

**AKUSTİK TİTREŞİMLER İLE OLUŞTURULAN İKİNCİ MERTEBE
GİRDAPLARIN KAPALI BİR ORTAM İÇERİSİNDEKİ ISI
AKTARIMINA ETKİLERİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ**

TÜRKÜLER ÖZGÜMÜŞ

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNE MÜHENDİSLİĞİ**

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

AĞUSTOS 2009

ANKARA

Türküler ÖZGÜMÜŞ tarafından hazırlanan AKUSTİK TİTREŞİMLER İLE OLUŞTURULAN İKİNCİ MERTEBE GİRDAPLARIN KAPALI BİR ORTAM İÇERİSİNDEKİ ISI AKTARIMINA ETKİLERİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ isimli bu tezin Yüksek Lisans tezi olarak uygun olduğunu onaylarım.

Yrd. Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ

Tez Yöneticisi

Bu çalışma, jürimiz tarafından oy birliği / oy çokluğu ile Makine Mühendisliği Anabilim Dalında Yüksek lisans tezi olarak kabul edilmiştir.

Başkan: : Prof. Dr. Ünver KAYNAK _____

Üye : Prof. Dr. Nuri YÜCEL _____

Üye : Yrd. Doç. Dr. Murat K. AKTAŞ _____

Tarih : 28 / 08 / 2009

Bu tez, TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü tez yazım kurallarına uygundur.

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.

.....

Türküler ÖZGÜMÜŞ

Üniversitesi : TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi
Enstitüsü : Fen Bilimleri
Anabilim Dalı : Makine Mühendisliği
Tez Danışmanı : Yrd. Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ
Tez Türü ve Tarihi : Yüksek Lisans – Ağustos 2009

Türküler ÖZGÜMÜŞ

**AKUSTİK TİTREŞİMLER İLE OLUŞTURULAN İKİNCİ MERTEBE
GİRDAPLARIN KAPALI BİR ORTAM İÇERİSİNDEKİ ISI
AKTARIMINA ETKİLERİNİN SAYISAL OLARAK İNCELENMESİ**

ÖZET

Bu çalışmada ses alanı uygulanan dikdörtgen bir kapalı alan içerisindeki hava içinde oluşan ikinci mertebe girdapların oluşumu ve kapalı alan içerisindeki ısı aktarımına etkileri sayısal olarak incelenmiştir. Akustik dalgalar, kapalı alanın sol duvarının titreşim hareketiyle oluşturulmuştur. İncelenen taşınım problemini modellemek için Navier – Stokes denklemlerinin tamamen sıkıştırılabilir formu kullanılmıştır. Kapalı alan içerisinde dalga alanının oluşumu ve buna bağlı olarak içerideki akışın oluşumu tamamıyla hesaplanmaktadır. Dalga alanının viskoz etkilerle etkileşimi ve ikinci dereceden girdap yapılarının oluşumu verilen periyot boyunca alınan sonuçların zaman ortalamaları alınarak gösterilmektedir. Alt ve üst duvarların ısıtılması ile kapalı alan içerisindeki ısı aktarımının akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdaplardan nasıl etkilendiği hesaplanmıştır. Sonuçta, kapalı alan içerisinde akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdap hareketinin süresiz rejimde ısı aktarımını önemli ölçüde etkilediği belirlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdaplar, Duran dalga, FCT, Zorlanmış taşınımlı ısı aktarımı.

University : TOBB Economics and Technology University
Institute : Institute of Natural and Applied Sciences
Science Programme : Mechanical Engineering
Supervisor : Assistant Prof. Dr. Murat Kadri AKTAŞ
Degree Awarded and Date : M.Sc. - August 2009

Türküler ÖZGÜMÜŞ

**NUMERICAL INVESTIGATION OF THE EFFECTS OF ACOUSTIC
STREAMING ON HEAT TRANSFER IN AN ENCLOSURE**

ABSTRACT

Formation of acoustic streaming and its effects on heat transfer in an air-filled rectangular enclosure that exposed to sound field were investigated numerically. Sound field in enclosure was provided by a vibrational left wall of the enclosure. To model the transport phenomena for the problem under investigation the fully compressible form of Navier – Stokes equations was considered. The formation of the wave field in the enclosure and resulting flow formation were completely calculated. Interactions between wave field and viscous effects and the formation of acoustic streaming were demonstrated with taking the time averages of results that obtained in the given period. With heated top and bottom walls, the effects of acoustic streaming on the heat transfer in the enclosure were investigated. In conclusion, under transient conditions, acoustic streaming motion significantly affects heat transfer in the enclosure.

Keywords: Acoustic Streaming, Standing Wave, FCT, Forced Convection Heat Transfer.

TEŞEKKÜR

Bu alıŐma 106M341 proje nolu “Akustik Titreşimler ile Oluşturulan İkinci Mertebe Vortekslerin Kapalı Bir Ortam İinde Isı Transferine Etkileri” baŐlıklı TÜBİTAK projesi kapsamında desteklenmiŐtir. ÇalıŐmalarım boyunca değerli yardım ve katkılarıyla beni yönlendiren hocam Yrd. Doç. Dr. Murat Kadri AKTAŞ’a, yine kıymetli tecrübelerinden faydalandığım TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi Makine Mühendisliği Bölümü öğretim üyelerine teŐekkürü bir borç bilirim. Ayrıca bu süreç boyunca desteklerini esirgemeyen aileme ve asistan arkadaşlarıma da teŐekkürlerimi sunarım.

İÇİNDEKİLER

	Sayfa
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	v
TEŞEKKÜR.....	vi
İÇİNDEKİLER	vii
ÇİZELGELERİN LİSTESİ.....	x
ŞEKİLLERİN LİSTESİ	xi
KISALTMALAR	xiii
SEMBOL LİSTESİ.....	xv
BÖLÜM 1	1
1. GİRİŞ	1
BÖLÜM 2	9
2. LİTERATÜRDE AKUSTİK TİTREŞİMLER İLE OLUŞTURULAN İKİNCİ MERTEBE GİRDAPLAR	9
2.1. Akustik Titreşimler ile Oluşturulan İkinci Mertebe Girdaplar	9
2.2. Sıcaklık Gradyanının Akustik Titreşimler ile Oluşturulan İkinci Mertebe Girdaplara Etkileri	13
2.3. Akustik Titreşimler ile Oluşturulan İkinci Mertebe Girdapların Isı Aktarımına Etkileri.....	15
2.4. Araştırma Gereksinimleri	17
2.5. Amaçlar	18
BÖLÜM 3	20
3. MATEMATİKSEL MODEL VE SAYISAL YÖNTEM.....	20

