de güçlendirmemelidir.

Örnek olarak, Boris vd. tarafından incelenen [79] Kartezyen koordinatlarda 1 boyutlu kütle korunum denkleminin FCT ile çözümlenmesi aşağıda sunulmuştur.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (3.11)$$

Yukarıdaki denklemde bulunan yoğunluk parametresi sonlu farklar metodu uygulandığında (3.12) elde edilir.

$$\rho_i^{n+1} = \rho_i^n - \frac{u\Delta t}{\Delta x} (\rho_i^n - \rho_{i-1}^n) \quad (3.12)$$

Yoğunluk FCT ile öncelikli olarak geçici olarak bir önceki zaman adımında aşağıdaki denklemdeki gibi bulunur.

$$\tilde{\rho}_i = \rho_i^0 - \frac{1}{\Delta x} \left(f_{i-\frac{1}{2}} - f_{i+\frac{1}{2}} \right) \quad (3.13)$$

Eşitlik (3.13)'deki $f_{i-\frac{1}{2}}$ ve $f_{i+\frac{1}{2}}$ terimleri ise Eşitlik (3.14) ve (3.15) ile v 'ler boyutsuz sayısal difüzyon katsayıları olmak üzere şöyle bulunur. Ayrıca $i+1/2$ ve $i-1/2$ notasyonu, sayısal kontrol hacmi sınıırını temsil etmektedir.

$$f_{i-\frac{1}{2}} = \Delta x \left(v_{i-\frac{1}{2}} (\rho_i^0 + \rho_{i-1}^0) - \frac{\varepsilon_{i-\frac{1}{2}}}{2} (\rho_i^0 + \rho_{i-1}^0) \right) \quad (3.14)$$

$$f_{i+\frac{1}{2}} = \Delta x \left(v_{i+\frac{1}{2}} (\rho_{i+1}^0 + \rho_i^0) - \frac{\varepsilon_{i+\frac{1}{2}}}{2} (\rho_{i+1}^0 + \rho_i^0) \right) \quad (3.15)$$

Eşitlik (3.14) ve (3.15)'in içinde kapalı halde bulunan taşınım akıları, ε ise aşağıdaki gibi formüle edilir.

$$\varepsilon_{i-\frac{1}{2}} = u_{i-\frac{1}{2}} \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (3.16)$$

$$\varepsilon_{i+\frac{1}{2}} = u_{i+\frac{1}{2}} \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (3.17)$$

Eşitlik (3.13-3.17) ile sisteme eklenen difüzyon terimlerini düzenlemek için bir sonraki aşama karşıt-difüzyonun sisteme eklenmesidir. Karşıt-difüzyon basamağı ise aşağıdaki gibidir.

$$\rho_i^n = \tilde{\rho}_i - \mu_{i+\frac{1}{2}} (\tilde{\rho}_{i+1} - \tilde{\rho}_i) + \mu_{i-\frac{1}{2}} (\tilde{\rho}_i - \tilde{\rho}_{i-1}) = \tilde{\rho}_i - f_{i+\frac{1}{2}}^{karşıtdif} + f_{i-\frac{1}{2}}^{karşıtdif} \quad (3.18)$$

Eşitlik (3.18) ile karşıt difüzyon adımı gerçekleştirilirken ise, fiziksel olmayan değerlerin bu terimden arındırılması gerekmektedir. Bu nedenle, akı sınırlama işlemi Eşitlik (3.19-3.20) ile gerçekleştirilmelidir.

$$\rho_i^n = \tilde{\rho}_i - f_{i+\frac{1}{2}}^c + f_{i-\frac{1}{2}}^c \quad (3.19)$$

olmak üzere,

$$f_{i+\frac{1}{2}}^{karşıtdif} = S \cdot \max \left\{ 0, \min \left[S \cdot (\tilde{\rho}_{i+2} - \tilde{\rho}_{i+1}), \left\| f_{i+\frac{1}{2}}^{karşıtdif} \right\|, S \cdot (\tilde{\rho}_i - \tilde{\rho}_{i-1}) \right] \right\} \quad (3.20)$$

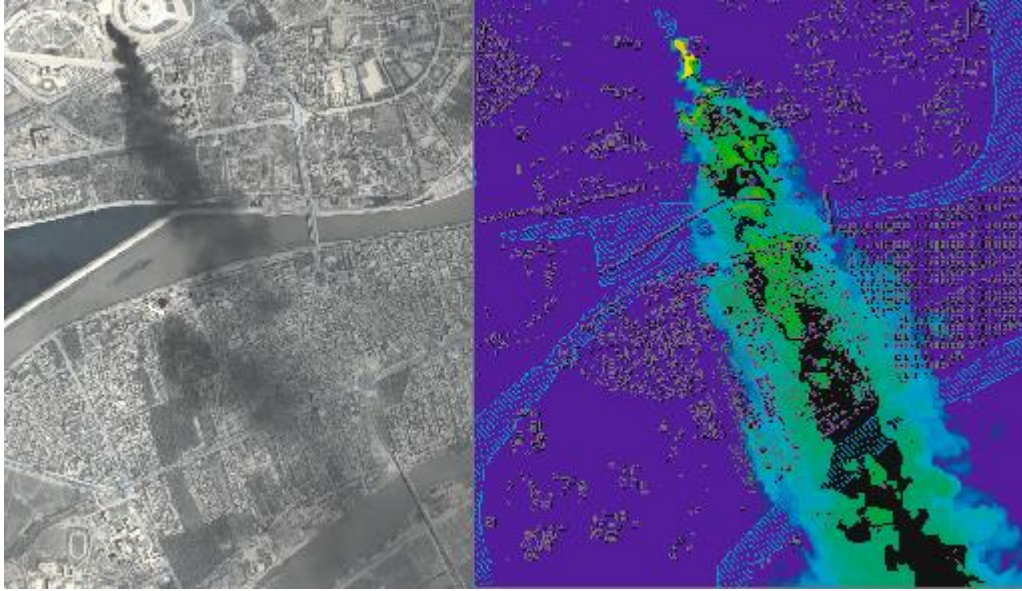
Eşitlik (3.20)'de S'nin işareti $\tilde{\rho}_{i+1} - \tilde{\rho}_i$ ile aynıdır ve $|S|=1$ 'dir. Bu eşitlikte uygulanan işlem sonucunda fiziksel olarak mümkün olmayan negatif değerler elenir ve ancak (3.21) negatif değerler için ve (3.22) 0'dan farklı değerler için olmak üzere iki farklı sonuç ile elde edilebilir.

$$f_{i+\frac{1}{2}}^c = 0 \quad (3.21)$$

$$f_{i+\frac{1}{2}}^c = \min \left[(\tilde{\rho}_{i+2} - \tilde{\rho}_{i+1}), \mu_{i+\frac{1}{2}} (\tilde{\rho}_{i+1} - \tilde{\rho}_i), (\tilde{\rho}_i - \tilde{\rho}_{i-1}) \right] \quad (3.22)$$

3.3.3. Akı Düzeltmeli Taşınım (FCT) Algoritmasının Kullanıldığı Problemler

Bir önceki bölümde açıklanan bu algoritma, ilk olarak Boris ve Book [80] tarafından yayınlanan bir çalışmada, zamana bağlı şok problemlerini ve yanma fiziğindeki tepkimeli akışları çözmek için önerilmiştir. Daha sonra birçok çalışmada da sayısal modelleme tekniği olarak başarılı olduğu kanıtlanmıştır. Bu çalışmalardan bazıları [68,74,76] gibi titreşimli akışın çözümlenmesinde önemli çalışmalardır. Son dönemlerde ise, türbülanslı hava akışı ve şehirlerdeki kirliliğin modellenmesi gibi sayısal olarak çözümü zor olan problemlerde [81] (Şekil 3.1), büyük girdap benzeşim yönteminde (LES) subgridlerde ekstra bir türbülans modeli tanımlamaya gerek kalmaksızın, türbülanslı akışların çözümünde [82] başarı ile kullanılmaktadır. Daha detaylı bilgi için FCT algoritmasının 40 yıllık gelişimini anlatan Boris tarafından incelenen [83] nolu referans incelenebilir.



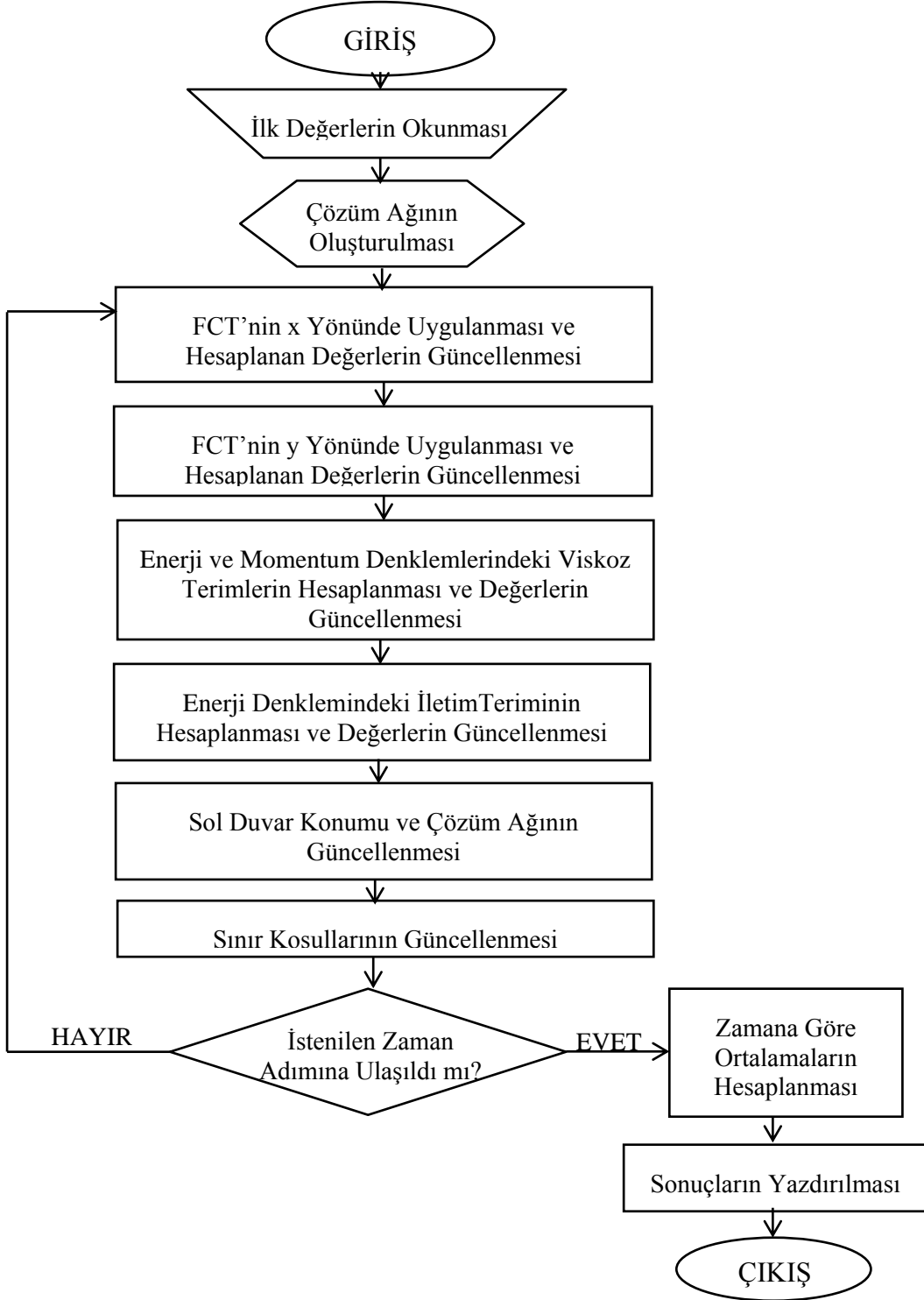
Şekil 3.1 Bağdat'ta bir rafineride çıkan yangın ve onun yarattığı duman (soldaki resim), FCT algoritması ile düşük rüzgar salınımları durumundaki sayısal çözüm ile elde edilen akış alanı (sağdaki resim) [81].

Akı Düzeltmeli Taşınım (FCT) algoritması bahsedilen bu uygulama alanlarının yanı sıra diğer sayısal yöntemlere (Godunov, Lax, Lax-Wendroff algoritması gibi) göre üstün özelliklere sahip olduğundan [78], akustik etki ile oluşturulan ikinci mertebeden girdapları inceleyen çalışmalarda başarı ile kullanılmıştır [74,76]. FCT algoritmasının titreşimli akıslarda kullanılmasının temel sebebi ise, yerel dalga hızını ve basınç genliğini doğru hesaplamadaki başarısıdır.

Bölüm (3.3.2)'de bahsedilen iki adımlı hesaplamalarda, yüksek mertebeli algoritmanın özellikleri taşınım sırasında difüzyon eklenerek yitime sebep olabilecek dalgaların oluşması amacı ile değiştirilmektedir. Eklenen difüzyon, bir sonraki adım olan karşıt-difüzyon basamağında çıkarılarak hesaplamalarda, algoritmayı dengeleyen yapay viskozite kullanmadan da yüksek mertebeli doğruluk korunmaktadır.

3.3.4. Çözüm Algoritması Akış Diyagramı

Çalışmada uygulanan hesaplama şeması Şekil 3.2'deki gibidir.



Şekil 3.2 Sayısal model hesaplama akış diyagramı.

Navier-Stokes denklemlerinin sıkıştırılmaz formu, açık formülasyona dayalı olarak çözüldüğünden sayısal olarak programın doğru sonuç vermesi açısından CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) kararlılık koşulu önemlidir. Bu koşulun sağlanmasında kullanılan denklem ise Eşitlik (3.24) ile verilmiştir.

$$\Delta t = (CFL) \times \left[\frac{\min(\Delta x, \Delta y)}{c_{i,j}} \right] \quad (3.24)$$

Eşitlik (3.24)'teki $c_{i,j}$ terimi sesin havadaki hızını göstermektedir (=347 m/s).

Hesaplamaların hepsinde, CFL sayısı gerekli yakınsama koşulu olan 0.5'ten düşük değerler olarak seçilmiştir (=0.4).

BÖLÜM 4

4. FCT ALGORİTMASININ GEÇERLİLİĞİNİN DOĞRULANMASI

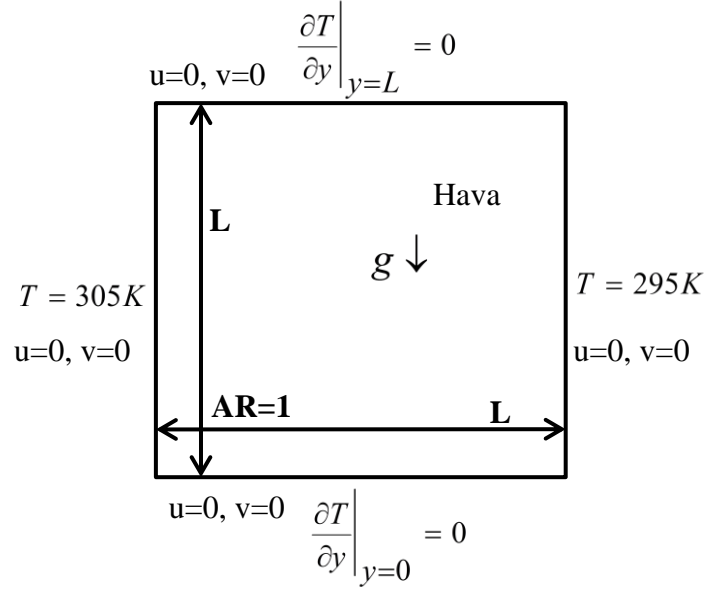
4.1. Doğal Taşınım Test Problemi

Tez çalışmasının bu bölümünde, kullanılan sayısal çözüm yöntemi öncelikli olarak, 2-boyutlu sol duvardan ısıtılan sağ duvardan ise soğutulan hava dolu kapalı bir hacimde doğal taşınım durumunda doğrulanmıştır. Yapılan bu çalışmayla FCT algoritmasının doğal taşınım problemi çözümü için mevcut literatür ile uyum içinde olup olmadığı değerlendirilmiştir.

4.1.1. Problem Geometrisi

Kullanılan sayısal metodun doğrulanması amacıyla gerçekleştirilen çalışmanın bu bölümünde, oluşturulan problem geometrisi sonuçların karşılaştırılacağı de Vahl Davis'in hava ile dolu kare geometriye sahip kapalı bir ortamda doğal taşınımı incelediği çalışmasına [18] uygun olarak seçilmiştir. De Vahl Davis bu çalışmasında Boussinesq yaklaşımı kullandığından sıcaklık farkı oluşturulan geometride de bu yaklaşımı hava için sınırlayan sıcaklık farkı olan 28.6 K'den küçük olacak şekilde 10 K olarak seçilmiştir. Problem geometrisi ve sınır koşulları Şekil 4.1'deki gibidir. Şekil 4.1'de gösterilen problem geometrisinde, titreşimsiz duvar sınır koşulu şöyledir:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_w + \frac{1}{c_w} \left(\frac{\partial P}{\partial n} + \rho c \frac{\partial u_n}{\partial n} \right)_w = 0 \quad (4.1)$$



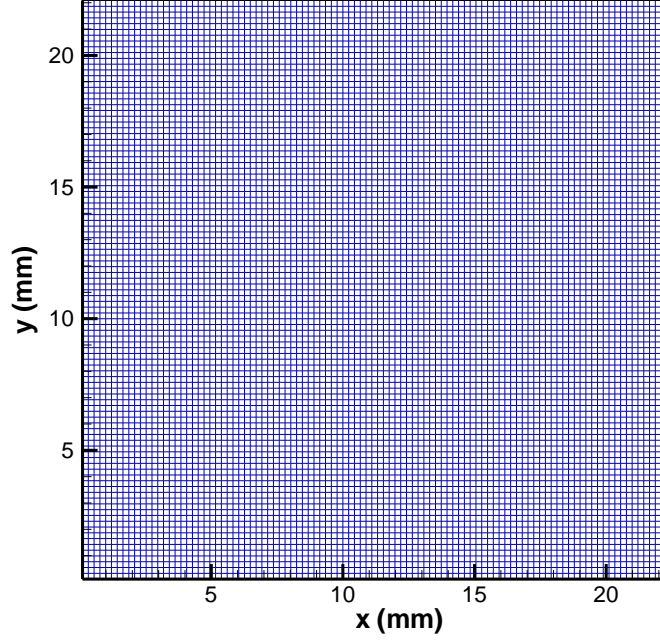
Şekil 4.1 Kare geometri için problem geometrisi ve sınır koşulları

Şekil 4.1’de gösterilen problem geometrisinde,

$$Ra = g\beta(T_h - T_c)H^3/\alpha\nu \quad (4.1)$$

formülü yardımıyla geometrinin boyutları belirlenmiştir. Akışkana ait fiziksel parametreler olan β , α ve ν literatürle [18] uyumlu olarak sağ ve sol duvarın sıcaklıklarının ortalamasındaki değerde alınmıştır $T_{ort} = (T_h + T_c)/2$.

Bu problem için 81x81, 101x101, 121x121 olmak üzere 3 farklı sayısal çözüm ağı kullanılmıştır. Kullanılan tüm çözüm ağları, problemde var olan mekanizma yalnızca doğal taşınım olduğu için tektiptir (uniform mesh). Elde edilen sonuçlar literatürle karşılaştırılmış ve yorumlanmıştır. Örnek olarak kullanılan 101x101 çözüm ağı sayısına sahip ızgara yapısı Şekil 4.2’ de sunulmuştur.



Şekil 4.2 Kare geometri için 101x101 çözüm ağı yapısı

4.1.2. Sonuçlar ve Tartışma

Bu kısımda elde edilen sonuçlar, kullanılan sayısal yöntemin doğrulanması amacıyla olduğundan, kare geometri için yalnızca $Ra=10000$ değerinde çalışılmıştır. Öncelikli olarak kullanılan sayısal metot problemin zamana bağlı çözümü ile kararlı haldeki durumu incelediğinden, Nu sayılarının zamana göre yakınsaması araştırılarak, akışın kararlı olduğu süre bulunmuştur (Şekil 4.3).

Literatür ile [18] karşılaştırmada kullanılan U_{maks} , V_{maks} ve Nusselt sayıları ise,

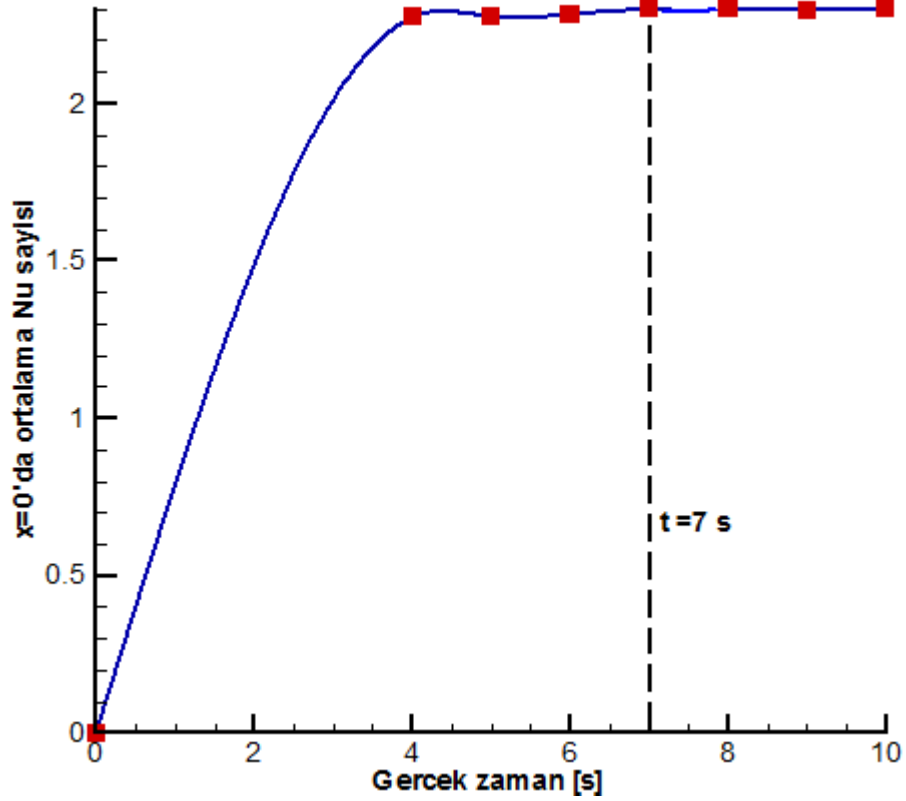
$$U_{maks} = \frac{u_{maks}}{\alpha / L} \text{ ve } V_{maks} = \frac{v_{maks}}{\alpha / L} \quad (4.2)$$

$$Nu_{maks} = \max \left\{ \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{ort (x=0)} \times L}{\Delta T} \right\} \quad (4.3)$$

$$Nu_{min} = \min \left\{ \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{ort (x=0)} \times L}{\Delta T} \right\} \quad (4.4)$$

$$Nu_0 = ort \left\{ \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{ort (x=0)} \times L}{\Delta T} \right\} \quad (4.5)$$

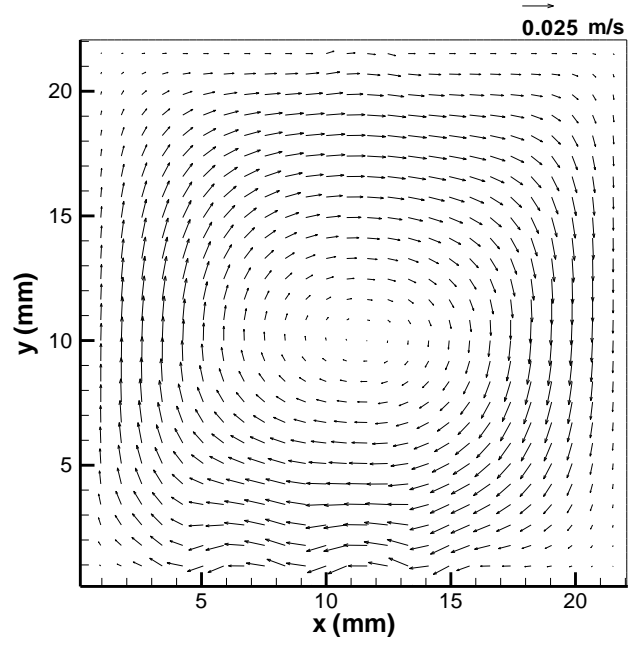
şeklinde bulunmuştur. Elde edilen bu değerler literatür ile karşılaştırılmıştır.



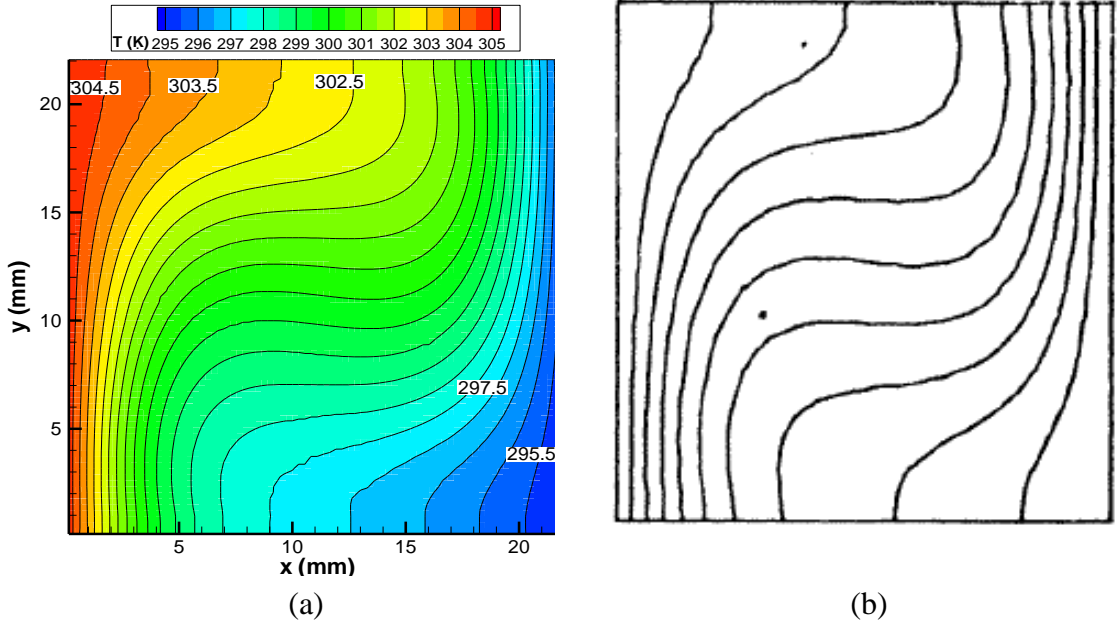
Şekil 4.3 Kare geometri için 101x101 çözüm ağı yapısında $x=0$ düzleminde Nu sayısının ortalamasının zamanla değişimi

Şekil 4.3'ten de görüldüğü üzere akış 7 saniyede daimi rejime ulaşmaktadır. Bu sebeple bu bölümdeki sayısal sonuçların hepsi gerçek zamanda 7 saniyedeki sonuçlardır. Gerçek zamandaki 7 saniye ise, hesaplama zamanı/ zaman adımı olarak elde edilmektedir. $x=0$ düzleminde Nu sayısının ortalaması, de Vahl Davis'in çalışması ile aynı yöntem kullanılarak bulunmuştur [18]. Elde edilen akış alanları, sıcaklık dağılımları ve en önemlisi Nu sayıları literatürdeki değerlerle karşılaştırılmıştır.

4.1.2.1. 81x81 Çözüm Ağı için Sonuçlar



Şekil 4.4 Kare geometri için 81x81 çözüm ağı yapısında hız vektörleri



Şekil 4.5 Kare geometri için 81x81 çözüm ağı yapısında sıcaklık dağılımı

(a) Mevcut Çalışma (b) de Vahl Davis [18]

Şekil 4.4 ve Şekil 4.5 incelendiğinde sıcaklık dağılımlarının literatürle 81x81 çözüm ağı yapısı için uyum içinde olduğu görülmektedir. Sol duvarın ısıtılması ile birlikte ısınan hava kare geometrinin üst kısmına doğru ilerlemektedir. Ancak bu hareket yerçekimi ivmesinin etkisi ile de dengelenmektedir.

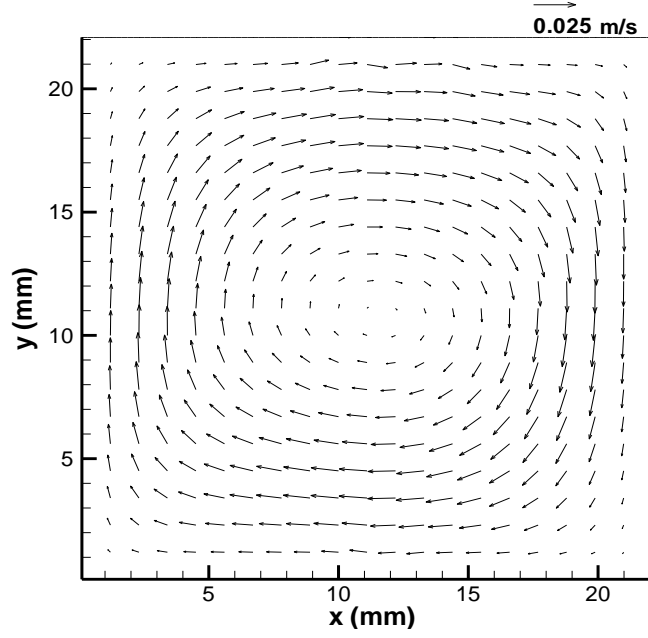
Mevcut literatür ile, yatay ve düşey hız bileşenlerinin büyüklüklerinin ve buldukları koordinatların, $x=0$ düzleminde maksimum ve minimum Nu sayıları ile ortalama Nu sayılarının karşılaştırılması ise Çizelge 4.1’de sunulmuştur.

Çizelge 4.1. 81x81 çözüm ağı için mevcut sonuçlarla literatürün karşılaştırılması

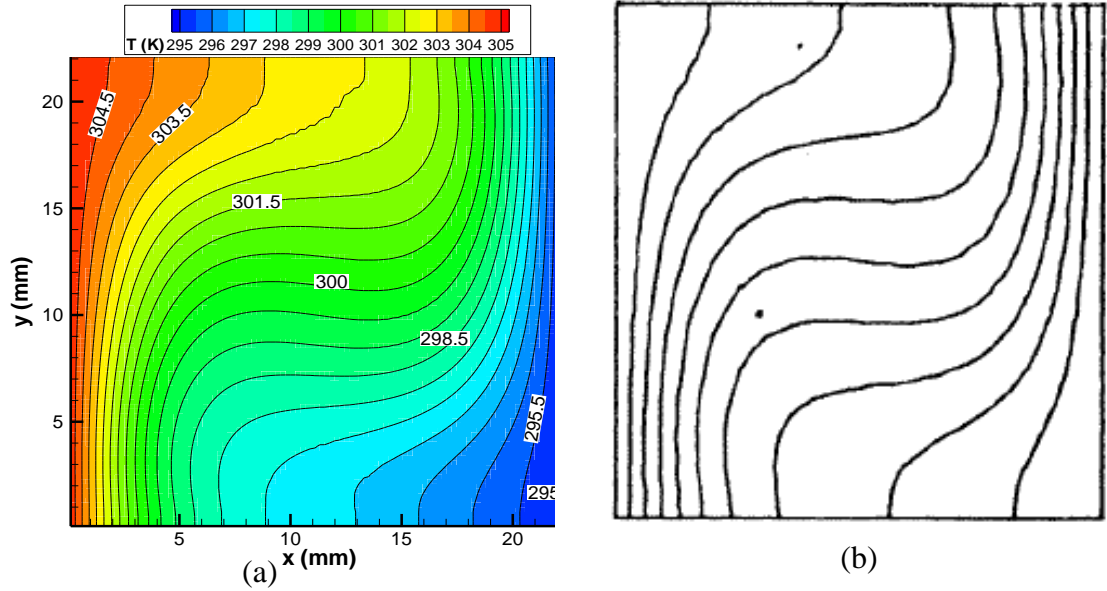
	de Vahl Davis [18] (en ince çözüm ağı)	de Vahl Davis [18] (en kaba çözüm ağı)	Mevcut çalışma
$U_{maks} (x=0.5)$	16.182	16.243	16.638
<i>koordinat</i>	<i>0.823</i>	<i>0.808</i>	<i>0.846</i>
$V_{maks} (y=0.5)$	19.509	18.055	18.798
<i>koordinat</i>	<i>0.120</i>	<i>0.139</i>	<i>0.118</i>
$Nu_{maks} (x=0)$	3.545	3.637	3.761
<i>koordinat</i>	<i>0.149</i>	<i>0.211</i>	<i>0.180</i>
$Nu_{min} (x=0)$	0.592	0.676	0.646
<i>koordinat</i>	<i>1.000</i>	<i>1.000</i>	<i>0.988</i>
$Nu_0 (x=0$ 'da ortalama $Nu)$	2.242	2.307	2.314

Çizelge 4.1’de gösterilen sonuçlar ışığında, literatürde çözüm ağı iyileştirildikçe, x yönündeki u hızı azalmakta, y yönündeki hızlar ise artmaktadır. Ayrıca bu hızların bulunduğu koordinatlar da değişiklik göstermektedir. FCT algoritması kullanılarak elde edilen sayısal çözüm sonuçlarında ise, hem Nu sayılarında hem de hız büyüklükleri ve koordinatları arasında literatür ile farklılıklar mevcuttur. Bu sebepten daha ince kontrol hacimleri kullanılarak oluşturulan çözüm ağları denenmiştir.

4.1.2.2. 101x101 Çözüm Ağı için Sonuçlar



Şekil 4.6 Kare geometri için 101x101 çözüm ağı yapısında hız vektörleri



Şekil 4.7 Kare geometri için 101x101 çözüm ağı yapısında sıcaklık dağılımı

(a) Mevcut Çalışma (b) de Vahl Davis [18]

Şekil 4.6 ve Şekil 4.7 incelendiğinde sıcaklık dağılımlarının literatürle 101x101 çözüm ağı yapısı için de beklenildiği gibi uyum içinde olduğu anlaşılmaktadır. Ayrıca bu çözüm ağında, sıcaklık dağılımlarında alt duvara yakın bölgede gözlemlenen dalgalanmalar (Şekil 4.5.a) giderilerek, literatüre daha da benzer bir sıcaklık dağılımı elde edildiği görülmektedir.

Çizelge (4.1)'deki gibi ilgili parametrelerin mevcut literatür ile, karşılaştırılması ise 101x101 çözüm ağı yapısı için Çizelge 4.2'de sunulmuştur.

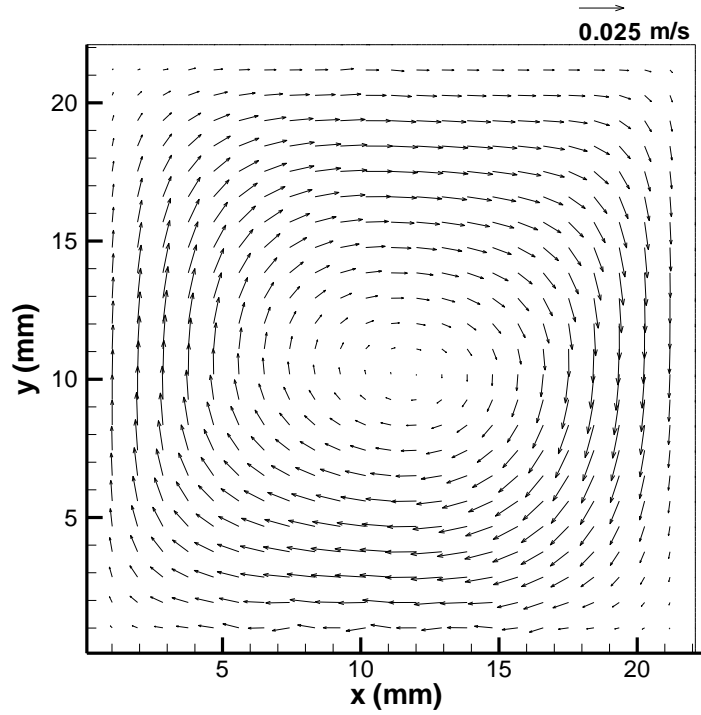
Çizelge 4.2. 101x101 çözüm ağı için mevcut sonuçlarla literatürün karşılaştırılması

	de Vahl Davis [18] (en ince çözüm ağı)	de Vahl Davis [18] (en kaba çözüm ağı)	Mevcut Çalışma
$U_{maks} (x=0.5)$	16.182	16.243	16.127
<i>koordinat</i>	<i>0.823</i>	<i>0.808</i>	<i>0.826</i>
$V_{maks} (y=0.5)$	19.509	18.055	18.882
<i>koordinat</i>	<i>0.120</i>	<i>0.139</i>	<i>0.114</i>
$Nu_{maks} (x=0)$	3.545	3.637	3.598
<i>koordinat</i>	<i>0.149</i>	<i>0.211</i>	<i>0.144</i>
$Nu_{min} (x=0)$	0.592	0.676	0.634
<i>koordinat</i>	<i>1.000</i>	<i>1.000</i>	<i>1.000</i>
$Nu_0 (x=0$ 'da ortalama $Nu)$	2.242	2.307	2.299

Çizelge 4.2'den de görüldüğü üzere, kullanılan çözüm ağının kalitesi artırıldığında, elde edilen sonuçlarda iyileşme görülmüştür. $x=0.5$ 'te verilen yatay doğrultudaki maksimum hız de Vahl Davis'in [18] sonucuna son derece yaklaşmış, muhtemelen belirtilen çalışmadan daha doğru sonuçlar elde edilmiş, $y=0.5$ 'te düşey doğrultudaki maksimum hız büyüklüğü ise, referans olarak kullanılan çalışmada verilen en ince çözüm ağı ile en kalın çözüm ağı arasında bir sonuç elde edilmiş, yine teorik olarak

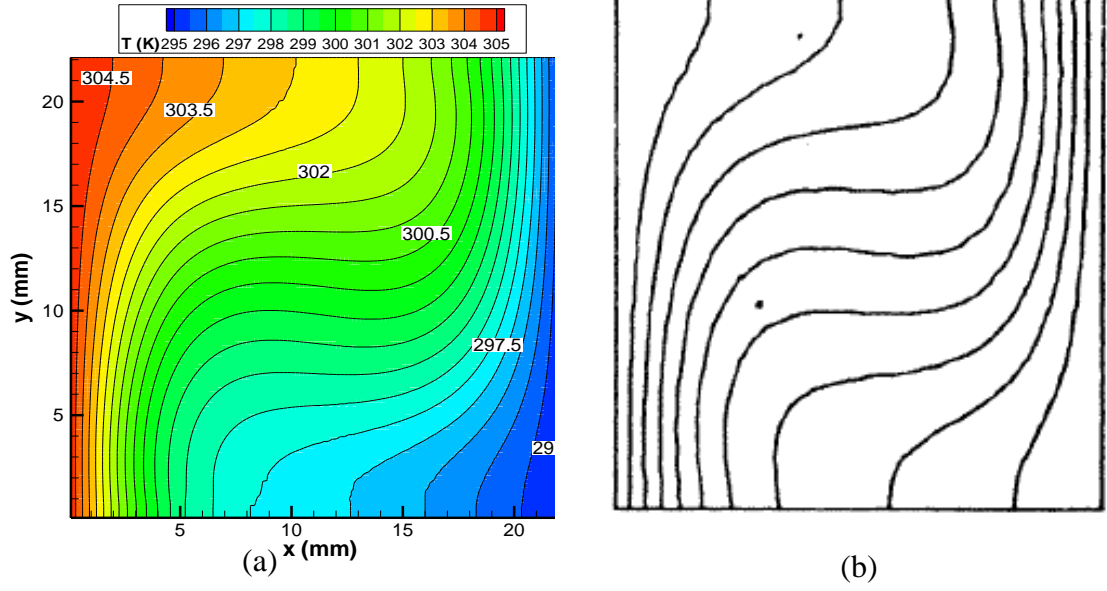
da beklenene uygun olarak, $x=0$ düzleminde minimum Nu sayısı boyutsuz olarak 1.000 koordinatında bulunmuştur.

4.1.2.3. 121x121 Çözüm Ağı için Sonuçlar



Şekil 4.8 Kare geometri için 121x121 çözüm ağı yapısında hız vektörleri

Şekil 4.8 de 121x121 çözüm ağı yapısı ile elde edilen hız vektörleri gösterilmiştir. Hız vektörleri ve oluşturduğu akış alanları, kullanılan 3 farklı çözüm ağı yapısında da birbirine benzer şekildedir. Kullanılan sayısal yöntemin, daha zor problemleri sayısal olarak difüzyonu minimuma indirerek çözebildiği önceki bölümde tartışılmıştır. Bu nedenle çözüm ağı yapısındaki değişikliklerin, sonuçları niceliksel olarak az etkilediği yorumu yapmak doğru olur.



Şekil 4.9 Kare geometri için 121x121 çözüm ağı yapısında sıcaklık dağılımı

(a) Mevcut Çalışma (b) de Vahl Davis [18]

Şekil 4.9 da yine niteliksel olarak sayısal metodun doğrulamasının başarı ile gerçekleştirildiğini tasvir etmektedir. Isınan havanın yukarı doğru hareketi sonucu hız vektörleri yine diğer çözüm ağı yapılarında olduğu gibi, saat yönünde olmakta (Şekil 4.8) ve bunun sonucunda sıcaklık dağılımları Şekil 4.9'daki gibi elde edilmektedir.

Çizelge 4.3'te de kullanılan bu çözüm ağı için hız büyüklükleri ve Nu sayıları için niceliksel bilgiler, daha sağlıklı karşılaştırma yapılabilmesi amacıyla verilmiştir.

Çizelge 4.3. 121x121 çözüm ağı için mevcut sonuçlarla literatürün karşılaştırılması

	de Vahl Davis [18] (en ince çözüm ağı)	de Vahl Davis [18] (en kaba çözüm ağı)	Mevcut Çalışma
$U_{maks} (x=0.5)$	16.182	16.243	15.860
<i>koordinat</i>	<i>0.823</i>	<i>0.808</i>	<i>0.826</i>
$V_{maks} (y=0.5)$	19.509	18.055	18.896
<i>koordinat</i>	<i>0.120</i>	<i>0.139</i>	<i>0.112</i>
$Nu_{maks} (x=0)$	3.545	3.637	3.527
<i>koordinat</i>	<i>0.149</i>	<i>0.211</i>	<i>0.145</i>
$Nu_{min} (x=0)$	0.592	0.676	0.595
<i>koordinat</i>	<i>1.000</i>	<i>1.000</i>	<i>1.000</i>
$Nu_0 (x=0$ 'da ortalama $Nu)$	2.242	2.307	2.269

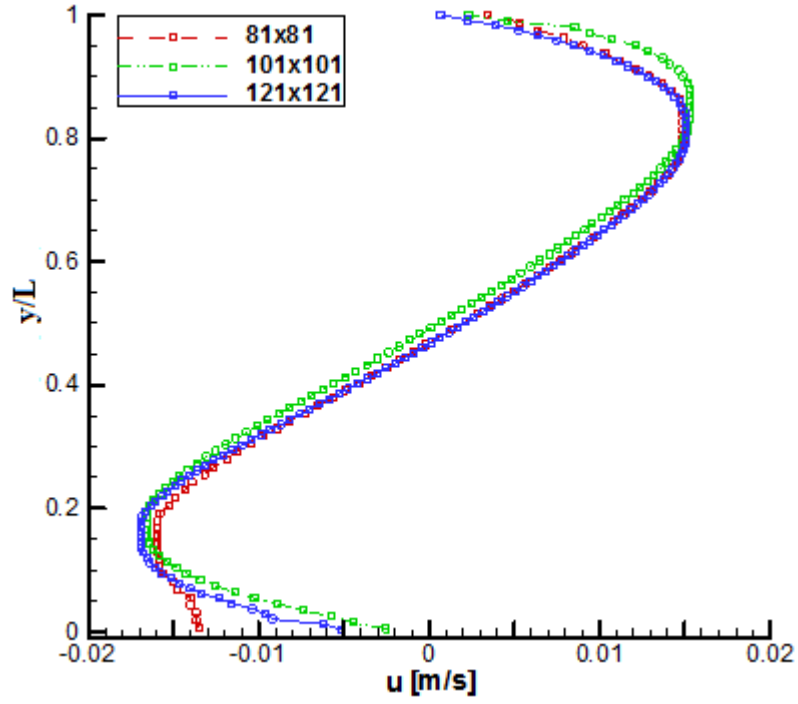
Kullanılan çözüm ağı olarak 121x121 seçildiği takdirde elde edilen sonuçların literatürle uyum içinde olduğu ve çözüm ağının daha da inceltilmesi durumunda, beklenildiği gibi daha doğru sonuçlar elde edileceği gözlemlenmiştir (Çizelge 4.3).

Kullanılan diğer tüm çözüm ağları ile birlikte elde edilen sonuçların tümü ve literatürle karşılaştırılması ise Çizelge 4.4'te verilmiştir. Çizelge 4.4'teki veriler sayesinde, kullanılan sayısal yöntem niceliksel olarak literatürle doğru şekilde karşılaştırılmıştır. Hesaplamalarda elde edilen hız büyüklükleri, α / H ile bölünerek, koordinatlar ise H ile bölünerek boyutsuz hale getirilmiştir.

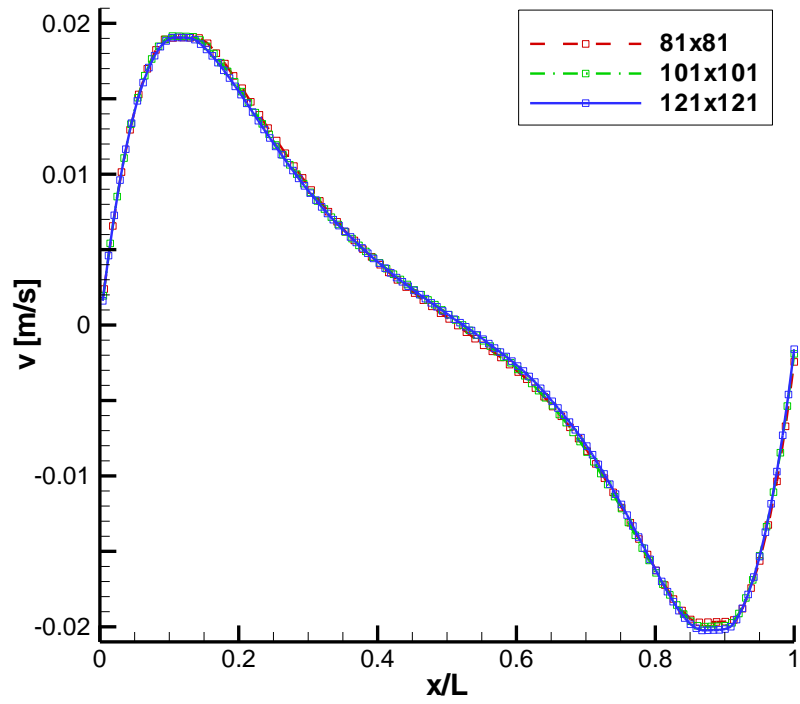
Çizelge 4.4. Kullanılan tüm çözüm ağları için mevcut sonuçlarla literatürün [18] karşılaştırılması

	de Vahl Davis [18] (en hassas çözüm ağı)	de Vahl Davis [18] (en hassas çözüm ağı)	Mevcut çalışma 81x81	Hata %	Mevcut çalışma 101x101	Hata %	Mevcut çalışma 121x121	Hata %
$U_{maks} (x=0.5)$	16.182	16.243	16.638	2.82	16.127	0.34	15.860	1.99
<i>koordinat</i>	<i>0.823</i>	<i>0.808</i>	<i>0.846</i>		<i>0.826</i>		<i>0.826</i>	
$V_{maks} (y=0.5)$	19.509	18.055	18.798	3.64	18.882	3.21	18.896	3.14
<i>koordinat</i>	<i>0.120</i>	<i>0.139</i>	<i>0.118</i>		<i>0.114</i>		<i>0.112</i>	
$Nu_{maks} (x=0)$	3.545	3.637	3.761	6.09	3.598	1.50	3.527	0.51
<i>Koordinat</i>	<i>0.149</i>	<i>0.211</i>	<i>0.180</i>		<i>0.144</i>		<i>0.145</i>	
$Nu_{min} (x=0)$	0.592	0.676	0.646	9.12	0.634	7.1	0.595	0.51
<i>Koordinat</i>	<i>1.000</i>	<i>1.000</i>	<i>0.988</i>		<i>1.000</i>		<i>1.000</i>	
$Nu_0(x=0'$ da ortalama Nu)	2.242	2.307	2.314	3.21	2.299	2.54	2.269	1.20

Çizelge 4.4 incelendiğinde, öncelikli olarak teorik olarak beklenen sonuç olan çözüm ağı yapıları inceltirilerek kalitesi artırıldığında, elde edilen sonuçların daha doğru olduğu ya da literatüre daha yakın olduğu anlaşılmaktadır. Sonuçlar hakkında yapılabilecek daha detaylı yorumlar ise, gösterilen tüm parametrelerdeki çözüm ağı inceltmenin literatürdeki sonuçlara etkisi ve bu çalışmanın sonuçlarına etkisi de aynı eğilimdedir. Örneğin, yatay doğrultudaki maksimum u hızı çözüm ağı iyileştirildikçe azalmaktadır. Bu durum çalışmada kullanılan sayısal yöntem (FCT) sonuçlarında da görülmektedir. Yine düşey doğrultudaki maksimum hız, bu iyileştirme ile literatürle uyum içinde artmakta, hızlara bağlı olarak $x=0$ düzleminde maksimum, minimum ve ortalama Nu sayısı azalmaktadır.



Şekil 4.10 Kare geometride farklı çözüm ağlarında $X=0.5$ 'te u hızının y ile değişimi



Şekil 4.11 Kare geometride farklı çözüm ağlarında $Y=0.5$ 'te v hızının x ile değişimi

Şekil 4.10 ve 4.11’de de Çizelgede verilen sonuçlar grafiksel olarak doğrulanmaktadır. Doğal taşınım kare geometride gerçekleştiğinden sonuçların kararlı hale geldiğinin bir başka kanıtı da hızların simetrik olmasıdır ki bu durum her iki şekilde de görülmektedir (Şekil 4.10) ve 4.11). Ayrıca, bu şekillerden çıkarılabilecek bir başka sonuç, farklı çözüm ağlarından yatay yöndeki hızın daha fazla etkilendiğidir. Bunun sebebi de, 81x81 çözüm ağında, hız vektörlerinden de görülebileceği üzere, geometrinin alt kenarında meydana gelen dalgalanmaların hızları etkilemesidir. Bu sebepten, özellikle alt kenara yakın bölgelerde farklı çözüm ağlarındaki sonuçlar birbirlerinden farklılaşmaktadırlar.

Bu sonuçlardan çıkarılabilecek bir diğer sonuç ise, sol duvardan ısıtılan sağ duvardan ise soğutulan gaz dolu kapalı bir hacimde 2-boyutlu doğal taşınım için, yatay doğrultudaki hızların sıcaklık gradyanına olan etkisi büyüktür. Sonuç olarak, $Ra=10000$ değeri için, 121x121 çözüm ağı yapısı için en yüksek yüzde hata değeri düşey doğrultudaki hızda %3 civarında olarak, sonuçlar literatürle doğrulanmış ve bu sayısal metodun doğal taşınımı çözmek için uygun bir sayısal metodoloji olduğu ispat edilmiştir.

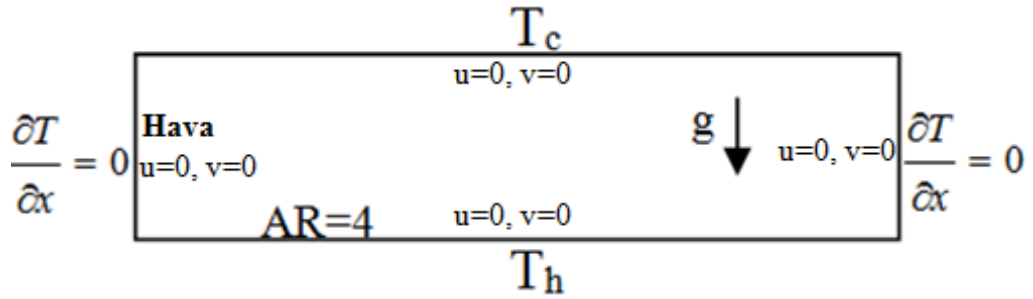
4.2. Rayleigh-Bénard Taşınım Test Problemi

Tez çalışmasının bu bölümünde, bir önceki bölümde doğal taşınımın çözümünde uygun bir metot olduğu kanıtlanan çalışmada kullanılan sayısal çözüm yöntemi, Rayleigh-Bénard taşınım için de doğrulanmış ve farklı birçok durum çalışması yapılmıştır. Bu bölümde hesaplamalar $Ra=5000$ ve $Ra=10000$ için olmak üzere iki farklı Rayleigh sayısında yapılmış ve sonuçlar literatürde bulunan, Soong vd. [52]’nin çalışması ile karşılaştırılmıştır. Mevcut Ra sayılarının seçilme sebebi de hem Bölüm 2.2’de (Sy. 10-11) de bahsedilen sonuçlar ışığında laminar bölgede kalmak hem de ilgili literatürün [52] sonuçları ile elde edilen sonuçları karşılaştırabilmektir. Bir sonraki bölümde bahsedilen problem geometrisini belirleyen tüm parametreler (AR, sınır koşulları vs.) referans [52] ile birebir olarak seçilmiş ve verilen tüm sonuçlar, elde edilen sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Ayrıca, [52] ve literatürdeki diğer

birçok çalışmada kullanılan Boussinesq yaklaşımı kullanmadan Navier-Stokes denklemlerinin tamamen sıkıştırılabilir formu kullanılarak elde edilen çözümlere, kinematik viskozite ve ısı iletkenlik katsayısının sabit ve değişken durumları uygulanarak Boussinesq yaklaşımı ve geçerli olduğu aralık da araştırılmıştır.