3.1. Genel Bakış.....	20
3.2. Temel Denklemler.....	20
3.3. Sayısal Yöntem	22
3.3.1. Akı-Düzeltilmeli Taşınım Algoritması	23
3.3.2. LCPFCT Hesaplama Prosedürü	27
3.3.3. Sınır Koşulları	30
BÖLÜM 4	32
4. AKUSTİK TİTREŞİMLER İLE OLUŞTURULAN İKİNCİ MERTEBE GİRDAPLARIN OLUŞUMUNUN SAYISAL BENZETİMİ.....	32
4.1. Giriş.....	32
4.2. Problem	33
4.3. Sonuçlar ve Tartışma.....	35
4.3.1. Akustik Titreşimler ile Oluşturulan İkinci Mertebe Girdapların Oluşumu	35
BÖLÜM 5	54
5. SICAKLIK GRADYANININ AKUSTİK ETKİYLE OLUŞTURULAN İKİNCİ MERTEBE GİRDAPLARA ETKİSİNİN İNCELENMESİ	54
5.1. Giriş.....	54
5.2. Problem	54
5.3. Sonuçlar ve Tartışma.....	55
5.3.1. Düşey Sıcaklık Gradyanının Düzenli İkinci Mertebe Girdaplara Etkileri.....	55
5.3.2. Düşey Sıcaklık Gradyanının Düzensiz İkinci Mertebe Girdaplara Etkileri.....	65

BÖLÜM 6	76
6. AKUSTİK TİTREŞİMLER İLE OLUŞTURULAN İKİNCİ MERTEBE GİRDAPLARIN KAPALI BİR ALAN İÇERİSİNDEKİ ISI AKTARIMINA ETKİLERİNİN İNCELENMESİ	76
6.1. Giriş.....	76
6.2. Problem Tanımı.....	76
6.3. Sonuçlar ve Tartışma.....	77
BÖLÜM 7	95
7. SONUÇLAR	95
KAYNAKLAR	98
EKLER.....	103
ÖZGEÇMİŞ	118

ÇİZELGELERİN LİSTESİ

Çizelge	Sayfa
Çizelge 4.1. İkinci mertebe girdapların oluşumunda incelenen durumlar	35
Çizelge 4.2. İncelenen durumlar için hızların değişimi	53
Çizelge 5.1. Sıcaklık gradyanının ikinci mertebe girdaplara etkileri için incelenen durumlar	55
Çizelge 6.1. İncelenen durumlar	77
Çizelge 6.2. İkinci mertebe girdapların ısı aktarımına etkileri	94

ŞEKİLLERİN LİSTESİ

Şekil	Sayfa
Şekil 1.1. H yüksekliğindeki bir kanal içerisindeki duran bir ses dalgasının şematik gösterimi	1
Şekil 1.2. Kanal içerisindeki girdap akışlarının görünümü	2
Şekil 1.3. H yüksekliğindeki kanal içerisinde akustik etkiyle oluşturulan ikinci merteye girdap akışının analitik çözümünden elde edilen akış alanı	4
Şekil 1.4. Akustik kompresör	6
Şekil 1.5. Termoakustik soğutucu	7
Şekil 3.1. Akış Şeması	27
Şekil 4.1. Problem Geometrisi	32
Şekil 4.2. 101x101'lik hesaplama ızgarası	33
Şekil 4.3. Anlık akış alanları (Durum-1)	37
Şekil 4.4. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum-1)	38
Şekil 4.5. $x = 3L/4$ 'te ikinci merteye girdap u-hızının yükseklikle değişimi	39
Şekil 4.6. 25. akustik periyot sırasında $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında, kapalı alanın simetri eksenini boyunca: (a) basınç, (b) u-hızı dağılımları	40
Şekil 4.7. Kapalı alanın sağ duvarının orta noktasında basıncın zamanla değişimi (Durum-1)	41
Şekil 4.8. İkinci merteye girdap hızının (a) u-bileşeninin $x = 3L/4$ 'te, (b) v-bileşeninin $x = L/2$ 'de y-yönünde değişimi (Durum -1)	42
Şekil 4.9. a) $\omega t = 0$, b) $\omega t = \pi/2$, c) $\omega t = \pi$, d) $\omega t = 3\pi/2$ anlarındaki akış alanları	43
Şekil 4.10. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum-2)	44
Şekil 4.11. 40. akustik periyot sırasında $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ anlarında, kapalı alanın simetri eksenini boyunca: (a) basınç, (b) u-hızı dağılımları (Durum-2)	46
Şekil 4.12. Kapalı alanın sağ duvarının orta noktasında basıncın zamanla değişimi (Durum-2)	46
Şekil 4.13. a) $\omega t = 0$, b) $\omega t = \pi/2$, c) $\omega t = \pi$, d) $\omega t = 3\pi/2$ anlarındaki akış alanları	48
Şekil 4.14. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum-3)	49

Şekil 4.15. 40. akustik periyot sırasında $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ anlarında, kapalı alanın simetri eksenini boyunca: (a) basınç, (b) u-hızı dağılımları değişimi	50
Şekil 4.16. Durum 2 ve Durum 3 için basınç dalgası karşılaştırması	51
Şekil 4.17. İkinci mertebe girdap hızının (a) u-bileşeninin $x = 3L/4$ 'te, (b) v-bileşeninin $x = L/2$ 'de yükseklik boyunca değişimleri (Durum-3)	52
Şekil 5.1. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 4-a)	56
Şekil 5.2. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 4-b)	56
Şekil 5.3. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 4-c)	57
Şekil 5.4. Basıncın zamanla değişimi (Durum 4-a, 4-b, 4-c)	58
Şekil 5.5. Ortalama hızların sıcaklık gradyanıyla değişimi (Durum 4-a, 4-b, 4-c)	59
Şekil 5.6. (a) u-hızının, (b) ortalama yoğunluğun yükseklikle değişimi	60
Şekil 5.7. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 5-a)	61
Şekil 5.8. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 5-b)	61
Şekil 5.9. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 5-c)	61
Şekil 5.10. Basıncın zamanla değişimi (Durum 5-a, 5-b, 5-c)	62
Şekil 5.11. Ortalama hızların sıcaklık gradyanıyla değişimi	63
Şekil 5.12. (a) u-hızının, (b) ortalama yoğunluğun yükseklikle değişimi	64
Şekil 5.13. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 6-a)	66
Şekil 5.14. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 6-b)	66
Şekil 5.15. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 6-c)	67
Şekil 5.16. Basıncın zamanla değişimi (Durum 6-a, 6-b, 6-c)	68
Şekil 5.17. (a) u-hızının, (b) ortalama yoğunluğun yükseklikle değişimi	69
Şekil 5.18. İkinci mertebe girdap hızının bileşenlerinin yükseklikle değişimi	70
Şekil 5.19. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 7-a)	71
Şekil 5.20. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 7-b)	71
Şekil 5.21. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 7-c)	72
Şekil 5.22. Basıncın zamanla değişimi (Durum 7a, 7b ve 7c)	73
Şekil 5.23. (a) u-hızının, (b) ortalama yoğunluğun yükseklikle değişimi	74
Şekil 5.24. İkinci mertebe girdap hızının bileşenlerinin yükseklikle değişimi	75
Şekil 6.1. $t = 0.05$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 8)	78

Şekil 6.2. İkinci mertebe akış alanları (Durum 9-a, 9-b, 9-c, 10-a, 10-b ve 10-c)	79
Şekil 6.3. a) Durum 9-a, b) Durum 9-b, c) Durum 9-c için $x = L/2$ 'de sıcaklığın y-yönünde değişimi	80
Şekil 6.4. a) Durum 10-a, b) Durum 10-b, c) Durum 10-c için $x = L/2$ 'de sıcaklığın y-yönünde değişimi	81
Şekil 6.5. Alt duvarda yerel ısı akısının x-yönünde değişimi a) Durum 9-a, 9-b, 9-c, b) Durum 10-a, 10-b ve 10-c	82
Şekil 6.6. Simetrik olmayan ısıtma uygulanan durumlar için yerel Nusselt sayısının x-yönünde değişimi	83
Şekil 6.7. Simetrik ısıtma uygulanan durumlar için yerel Nusselt sayısının x-yönünde değişimi	84
Şekil 6.8. Alt duvarda toplam ısı akısının zamanla değişimi (Durum 9-a,9-b,9-c)	85
Şekil 6.9. Alt ve üst duvarlarda toplam ısı akısının zamanla değişimi (Durum 10-a, 10-b, 10-c)	85
Şekil 6.10. $t = 0.05$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 11)	86
Şekil 6.11. İkinci mertebe akış alanları (Durum 12-a,12-b,12-c,13-a,13-b,13-c)	87
Şekil 6.12. a) Durum 12-a, b) Durum 12-b, c) Durum 12-c için $x = L/2$ 'de sıcaklığın y-yönünde değişimi	88
Şekil 6.13. a) Durum 13-a, b) Durum 13-b, c) Durum 13-c için $x = L/2$ 'de sıcaklığın y-yönünde değişimi	89
Şekil 6.14. Alt duvarda yerel ısı akısının değişimi a) Durum 12-a, 12-b, 12-c, b) Durum 13-a, 13-b, 13-c	90
Şekil 6.15. Simetrik olmayan ısıtma uygulanan durumlar için yerel Nusselt sayısının x-yönünde değişimi	91
Şekil 6.16. Simetrik ısıtma uygulanan durumlar için yerel Nusselt sayısının x-yönünde değişimi	91
Şekil 6.17. Alt duvarda toplam ısı aktarımının zamanla değişimi (Durum 12-a, 12-b, 12-c)	92
Şekil 6.18. Alt ve üst duvarlarda toplam ısı aktarımının zamanla değişimi (Durum 13-a, 13-b, 13-c)	92

KISALTMALAR

Kısaltmalar Açıklama

PIV	Parçacık Görüntü Hızölçer (Particle Image Velocimetry)
LDA	Lazer Doppler Anemometri
FCT	Akı-Düzeltilmeli Taşınım Algoritması (Flux-Corrected Transport)
LCPFCT	Laboratory for Computational Physics, Flux-Corrected Transport

SEMBOL LİSTESİ

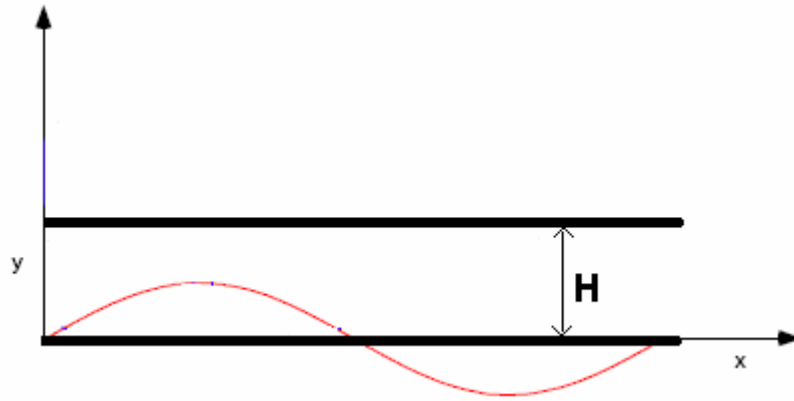
Bu çalışmada kullanılmış olan simgeler açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	Açıklama
c	Ses hızı
c_p	Sabit basınçta özgül ısı
c_v	Sabit hacimde özgül ısı
E	Toplam enerji
f	Frekans
H	Kanalın yüksekliği
k	Isıl iletim katsayısı
L	Kanalın uzunluğu
n	Duvar normali
P	Basınç
q	Isı akısı
R	Özgül gaz sabiti (= 287 J/kgK)
Re	Reynolds sayısı
Nu	Nusselt sayısı
t	Zaman
T	Sıcaklık
u	Hızın yatay bileşeni
v	Hızın düşey bileşeni
x	Yatay koordinat eksen
y	Düşey koordinat eksen
δ_v	Akustik sınır tabaka kalınlığı
γ	Özgül ısıların oranı (= 1.4)
λ	Duran ses dalgasının dalga boyu
μ	Dinamik viskozite
ν	Kinematik viskozite
ρ	Yoğunluk
τ	Kayma gerilmesi
ω	= $2\pi f$, ses dalgasının açısal frekansı (rad/s)
İndisler	Açıklama
D	Duvarın konumu
H	Hareketli duvar (Sol duvar)
A	Alt duvar
\ddot{U}	Üst duvar
st	İkinci mertebe (ortalama) akış
t	Toplam ısı
φ	Çıkan ısı
g	Giren ısı