4.2.1. Problem Geometrisi

Yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınımın kartezyen koordinat sisteminde, 2-boyutta çözüm ağına sahip problem geometrisi Şekil 4.12’de verilmiştir. Rayleigh-Bénard taşınım karakteristik özelliği olarak, alttan ısıtılan üstten soğutulan kapalı hacimlerde oluşmaktadır. Kullanılan geometrilerin hepsinde uzunluk/yükseklik oranı 4 olarak seçilmiştir (AR=4). Alt ve üst yüzeylerdeki sıcaklık sınır koşulları ise, farklı durumlar için değiştirilerek sonuçlar alınmış, yan yüzeyler ise ısı iletken olarak yalıtılmıştır.



Şekil 4.12 Rayleigh-Bénard problem geometrisi ve sınır koşulları.

Şekil 4.12 de gösterilen problem geometrisinde, yine sistemi gösteren en temel parametre olan Ra sayısı, Eşitlik (4.1) ile belirlenmiş, bu hesapta akışkana ait fiziksel parametreler olan β , α ve ν literatürle [52] uyumlu olarak alt ve üst duvarın sıcaklıklarının ortalamasındaki değerde alınmıştır $T_{ort} = (T_h + T_c)/2$. Geometrinin boyutları belirlenen alt ve üst kenar sıcaklığı ve bunlardan oluşan sıcaklık farkı için, elde edilmek istenen Rayleigh sayısına göre belirlenmektedir. Örneğin $Ra=5000$ için,

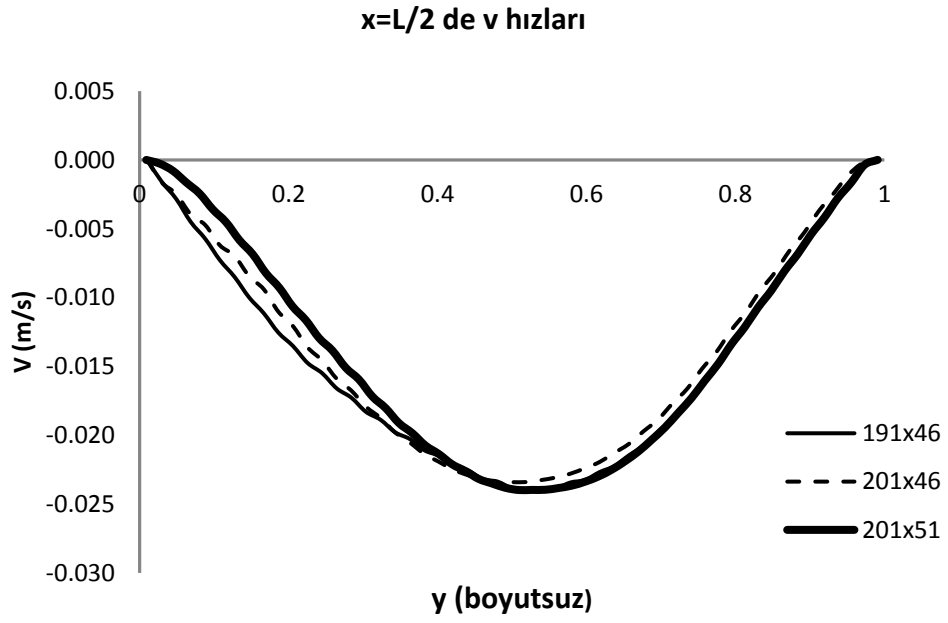
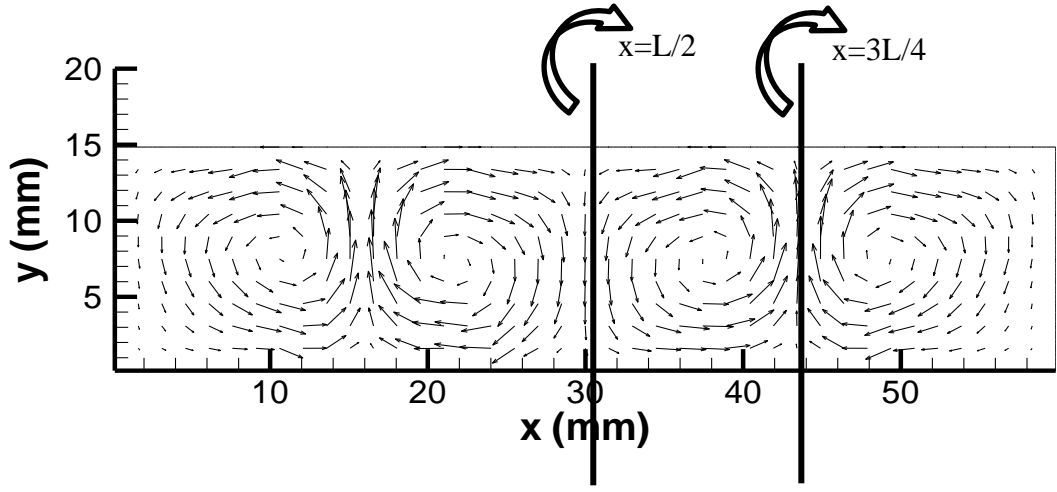
20K sıcaklık farkı durumunda, dikdörtgen geometrinin yüksekliği (Ra sayısındaki karakteristik uzunluk) yaklaşık olarak 15mm (=14.993133mm) olmakta ve bunun 4 katı olan uzunluk ise yaklaşık olarak 60mm (=59.972532mm) olmaktadır. Elde edilen sonuçların boyutsuzlaştırılmasında ve hesaplamalarda o Rayleigh sayısı için belirtilen yükseklik değeri kullanılmaktadır.

4.2.2.Sürekli Rejim Analizi ve Çözüm Ağı Çalışması

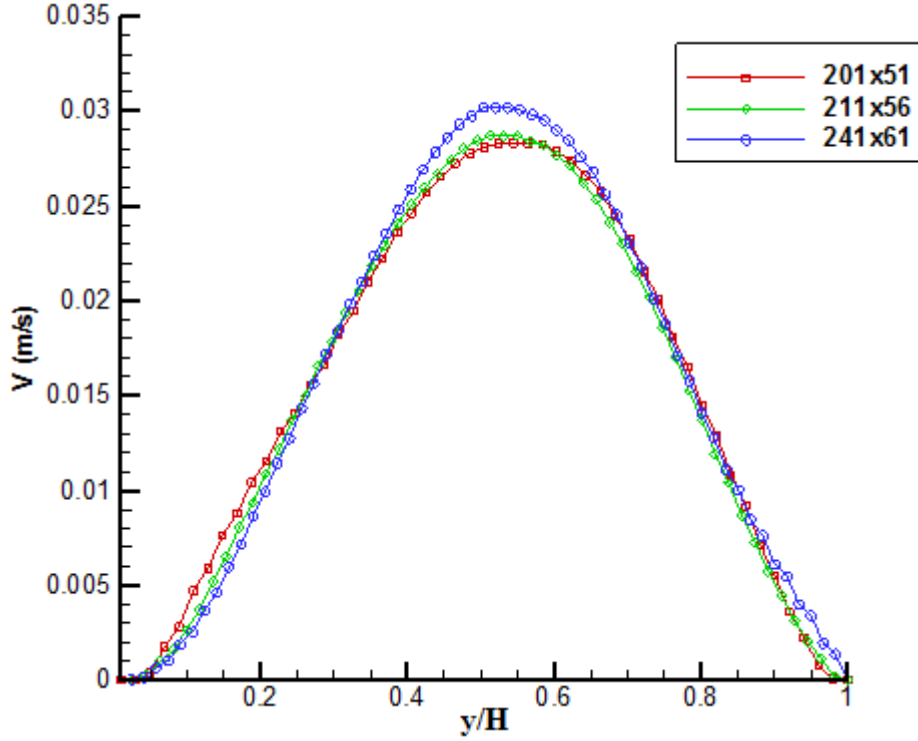
Bu bölümde, farklı Rayleigh sayıları için çözüm ağı çalışması yapılmış ve hesaplama zamanları da göz önüne alındığında optimum olan çözüm ağı yapıları seçilmiştir. Çözüm ağı çalışması ve kararlılık analizi farklı Rayleigh sayıları için ayrı ayrı yapılmıştır. Bunun sebebi ise, Rayleigh sayısının değişimi ile sisteme etkiyen kuvvetlerin büyüklükleri değişmekte örneğin, $Ra=5000$ 'den $Ra=10000$ 'e geçildiğinde akış türbülansa geçiş bölgesine daha yakın noktadadır.

4.2.2.1 $Ra=5000$ için Çözüm Ağı Çalışması ve Sürekli Rejim Analizi

Uygulanan sayısal metodun doğrulaması açısından öncelikli olarak farklı çözüm ağlar ile alınan sonuçlar karşılaştırılmıştır. Elde edilen optimum çözüm ağı (201x51) belirlendikten sonra ise, bu çözüm ağı için yüksek zaman değerlerine kadar benzeşim yapılarak ısı transferinin miktarını belirten ve her iki doğrultudaki hız ile değişen Nu sayıları karşılaştırılmıştır.



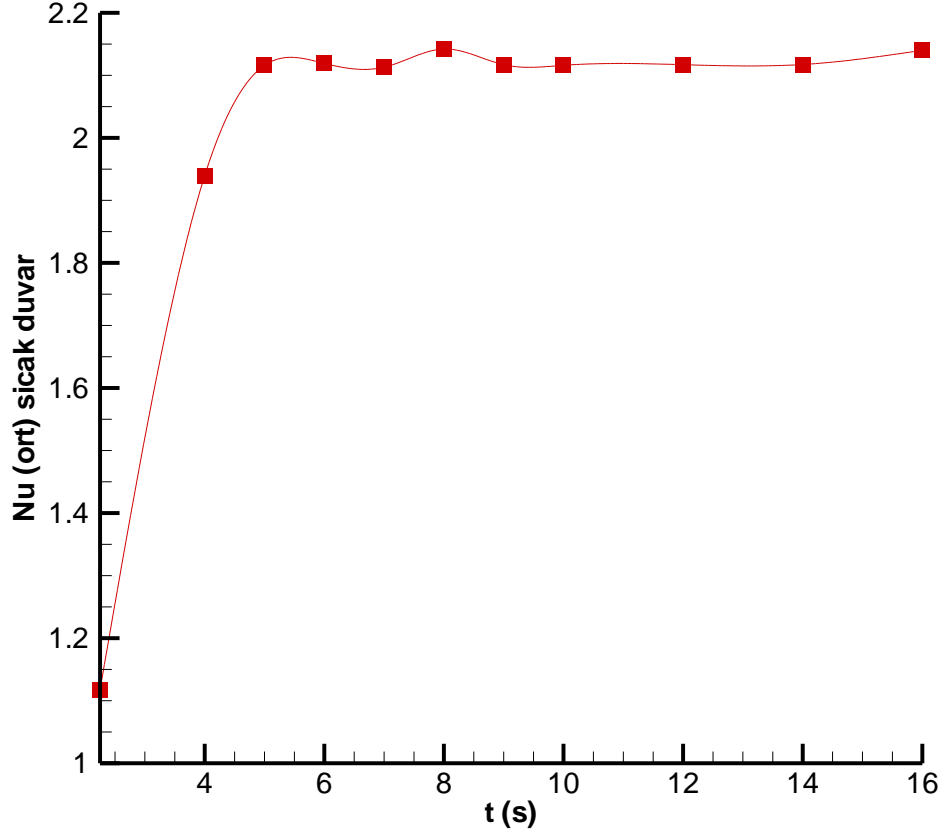
Şekil 4.13 $Ra=5000$ için 201x51 ve daha küçük çözüm ağlarında $x=L/2$ 'de (Şekilde belirtilen düzlem) düşey hızlar



Şekil 4.14 $Ra=5000$ için 201x51 ve daha büyük çözüm ağlarında $x=3L/4$ te (Şekilde belirtilen düzlem) düşey hızlar

Şekil (4.13) ve (4.14)' te farklı çözüm ağları için düşey hız bileşenlerinin etkisi gösterilmiştir. Daha ince çözüm ağı seçiminin sonuçlara olan etkisinin az olacağından, 201x51 boyutlarındaki çözüm ağı yapısının yeterli olduğuna karar verilmiştir.

Daimi rejime ulaşılan an, yine doğal taşınımdaki yöntem ile aynı şekilde, simülasyonlar uzatılarak, sürenin sıcak duvar (alt duvar) üzerindeki ortalama Nu sayısı üzerindeki etkisine bakılarak karar verilmiştir. Ayrıca, bir sonraki bölümde belirtilecek olan alt duvar ve üst duvar Nu sayılarının birbirine yaklaşması ve akış alanında elde edilen simetri de kararlı duruma ulaşıldığının göstergesidir.



Şekil 4.15 Rayleigh-Bénard taşınım geometrisi için ($AR=4$), 20 K sıcaklık farkında, $y=0$ düzleminde (sıcak veya alt duvar) Nu sayısının konum ortalamasının zamanla değişimi

Şekil (4.15) ile birlikte sonuçların kararlı hale gelmesinde, 5 saniyelik simülasyon sonuçlarının yeterli olduğuna karar verilmiştir. Simülasyonların süresi ise, 4 işlemcili 3.0 GHz frekans hızı olan bir çalışma istasyonunda 5sn için ortalama olarak 4.5 gün sürmektedir. Şekil (4.15)'teki 16 sn. ye için koşulan simülasyon 15 gün civarında sürmüştür. Bu sebepten simülasyonlarda 5 s'de alınan sonuçlar daimi rejime ulaşmış olarak kabul edilmiştir.

Aynı şekilde tekrarlanan hesaplamalar sonucunda, yine $Ra=5000$ değerinde, sıcaklık farkı 15 K için yapılan simülasyonlarda ise, 201x61 sayısındaki çözüm ağının yeterli

olduğu görülmüştür. Sıcaklık farkı azaldığında, y yönünde kullanılan çözüm ağının arttırılmasının sebebi ise, Eşitlik (4.1) ile belirli bir Ra sayısı için bulunan geometri yüksekliğinin, sıcaklık farkı azaldıkça, artmasıdır. Sıcaklık farkını 20K'den 15K'e indirmek yaklaşık olarak 15mm. olan yüksekliğin yaklaşık olarak 16mm. olması ve ortalama sıcaklık değerinde (referans sıcaklık) hesaplanan, viskozite ve ısıl yayınlılık katsayılarınının 310K yerine 307.5 K'de hesaplanmasıyla aynı Ra değeri sağlanmıştır.

4.2.2.2 $Ra=10000$ için Çözüm Ağı Çalışması ve Sürekli Rejim Analizi

Bu bölümde $Ra=10000$ değeri için yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınım durumunda yapılan farklı çözüm ağları ile sonuçlar karşılaştırılmış ve hesaplama zamanı da göz önüne alınarak optimum çözüm ağı ve kararlı hale geçilen zaman bulunmuştur. $Ra=10000$ 'de Soong vd. [52] çalışmalarında, farklı çözüm ağları için yatay ve düşey yönlerdeki maksimum hız ve Nu sonuçları verdiğiinden elde edilen sonuçlar bu bölümde farklı çözüm ağlarındaki Nu sayılarının karşılaştırılması şeklinde gerçekleştirilmiştir.

Çizelge 4.5. Kullanılan tüm çözüm ağları için alt ve üst duvar Nu sayılarının karşılaştırılması

	(121x51)	(201x61)	(211x81)	(211x91)
	10 s	10 s	10 s	10 s
Nu (sıcak duvar)	2.494	2.541	2.541	2.549
Nu (soğuk duvar)	2.498	2.547	2.543	2.554

$Ra=10000$ için alınan sonuçlarda, simülasyonların 10s'ye ye kadar yapılması uygun görülmüştür. Bu çizelgedeki veriler ışığında, $Ra=10000$ değeri için uygun olan

çözüm ağı yapısının hesaplama maliyetleri de göz önüne alındığında, 211x81 olduğuna karar verilmiştir.

Her iki Ra sayısı için Nu sayısı ise, Soong'un çalışmasında [52] önerdiği şekilde Eşitlik (4.2) ile bulunmaktadır.

$$Nu = \frac{\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)_{ort.} \times H}{\Delta T} \quad (4.6)$$

4.2.3. Sonuçlar ve Tartışma

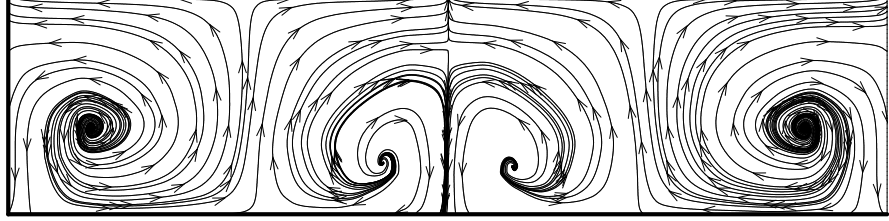
Bu bölümde ilk olarak, $Ra=5000$ ve $Ra=10000$ için elde edilen sonuçlar, literatürle [52] niceliksel ve niteliksel olarak karşılaştırılmıştır. Yapılan karşılaştırmalarda, Nu sayısı Eşitlik (4.6)'daki formülle bulunmuş, uzunluk ve hızlar ise, literatürle uyumlu olacak şekilde sırasıyla, H ve α/H ile bölünerek boyutsuz hale getirilmiştir.

Çizelge 4.6. $Ra=5000$ değeri için elde edilen sonuçların literatürle [52] karşılaştırılması

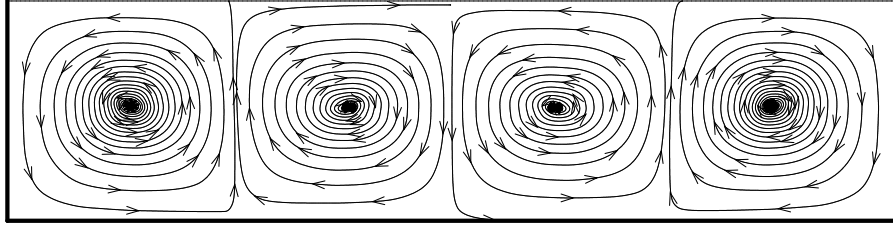
	Soong vd [52]	Mevcut Çalışma
u_{maks}	16.1	16.2
v_{maks}	18.0	19.2
Nu	2.1	2.12

Çizelge (4.6) incelendiğinde 20K sıcaklık farkında, yatay doğrultudaki maksimum hızlar literatürdeki değerlerle çok yakın çıkmasına karşın, düşey doğrultudaki maksimum hız değeri % 6.67 lik bir farklılığa sahiptir. Bu durumun literatürdeki sonuçlar elde edilirken Boussinesq yaklaşımı kullanılmasına karşın, mevcut

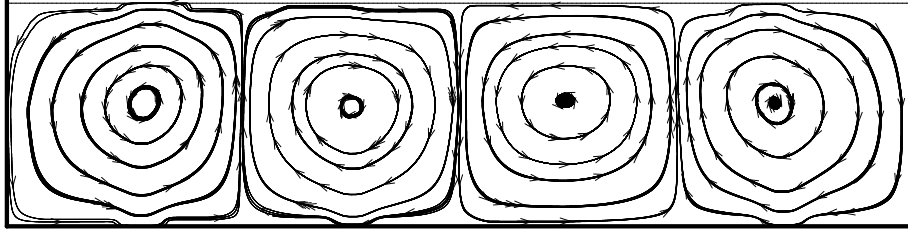
çalışmada Navier-Stokes denklemlerinin tamamen sıkıştırılabilir formunun kullanılması ile ilgili olduğu düşünülmektedir.



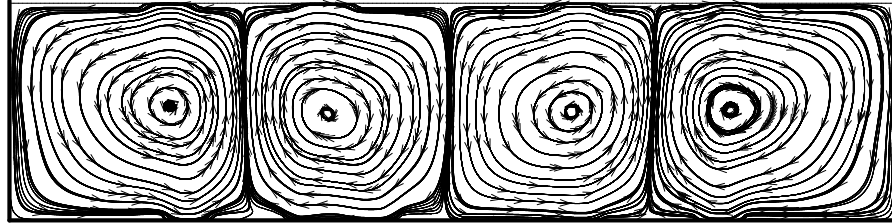
(a)



(b)



(c)

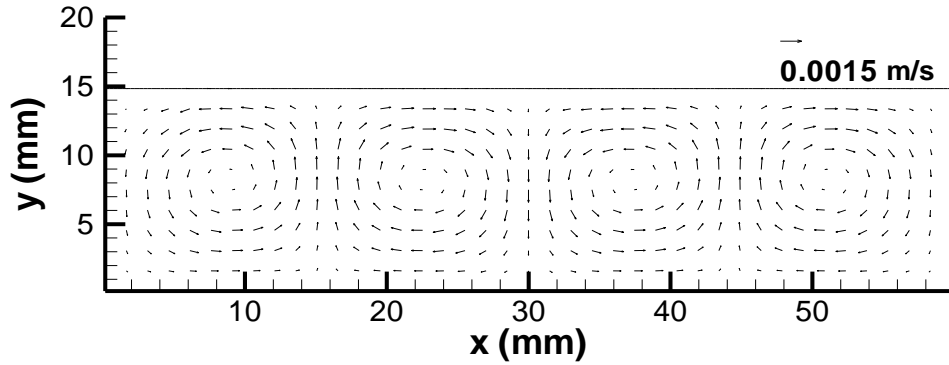


(d)

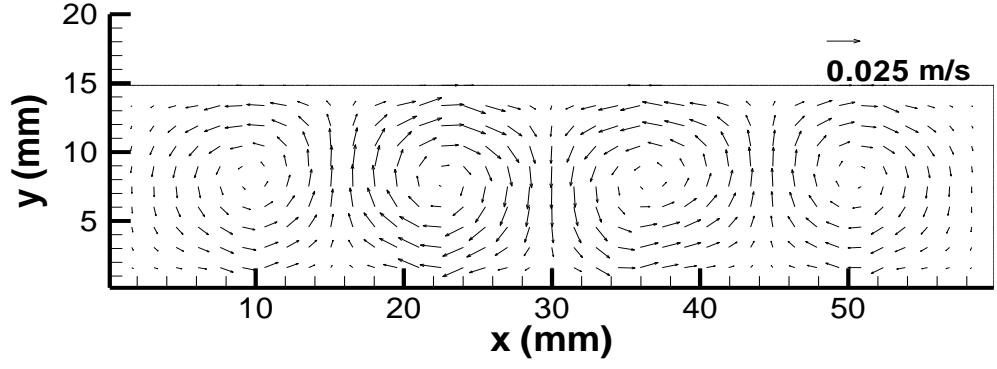
Şekil 4.16 Rayleigh-Bénard taşınım için ($AR=4$), farklı anlarda akım çizgileri (a) $t=0.5$ s, (b) $t=1$ s, (c) $t=2.5$ s, (d) $t=5$ s.

Şekil (4.16) incelendiğinde, göreceli olarak küçük zaman noktalarında ($t=0.5$ s) hız değerleri düşük olduğundan, $AR=4$ olan karakteristik Rayleigh-Bénard çevrim yapısı yerine, yukarı doğru yükselen akış (plume formation) gözlemlenmektedir (Şekil 4.16a). Zaman ilerledikçe, öncelikli olarak düşük hız değerlerine sahip Rayleigh-Bénard çevrim yapıları gözlemlenmeye başlamıştır (Şekil 4.16b). $t=2.5$ s. değerinde, beklenen çevrim yapısı oluşmuş ancak hızların artışı yine devam etmektedir (Şekil 4.16c). $t=5$ s. değerinde ise, tipik çevrim yapıları ($Ra=5000$, iki adet saat yönünde, iki adet ise saat yönünün tersi yönde dönen çevrim yapısı) tamamen gelişmiş şekilde elde edilmiştir (Şekil 4.16d).

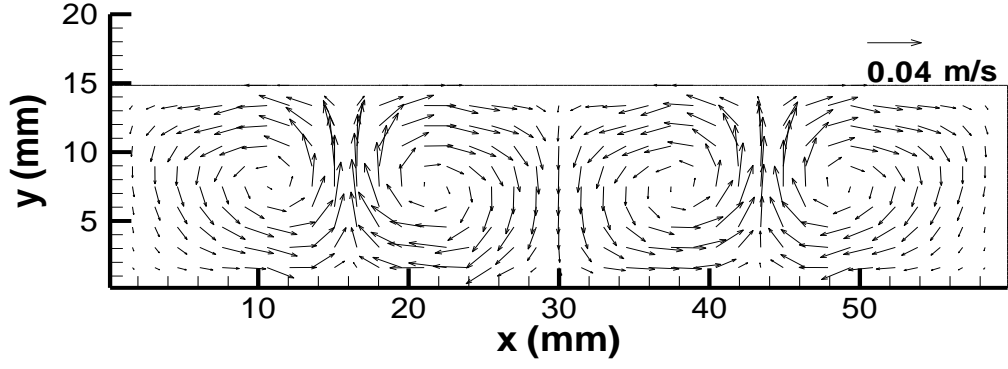
Şekil 4.17 ve 4.18’de, yine farklı anlık zamanlarda $Ra=5000$ kapalı hacimdeki akış alanını oluşturan hız vektörleri ve sıcaklık dağılımı gösterilmiştir. Hız vektörleri ve sıcaklık dağılımları mevcut çalışmanın bu kısmını doğrulamak amacıyla kullanılan literatürle [52] uyum içerisindedir.



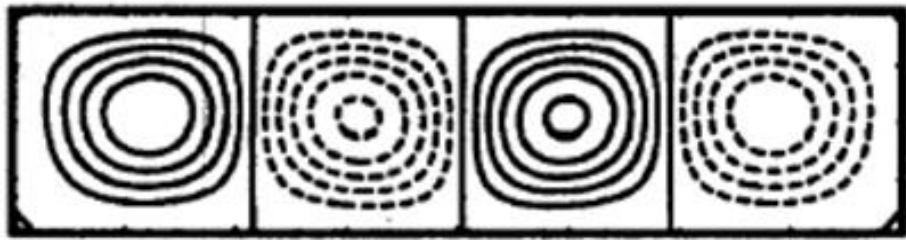
(a)



(b)



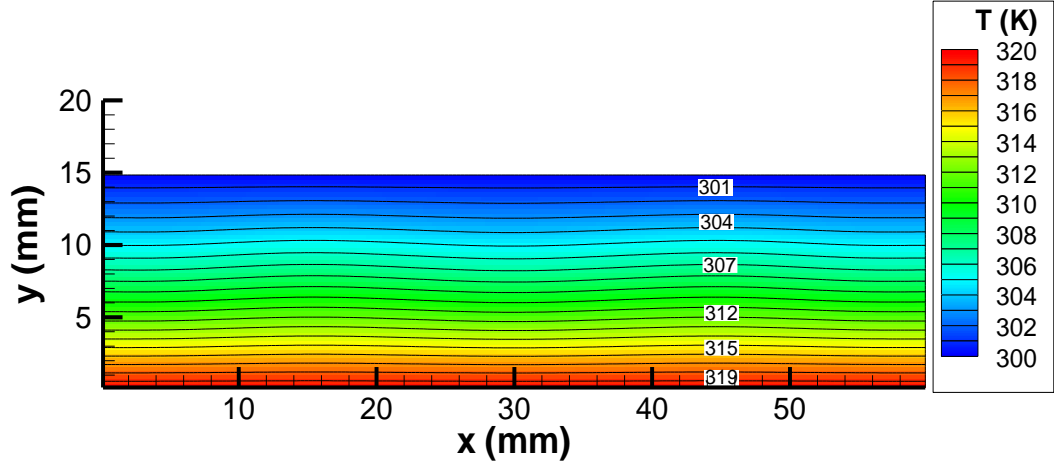
(c)



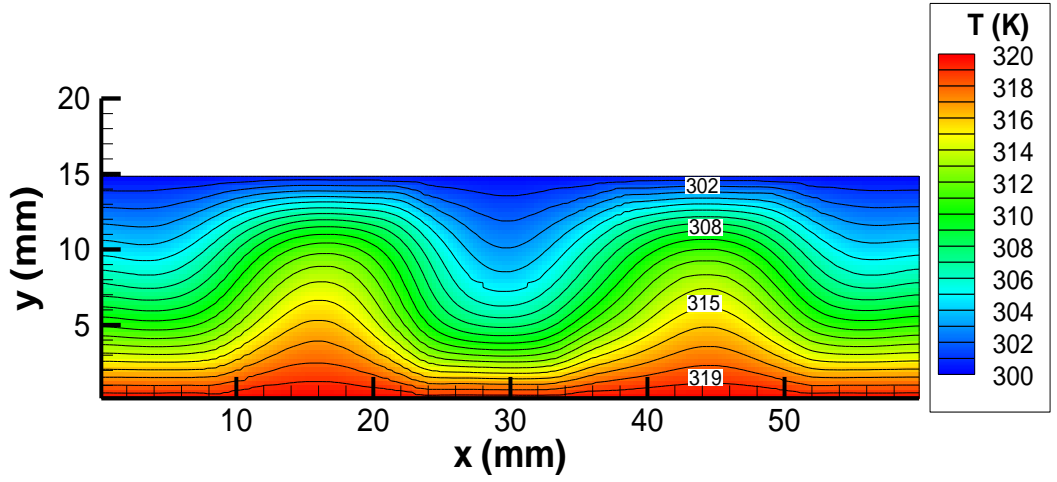
(d) Soong vd. [52]

Şekil 4.17 Rayleigh-Bénard taşınım için, 20K sıcaklık farkında ($AR=4$), farklı anlarda hız vektörleri (a) $t=1.5$ s, (b) $t=3$ s, (c) $t=5$ s, (d) Soong vd. [52], katı çizgiler saat yönünün tersi, kesikli çizgiler saat yönünü göstermektedir.

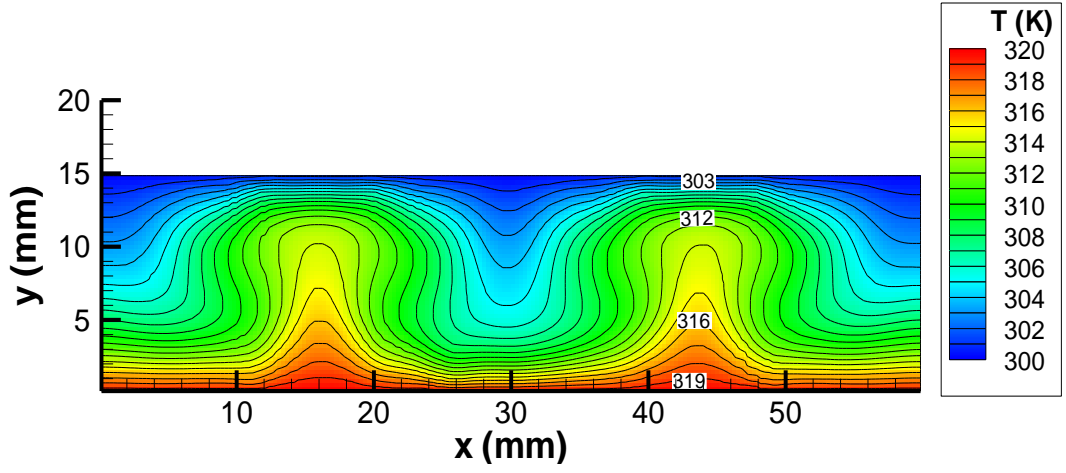
Şekil (4.17)'de gösterilen farklı zamanlardaki hız vektörlerinde, düşük zaman noktalarında hızların büyüklükleri de düşükken (Şekil 4.17a), ilerleyen zamanlarda hız vektörlerinin büyüklükleri artmakta (Şekil 4.17b) ve en sonunda da $t=5$ s'de tam gelişmiş akış oluşmaktadır.



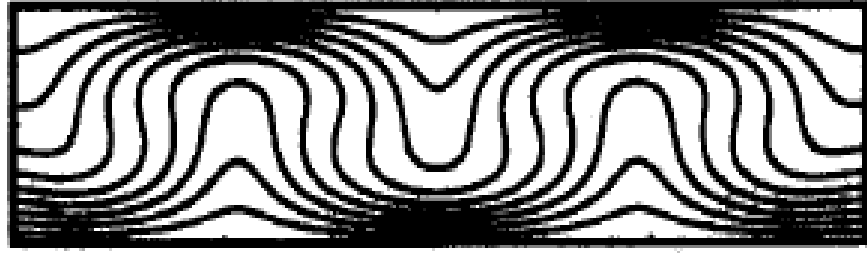
(a)



(b)



(c)



(d)

Şekil 4.18 Rayleigh Bénard taşınım için ($AR=4$), $20K$ sıcaklık farkında, farklı anlarda sıcaklık dağılımları (a) $t=1.5$ s, (b) $t=3$ s, (c) $t=5$ s, (d) Soong vd. [52]

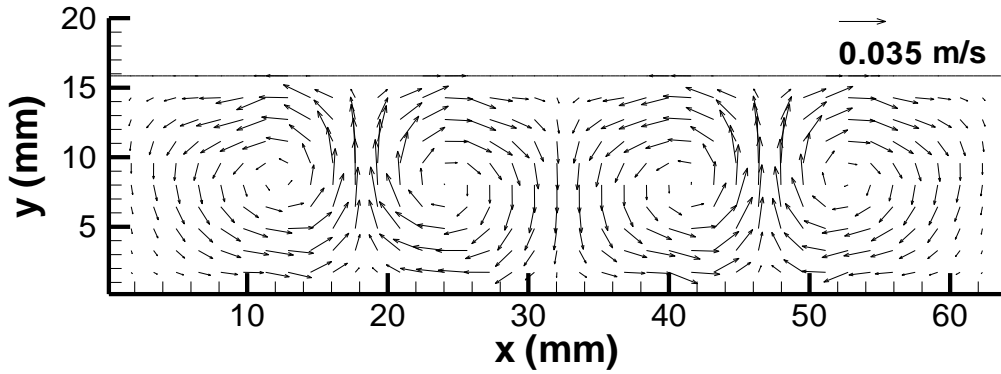
Şekil (4.18) de farklı zamanlar için, sıcaklık kontürleri gösterilmiştir. Göreceli olarak düşük sürelerde, sıcaklık dağılımını difüzyon domine etmektedir (Şekil 4.18a). İlerleyen sürelerde ise, hız vektörleri ve akım çizgilerinde gözlemlendiği gibi, Rayleigh-Bénard taşınım için ($AR=4$) beklenen sıcaklık dağılımları oluşmaya başlamıştır (Şekil 4.18b). $t=5$ s değerinde ise, tam gelişmiş sıcaklık dağılımı elde edilmiştir (Şekil 4.18c). Elde edilen bu sıcaklık dağılımı literatürle uyum içindedir (Şekil 4.18d).

Yine $Ra=5000$ değeri için, kapalı hacmin alt ve üst duvarlarındaki sıcaklık farkının 15 K olduğu durumda da, benzer sonuçlar elde edilmiştir. Bu sonuçlar da literatürle uyum içindedirler.

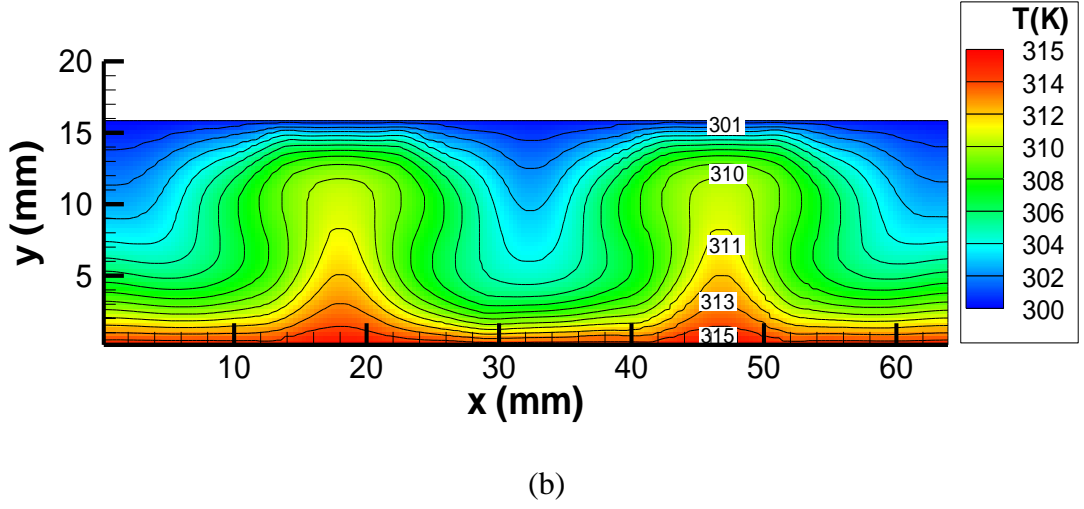
Çizelge 4.7. $Ra=5000$ değeri için 15 K sıcaklık farkı ile elde edilen sonuçların literatürle [52] karşılaştırılması

	Soong vd [52]	Mevcut Çalışma (20 K)	Mevcut Çalışma (15 K)
u_{maks}	16.1	16.2	16.1
v_{maks}	18.0	19.2	19.3
Nu	2.1	2.12	2.09

Çizelge (4.7)'de gösterilen alt ve üst duvar arasındaki 15 K fark olan durum için elde edilen hız vektörleri ve sıcaklık dağılımları da yine literatürle uyum içindedir.



(a)



Şekil 4.19 Rayleigh-Bénard taşınım için ($AR=4$), $Ra=5000$ değerinde 15 K sıcaklık farkında, (a) hız vektörleri, (b) sıcaklık dağılımı.

Şekil (4.19)'daki hız vektörleri ve sıcaklık dağılımları sabit Rayleigh sayısında beklenileceği gibi Şekil (4.17) ve (4.18)'deki 20 K sıcaklık farkı ile elde edilen hız vektörü ve sıcaklık dağılımları ile örtüşmektedir. Her iki sıcaklık farkı da Boussinesq yaklaşımının geçerli olduğu aralıkta olduğundan elde edilen veriler bu yaklaşım kullanılmadan Navier-Stokes denklemlerinin tamamen sıkıştırılabilir kullanılarak elde edilmesine karşın bu yöntem kullanılarak elde edilen literatürle de uyum içindedir.

Mevcut çalışmada, sonuçların karşılaştırıldığı ve yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınım ($AR=4$) için kullanılan sayısal yöntemin doğrulandığı bir başka durum da $Ra=10000$ değeri için gerçekleştirilen simülasyonlardır. Bu Ra sayısında farklı çözüm ağları için elde edilen alt ve üst duvar için Nu sayıları ve yatay ve düşey doğrultudaki maksimum hız değerleri literatürde [52] tablo olarak sunulmuştur. Mevcut çalışma ile literatürde elde edilen sonuçların karşılaştırılması Çizelge (4.8) de verilmiştir.

Çizelge 4.8. $Ra=10000$ değeri için 15 K ve 20 K sıcaklık farkı ile elde edilen sonuçların literatürle [52] karşılaştırılması

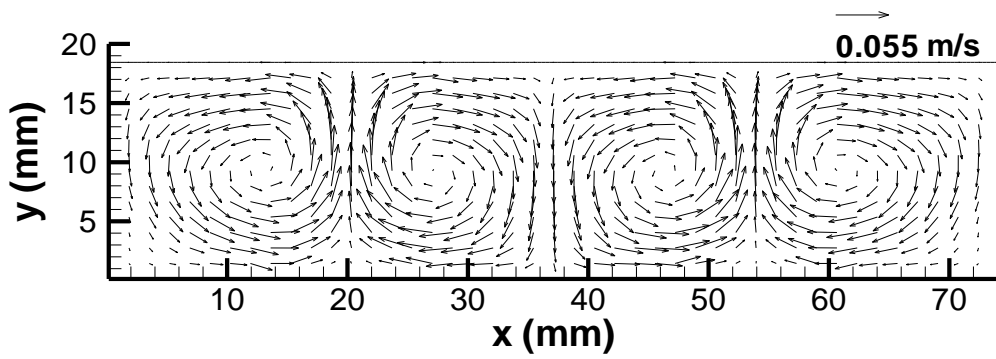
	Soong vd (121x31)	Soong vd (161x41)	Soong vd (201x51)	15 K. (211x91) 10 s	20 K. (211x81) 10 s
Umaks	27.541	27.979	28.146	28.759	28.751
Vmaks	30.655	31.237	31.561	32.027	32.736
Nu (sıcak duvar)	2.503	2.516	2.522	2.549	2.541
Nu (soğuk duvar)	2.504	2.516	2.522	2.554	2.543

Çizelge (4.8)'de elde edilen sonuçlar ve literatürde sunulan sonuçlar karşılaştırıldığında, $Ra=10000$ değeri için elde edilen sonuçların da literatürle uyumlu olduğu görülmektedir. Bir sonraki bölümde üzerine titreşim eklenecek durum olan 20 K. sıcaklık farkında, Soong vd [52] ile yatay doğrultudaki maksimum hız değerindeki farklılık % 2.15 civarında, düşey hızdaki farklılık % 3.72 civarında, sıcak duvar için hesaplanan Nu sayısında % 0.72 civarında, soğuk duvar için hesaplanan Nu sayısında ise, % 0.8 civarındadır. Ayrıca, 10s. için elde edilen sonuçlarda, literatürdeki gibi soğuk ve sıcak duvar Nu sayısı arasındaki fark mutlak olarak oldukça küçüktür. Bu durum, akışın daimi rejime geçtiğinin göstergesi olduğundan, sonuçların sürekli rejimde alındığı bu verilerle de kanıtlanmıştır. Sonuçlar arasındaki %3.72 lik maksimum hata oranının ise, yine bir önceki durum senaryosu olan $Ra=5000$ için olan hesaplamalarla aynı şekilde düşey doğrultudaki hızda çıkması sebebinin yine çözüm yöntemlerindeki farklılıktan oluşabileceğini göstermektedir.

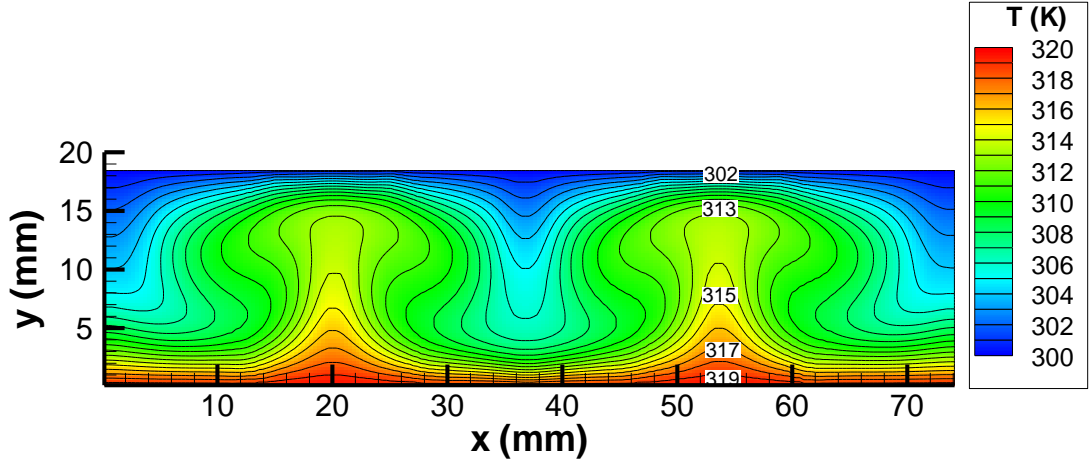
Çizelge (4.8)'de Boussinesq yaklaşımı kullanılarak elde edilen sonuçlara göre daha yüksek çıkması da yine daha önce başka araştırmacılar tarafından da doğrulanan bir durumdur. Literatür araştırması bölümünde de belirtildiği gibi (Bölüm 2.3), Reddy vd [59], dairesel dik bir halka için Boussinesq yaklaşımı kullanmadan elde edilen sonuçlarda, Nu sayısının daha yüksek bulunacağını ($Gr = g\varepsilon L^3 / \nu^2$ olarak

tanımlanarak, $Gr \leq 10^{10}$ için) belirtmiştir. Yine Ahlers vd. [56] tarafından, türbülanslı bölgede ve basınçlı haldeki etan gazı için yapılan deneyler sonucunda da, sıvılardan farklı olarak gazlar için Boussinesq yaklaşımı kullanılmadan elde edilen sonuçlarda Nu sayısında artış bulunduğu ve bu artışın $Ra=10^{10}$ gibi yüksek değerlerde %20 civarında olduğu belirtilmiştir. Ancak, $\bar{\beta}(\bar{T}_h - \bar{T}_c)$ değeri 0.1'den küçük durumlar için bu artışın %3 civarında olduğu da yine yapılan deneylerle ispatlanmıştır. Çizelge(4.8)'de yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınım için oluşturulan durum çalışmalarında ise kullanılan $\bar{\beta}(\bar{T}_h - \bar{T}_c)$ değeri 20K sıcaklık farkında 0.065, 15 K sıcaklık farkında ise, 0.049 civarındadır. Bu sebepten Nu sayılarındaki %1'den az hata değeri ve hızlardaki $Ra=5000$ için % 6-%7 civarındaki ve $Ra=10000$ için %3'lük hata değerlerinin fiziksel olarak beklenebilecek hata değerleri olduğu söylenebilir.

$Ra=10000$ için elde edilen hız vektörleri ve sıcaklık dağılımları da yine literatürle karşılaştırılmış ve bu yolla sonuçlar niteliksel olarak da doğrulanmıştır Şekil (4.20). Elde edilen akış alanları ve sıcaklık dağılımları yine $Ra=5000$ 'deki gibi, 2 adet saat yönünde ve 2 adet saat yönünün tersinde dönen 4 adet çevrimden oluşmaktadır.



(a)



(b)

Şekil 4.20 $Ra=10000$ için ($AR=4$), 20 K sıcaklık farkında, $t=10$ s de (a) hız vektörleri, (b) sıcaklık dağılımı.

Ayrıca, Rayleigh sayısının artışı ile birlikte sisteme etkiyen kaldırma kuvvetinin artması ile birlikte, hızlarda da artış görülmektedir Şekil (4.20).

Çalışmanın bu bölümünde ayrıca literatürde de bahsedilen [53] hava için Boussinesq yaklaşımının kullanım sınırı olan 28.6 K' lik sıcaklık farkının üzerinde değerlerde de simülasyonlar yapılmıştır. Yapılan simülasyonlarda, sıcaklık farkı 30 K olarak seçilerek, $Ra=10000$ için yine hız büyüklükleri ve Nusselt sayısı sonuçları incelenmiştir.

Çizelge 4.9. $Ra=10000$ değeri için 30 K sıcaklık farkı ile elde edilen sonuçların literatürle [52] karşılaştırılması

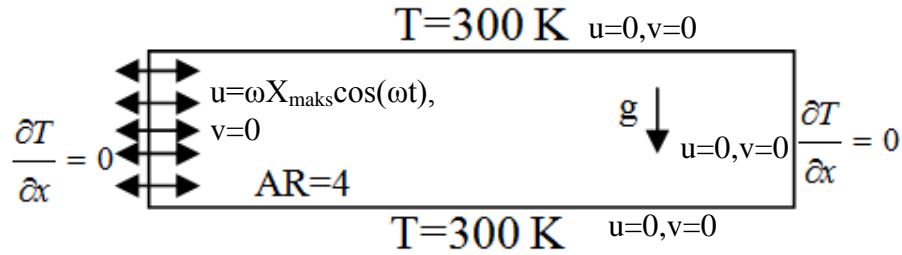
	Soong vd (201x51)	15 K. (211x91) 10 s	20 K. (211x81) 10 s	30 K. (201x51) 10 s
Umaks	28.146	28.759	28.751	29.268
Vmaks	31.561	32.027	32.736	34.019
Nu (sıcak duvar)	2.522	2.549	2.541	2.710
Nu (soğuk duvar)	2.522	2.554	2.543	2.731

Çizelge (4.9)'da görüldüğü gibi $\bar{\beta}(\bar{T}_h - \bar{T}_c)$ değeri 30 K sıcaklık farkında, 20 K de 0.065 olan değerinden yaklaşık olarak 0.1 değerine çıkarıldığında, literatürle mevcut çalışma arasında Nu sayılarındaki farklılık artmaktadır. Bu durum, Gray ve Giorgini'nin çalışmasında da belirtildiği gibi [53] sıcaklık farkı 30 K olan durumda Boussinesq yaklaşımı kullanımının doğru sonuçlardan farklı sonuçlar vereceğini de ispatlamıştır. Bu yönden, kullanılan sayısal yöntemin doğruluğunun da bir kez daha sağlandığını söylemek yanlış olmaz.

4.3. Yalın Titreşimli Akış Test Problemi

Mevcut çalışmanın bu kısmında ise, daha önce yalın olarak doğal taşınım, doğal taşınımın özel bir durumu olan yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınım için doğrulanan sayısal yöntem vasıtasıyla, yalın olarak titreşimli akış problemi çözülmüş ve elde edilen sonuçlar temel akustik bağıntıları kullanılarak elde edilen teorik verilerle karşılaştırılmıştır. Bu kesimde yalın olarak titreşimli akış için doğrulama yapılacağından, kapalı hacim içindeki hava ısıtılmamıştır.

4.3.1. Problem Geometrisi



Şekil 4.21 Yalın olarak titreşimli akış için problem geometrisi

Şekil (4.21)'de verilen problem geometrisinde uzunluk/yükseklik oranı (AR) 4 olarak seçilmiştir.

Titreşimli akış için gerçekleştirilen simülasyonlarda, titreşim sol duvara belli maksimum yer değiştirmelerde verilen sinüs dalgası ile sağlanmaktadır. Titreşimlerin frekansı ise, en düşük akustik modda duran dalga oluşturacak şekilde rezonans durumunda seçilmiştir ($L = \lambda/2$). Hacim içindeki havanın basınç genliği ve hızlar, sol duvardan verilen maksimum yer değiştirme sonucu oluşmaktadır (Eşitlik 4.7).

$$X = X_{maks} \sin \omega t \quad (4.7)$$

Burada kullanılan ω açısal frekansı, X_{maks} ise en büyük yer değiştirmeyi göstermektedir. Bu bölümdeki çalışmada, $f=2893$ Hz olarak belirlenmiş ve 4 farklı duvar yer değiştirmesi için sayısal olarak elde edilen sonuçlar, teorik sonuçlarla karşılaştırılmıştır.

Çizelge 4.10. Yalın olarak titreşimli akış için çalışılan durumlar

Duvar yerdeğiştirme değerleri (X_{maks})	Titreşim frekansı (Hz)
1 μm	2893
0.5 μm	
0.3 μm	
0.2 μm	

Çizelge (4.10)'da gösterilen durumlar için elde edilen sonuçlar bir sonraki bölümde verilmiştir.

Problem geometrisine sol taraftan titreşimin eklenmesiyle birlikte hareketli duvar koşuluna sahip olan duvar için yoğunluk hesabı Poinot ve Lele'nin çalışmalarında [84] sundukları karakteristik dalga teorisine dayalı yöntemle seçilmiştir. Bu yöntem hatalı ekstrapolasyonların ve fazladan tanımlanmış sınır koşullarının kullanımının önüne geçmektedir (Eşitlik 4.8).

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) = \frac{\rho \gamma}{c_L} \frac{\partial u_w}{\partial t} + \frac{\rho \gamma (u_w - c_L)}{c_L} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\gamma (u_w - c_L)}{c_L^2} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (4.8)$$

4.3.2. Sonuçlar ve Tartışma

Çizelge 4.11. Yalın olarak titreşimli akış için teorik ve sayısal olarak elde edilen değerlerin karşılaştırılması

X_{maks.}		1 μm	0.5 μm	0.3 μm	0.2 μm
$\Delta P_{sol\ duvar}$	(Pa)	580	210	117	100
$v_{paracık\ teorik}$	(m/s)	1.404	0.508	0.281	0.242
$v_{paracık\ sayısal}$	(m/s)	1.401	0.501	0.280	0.230
Hata (%)		0.214	1.378	0.356	4.956

Çizelge (4.11)'de verilen teorik parçacık hızları veya hız genlikleri akustik biliminde basıncın spesifik akustik empedansa oranı ile tanımlanmaktadır [85].

$$\Delta u = \frac{\Delta P_{sol\ duvar}}{Z} \quad (4.9)$$

Eşitlik (4.4)'de görüldüğü üzere sol duvar basınç genlikleri bu hesaplamada önemlidir ve bu değerler, izelge (4.11)'de verilmiştir. Yine Eşitlik (4.4)'de kullanılan spesifik akustik empedans değeri (Z), hava için T=20 °C de Z=413 (Ns/m³) olarak alınmıştır [85]. Teorik olarak bu şekilde bulunan değerlerle (2. satır), sayısal çözümden elde edilen değerler (3.satır) hata oranları da verilerek karşılaştırılmıştır. Özellikle göreceli olarak yüksek maksimum duvar yerdeğiştirme değerlerinde (1 μm ve üzeri), sonuçların teorik olarak beklenen değerlerle son derece yakın olduğu gözlemlenmektedir.