BÖLÜM 1

1. GİRİŞ

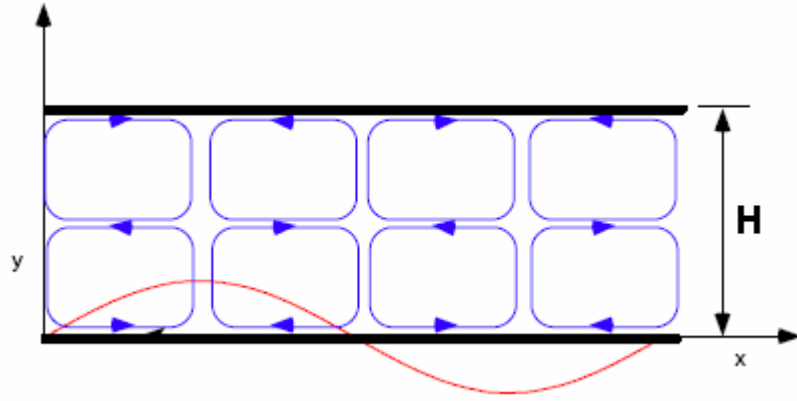
Bir kanal içerisinde duran bir ses dalgası oluşturulması durumunda, akustik dalgalarla katı sınırların etkileşimi altındaki akış farklı birtakım özellikler gösterir. Akustik alan, akış değişkenlerinin ses dalgasının periyodu boyunca değiştiği ve her periyotta tekrarlanan bir akış yapısına sebep olur. Böylece ses tarafından sürekli bir akış oluşturulur [1]. Eğer kanalın yüksekliği, ses dalgasının dalga boyundan küçük ($H \ll \lambda$) ama akustik sınır tabaka kalınlığından büyük ($H \gg \delta_v$) ise kanalın içerisinde oluşan bu ikinci mertebe (ortalama) akış Rayleigh akışı olarak isimlendirilir. Burada akustik sınır tabaka kalınlığı, $\delta_v = (2\nu/\omega)^{1/2}$ olarak hesaplanır. Burada ν akışkanın kinematik viskozitesi, ω ise ses dalgasının açıl frekansıdır. Duran ses dalgasının basıncının kapalı alan içerisindeki değişimi Şekil 1.1’de verilmiştir.



Şekil 1.1 – H yüksekliğindeki kanal içerisindeki duran bir ses dalgasının şematik çizimi.

Duran dalga, kanal içerisinde birbirinden $\lambda/4$ uzaklıkta bulunan, akustik alana çapraz, zamandan bağımsız (ortalama) girdap akış hareketleri oluşturur. Bu girdap hareketleri ve

duran dalganın basınç değişiminin şematik gösterimi Şekil 1.2’de verilmiştir. Akustik etkiyle oluşturulan ikinci merteye girdaplar, Navier–Stokes denklemlerindeki lineer olmayan terimlerin oluşturduğu gerilmelerden (Reynolds gerilmelerinden) ortaya çıkan sanki–sürekli bir akış yapısıdır. Bu akışlarda, basınç ve hız zamanla değişmektedir, ancak bu değişkenlerin zamana göre ortalamaları sıfır değildir ve akış, sürekli bir akış görüntüsü vermektedir. Bu yüzden akış sanki–sürekli olarak isimlendirilebilir. Hızların zamana göre ortalamaları alındığında ortaya çıkan akış yapısına ikinci merteye girdaplar denilir. Bu akışlar rotasyonel karaktere sahiptirler ve hızları ses şiddetiyle artar.



Şekil 1.2 – Kanal içerisindeki girdap akışlarının görünümü [2].

Akustik etkiyle oluşturulan ikinci merteye girdaplar, Schlichting, Rayleigh ve Eckart tipi girdaplar olmak üzere üç grupta incelenir. Bu sınıflandırma, girdapların oluşma mekanizmaları ve ses dalgasının ilerleme yönüne dik doğrultudaki büyüklükleri bakımından yapılmaktadır. Deneysel koşullarda bu girdaplardan bir veya birkaç tanesi aynı anda oluşabilir. Ayrıca, bu girdaplar akış özelliklerinden (viskozite, ortam ve ses alanının diğer değişkenleri) aynı şekilde etkilenebilirler. Bu girdapların oluşması, ortamda, zamana göre ortalaması alınmış kütle akışının sıfır olmadığını gösterir [3].

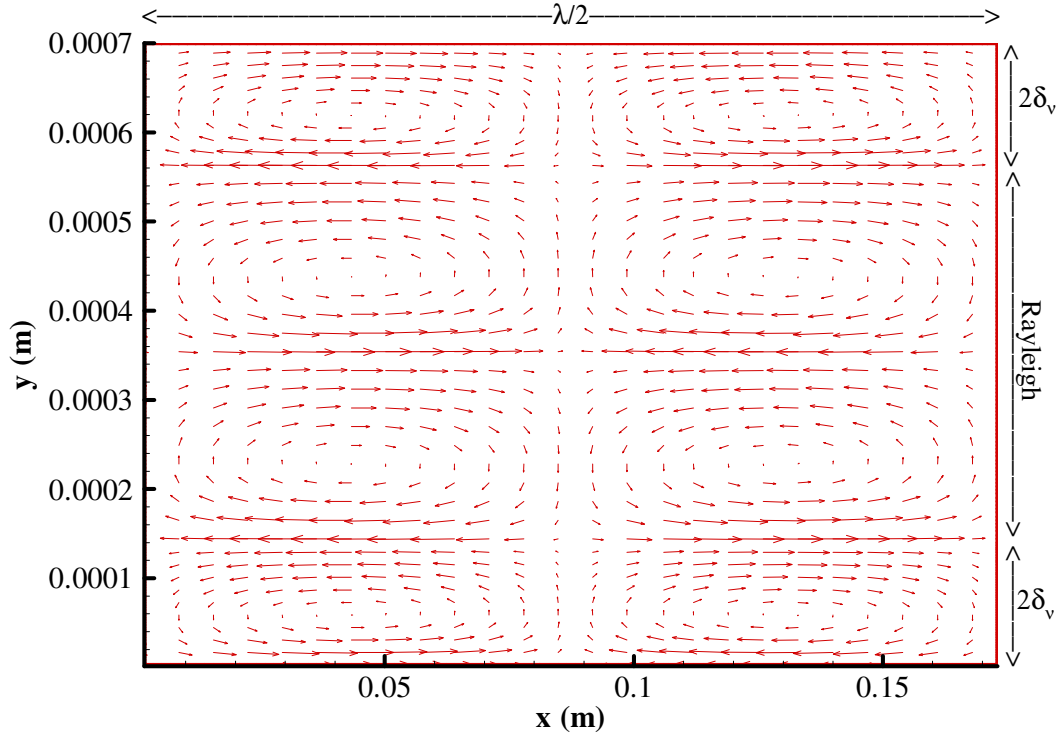
Schlichting tipi girdaplar (İç girdaplar): Ses alanını sınırlayan engellere yakın viskoz (akustik) sınır tabaka civarında oluşurlar. Bu girdapların oluşması için akışkan ve sınır arasında, sınıra paralel yönde titreşimsel bir hareket olması gerekir. Bu girdapların büyüklükleri (duvarın normal yönünde), akustik sınır tabakanın kalınlığıyla belirlenir ($\sim 1.9\delta_v$) ve dalgaboyundan çok küçüktür. Bir düğüm ve karşıt-düğüm arasında uzunlukları ise dalgaboyunun dörtte biri kadardır. Bu girdaplar sınır tabakası denklemleri temelinde incelenebilirler.