Bu sonuçlar ışığında, sayısal yöntem yalın olarak titreşimli akış problemi, doğal taşınım problemi ve Rayleigh-Bénard taşınım problemiyle başarılı şekilde doğrulanmıştır.

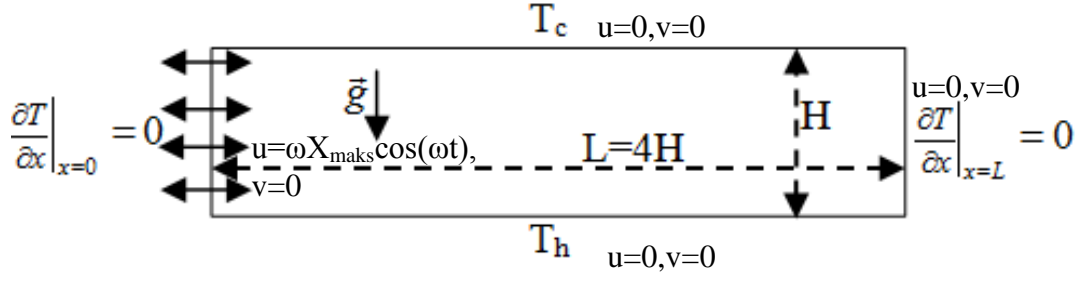
BÖLÜM 5

5. RAYLEIGH-BÉNARD TAŞINIM VE TİTREŞİMLİ AKIŞIN ETKİLEŞİMİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ

Tez çalışmasının bu bölümünde, önceki bölümde taşınım problemlerini çözmek için kullanılabileceği ispatlanan ve yalın olarak titreşimli akış için de doğrulanan sayısal çözüm yöntemi, uygun sınır şartları değiştirilerek Rayleigh-Bénard taşınım ve titreşimli akışın birlikte bulunduğu durum haline getirilmiş ve bu durumda ısı transferindeki değişim incelenmiştir. Ayrıca, ısı transferindeki değişime etkiyen farklı parametreler çalışılmış, tartışılmış ve akış alanlarını belirleyen hız vektörleri de yine sonuçları niteliksel olarak açıklamak amacıyla sunulmuştur.

5.1. Problem Geometrisi ve Sınır Koşulları

Rayleigh-Bénard taşınım ve titreşimli akışın birleştirildiği bu bölümde, problem geometrisi yine uzunluk/yükseklik oranı, $AR=4$ olacak şekilde seçilmiş ve yine sol duvardan kapalı hacim içindeki havaya titreşim uygulanmıştır (Şekil 5.1). Sol duvardan uygulanan titreşim yine Eşitlik (4.7)'deki gibi, $X = X_{maks} \sin \omega t$ formülü ile verilmiş, probleme etkileyen maksimum duvar yer değiştirmeleri ve değiştirilen frekansın etkisi farklı Rayleigh sayılarında incelenmiş, elde edilen sonuçlar ısı transferindeki artış yönünden değerlendirilmiştir.



Şekil 5.1 Rayleigh-Bénard Taşınım ve titreşimli akış için problem geometrisi

Bu kısımda çalışılan durumların bir özeti, Çizelge (5.1)'de verilmiştir.

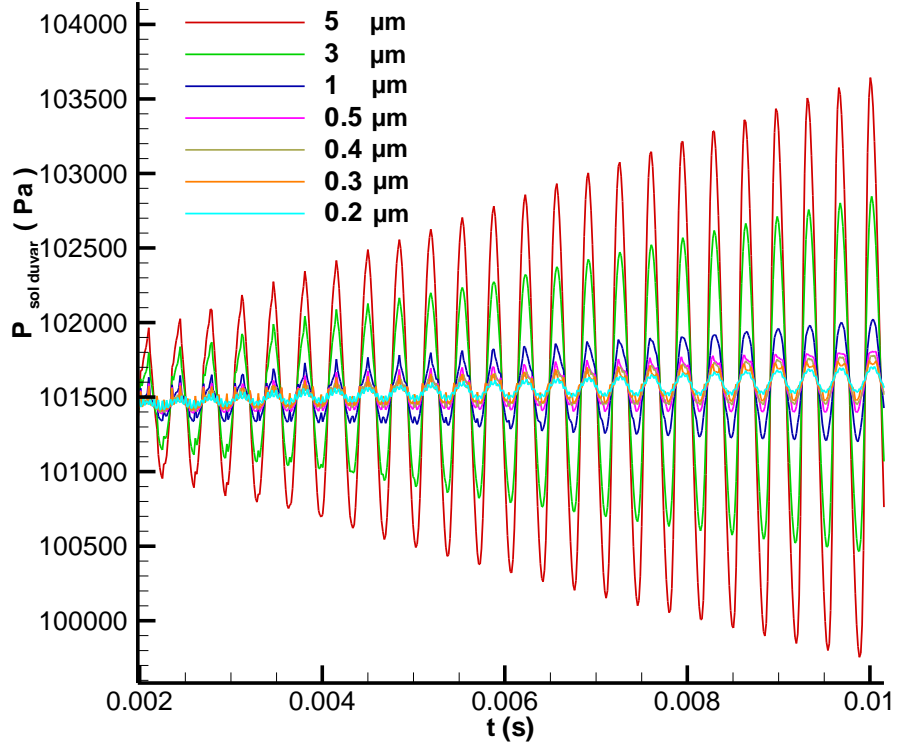
Çizelge 5.1. Rayleigh-Bénard taşınım ve titreşimli akışın etkileşimi araştırmak için çalışılan durumlar

Ra	(X_{maks})	Titreşim frekansı (Hz)	
5000	5 μm	2893	
	3 μm		
	1 μm		
	0.5 μm		
	0.4 μm		3616
	0.3 μm		
10000	5 μm	2893	
	3 μm		
	1 μm		
	0.5 μm		
	0.4 μm		
	0.3 μm		
	0.2 μm		

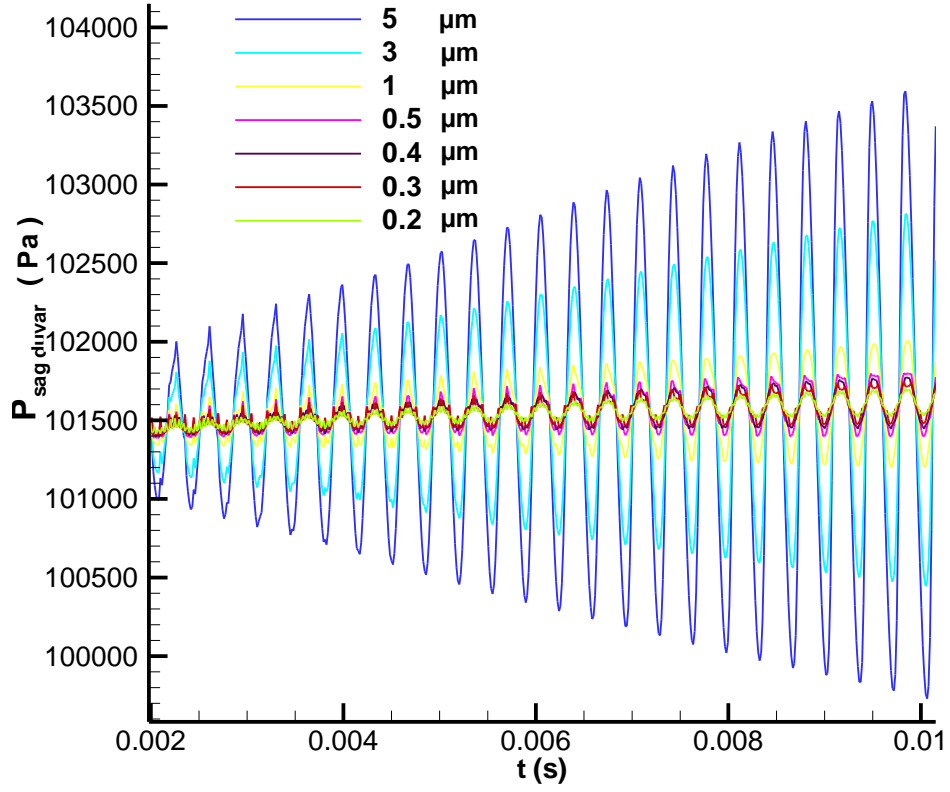
5.2. X_{maks} ve Rayleigh Sayısının Etkisinin İncelenmesi

Çizelge (5.1)'de de görüldüğü gibi, çalışmanın bu kısmında, duvar yer değiştirmesi ile birlikte ısı transferindeki artış incelenmiştir. Bu incelemelerde öncelikli olarak sol duvardan verilen titreşimin genliğinin basınçlar üzerindeki etkisi araştırılmış, daha sonra akış alanlarındaki değişimler incelenmiş ve en sonunda akış alanlarındaki değişimlerle ısı transferi miktarlarındaki artış birbiriyle ilişkilendirilmiştir.

Şekil (5.2) de sol duvar (Şekil 5.2.a) ve sağ duvardaki (Şekil 5.2.b) basınç dalgalarının zamanla değişimi farklı duvar yer değiştirmeleri için gösterilmiştir. Bu şekilden de anlaşılacağı üzere duvar yer değiştirme değeri X_{maks} arttıkça, basınç dalgalarının genlikleri artmaktadır. Bunun sonucunda, daha yüksek basınç genliğine sahip durumlarda, kapalı hacim içindeki akışkan daha yüksek hızlara sahip olmakta ve hız değerlerindeki bu artış alt duvardan transfer edilen ısı miktarında da artış sağlamaktadır.



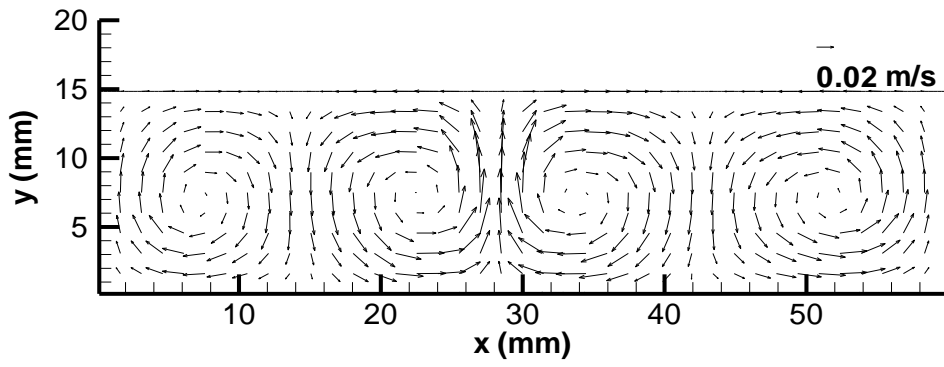
(a)



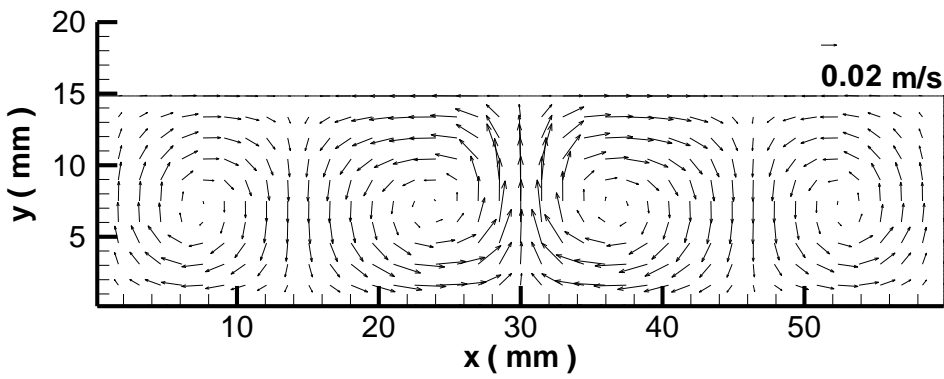
(b)

Şekil 5.2 Basıncın (a) sol duvarda ve (b) sağ duvarda zaman ile gelişimi

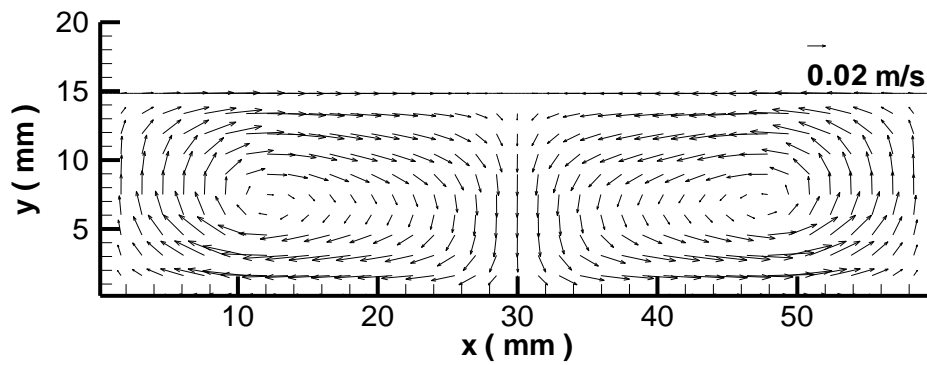
$Ra=5000$ için $t=5$ s değerinde, farklı yer değiştirme değerleri için elde edilen zaman ortalamalı akış alanları Şekil (5.3)'te gösterilmiştir. Bu zaman değerinde, zaman ortalamalı hızlar sanki-daimi rejime ulaşmaktadır. Zaman ortalaması, anlık hızlara $t=5$ s den hemen önceki 1 periyod boyunca uygulanmakta ve sanki-daimi rejimdeki akış alanları elde edilmektedir.



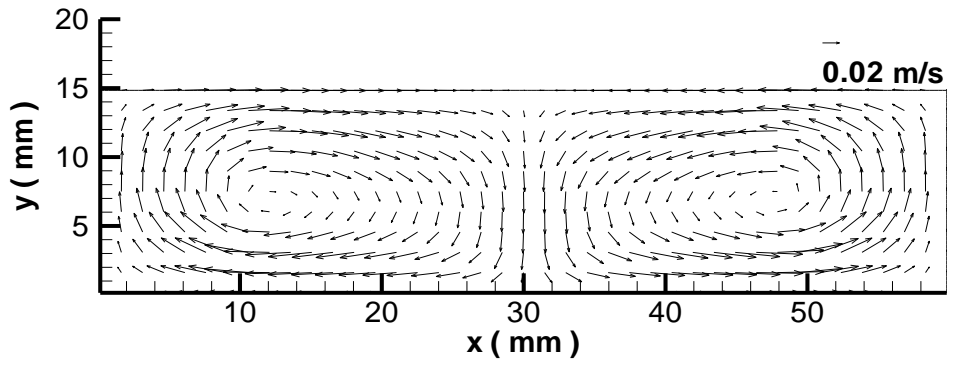
(a)



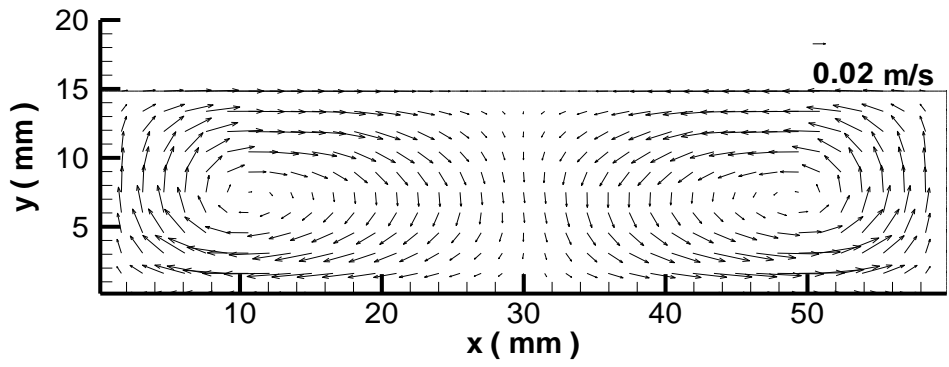
(b)



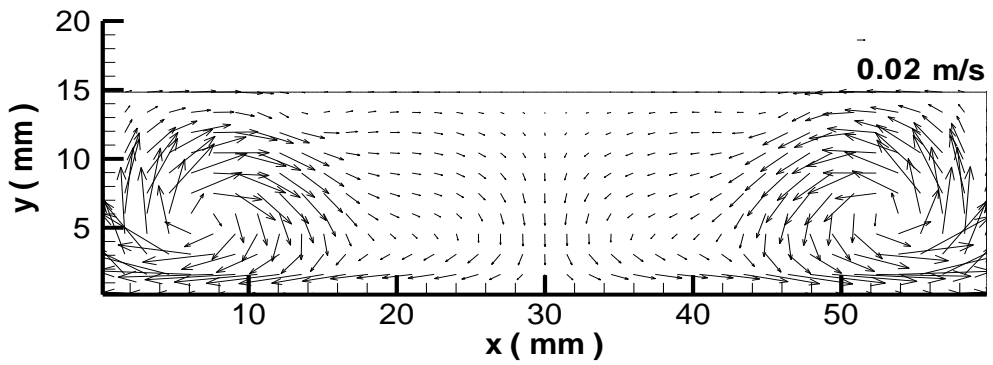
(c)



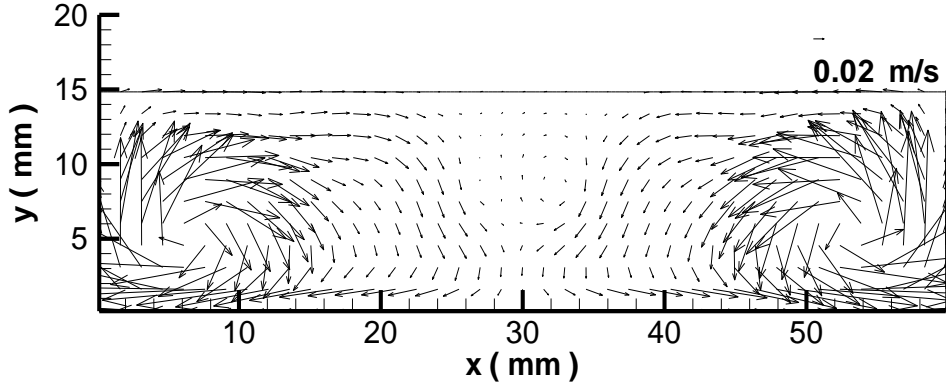
(d)



(e)



(f)



(g)

Şekil 5.3 $Ra=5000$ için farklı duvar yer değiştirmeleri için rezonans frekansında, $(L/\lambda)=0.5$, periyod ortalamalı hız vektörleri

(a) $X_{maks}=0.2\mu\text{m}$, (b) $X_{maks}=0.3\mu\text{m}$, (c) $X_{maks}=0.4\mu\text{m}$, (d) $X_{maks}=0.5\mu\text{m}$, (e) $X_{maks}=1\mu\text{m}$, (f) $X_{maks}=3\mu\text{m}$, (g) $X_{maks}=5\mu\text{m}$.

Şekil (5.3)'te sunulan akış alanları incelendiğinde, $X_{maks}=0.3\mu\text{m}$ ve altındaki duvar yer değiştirme değerleri için akış alanları yalın olarak Rayleigh-Bénard taşımına benzese de, bu değerden daha yüksek değerlerde akış alanı Rayleigh-Bénard taşınımdan oldukça farklılaşmaya başlamıştır. Özellikle $1\mu\text{m}$ 'nin üzerindeki X_{maks} değerlerinde zaman ortalama akış alanları klasik taşınım akış alanlarından oldukça farklıdır. Bu durum etkisini alt duvardan transfer edilen ısı miktarlarında da göstermektedir Çizelge (5.2).

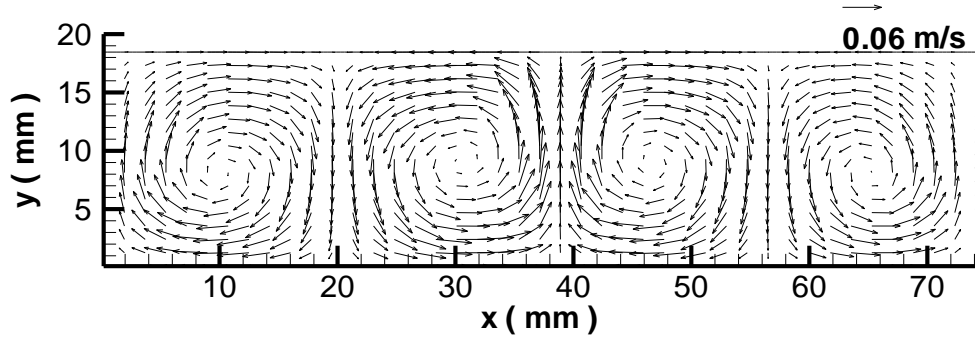
Çizelge 5.2. $Ra=5000$ durumunda farklı duvar yer değiştirme değerleri için rezonans durumunda elde edilen periyot ortalamalı ısı miktarları (alt duvar)

X_{maks}	t=5 s. de alt duvardan periyot ortalamalı ısı transferi (W)
5 μm	28.747
3 μm	19.929
1 μm	8.909
0.5 μm	8.294
0.4 μm	7.798
0.3 μm	5.549
0.2 μm	5.191
Yalın Rayleigh-Benard	4.554

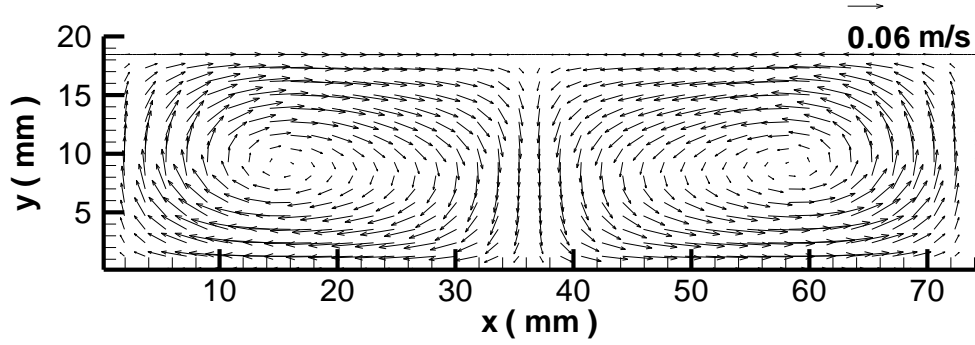
Çizelge (5.2)'de son çevrimde (yaklaşık olarak 0.34 milisaniye) ortalama alınarak bulunan sıcaklık verileri kullanarak elde edilen $Ra=5000$ için ısı transferi miktarları gösterilmektedir. Elde edilen verilere göre yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınımına kıyasla, 5 μm duvar yer değiştirmesi durumunda, yaklaşık olarak 6.3 kat ısı transfer artışı sağlanmıştır.

Ayrıca Çizelge (5.2) ve Şekil (5.3) birlikte yorumlandığında, akış alanının Rayleigh-Bénard taşınımından oldukça farklılaşmaya başladığı duvar yer değiştirme değeri ($X_{maks}=0.3 \mu m$)'den (Şekil 5.3.b) sonraki değerlerde ısı transferi artışı daha fazla olmaktadır. Örneğin $X_{maks}=0.2 \mu m$ değerinde alt duvardan transfer edilen ısı miktarı yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınımına göre %14 civarında artış sağlanmakta, bu artış $X_{maks}=0.3 \mu m$ değerinde %21.8'e çıkmaktadır. Ancak akış alanının oldukça farklılaştığı değer olan $X_{maks}=0.4 \mu m$ değerinde ısı transferindeki artış %71.23 olmuştur. Bu durum, X_{maks} değeri arttıkça, ısı transferindeki iyileşmede artış olarak sürmektedir. İlerleyen bölümde, elde edilen bu olgunun sağlanması için $Ra=10000$ durumunda da akış alanları ve duvar yer değiştirmesinin etkileri incelenmiştir.

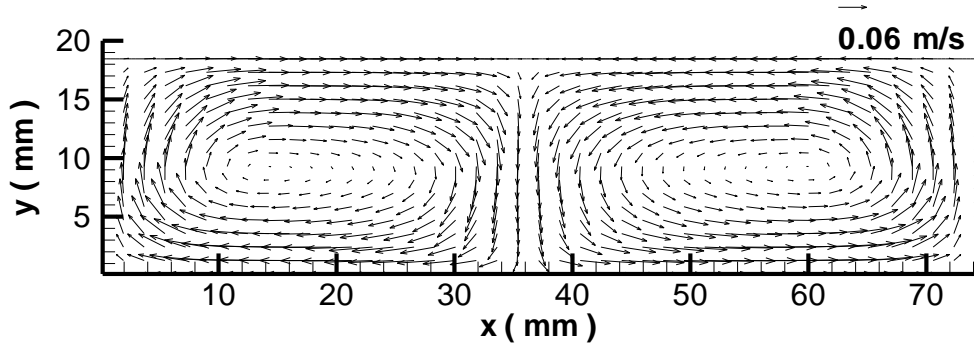
$Ra=10000$ durumunda yine titreşimli akıştaki duvar yer değiştirme miktarlarının etkisi rezonans durumunda incelenmiştir. Teorik olarak beklenen durum, $Ra=10000$ durumuna, kapalı hacim içindeki havaya etkiyen kaldırma kuvvetinin daha fazla olmasından ötürü akış yapısının değişmeye başladığı X_{maks} değerinin yukarı taşınması ve titreşim sayesinde elde edilen ısı transferindeki iyileşmenin $Ra=5000$ durumuna göre daha az olmasıdır.



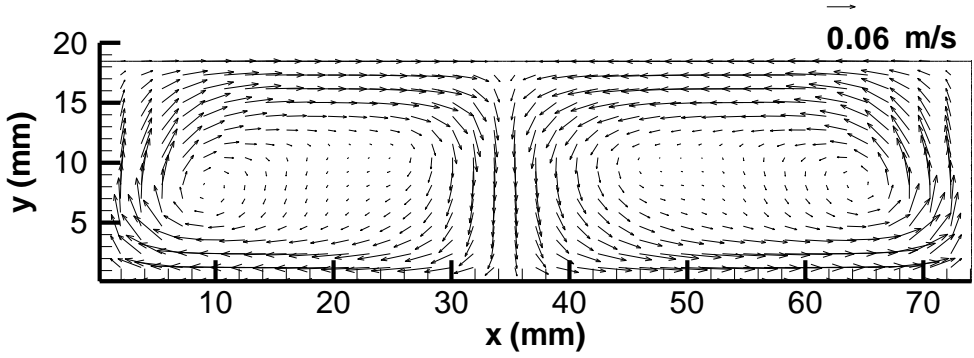
(a)



(b)



(c)



(d)

Şekil 5.4 $Ra=10000$ için farklı duvar yer değiştirmeleri için rezonans frekansında, $(L/\lambda)=0.5$, periyod ortalamalı hız vektörleri

(a) $X_{maks}=0.5\mu\text{m}$, (b) $X_{maks}=1\mu\text{m}$, (c) $X_{maks}=3\mu\text{m}$, (d) $X_{maks}=5\mu\text{m}$

Şekil (5.4)'te son periyotta ortalama alınarak elde edilen akış alanları farklı duvar yer değiştirme durumları için gösterilmiştir. Şekilde görüldüğü üzere beklenen duruma paralel olarak, Rayleigh sayısı iki kat artırıldığında, kaldırma kuvveti arttığından titreşimli akışın akış alanında etkin olmaya başladığı duvar yer değiştirme miktarı yükselmiştir. $Ra=5000$ durumunda akış $0.3\mu\text{m}$ duvar yer değiştirmesinden sonra Rayleigh-Bénard taşınım akış alanına benzer yapıdan titreşimli akış yapısına geçiyorken, $Ra=10000$ durumunda bu geçiş $X_{maks}=0.5\mu\text{m}$ değerinde gerçekleşmiştir.

Bunun yanı sıra, her iki Rayleigh sayısı için gerçekleştirilen simülasyonlarda da hızların X_{maks} değeri arttıkça arttığı görülmektedir. Bu durum da elde edilen basınç grafikleri ile tamamen örtüşmektedir.

Isı transferindeki artış da yine akış alanlarına paralel şekilde olmaktadır. Çizelge (5.3)' te $Ra=10000$ durumunda farklı duvar yer değiştirme miktarları için son periyotta ortalama alınarak elde edilen sıcaklık değerleri ile hesaplanan alt duvardan transfer edilen ısı miktarları verilmiştir.

Çizelge 5.3. $Ra=10000$ durumunda farklı duvar yer değiştirme değerleri için rezonans durumunda elde edilen periyot ortalamalı ısı miktarları (alt duvar)

X_{maks}	t=10 s. de alt duvardan periyot ortalamalı ısı transferi (W)
5 μm	16.738
3 μm	13.060
1 μm	9.727
0.5 μm	6.830
Yalın Rayleigh-Bénard	5.280

Çizelge (5.3) $Ra=5000$ için elde edilen ısı transfer miktarlarını gösteren Çizelge (5.2) ile birlikte değerlendirildiğinde, yine Rayleigh-Bénard akış yapısına benzer akış yapısına sahip olan 0.5 μm değerinde ısı transferi artışı, yalnız olarak Rayleigh-Bénard taşınım durumuna göre yaklaşık olarak % 29 iken akış alanının değiştiği ve titreşimin daha etkin hale geldiği 1 μm değerinde ise bu artış %84 olmaktadır.

Çizelge 5.4. $Ra=5000$ ve $Ra=10000$ durumunda $X_{maks} = 5 \mu\text{m}$ değeri için alt duvardan transfer edilen ısı miktarındaki artışın karşılaştırılması

X_{maks}	Ra	Isı transferindeki artış (%)
5 μm	5000	531.3
	10000	217.0

Çizelge (5.4)'te $X_{maks} = 5 \mu\text{m}$ değeri için çalışılan her iki Rayleigh sayısında, elde edilen ısı transfer miktarı artışı karşılaştırılmıştır. Ra sayısının küçük olduğu durumda ($Ra=5000$), $X_{maks}=5 \mu\text{m}$ değerinde alt duvardan transfer edilen ısı miktarı 4.554 (W)'tan 28.747 (W) değerine yükseltilebilirken, aynı X_{maks} değerinde $Ra=10000$ değeri için 5.280 (W) 'tan 16.738 (W)'a yükseltilebilmiştir. Bu durum da yine Ra sayısı arttırıldıkça ısı transferi miktarını arttırmak için gereken duvar yer değiştirmesi (X_{maks}) değerinin de arttırılması gerektiğini ortaya koymuştur.

Elde edilen akış alanları ve alt duvardan transfer edilen ısı miktarları karşılaştırıldığında bazı eşik değerlerinde akış alanının önemli değişikliğe uğradığı ve ısı transfer değerlerinin de yine bu eşik değerlerinde oldukça arttığı gözlemlenmiştir. Bu durumun sebebini araştırmak için kaldırma kuvvetinin viskoz kuvvetlere oranı olan Grashof sayısı ve atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere oranı olan Reynolds sayısının birbirine oranı karşılaştırılmıştır.

$$Gr = \frac{\text{Kaldırma kuvveti}}{\text{viskoz kuvvetler}} = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu^2} \quad (5.1)$$

$$Re = \frac{v_{per. ort.} H}{\nu} \quad (5.2)$$

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \quad (5.3)$$

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \ll 1 \text{ durumunda zorlanmış taşınım}$$

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \gg 1 \text{ durumunda doğal taşınım}$$

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} \approx 1 \text{ durumunda karışık taşınım}$$

Eşitlik (5.1) yardımıyla bulunan Gr sayısı, Re sayısı ve Gr/Re^2 ye eşit olan ve akışın doğal taşınımından zorlanmış taşınımına geçişinin ölçütü olan Richardson sayısı farklı durumlar için Çizelge (5.5)'te karşılaştırılmıştır.

Çizelge 5.5. $Ra=5000$ ve $Ra=10000$ durumunda farklı duvar yer değiştirme değerleri için rezonans durumunda Re ve Gr/Re^2 değerleri

X_{maks}	Reynolds sayıları ($Ra=5000$)	Gr/Re^2 ($Ra=5000$)
5 μm	242.18	0.1274
3 μm	212.55	0.16539
1 μm	64.84	1.77755
0.5 μm	49.07	3.10366
0.4 μm	45.62	3.59005
0.3 μm	36.01	5.76413
0.2 μm	30.34	8.11672
Yalnız Rayleigh-Benard	28.87	8.96289

X_{maks}	Reynolds sayıları ($Ra=10000$)	Gr/Re^2 ($Ra=10000$)
5 μm	138.46	0.74027
3 μm	117.65	1.02533
1 μm	87.02	1.87425
0.5 μm	63.90	3.47539
Yalnız Rayleigh-Benard	39.11	9.27835

Çizelge (5.5)'te çalışılan her iki Ra sayısı için ortalama hızlar ile bulunan Re sayıları ve Ri sayıları gösterilmektedir. Bu çizelgedeki veriler ışığında, duvar yer değiştirme miktarına bağlı olarak Re değerlerinin arttığı ve bunun sonucunda da Ri sayılarının da artan X_{maks} değeri ile birlikte azaldığı söylenebilir. Bu durum artan X_{maks} değeri ile birlikte akışın doğal taşınımından öncelikli olarak karışık taşınımına daha sonra ise özellikle Gr değerinin daha düşük olduğu $Ra=5000$ değerinde, zorlanmış taşınımına geçtiğini göstermektedir. Bu durum, ısı transferi miktarlarındaki artışı ve akış alanlarındaki değişimi de açıklamaktadır.

Çizelge (5.5)'ten çıkarılacak bir diğer sonuç ise, yine titreşimin düşük Gr değerine sahip $Ra=5000$ durumunda, ısı transfer miktarını niçin daha fazla arttırdığının da

cevabıdır. $Ra=10000$ durumunda, $X_{maks}=5$ μm değerinde Richardson sayısı incelendiğinde akışın karışık taşınım mekanizmasıyla ısı aktardığı söylenebilir. Ancak aynı duvar yer değiştirme değerinde $Ra=5000$ durumunda ısı transfer mekanizması doğal taşınımdan zorlanmış taşınıma geğmiştir.

Rayleigh-Bénard taşınım ile titreşimli akışın etkileşiminin incelendiği bu bölümde ayrıca rezonans durumunun dışında titreşimin etkisi de frekans değerini değiştirerek incelenmiştir.

5.3. Titreşim Frekansının Etkisinin İncelenmesi

Bu noktaya kadar olan tüm simülasyonlarda, titreşim frekansı en düşük akustik modda duran dalga oluşturacak şekilde seğilmiştir. (Eşitlik 5.6, ve $c=347$ m/s hava ortamındaki ses hızıdır.)

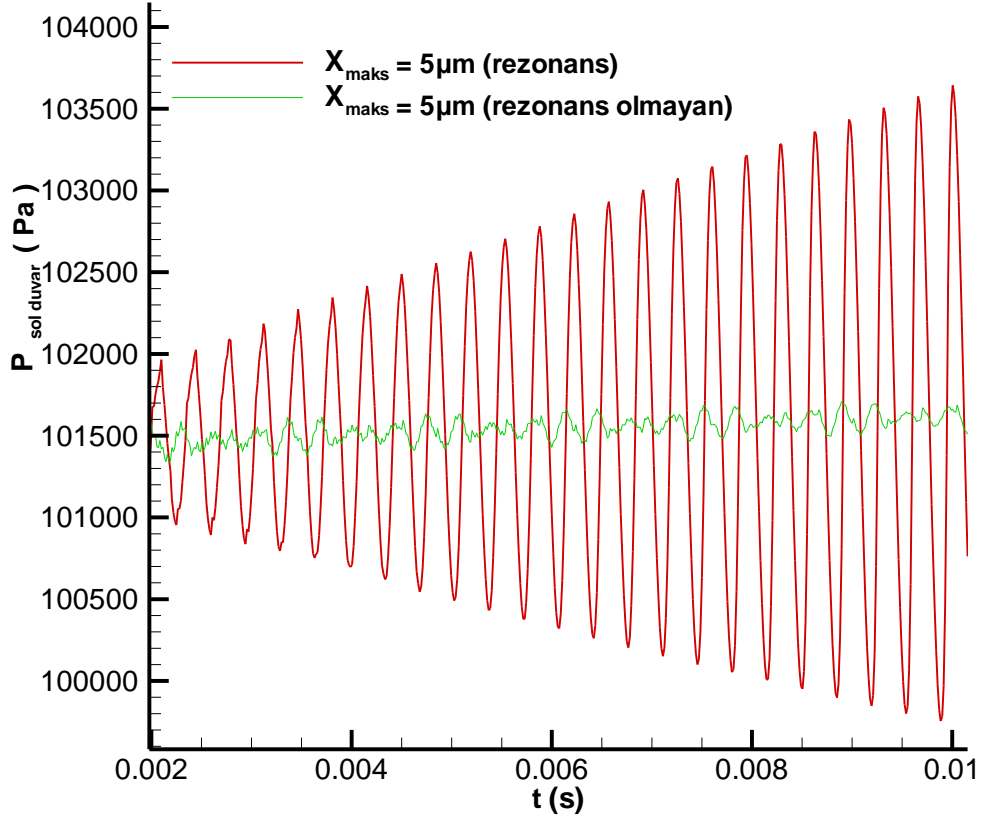
$$L = \frac{\lambda}{2} \text{ ve } f = \frac{347}{\lambda} \quad (5.4)$$

Ancak rezonans durumunu oluşturan bu frekans değer değiştirildiği takdirde basınç genliği ve akış hızları düşeceğinden beklenen durum, titreşimin ısı transferine etkisinin azalmasıdır. $L = \lambda/2$ yerine $L = 5\lambda/8$ değeri için hesaplanan frekans ile alınan sonuçlar izelge (5.4)'te verilmiştir. Bu simülasyonlarda $Ra=5000$ olup farklı duvar yer değiştirme değerleri çalışılmıştır. Frekans değeri periyoda göre yapılan hesaplamalar sonucunda, bir önceki frekans değer, olan 2893 Hz değerinden 3616 Hz değerine çıkarılmış diğer deyişle % 25 oranında arttırılmıştır.

Çizelge 5.6. $Ra=5000$ için, $t=5$ s de farklı duvar yer değiştirme değerleri için $L = \lambda/2$ ve $L = 5\lambda/8$ için elde edilen alt duvar, periyod ortalamalı ısı transferi (W)

X_{maks}	$L = \lambda/2$ için periyod ortalamalı ısı transferi (W)	$L = 5\lambda/8$ için periyod ortalamalı ısı transferi (W)
5 μm	28.747	5.911
3 μm	19.929	5.377
1 μm	8.909	5.129
0.5 μm	8.294	4.950
0.4 μm	7.798	4.345
0.3 μm	5.549	4.143
0.2 μm	5.191	4.010

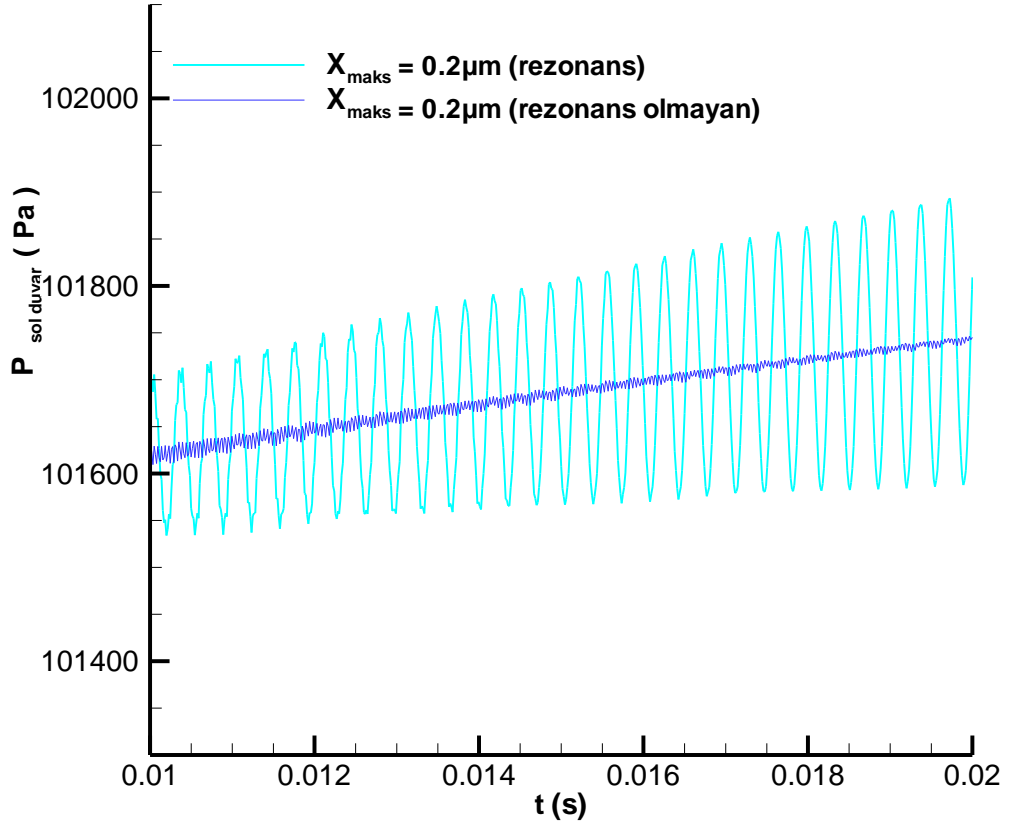
Çizelge (5.6)'da son çevrimde (yaklaşık olarak 0.34 milisaniye) ortalama alınarak bulunan sıcaklık verileri kullanarak elde edilen $Ra=5000$ için ısı transferi miktarları rezonans durumunda ve rezonans olmayan durumda sunulmuştur. Bu sonuçlara göre, $L = 5\lambda/8$ durumunda ısı transferi artış son derece düşüktür. Isı transferindeki artışın sınırlı olmasının nedeni ise, basınç dalgaları incelenerek tartışılmıştır (Şekil 5.5).



Şekil 5.5 $Ra=5000$ için $X_{maks}=5 \mu\text{m}$ 'de rezonans frekansında ve rezonans olmayan frekansta sol duvar basınç dalgaları

Şekil (5.5)' te her ikisi de $X_{maks}=5 \mu\text{m}$ genliğe sahip iki çalışma durumunda, rezonans durumunda yüksek basınç genlikleri elde edilebilirken bu genlikler rezonans olmayan durumda oldukça düşüktür. Bu açıdan rastgele titreşimlerden oluşan sistemler için, Rayleigh-Bénard taşınımıyla etkileşim mekanizması tamamen farklıdır.

Rezonans ve rezonans olmayan durumlar için basınç dalgalarında geçerli olan etkileşim bu durum diğer tüm X_{maks} değerlerinde de gözlemlenmektedir (Şekil 5.6)



Şekil 5.6 $Ra=5000$ için $X_{\text{maks}}=0.2 \mu\text{m}$ 'de rezonans frekansında ve rezonans olmayan frekansta sol duvar basınç dalgaları

Şekil (5.6)' da $X_{\text{maks}}=5 \mu\text{m}$ deki duruma paralel şekilde, $X_{\text{maks}}=0.2 \mu\text{m}$ durumunda da, rezonans durumunda yüksek basınç genlikleri elde edilebilirken bu genlikler rezonans olmayan durumda oldukça düşüktür.

BÖLÜM 6

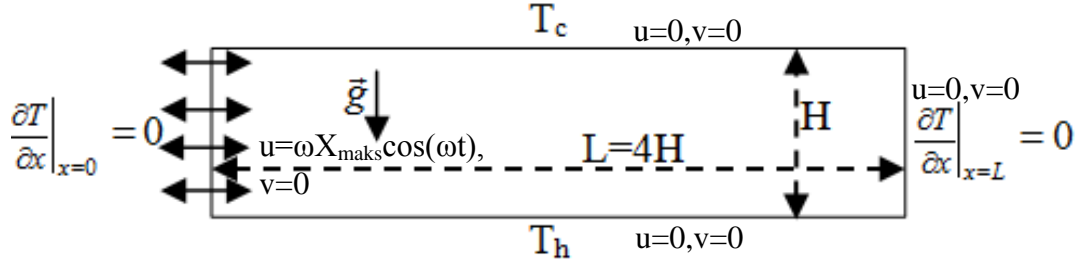
6. RAYLEIGH-BÉNARD TAŞINIMDA TİTREŞİM İLE STABİLİTE KONTROLÜ

6.1. Giriş

Daha önceki bölümlerde bahsedildiği üzere, Rayleigh-Bénard Taşınım mekanizmasında, ısı transferi bakımından iletim mekanizmasının etkin olduğu noktadan taşınım mekanizmasının etkin olduğu noktaya geçişte kritik bir eşik Rayleigh sayısı bulunmaktadır. Bu değer tez çalışması kapsamında çalışılan kaymaz sınır koşulları için, $Ra_{krit.}=1707.76$ 'dır [15].

Bunun yanı sıra, hem teknoloji açısından hem de temel bilimler açısından, karmaşık yapıya sahip olan taşınım akış yapılarını kontrol etmek son derece önemlidir. Birçok ısı transferi uygulamasında, ısı transferini arttırmanın yanında, doğal olarak gerçekleşen ısı transferinin optimum koşulları sağlamaması sebebiyle dışarıdan sisteme müdahale gerekmektedir. Bu sebeple bu bölümde, söz konusu eşik Rayleigh sayısından küçük Rayleigh sayısına sahip bir sisteme yine farklı duvar yer değiştirmelerinde titreşim uygulanarak, iletim ile ısı transferi sağlanan sistemde taşınım hücreleri ve akışta Bénard çevrimleri oluşturulup taşınım ile ısı transferine geçişin sağlanıp sağlanamayacağı araştırılmıştır. Bu durum, bir anlamda Rayleigh-Bénard taşınım mekanizmasının titreşimle kontrolüdür.

6.2. Problem Geometrisi



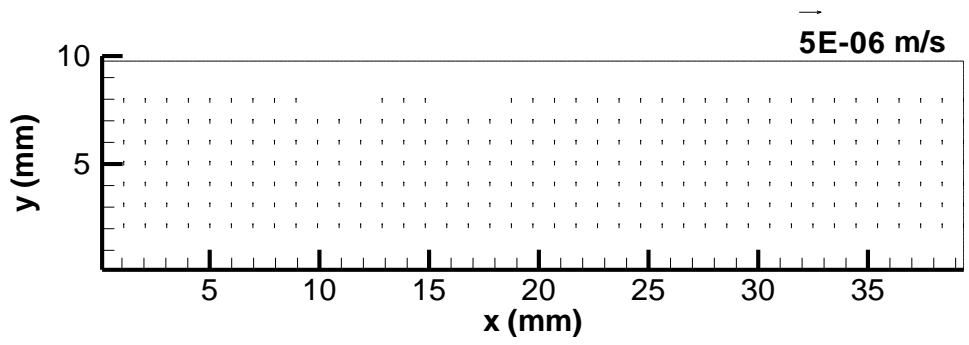
Şekil 6.1 Titreşimle Rayleigh-Bénard taşınım kontrolünde kullanılan problem geometrisi.

Şekil (6.1)'den de görüleceği üzere, çalışmanın bu kısmında kullanılan problem geometrisi Rayleigh-Bénard taşınımına uygulanan titreşim sayesinde ısı transferi artışlarının incelendiği geometri ile boyutlar dışında benzerdir. Yine bahsedilen çalışma ile aynı büyüklükteki çözüm ağı kullanılmış ve alt-üst duvar sıcaklık farkı 20 K olarak seçilip geometri boyutları oluşturulmuştur.

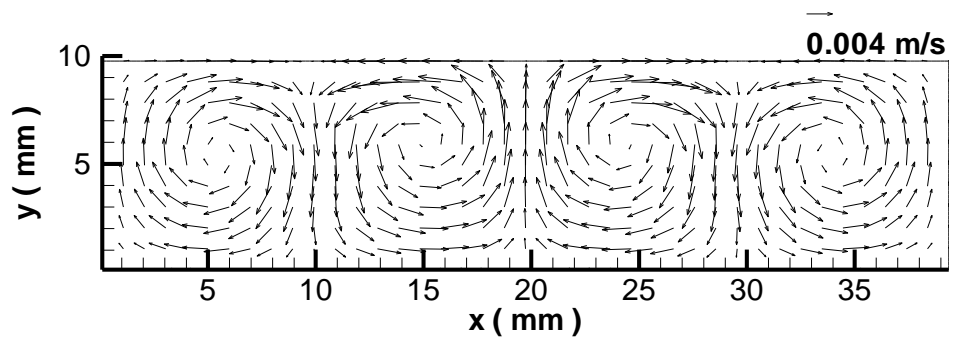
Bu bölümdeki temel amaç iletimle gerçekleştirilen ısı transferi durumundan kontrollü olarak uygulanan titreşimler vasıtasıyla taşınım ile ısı transferine geçişi sağlayabilmek ve ısı transferindeki artışı araştırmaktır. Bu nedenle çalışılan Rayleigh sayısı olarak $Ra_{krit.}=1707.76$ 'dan düşük değer olan $Ra=1500$ seçilmiştir.

6.3. Sonuçlar ve Tartışma

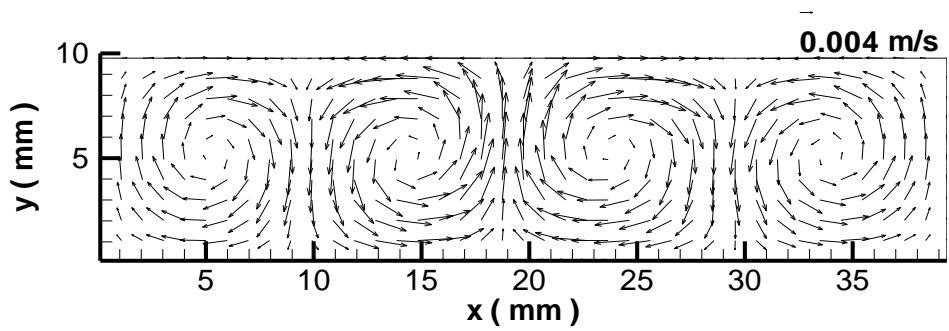
Gerçekleştirilen simülasyonlar sonucu elde edilen akış alanları, Şekil (6.2) de gösterilmektedir. Çalışmada yine maksimum basınç genliği ve maksimum hızlar yaratan rezonans frekansında ($f=4396$ Hz), farklı duvar yer değiştirme değerlerinin (X_{maks}) sisteme olan etkisi ve ısı transfer miktarları incelenmiştir.