Rayleigh tipi girdaplar (Dış girdaplar): Sınır tabakanın dışında oluşurlar. Girdap boyutu, sınır tabaka girdaplarına kıyasla büyüktür. Bu girdapların oluşumu, sınır tabaka girdaplarının kendi aralarındaki etkileşim sonucudur.

Schlichting ve Rayleigh tipi girdaplar, sınır tabaka kaynaklı akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertbe girdaplar olarak sınıflandırılabilirler. İç ve dış girdaplar her zaman bağlantılıdır [1]. Şekil 1.3'te Rayleigh ve Schlichting tipi girdapların gösterimi verilmiştir.

Eckart tipi girdaplar: Bu girdaplar, diğerlerine çok daha büyük ölçekteki girdaplardır ve oluşum mekanizmaları da daha farklıdır. Girdap büyüklüğü hacim tarafından belirlenir ve akustik dalga boyunu büyük ölçüde aşar.

Bu çalışmada sınır tabaka kaynaklı durumlar, yani Schlichting ve Rayleigh tipi ikinci mertbe girdaplar incelenmiştir.



Şekil 1.3 – H yüksekliğindeki kanal içerisinde akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebeli girdap akışının analitik çözümünden elde edilen akış alanı.

Şekil 1.3'te analitik çözümden elde edilen ortalama akış alanı verilen akış literatürde klasik veya düzenli ikinci mertebeli girdap akışı olarak adlandırılmaktadır. Bu akışta sekiz tane girdap bulunmaktadır: dört adet sınır tabaka civarında ve dört adet dışarısında. Sınır tabaka girdaplarının yönü dışarıdaki girdapların yönüne zıttır. Düzensiz veya türbülanslı ikinci mertebeli girdap akışı ise farklı büyüklükteki girdapların düzensiz bir şekilde borunun/kanalın içerisinde konumlanmasıyla belirlenmektedir. Bu tip girdaplarda basınç dalgası, düzenli girdaplara göre daha keskin (şok dalgasına benzer) değişimlidir.

Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebeli girdapların akış hızı, ses dalgasının içerisinde bulunan akışkan parçacığı hız genişliğinden küçüktür. Girdap hızlarının parçacık hız genişliğinden oldukça düşük olduğu durumlarda oluşan girdapsal akış "yavaş" olarak

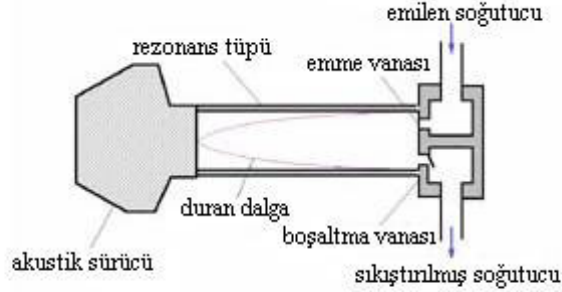
nitelendirilir. “Hızlı” girdaplarda akış hızı parçacık hız genliğiyle büyüklük olarak aynı mertebededir [3]. Yavaş girdaplar da lineer olmayan etkilerden oluşmalarına rağmen, yavaş ve hızlı girdapsal yapılar lineer ve lineer olmayan olarak da adlandırılırlar [1]. Yavaş ve hızlı girdaplar yukarıda bahsedilen düzenli ve düzensiz girdaplara karşılık gelmektedir.

Literatürde yavaş girdaplar, hem sayısal hem de deneysel olarak hızlı girdaplardan çok daha geniş bir şekilde incelenmiştir; neredeyse tüm analitik çözümler yavaş girdaplar için yapılmıştır. Klasik teorinin sadece yavaş girdaplarla sınır kalmasının sebebi, momentum denklemlerinde ikinci mertebe bir nicelik içeren lineer olmayan terimlerin sadeleşmesi ve böylece ana denklemlerin bağımlı değişkenler türünden lineer kalmasıdır. Bu yüzden yavaş ikinci mertebe girdaplar lineer olarak anılırlar. Ancak akışkan yüksek basınç genlikli ya da keskin değişimler içeren ses alanına maruz bırakıldığında analitik çözümlerin geçerliliğini yitirdiği yapılan deneylerle fark edilmiştir [1]. Düşük Reynolds sayıları (ρ yoğunluk, U_s karakteristik ikinci mertebe girdap hızı büyüklüğü, L sistemin lineer boyutu ve μ dinamik viskozite olmak üzere $R_s = \rho UL/\mu < 1$) için akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdapların klasik uygulaması yeterlidir, ancak Reynolds sayısı bir veya daha yüksek bir mertebedeysen analitik sonuçlarla deneysel ölçümler arasında büyük ölçüde tutarsızlık ortaya çıkmaktadır [4].

Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdaplar borularda ve paralel plakalar arasında benzer davranışa sahiptir.

Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdap akışına birçok yerde rastlanılabilir. Akustik kompresörler, termoakustik soğutucular, ultrasonik tıbbi teşhis cihazlarında ve ultrasonik yüzey temizleme, düşük yerçekimi ortamında taşınımı soğutma ve

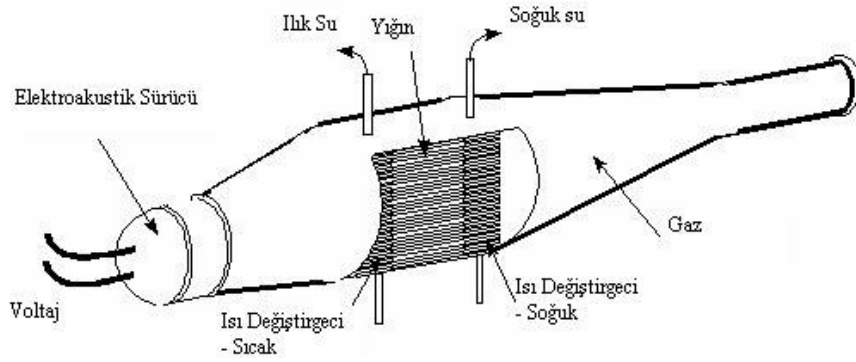
polimerlerin mikro düzeyde karıştırılması gibi uygulamalarda yeri vardır. Örneğin, Şekil 1.4'te gösterilen akustik kompresörde rezonans tüpü içerisinde, akustik sürücü yardımıyla oluşturulan duran dalganın tüpün sonundaki basıncı düşükken akışkan emilmekte ve buradaki basınç yükseldiğinde de giriştekenden daha yüksek bir basınca sahip olarak (sıkıştırılmış olarak) salınmaktadır. Bu şekilde duran bir dalga yardımıyla akışkanın sıkıştırılması işlemi yapılır. Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebeli girdapların bu uygulamalarda verimli kullanılabilmesi için akış alanı ve özellikleri hakkında tam bir bilgiye sahip olunması gerekir.



Şekil 1.4. Akustik Kompresör [5]

Isıtılmış bir yüzeyin akustik titreşimlere sebep olduğu bilinmektedir. Benzer şekilde, özel olarak hazırlanmış bir ses alanı da ısı üretebilir veya taşıyabilir. Termoakustik soğutucular ve termoakustik pompalar bu kavram üzerinden çalışırlar. Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebeli girdaplarla karşılaşılan bir başka uygulama olan termoakustik soğutucularda (Şekil 1.5), bir seri küçük paralel kanal (yığın) tüpün içerisinde belli bir konumda sabitlenirler. Yığın üzerinde oluşturulan basınç ve hız dalgalanmaları, kendi kendine sürdürülebilir titreşimler için Rayleigh kriterini sağlarlar. Bu dalgalanmalara

örnek, salınan gaza yüksek basınçta ısı verilmesi ve düşük basınçta ısının çekilmesidir. Bu şekilde ısı akustik güce çevrilir. Bu uygulamada kullanılan birincil etki termoakustik etki iken aynı zamanda akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertbe girdaplar da karşımıza çıkmaktadır ve bu durumun soğutucu verimini olumlu mu olumsuz mu etki ettiği hala araştırılmaktadır. Ancak son çalışmalar verimliliğe katkıda bulunduğu yönündedir.



Şekil 1.5. Termoakustik Soğutucu [6].

Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertbe girdaplar ısı aktarımını etkiler. İkinci mertbe girdapların net ortalama akış hareketi sadece taşınım etkide bulunmaz ayrıca türbülansa geçişe de önayak olabilir. Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertbe girdaplarla ısı aktarımının artırılması özellikle diğer ısı aktarımı modlarının uygulanmasının zor olduğu şartlarda önem kazanmaktadır. Örneğin, yerçekiminin çok düşük olduğu (veya hiç olmadığı) ortamlarda (uzay uygulamaları) doğal taşınımla ısı aktarımı olmadığı için ses dalgaları böyle bir ortamda ısı taşınmasına yardımcı olarak kullanılabilir. Diğer bir örnek olarak elektronik parçaların soğutulması verilebilir. Giderek küçülen elektronik parçaların soğutulması için ticari fanlar yetersiz kalmaktadır [1]. Ayrıca ultrasonik dalga temelli bir fan, sessiz çalışma, asgari ısı yitimi, hareketli parçaların bulunmaması ve

küçük profil gibi avantajlara sahiptir. Kapalı bir çalışma ortamında bulunan minyatür parçaların soğutulmasında kullanılmak için ideal bir adaydır [7]. Gelecek vadeden bu teknolojiyi tüm avantajlarıyla kullanabilmek için, girdapların oluşumunun doğasının, zamana bağlı karakteristiklerinin, girdap hızının ve buna bağlı taşınımı ısı aktarımının iyi bir şekilde anlaşılması gerekir.

BÖLÜM 2

2. LİTERATÜRDE AKUSTİK TİTREŞİMLER İLE OLUŞTURULAN İKİNCİ MERTEBE GİRDAPLAR

2.1. Akustik Titreşimler ile Oluşturulan İkinci Mertebe Girdaplar

Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdaplar hakkındaki ilk teorik çalışmalar Lord Rayleigh [8] tarafından yapılmıştır. Lord Rayleigh, Kundt tüpünde uzunlamasına bir ses alanı bulunması durumunda oluşan girdap akışlarını araştırmıştır. Rayleigh dış girdaplar üzerinde çalışmıştır ve bulduğu çözüm akışkanın viskozitesinden bağımsızdır. Schlichting [9] sınır tabaka girdapları (iç girdaplar) üzerine bir çalışma yapmıştır. Düz bir plaka boyunca sıkıştırılmaz ve titreşimli bir akışı gözönüne alıp sınır tabaka içerisinde ikinci mertebe girdap alanını hesaplamıştır. Westervelt [10] genel bir vortisiti denklemi elde etmiştir ve duran ses dalgası tarafından uyarılan ikinci mertebe akışın hızının bulunması için genel bir yöntem geliştirmiştir. Ayrıca klasik teoriyle uyuşmayan durumların da bir özetini vermiştir. Andres ve Ingard [11, 12] düşük ve yüksek Reynolds sayılarındaki (U_0 dalganın hız genliği, a silindirin yarıçapı olmak üzere $Re = U_0 a / \nu$) akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdapların oluşumunu analitik olarak incelemişlerdir. Bir silindirin etrafında elde edilen akışın yüksek Reynolds sayılarındaki yönünün düşük Reynolds sayılarına göre ters olduğunu belirtmişlerdir. Girdap akış alanının ses şiddetine bağlı olarak bozulmasını tartışmışlardır. Nyborg [13] ses alanlarıyla ilişkili sürekli ikinci mertebe girdap akışlarının hesaplanmasını içeren teorileri yeniden gözden geçirmiştir, değişik yöntemleri ve yaklaşımları karşılaştırmıştır. İkinci mertebe girdap akış hızlarının ısı gevşeme veya ısı aktarımı gibi bir sebepten kaynaklanabilecek bir sönüm katsayısına önemli ölçüde dayandığını bulmuştur. Sonrasında [14] sıvı-katı arayüzü yakınlarında ses uyarımıyla oluşan sürekli akış için