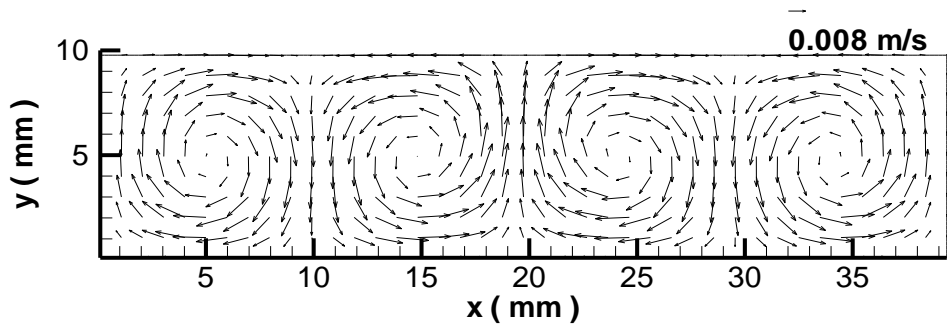
(a) Yalnız Rayleigh-Bénard problemi



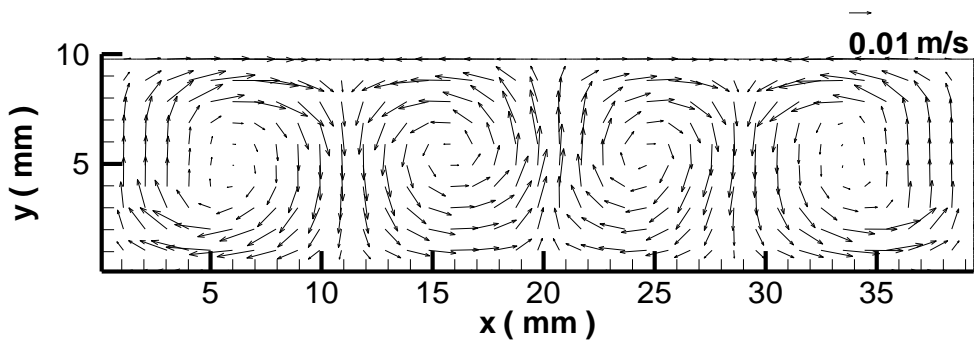
(b) $0.05 \mu\text{m}$



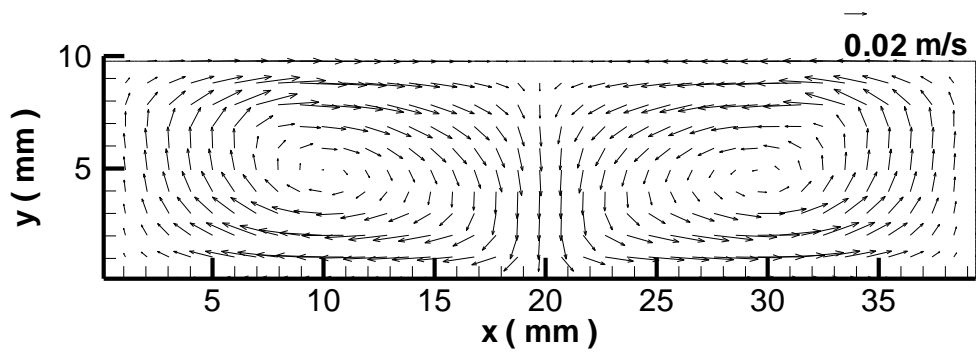
(c) $0.1 \mu\text{m}$



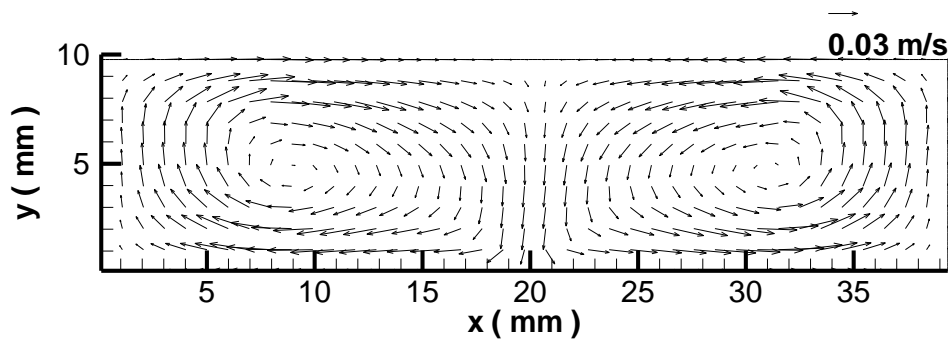
(d) 0.2 μm



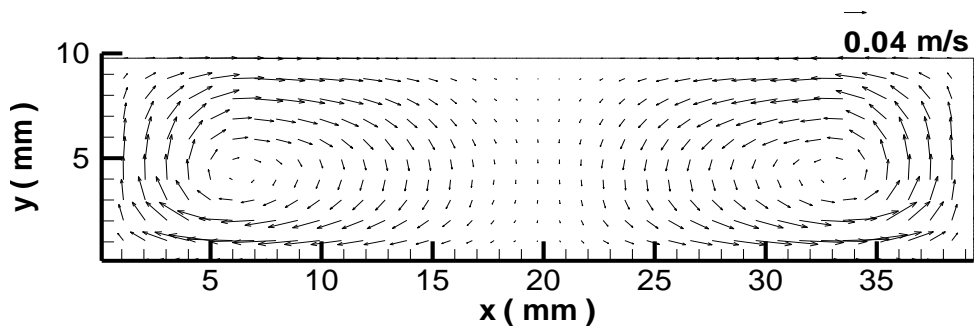
(e) 0.3 μm



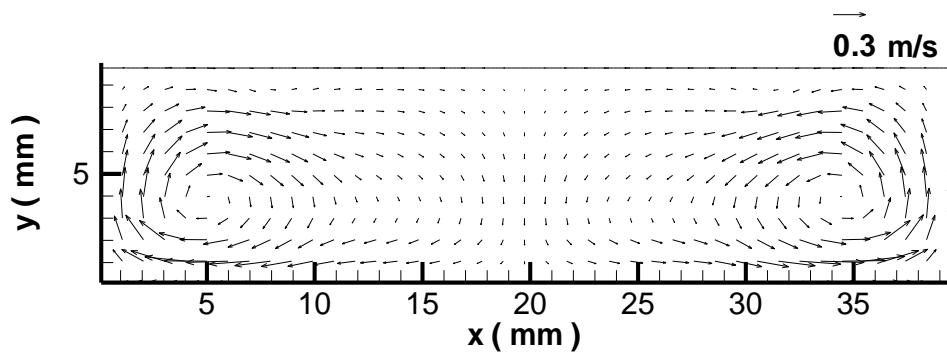
(f) 0.4 μm



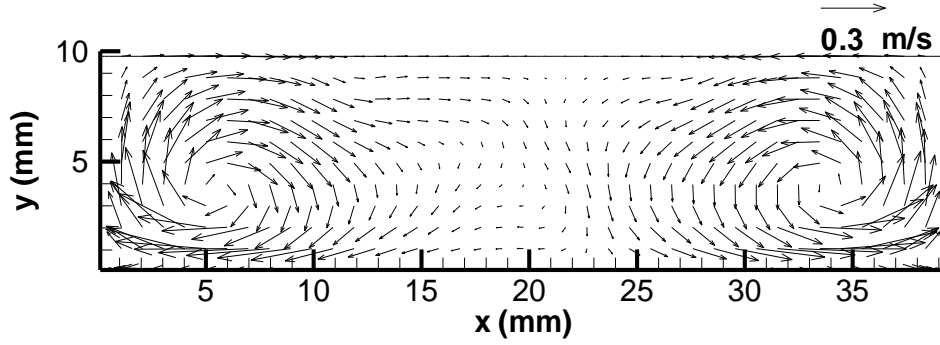
(g) $0.5 \mu\text{m}$



(h) $1 \mu\text{m}$



(i) $3 \mu\text{m}$



(i) $5 \mu\text{m}$

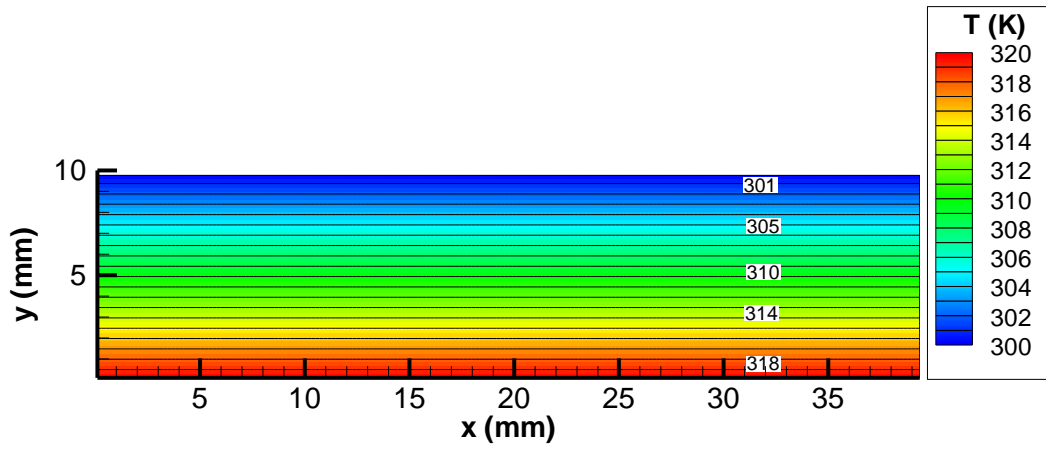
Şekil 6.2 $Ra=1500$ değerinde, farklı X_{maks} değerleri için titreşimle Rayleigh-Bénard taşınımın kontrolünde akış alanları

- (a) Yalın Rayleigh-Bénard problemi, (b) $X_{\text{maks}}=0.05\mu\text{m}$, (c) $X_{\text{maks}}=0.1\mu\text{m}$,
 (d) $X_{\text{maks}}=0.2\mu\text{m}$ (e) $X_{\text{maks}}=0.3\mu\text{m}$, (f) $X_{\text{maks}}=0.4 \mu\text{m}$, (g) $X_{\text{maks}}=0.5 \mu\text{m}$,
 (h) $X_{\text{maks}}=1\mu\text{m}$, (i) $X_{\text{maks}}=3\mu\text{m}$, (i) $X_{\text{maks}}=5 \mu\text{m}$.

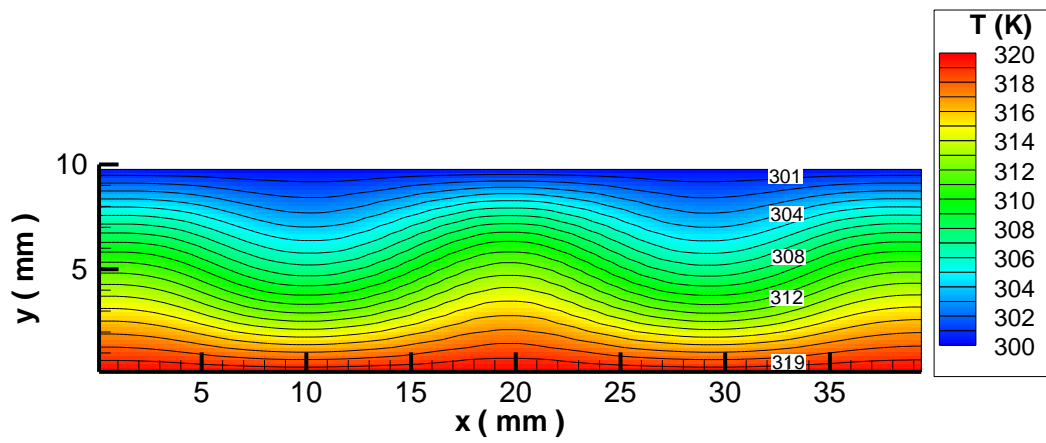
Şekil (6.2) incelendiğinde, $Ra=1500$ için akış alanı beklenildiği gibi Bénard çevrimlerinin yerine durağandır.

Bu durum kaldırma kuvvetine karşı etkiyen yerçekimi ivmesinin sistem içinde hala üstün olduğunu göstermektedir. Şekil (6.2)'de belirtilen akış alanları incelendiğinde, uygulanan titreşim sayesinde, taşınım çevrimleri ve bu çevrimlerin titreşimli akış ile etkileşimi sonucu gözlemlenen taşınım çevrimlerinin oluştuğu görülmüştür.

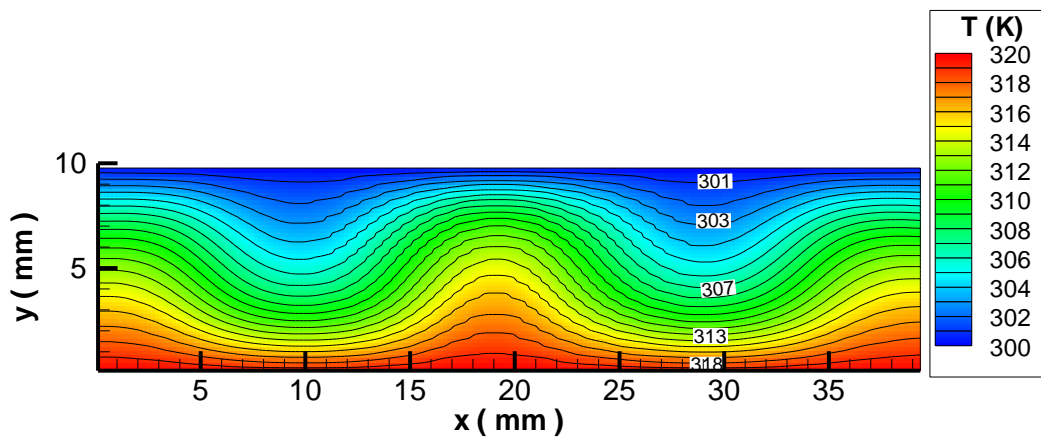
$Ra=1500$ için farklı yer değiştirme değerlerinde elde edilen sıcaklık dağılımları, Şekil (6.3)'de verilmiştir.



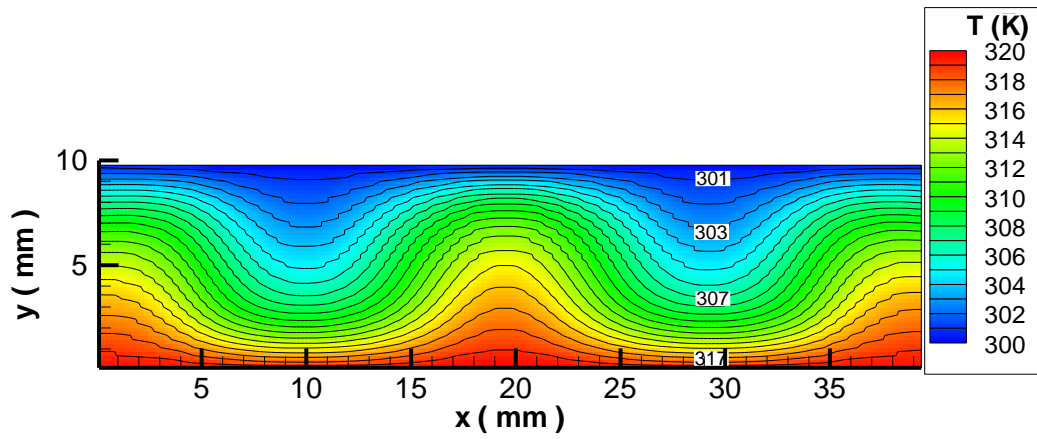
(a) Yalın Rayleigh-Bénard problemi



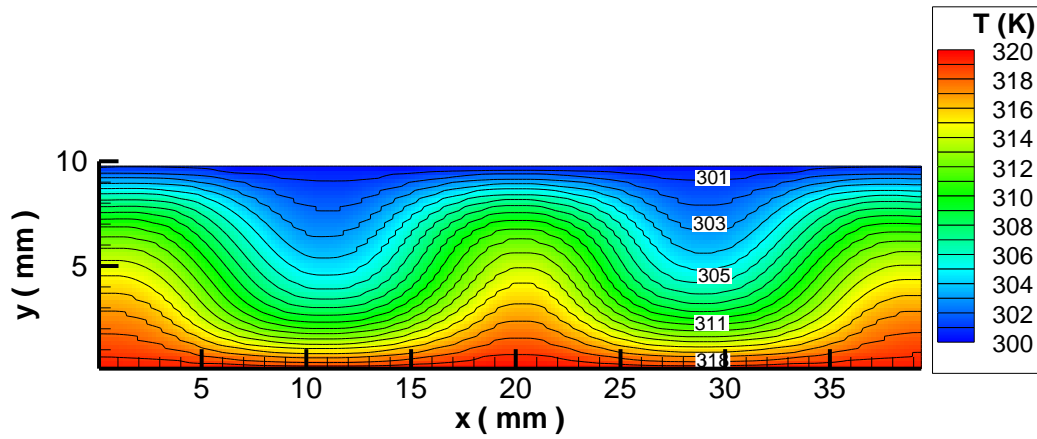
(b) $0.05 \mu\text{m}$



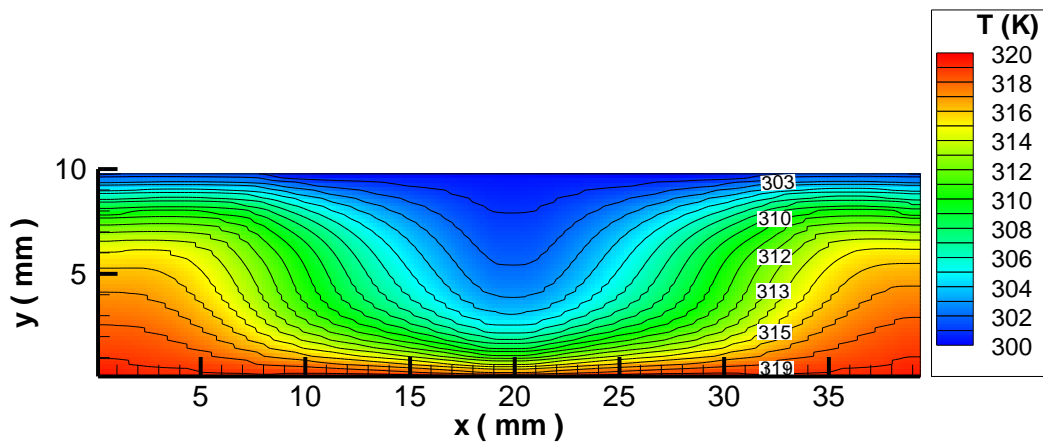
(c) $0.1 \mu\text{m}$



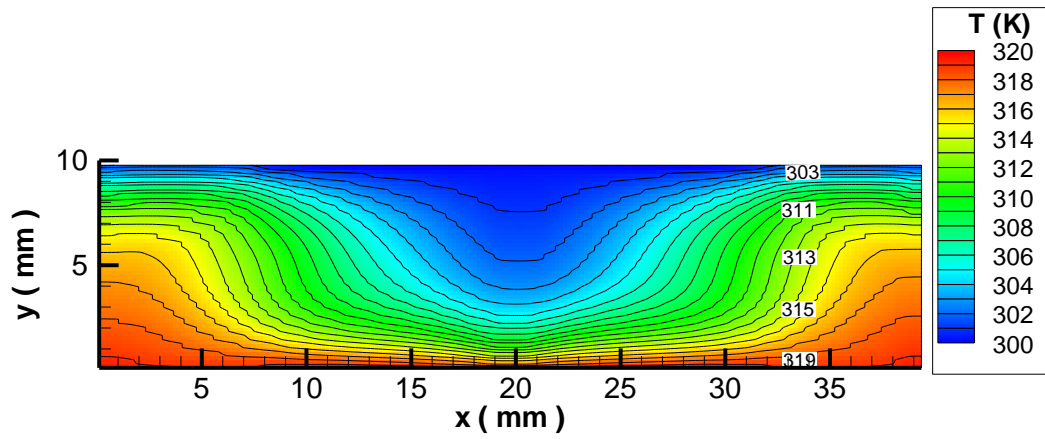
(d) $0.2 \mu\text{m}$



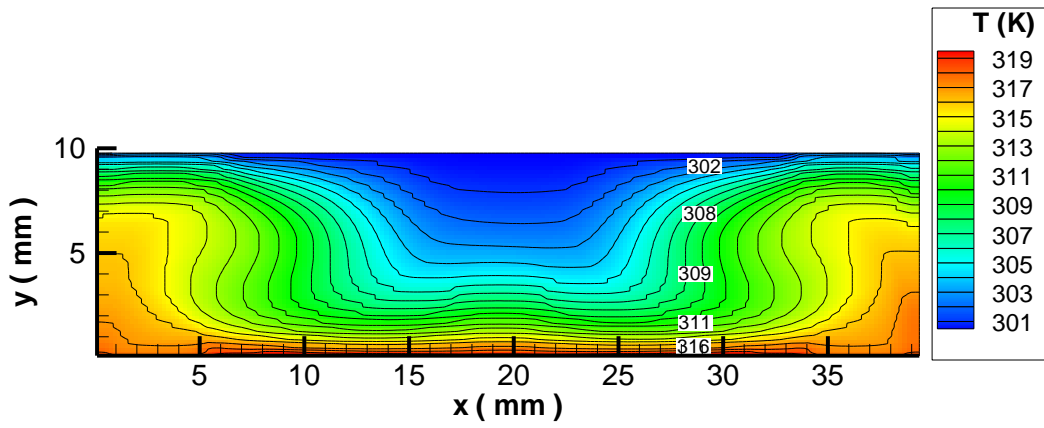
(e) $0.3 \mu\text{m}$



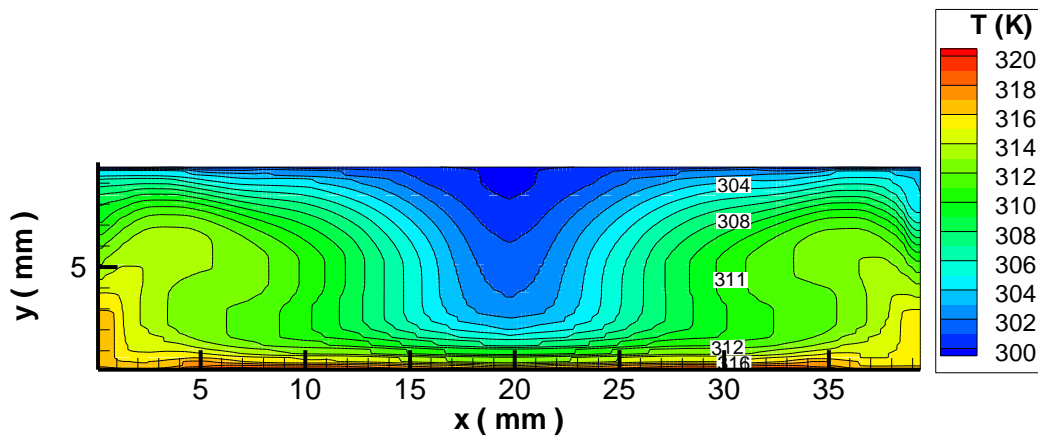
(f) $0.4 \mu\text{m}$



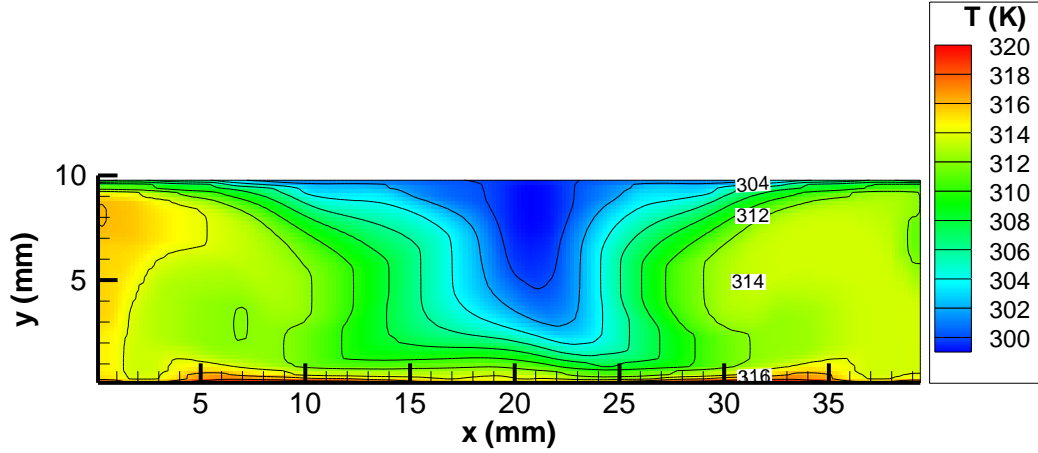
(g) $0.5 \mu\text{m}$



(h) $1 \mu\text{m}$



(i) $3 \mu\text{m}$



(i) $5 \mu\text{m}$

Şekil 6.3 $Ra=1500$ değerinde, farklı X_{maks} değerleri için titreşimle Rayleigh-Bénard taşınımının kontrolünde sıcaklık dağılımları

- (a) Yalın Rayleigh-Bénard problemi, (b) $X_{\text{maks}}=0.05\mu\text{m}$, (c) $X_{\text{maks}}=0.1\mu\text{m}$,
 (d) $X_{\text{maks}}=0.2\mu\text{m}$ (e) $X_{\text{maks}}=0.3\mu\text{m}$, (f) $X_{\text{maks}}=0.4\mu\text{m}$, (g) $X_{\text{maks}}=0.5\mu\text{m}$,
 (h) $X_{\text{maks}}=1\mu\text{m}$, (i) $X_{\text{maks}}=3\mu\text{m}$, (i) $X_{\text{maks}}=5\mu\text{m}$.

Şekil (6.3)'te sunulan farklı X_{maks} değerlerindeki sıcak dağılımları incelendiğinde, $Ra=1500$ için akış alanı beklenildiği gibi Bénard çevrimlerinin yerine durağan olması sebebiyle sıcaklık dağılımları da iletim ile ısı transferindeki sıcaklık dağılımı durumundadır. Bu durum kaldırma kuvvetine karşı etkiyen yerçekimi ivmesinin sistem içinde hala üstün olduğunu göstermektedir. Uygulanan titreşim durumunda, artan X_{maks} değerlerinde, taşınım çevrimleri ve bu çevrimlerin titreşimli akış ile etkileşimi sonucu gözlemlenen taşınım çevrimlerindeki sıcaklık dağılımları görülmüştür.

$Ra=1500$ için farklı yer değiştirme değerlerinde elde edilen akış alanlarında, alt duvardan transfer edilen ısı miktarları ve Nu sayıları Çizelge (6.1)'de sunulmuştur. $Ra=1500$ değerinde ısı transferi iletimle sağlandığından yalın Rayleigh-Bénard durumu için $Nu=1$ 'dir. Çizelge (6.1)'den de anlaşılacağı gibi, X_{maks} değeri arttıkça ısı transferi iletimden taşınım doğru geçmekte en nihayetinde ise, titreşimin etkin olduğu yüksek ısı transferi değerlerine ulaşılmaktadır.

Çizelge 6.1 $Ra=1500$ durumunda farklı duvar yer değiştirme değerleri için elde edilen alt duvardan ortalama ısı transferi (W) ve Nusselt sayıları

Duvar yer değiştirme miktarı	t=10 s. de alt duvardan transfer edilen periyod ortalamalı ısı miktarları (W)	t=10 s. de periyod ortalamalı Nu sayıları
5 μm	21.549	10.368
3 μm	13.657	6.571
1 μm	8.415	4.049
0.5 μm	5.701	2.743
0.4 μm	5.376	2.587
0.3 μm	2.971	1.429
0.2 μm	2.873	1.382
0.1 μm	2.595	1.249
0.05 μm	2.225	1.070
Yalnız Rayleigh-Benard	2.0785	1.000

Çizelge (6.1)'den de görüldüğü gibi arttırılan titreşim yer değiştirme değeri ile birlikte alt duvardan transfer edilen ısı miktarı ve Nu sayısı artmaktadır. Bu durum ısı transfer mekanizmasının iletim ile ısı transferinden taşınım ile ısı transferine geçmesinin doğal sonucudur. Yine daha önceki çalışma konfigürasyonlarındaki duruma benzer şekilde akış alanının 4 girdaplı yapıdan titreşimli akış alanına (2 girdaplı yapı) geçtiği X_{maks} değerinde ($X_{maks}=0.4 \mu\text{m}$) ısı transferi daha yüksek miktarda artmaktadır. Bu sonuçlar yardımıyla, titreşimli akış sayesinde istenilen ısı transferinin arttırılabileceği gösterilmiştir. Kritik Rayleigh sayısının titreşimle daha küçük değerlere çekilebileceği, taşınım geçişin bu yolla kontrol edilebileceği belirlenmiştir. Bu saha, ilave araştırmaların yapılmasına değer bir alan olarak belirmektedir.