yaklaşık bir çözüm geliştirmiştir. Qi [15] sıkıştırılabilirliğin, katı bir yüzey yakınlarındaki akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdaplara etkisini analitik olarak incelemiştir. Sıkıştırılabilirliğin sınır tabaka dışında daha yüksek ikinci mertebe girdap hızlarına yol açtığını ve etkisinin gazlarda önemli olduğunu bulmuştur. Ses dalgasının dalgaboyunun kanal uzunluğundan çok büyük olması durumunda sıkıştırılabilirliğin önemsiz olduğunu belirtmiştir. Sonra Qi ve ekibi [16], uzun ve geniş bir silindir içerisindeki akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdapları, sıkıştırılabilirliği ve ısı iletimini de hesaba katarak, incelemiştir. Sınır tabaka içerisindeki ikinci mertebe girdapların çözümlemesini yapmışlardır. Vainstein [17] kanalda çapraz olarak bir ses alanı bulunması durumunda Couette akışını analitik olarak incelemiştir. Yüksek Reynolds sayılarındaki (v_0 ses dalgasının genliği, h duvarlar arası mesafe olmak üzere $Re = 3v_0^2 h^2 \omega / 32\nu c^2$) Rayleigh akışının duvar kayma gerilmesine etkilerini araştırmış ve akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdapların ortalama duvar kayma gerilmesini arttırdığını bulmuştur. Bradley [18] akustik bir radyatörü ve akış üzerindeki etkilerini analitik olarak incelemiştir. Genel bir sistem içerisindeki akustik akışı tanımlayan bir denklem sistemi ve sınır koşulları türetmiştir. Daha özel koşullar için, kullandığı yaklaşımların doğru sonuç vermeyebileceğini belirtmiştir. Menguy ve Gilbert [19, 20] akustik etkiyle oluşturulan yavaş ve hızlı ikinci mertebe girdapları analitik ve sayısal olarak karşılaştırmışlardır. Klasik ikinci mertebe girdap profilinin sadece düşük akustik basınç genlikleri için elde edilebildiğini göstermişlerdir. Yükselen genlikler ortalama hızın klasik sinüsel dağılımını bozmaktadır. Çalışmalarının sonuçları, akışkan ataletinin boru içerisindeki akış hızı alanını değiştirici etkisi olduğunu göstermektedir. Hamilton ve ekibi [21], değişken yükseklikli iki boyutlu bir kanalda bulunan duran dalganın yarattığı ikinci mertebe girdapların ortalama kütle taşınım hızı için analitik bir çözüm geliştirmişlerdir. İkinci mertebe girdap hız alanının sıkıştırılmaz olduğunu kabul etmişlerdir. Frampton ve ekibi [22, 23], akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdapların akışkan kullanan mikro büyüklükteki cihazlarda kullanımını araştırmışlardır. Yaptıkları hesaplamalar sonucunda sınır tabaka girdaplarının kanalın çapından ve akışkanın viskozitesinden bağımsız olduğunu ortaya koymuşlardır. Kanal

çapı çok düşük olduğunda sınır tabaka girdaplarının akışta baskın hale geldiğini bulmuşlardır. Akustik etkiyle oluşturulan ikinci merteye girdapların mikro-akışkan kontrol uygulamalarında etkili olabileceğinden bahsetmişlerdir. Carlsson ve ekibi [24] titreşen katı duvarların yarattığı akışı analitik olarak incelemişlerdir. Bu inceleme sonunda, frekans ve kanal yarı-yükseklik değerlerinin sürekli akışı belirlediği dört farklı akış çeşidi bulmuşlardır.

Kawahashi ve Arakawa [25] kapalı bir kanal içerisindeki akustik etkiyle oluşturulan ikinci merteye girdapları sayısal olarak araştırmışlardır. Bu araştırmanın sonuçları göstermiştir ki, titreşimli sınır tabakadaki hız dağılımları ve sürekli ikinci merteye girdap yapıları farklı titreşim genliklerinden kaynaklanmaktadır. Yano [26], kapalı bir borudaki periyodik şok dalgalarıyla birlikte gözlemlenen rezonans gaz titreşimlerini, iki boyutlu Navier–Stokes denklemlerini bir sonlu farklar metodu ile çözerek incelemiştir. Hesaplamaları, yüksek ikinci merteye akış Reynolds sayıları için (U_s karakteristik girdap büyüklüğü, L_s sistemin lineer boyutu olmak üzere $R_s = U_s L_s / \nu \gg 1$) türbülanslı ikinci merteye akış ortaya çıkmadan bile akışın simetrisinin bozulabildiğini göstermiştir. Sonraki çalışmasında [27] simetri varsayımını yok sayarak hesaplamalarını yapmış ve yüksek Reynolds sayılarında çıkan asimetric akışın doğru analizinin ancak bu şekilde yapılabileceğini belirtmiştir. Boluriaan ve Morris [28] yüksek genlikli duran bir dalga içeren bir rezonans tüpünü sayısal olarak incelemişlerdir. Onlar da yüksek akustik basınç genliklerinde hız profilinin klasik dağılımdan saptığını tespit etmişlerdir. Ayrıca ikinci merteye girdap hızının zamanla gelişimini incelemişlerdir. Aktaş ve Farouk [29] sıkıştırılabilir gaz ile doldurulmuş dikdörtgen bir kapalı alan içerisinde akustik titreşimler ile oluşturulan ikinci merteye girdapların oluşumunu sayısal olarak incelemişlerdir. Kapalı alan içerisindeki akustik alan, kapalı alanın sol duvarının titreşimi ile sağlanmıştır. Bu çalışmada, sol duvarın en yüksek yerdeğiştirmesinin ve kapalı alan yüksekliğinin girdap yapılarına etkileri araştırılmıştır. Kapalı alan yüksekliği arttıkça, Rayleigh akışı elde edebilmek için duvarın en yüksek yerdeğiştirmesinin azaltılmasının gerektiğini ve ayrıca yüksekliği fazla (H yükseklik ve L uzunluk olmak

üzere $H/L = 0.14$) olan kapalı alanlarda küçük duvar yer değiştirmesi değerlerinin bile Rayleigh akışı yaratamadığını bulmuşlardır. Wan ve Kuznetsov [30] üst duvarı duran bir dalga şeklinde titreşen bir kapalı alan içinde oluşan girdapların özelliklerini ve etkileşimlerini sayısal olarak incelemiştir. İncelemelerinde üç farklı cephe oranı (H/L) kullanmışlardır. Reynolds sayısının (k dalga sayısı olmak üzere $Re = \omega/\nu k^2$) yeterince yüksek olduğu durumlarda sınır tabakanın ihmal edilebilir olduğunu kabul etmişlerdir. Eğer sınır tabaka kalınlığı küçükse, sınır tabaka sınırındaki ikinci mertebeye girdap hızının kapalı alan içerisindeki akışı harekete geçirici kayma hızı olarak davrandığını öngörmüşlerdir. Diğer bir çalışmada [31] kanal yüksekliği ile değişen akış yolları arasındaki geçiş ve tekabül eden Nusselt sayısı değişimine yoğunlaşmışlardır.