BÖLÜM 7

7. SONUÇ VE DEĞERLENDİRME

Bu tez çalışmasında, öncelikli olarak sol duvardan ısıtılan sağ duvardan ise soğutulan doğal taşınım durumu ile daha sonra ise Rayleigh-Bénard taşınım ve yalın olarak titreşimli akış ile doğrulanan sayısal çözüm yöntemi ile mevcut bilgimize göre literatürdeki ilk çalışma olarak, titreşimli akış ile Rayleigh-Bénard taşınımın etkileşimi ve Rayleigh-Benard taşınımının titreşimle stabilite kontrolü incelenmiştir.

Yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınım problemi, literatürdeki birçok çalışmanın aksine hem taşınımında düşük sıcaklık farklarında çalışılmasını gerektirmesi sebebiyle hem de daha sonra eklenecek olan titreşimin etkisinin doğru çözümlenmesi adına Boussinesq yaklaşımı yerine Navier-Stokes denklemlerinin tamamen sıkıştırılabilir formu kullanarak çözülmüştür. Bu kısımda ayrıca, literatürde belirtilen Boussinesq yaklaşımının kullanım aralığının dışına çıkılarak çözümlenmeler de yapılmıştır. Bu çalışma durumlarında elde edilen sonuçlarda, 30K sıcaklık farkında Boussinesq yaklaşımı kullanılarak elde edilen literatür ile mevcut çalışma arasında Nu sayılarındaki farklılık artmaktadır. Bu durum, Gray ve Giorgini'nin çalışmasında da belirtildiği gibi [53] sıcaklık farkı 30K olan durumda Boussinesq yaklaşımı kullanımının doğru sonuçlardan farklı sonuçlar vereceğini de ispatlamıştır. Bu yönden, kullanılan sayısal yöntemin doğruluğunun da bir kez daha sağlandığını söylemek yanlış olmaz. Bununla birlikte, Boussinesq yaklaşımının geçerli olduğu aralıkta, 20K sıcaklık farkında, $Ra=5000$ değerinde ve $Ra=10000$ değerinde elde edilen sonuçlar literatürle uyum içindedirler.

Titreşimli akış ve Rayleigh-Bénard taşınımının etkileşiminin araştırıldığı problemlerde, $Ra=5000$ değeri için, çalışılan aralık için, X_{maks} değerinin artışı ile elde edilen ısı transfer miktarının arttığı görülmüştür. Bu durum akış alanlarının taşınım benzeri durumdan farklılaştığı duvar yer değiştirme değerinde de görülmektedir. $Ra=5000$

değeri için, akış alanının Rayleigh-Bénard taşınımından oldukça farklılaşmaya başladığı X_{maks} değeri olan $0.3 \mu\text{m}$ 'dan (Şekil 5.3.b) sonraki değerlerde ısı transferi artışı daha fazla olmaktadır. Örneğin $X_{maks}=0.2 \mu\text{m}$ değerinde alt duvardan transfer edilen ısı miktarı yalın olarak Rayleigh-Bénard taşınımına göre %14 civarında artış sağlanmakta, bu artış $X_{maks}=0.3 \mu\text{m}$ değerinde %21.8'e çıkmaktadır. Ancak akış alanının oldukça farklılaştığı değer olan $X_{maks}=0.4 \mu\text{m}$ değerinde ısı transferindeki artış %71.23 olmuştur.

$Ra=10000$ değeri için, beklenen duruma paralel olarak, Ra sayısı iki kat artırıldığında, kaldırma kuvveti arttığından titreşimin akış alanında etkin olmaya başladığı duvar yer değiştirme miktarı yükselmiştir. $Ra=5000$ durumunda akış $0.3 \mu\text{m}$ duvar yer değiştirmesinden sonra Rayleigh-Bénard taşınım akış alanına benzer yapıdan titreşimli akış yapısına geçiyorken, $Ra=10000$ durumunda bu geçiş $X_{maks}=0.5 \mu\text{m}$ değerinde gerçekleşmiştir. Bunun yanı sıra, Ra sayısının küçük olduğu durumda ($Ra=5000$), $X_{maks}=5 \mu\text{m}$ değerinde alt duvardan transfer edilen ısı miktarı 4.554 (W) 'tan 28.747 (W) değerine yükseltilebilirken, aynı X_{maks} değerinde $Ra=10000$ değeri için 5.280 (W) 'tan 16.738 (W) 'a yükseltilebilmiştir (Çizelge 5.4). Bu durum da yine Ra sayısı arttırıldıkça ısı transferi miktarını arttırmak için gereken duvar yer değiştirmesi (X_{maks}) değerinin de arttırılması gerektiğini ortaya koymuştur.

Genel olarak, duvar yer değiştirme değeri, X_{maks} , arttıkça, basınç dalgalarının genlikleri artmaktadır. Bunun sonucunda ise, daha yüksek basınç genliğine sahip durumlarda, kapalı hacim içindeki akışkan daha yüksek hızlara sahip olmakta ve hız değerlerindeki bu artış, alt duvardan transfer edilen ısı miktarında da artışı sağlamaktadır.

Elde edilen akış alanları ve alt duvardan transfer edilen ısı miktarları karşılaştırıldığında bazı eşik değerlerinde akış alanının önemli değişikliğe uğradığı ve ısı transfer değerlerinin de yine bu eşik değerlerinde oldukça arttığı gözlemlenmiştir. Bu durumun sebebini araştırmak için kaldırma kuvvetinin viskoz kuvvetlere oranı olan Grashof sayısı ve atalet kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere oranı olan Reynolds sayısının karesinin birbirine oranı karşılaştırılmıştır. Çalışılan her iki Rayleigh sayısı için, son periyotta ortalama hızlar ile bulunan Reynolds sayıları ve Richardson sayıları incelenmiştir. Bu çizelgedeki veriler ışığında, duvar yer değiştirme miktarına (X_{maks}) bağlı olarak Re değerlerinin arttığı ve bunun sonucunda da Ri sayılarının da artan X_{maks} değeri ile birlikte azaldığı görülmektedir. Bu durum artan X_{maks} değeri ile birlikte akışın doğal taşınımından öncelikli olarak karışık taşınımına daha sonra ise özellikle Gr değerinin daha düşük olduğu $Ra=5000$ değerinde, zorlanmış taşınımına geçtiğini göstermektedir. Bu durum, ısı transferi miktarlarındaki artışı ve akış alanlarındaki değişimi de açıklamaktadır. Ri sayısının incelenmesinden çıkarılacak bir diğer sonuç ise, yine titreşimin düşük Gr değerine sahip $Ra=5000$ durumunda, ısı transfer miktarını niçin daha fazla arttırdığının da cevabıdır. $Ra=10000$ durumunda, $X_{maks}=5 \mu m$ değerinde Ri sayısı incelendiğinde akışın karışık taşınım ile ısı transfer ettiği söylenebilir. Ancak aynı duvar yer değiştirme değerinde $Ra=5000$ durumunda ısı transfer mekanizması doğal taşınımından zorlanmış taşınımına geçmiştir.

Rayleigh-Bénard taşınım ile titreşimli akışın etkileşiminin incelendiği bu bölümde ayrıca rezonans durumunun dışında titreşimin etkisi de frekans değerini değiştirerek incelenmiştir. Rezonans durumunun olduğu, $L = \lambda/2$ yerine $L = 5\lambda/8$ değeri için hesaplanan frekans ile alınan sonuçlarda, $Ra=5000$ değeri için aynı çözüm ağı yapısı ve duvar yer değiştirme değerleri kullanılmıştır. Frekans değeri ve rezonans durumu olan 2893 Hz değerinden 3616 Hz değerine çıkarılmış diğer deyişle % 25 oranında arttırılmıştır. Ancak sonuçlardan da anlaşılacağı üzere rezonans durumu bozulduğu için ısı transfer miktarları azalmıştır. Bu nedenle rastgele titreşimlerden oluşan sistemler için, Rayleigh-Bénard taşınım ile etkileşim mekanizmasının farklı olduğu sonucu çıkarılabilir.

Tez kapsamında çalışılan bir başka durum, ilgili bölümlerde bahsedilen eşik Ra sayısından küçük Ra sayısına sahip bir sisteme yine farklı duvar yer değiştirmelerinde titreşim uygulanarak, doğal olarak iletim ile ısı transferine sahip olan sistemde taşınım çevrimleri oluşturulup taşınım ile ısı transferine geçişin sağlanıp sağlanamayacağını araştırılmasıdır. İncelenen bu duruma ilişkin sonuçlar ışığında, titreşim sayesinde, taşınım çevrimleri ve bu çevrimlerin titreşimli akış ile etkileşimi sonucu gözlemlenen çevrimlerin oluştuğu görülmüştür. Yine daha önceki çalışma konfigürasyonlarına benzer şekilde, artan X_{maks} değeri ile akış alanı 4 girdaplı yapıdan ve titreşimin etkin olduğu yapıya (2 girdaplı yapı) geçmektedir. Titreşim sayesinde ısı transfer mekanizmasının değiştiği eşik duvar yer değiştirme değeri, iletimden taşınım çevrimlerinin gözlemlenebildiği yapıya geçiş için $X_{maks}=0.05 \mu m$ ve daha büyük değerlerde ve titreşimin tekrar olduğu (2 girdaplı yapı) için, $X_{maks}=0.4 \mu m$ değerindedir.

Bu tez çalışmasının devamı olarak, daha farklı uzunluk-yükseklik oranlarında çalışılarak elde edilen tüm sonuçların, oluşturulan hipotezleri doğrular yönde olup olmadığı araştırılmalıdır. Ayrıca, farklı uzunluk-yükseklik oranlarında çalışma yapılması, sıcaklık gradyanlarının olmadığı durum ve olduğu durum için akustik akımlamanın gözlemlenebilmesi için duvar yer değiştirme verisine karşı uzunluk-yükseklik oranları verileri ile elde edilebilecek olan haritayı genişletmek açısından da faydalı olacaktır. Bunun yanı sıra, deneysel olarak daha çok çalışılan geometri tipi olan silindirik koordinatlarda çözüm bulabilecek şekilde yazılan sayısal kodun değiştirilmesi ve silindirik koordinatlarda elde edilebilecek sonuçların literatürde bulunabilecek deneysel verilerle karşılaştırılması da yine bahsi geçen hipotezlerin doğruluğunun sağlanması açısından faydalı olacaktır.

KAYNAKLAR

- [1] A. Bergles, Enhanced Heat Transfer: endless frontier or mature and routine J. Enhanced Heat Transfer, 6 (2-4), 79-88, 1999.
- [2] Webb, R.L., Kim, N.H., Principles of Enhanced Heat Transfer, 2nd Edition, *Taylor & Francis*, New York, 2005.
- [3] Kakaç S., Pramuanjaroenkij A., Review of convective heat transfer enhancement with nanofluids, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 52, 3187-3196, 2009.
- [4] Laohalertdecha S., Naphon P., Wongwises S., A review of electrohydrodynamic enhancement of heat transfer, *Renewable Rustainable Energy Rev.*, 11, 858-876, 2007.
- [5] Allen P., Karayiannis T., Electrohydrodynamic enhamncement of heat transfer and fluid flow, *Heat Recovery Syst. CHP*, 15, 389-423, 1995.
- [6] Oyakawa K., Umeda A., Islam M.D., Saji N., Matsuda S., Flow structure and heat transfer of impingement jet, *Heat Mass Transfer* 46, 53-61, 2009.
- [7] Horacek B., Kiger K., Kim J., Single nozzle spray cooling heat transfer mechanisms, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 48, 1425-1438, 2005.
- [8] Kim J., Spray cooling heat transfer: the state of the art, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 28, 753-767, 2007.
- [9] Legay M., Gondrexon N., Person S.L., Boldo P., Bontemps A., Enhancement of heat transfer by ultrasound: review and recent advances, *Int. Chem. Eng.*, 2011.
- [10] Y.Q. Fua,b,*, J.K. Luob,c, X.Y. Dub, A.J. Flewittb, Y. Lid, G.H. Markxa, A.J. Waltond, W.I. Milneb, Recent developments on ZnO films for acoustic wave based bio-sensing and microfluidic applications: a review, *Sensors and Actuators B*, 143, 606–619, 2010.
- [11] Surti T., Fossum N., Golubev V., Mankbadi M., Nakhla H., Navier-Stokes Simulations of Acoustic Streaming for Flow Control and Micro Propulsion, *Proceedings of 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, 4 - 7 January 2010, Orlando, Florida.
- [12] Go J., S., Design of a microfin array heat sink using flow-induced vibration to enhance the heat transfer in the laminar flow regime, *Sensors and Actuators A*, 105, 201-210, 2003.

- [13] Rott N., Thermoacoustics, *Advances in Applied Mechanics*, 20, 135-175, 1980.
- [14] Rayleigh L., On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the other side, *Phil.Mag.* 32, 529-546, 1916.
- [15] Pellew, A. Southwell, R.V., On maintained convective motions in a fluid heated from below. *Proc. Roy. Soc. London A*, 176, 312-343, 1940.
- [16] Chandrasekhar, S., *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford, *Clarendon Press*, 1961.
- [17] Koschmieder, E.L., *Benard Cells and Taylor Vortices*, *Cambridge University Press*, 1993.
- [18] Vahl Davis G.De, Natural convection of air in a square cavity a bench mark numerical solution, *Int. J. for Numer. methods in fluids*, 3, 249-264, 1983.
- [19] Vahl Davis G.De, Jones I.P., Natural convection in a square cavity a comparison exercise, *Int. J. for Numer. methods in fluids*, 3, 227-248, 1983.
- [20] Markatos N.C., Pericleous K. A., laminar and turbulent natural convection in enclosed cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 27, 775-772, 1984.
- [21] Hortmann M., Peric M., Scheuerer G., Finite Volume Multigrid Prediction of laminar Natural Convection: Benchmark Solutions, *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, 11, 189-207, 1990.
- [22] Darbandi M., Hosseinizadeh S. F., A General Strategy to Include Density Variation in Incompressible Algorithms, *J. Thermophysics Heat Transfer*, 39, 372-380, 2003.
- [23] Darbandi M., Hosseinizadeh S. F., A Two-Step Modification toward Implementing Compressible Source Terms in Low Compressible Flows, *J. Aerospace Sci. Technol.*, 2, 37-44, 2005.
- [24] Heuveline V., On Higher-order Mixed FEM for low Mach number flows: application to a natural convection benchmark problem, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 41, 1339-1356, 2003.
- [25] Benard H., Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide. *Rev. Gen. Sciences Pure Appl.* 11, 1261-1271, 1900.
- [26] H.Jeffreys, Some cases of instability in Fluid Motion, *Proc. Roy. Soc. (London) A* 118, 195, 1928.
- [27] Mukutmoni D., Yang K. T., Thermal convection in small enclosures: an atypical bifurcation sequence, *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 38, 113-126, 1995.

- [28] Gollub J. P., Benson S. V., Many routes to turbulent convection, *Journal of Fluid Mechanics*, 100(3), 449-470, 1980.
- [29] Stella F, Bucchignani E., Rayleigh-Benard convection in limited domains: Part 1-Oscillatory Flow, *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 36,1, 1-16, 1999.
- [30] Bucchignani E, Stella F., Rayleigh-Benard convection in limited domains: Part 2-Transition to Chaos, *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 36.1, 17-34, 1999.
- [31] Busse F.H., The stability of finite amplitude cellular convection and its relation to an extremum principle, *J. Fluid Mech.*, 30, 625-649, 1967.
- [32] Busse F.H., Clever R.M., Instabilities of convection rolls in a fluid of moderate Prandtl number, *J. Fluid Mech.*, 91, 319-335, 1979.
- [33] Kessler R., Nonlinear transition in three-dimensional convection, *J. Fluid Mech.*, 174, 357-379, 1987.
- [34] Kirchartz, K., Oertel H., Three dimensional thermal cellular convection in rectangular boxes, *J. Fluid Mech.*, 192, 249-286, 1988.
- [35] Martinet, B., Haldenwang, P., Labrose, G., Payan,-J. C., Payan, R., selection des structures dans l'instabilite de Rayleigh-Benard. *Compt. Rend. Ser. II*, 299, 755-758, 1984.
- [36] Motsay, R.W., Anderson K.E., Behringer R.P., The onset of convection and turbulence in rectangular layers of normal liquid He. *J. Fluid Mech.*, 189, 263-286, 1988.
- [37] Boeck, T., Thess A., Bénard-Marangoni convection at low Prandtl numbers, *J. Fluid Mech.*, 399, 251-275, 1999.
- [38] Kenjeres S., Hanjalic K., Convective rolls and heat transfer in finite-length Rayleigh-Bénard convection: A two-dimensional numerical study, *Phys. Rev E.*, 62, 7987-7998, 2000.
- [39] Trainoff S. P., Cannell D. S., Physical optics treatment of the shadowgraph, *Phys. Fluids*, 14, 1340-1363, 2002.
- [40] Mishra D., Muralidhar K., Munshi P., Experimental study of Rayleigh-Bénard convection at intermediate Rayleigh numbers using interferometric tomography, *Fluid Dyn Res.*, 25, 231, 1999.
- [41] B. Martinet, R. J. Adrian, Rayleigh-Bénard convection : experimental study of time-dependent instabilities, *Experiments in Fluids*, 6, 316-322, 1988.

- [42] Y. Hu, W. Pesch, G. Ahlers, R.E. Ecke, Convection under rotation for Prandtl numbers under 1: Küppler- Lortz instability, *Phys. Rev. E.*, 58, 5821-5833, 1998.
- [43] Lir J.T., Lin T.F., Visualisation of roll patterns in Rayleigh-Bénard convection of air in a rectangular shallow cavity, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 44, 2889-2902, 2001.
- [44] Zhou Y., Zhang R., Staroselsky I., Chen H., Numerical simulation of laminar and turbulent buoyancy-driven flows using a lattice Boltzmann based algorithm, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 44, 4869-4879, 2004.
- [45] Kao, P.-H., Yang R.-J., Simulating oscillatory flows in Rayleigh-Bénard Convection using the Lattice-Boltzmann method, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 50, 3315- 3328, 2007.
- [46] Tzeng P. Y., Liu M. H., Influence of number of simulated particles on DSMC modeling of micro-scale Rayleigh-Bénard flows, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 48, 2841- 2855, 2005.
- [47] Bird G. A., *Molecular gas dynamics and Direct simulation of Gas flow*, *Clarendon Press*, Oxford, NY, 1994.
- [48] Shen B., Zhang P., Rayleigh-Bénard convection in a supercritical fluid along its critical isochore in a shallow cavity, *Int. J. Heat Mass Trans.*, 55, 7151-7165, 2012.
- [49] Corcione M., Rayleigh-Bénard convection heat transfer in nanoparticle suspensions, *International J. of Heat and Fluid Flow*, 32, 65-77, 2011.
- [50] Bau H. H., Control of Marangoni-Bénard convection, *Int. J. Heat Mass Transfer.*, 42, 1327-1341, 1999.
- [51] Tang J., Bau H.H., Experiments on the stabilization of the no-motion state of a fluid layer heated from below and cooled from above, *J. Fluid Mech.*, 363, 153-171, 1998.
- [52] Soong C.Y., Tzeng P.Y., Chiang D.C., Sheu T.S., Numerical study on mode-transition of natural convection in differentially heated inclined enclosures, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39, 2869-2882, 1996.
- [53] Gray D. D., Giorgini A., The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 19, 545-551, 1976.
- [54] Paolucci S., Chenoweth D. R., Departures from the Boussinesq approximation in laminar Benard convection, *Phys. Fluids*, 30, 1561-1564.

- [55] Fröhlich J., Laure P., Peyret R., Large departures from Boussinesq approximation in the Rayleigh-Bénard problem, *Phys. Fluids A.*, 4, 1355-1372, 1992.
- [56] Ahlers G., Araujo F. F., Funfschilling D., Grossmann S., Lohse D., Non-Oberbeck-Boussinesq effects in gaseous Rayleigh-Bénard convection, *Phys. Rev. Letters*, 98, 054501-1-054501-4, 2007.
- [57] Zhang J., Childress S., Libchaber A., Thermal convection with broken symmetry, *Phys. Fluids*, 9, 1034- 1042, 1997.
- [58] Robinson F., Chan K., Non-Boussinesq simulations of Rayleigh-Bénard convection in a perfect gas, *Phys Fluids*, 16, 1321-1333, 2004.
- [59] Reddy P. V., G.S.R.L. Narasimham., S. V. R. Rao, Johny T., Kasiviswanathan K.V., Non-Boussinesq conjugate natural convection in a vrtical annulus, *Int. Comm. Heat and Mass Trans.*, 37, 1230-1237, 2010.
- [60] Nyborg, W. L., *Physical Acoustics*, Vol. 2B, edited by W. P. Mason *Academic, New York*, 265–331, 1965.
- [61] Lord Rayleigh, On the circulation of air observed in Kundt's tubes, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser.*, A175, 1-21, 1884.
- [62] H. Schlichting, Calculation of plane periodic boundary-layer streaming, *Physik Zeitschr*, 33, 327-335, 1932.
- [63] P. J. Westervelt, The theory of steady rotational flow generated by a sound field, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25, 60-67, 1953.
- [64] Nyborg, W. L., Acoustic streaming due to attenuated plane waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25, 68-75, 1953.
- [65] W. L. Nyborg, Acoustic streaming near a boundary, *J. Acoust. Soc. Am*, 30, 329-339, 1958.
- [66] Andres, J.M., Ingard, U., Acoustic streaming at low Reynolds numbers, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25, 932–938, 1953.
- [67] Andres, J.M., Ingard, U., Acoustic streaming at high Reynolds numbers, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25, 928–932, 1953.
- [68] Aktaş M, K., Thermoacoustically Induced and Acoustically Driven Flows and Heat Transfer in Enclosures, *Doktora Tezi, Department of Mechanical Engineering and Mechanics, Drexel University*, 2004.

- [69] Merkli, P., Thomann, H., Transition to turbulence in oscillating pipe flow, *J. Fluid Mech.*, 68(3), 567–575, 1974.
- [70] Vainshtein, P., Fichman, M., Gutfinger, C., Acoustic enhancement of heat transfer between two parallel plates, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 38(10), 1893–1899, 1995.
- [71] Hamilton, M.F., Ilinskii, Y.A., Zabolotskaya, E.A., Acoustic streaming generated by standing waves in two-dimensional channels of arbitrary width, *J. Acoust. Soc. Am.*, 113, 153–160, 2003.
- [72] Hamilton, M.F., Ilinskii, Y.A., Zabolotskaya, E.A., Thermal effects on acoustic streaming in standing waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, 114, 3092–3101, 2003.
- [73] Qi, Q., The effect of compressibility on acoustic streaming near a rigid boundary for a plane traveling wave, *J. Acoust. Soc. Am.*, 94, 1090–1098, 1993.
- [74] Aktaş, M.K., Farouk, B., Numerical simulation of acoustic streaming generated by finite-amplitude resonant oscillation in an enclosure, *J. Acoust. Soc. Am.*, 116, 2822–2831, 2004.
- [75] Nabavi, M., Siddiqui, M.H.K., Dargahi, J., Analysis of regular and irregular acoustic streaming patterns in a rectangular enclosure, *Wave motion*, 46, 312–322, 2009.
- [76] Aktaş, M. K., Özgümüş T., The effect of acoustic streaming on thermal convection in an enclosure with differentially heated horizontal walls, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 53, 5289–5297, 2010.
- [77] Tajik B., Abbasi A., Saffar-Avval M., Abdullah A., Mohammad-Abadi H., Heat transfer enhancement by acoustic streaming in a closed cylindrical enclosure filled with water, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 60, 230–235, 2013.
- [78] Oran E.S., Boris J. P., Numerical simulation of reactive Flows, *Cambridge University Press*, Cambridge, England, 2000.
- [79] Boris, J.P., Landsberg, A.M., Oran, E.S., Gardner, J.H., LCPFCT – Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations, Naval Research Laboratory, Washington D.C., 1993.
- [80] Boris JP, Book DL. Flux-corrected transport I. SHASTA, a fluid transport algorithm that works, *J Comput Phys*. 1973, 11(1), 38–69. Bu makale en çok atıf alan NRL makalesi olmuş ve tekrar basılmıştır. August 1997 special 25th anniversary edition of, *J Comput Phys* 1997, 135(2), 172–86, August 1997.

- [81] Patnaik G, Boris JP, Grinstein FF, Iselin JP, Hertwig D. Large scale urban simulations with FCT. In: Kuzmin D, Lohner R, Turek S, Flux-corrected transport: principles, algorithms, and applications, *Berlin: Springer-Verlag*, 91–117, 2005.
- [82] Grinstein FF, Fureby C., On monotonically integrated large eddy simulation of turbulent flows based on FCT algorithms. In: Kuzmin D, Löhner R, Turek S, Flux-corrected transport: principles, algorithms, and applications. *Berlin: Springer-Verlag*, 79–104, 2005.
- [83] Boris J.P., Flux-Corrected transport looks at forty, *Computers & Fluid*, 84, 113-126, 2013.
- [84] Poinso T.J., Lele S.K., Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows, *J. Comput. Phys*, 101, 104–129, 1992.
- [85] Beranek Leo L., [1954] *Acoustics*, *American Institutes of Physics Inc.*, Woodbury, New York.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, adı : ÇETİNDAG, Semih
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 03.07.1988 Bursa
Medeni Hali : Bekar
Telefon : +90 (0535) 877 72 87
e-mail : semihcetindag@gmail.com

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet Tarihi
Lisans	Hacettepe Üniversitesi/Nükleer Enerji Müh.	2012

İş Deneyimi

Yer	Görev
2012-2014 TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üni. Makine Müh. Bölümü	Araştırma Görevlisi

Yabancı Dil

İngilizce

Yayınlar

Ulusal ve Uluslararası Kongre Bildirileri

1. AKTAŞ, M. K., ÇETİNDAG S., Interaction of Rayleigh-Bénard Convection and Oscillatory flows, IHTC-15, International Heat Transfer Congress, Kyoto, Japan, August 10-15, 2014.
2. ÇETİNDAG S., AKTAŞ, M. K., Numerical Simulation of Rayleigh-Bénard Convection: Effect of Vibrating Sidewall, WCE-2014, ICME, World Congress on Engineering, London, United Kingdom, July 2-4, 2014.

3. ÇETİNDAG S., AKTAŞ, M. K., Interaction of Rayleigh-Bénard convection and oscillatory flows, CONV-14: Int. Symp. on Convective Heat and Mass Transfer, Turkey, June 8-13, 2014.
4. ÇETİNDAG S., AKTAŞ, M. K., Rayleigh-Bénard taşınım ile titreşimli akışın etkileşiminin sayısal olarak incelenmesi, 19. Ulusal Isı Bilimi ve Tekniği Kongresi, Samsun 19 Mayıs Üniversitesi, Samsun, 9-12 Eylül, 2013.