Merkli ve Thomann [32] titreşimli boru akışında türbülansa geçişi deneysel olarak araştırmışlardır. Değişik frekanslarla yaptıkları deneylerde geçiş için bir Reynolds sayısı (u aksel hız genliği olmak üzere $Re = 2u/(v\omega)^{1/2} \approx 400$) bulmuşlardır. Mitome [33] akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebeye girdapların oluşum mekanizmasını teorik ve deneysel olarak açıklamaya çalışmıştır. İkinci mertebeye girdapların gelişmesinde lineer olmayan iki etkinin önemli olduğunu söylemiştir. Ses alanının uzaysal dağılımının tectip olmamasının ve viskoziteden kaynaklanan enerji yitiminin ikinci mertebeye girdapların oluşması için bir ön koşul olduğunu bildirmiştir. Alexeev ve Gutfinger [34] kapalı tüpler içerisindeki periyodik gaz titreşimlerini hem deneysel hem de sayısal olarak incelemiştir. Rezonanstaki ikinci mertebeye girdap yönünün rezonans olmayan titreşimlerdekine tersi olduğunu göstermişlerdir. Nabavi ve ekibi [35] senkronize PIV tekniğiyle dikdörtgen bir kapalı alan içerisinde bulunan bir duran dalganın yarattığı akışın akustik ve ikinci mertebeye girdap hızlarını anlık olarak ölçmüşlerdir. Önceden yapılan PIV çalışmaları hız düğümünün yakınlarında ölçüm alınarak yapılmışken bu çalışmada yüksek genlikli bir akustik dalga bulunan bir rezonans tüpünün her noktası için ölçüm yapılması sağlanmıştır. Yano'nun [26] söz ettiği, yüksek ikinci mertebeye girdap akışı Reynolds sayıları için akıştaki simetrinin bozulması durumunu

doğrulamışlardır. Nabavi ve ekibi bir sonraki çalışmalarında [36] havayla dolu kare şeklindeki bir kapalı kanal içerisinde bulunan akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdapların oluşumuna akustik dalga frekansının ve şiddetinin etkilerini incelemişlerdir. Sonuçta klasik ikinci mertebe girdap akışının oluşmasının frekansa ve akustik sürücünün titreşimsel yerdeğiştirmesine bağımlı olduğunu gözlemlemişlerdir. Klasik ikinci mertebe girdap akışının oluşması için Reynolds sayısının 7'den büyük olması gerektiğini önesürmüşlerdir. Moreau ve ekibi [37] lazer Doppler hız ölçümü yöntemini kullanarak iç ve dış girdaplara ilişkin ölçümler yapmışlardır. Yaptıkları çalışmanın sonuçlarının yavaş ikinci mertebe girdap akışı için teoriyle uyumlu çıktığını ancak hızlı akışta teoriden farklılaştığını belirtmişlerdir.

2.2. Sıcaklık Gradyanının Akustik Titreşimler ile Oluşturulan İkinci Mertebe Girdaplara Etkileri

Sıcaklık gradyanının akustik titreşimler ile oluşturulan ikinci mertebe girdaplara etkileri göreceli olarak az araştırılmış bir konudur. İkinci mertebe dalgalar üzerindeki ısı etkiler ilk olarak Rott [38] tarafından araştırılmıştır. Rott bu çalışmasında, değişken tüp duvar sıcaklığının etkisini hesaba katarak, ısı iletiminin akustik titreşimler ile oluşturulan ikinci mertebe girdaplar üzerindeki etkisini teorik olarak incelemiştir. Ana denklemleri sadeleştirmek için ince bir termal ve viskoz sınır tabaka varsayımını kabul etmiştir. Basitleştirilmiş analitik bir formül geliştirmiştir. Hamilton ve ekibi [39], önceki çalışmalarını [21] ısı iletimi ve gazın viskozitesinin sıcaklık bağımlılığını da ekleyip genişletmişlerdir. Hem iki boyutlu kanalları hem de silindirik tüpleri göz önüne aldıkları bu çalışmalarında, çok dar veya çok uzun kanallarda ısı etkilerin akustik titreşimler ile oluşturulan ikinci mertebe girdapları sadece küçük bir yüzdeyle etkilediğini bulmuşlardır. Daha orta seviyede bulunan boyutlardaki (yüksekliği akustik sınır tabaka

büyükliğünün 10–20 katı) kanallar için ısıl iletkenliğin etkisinin daha önemli olduğunu belirtmişlerdir.

Lin ve Farouk [40] araştırmalarında kapalı bir alan içerisinde bulunan sıcaklık gradyanının akustik titreşimler ile oluşturulan düzenli ikinci merteye girdapların oluşumuna, yapısına ve büyüklüğüne etki ettiğinden bahsetmişlerdir.

Kawahashi ve ekibi [41] yaptıkları deneysel çalışmada içerisinde bir piston tarafından duran bir dalga oluşturulan, hava ile dolu kapalı bir borudaki ikinci merteye girdaplara doğal taşınımın etkisini araştırmışlardır. Alt duvarın ısıtıldığı bu çalışmanın sonucunda güçlenmiş bir ikinci merteye girdap akışı oluştuğunu bulmuşlardır. Alexeev ve ekibi [42] bir rezonans tüpünün içerisindeki ısı etkileşimlerinin akışı nasıl etkilediğini deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir. Hesaplamaya katılan ısı etkilerinin basınç genliğini düşürdüğünü, titreşim fazını değiştirdiğini ve adyabatik koşullarda ortaya çıkmayan periyodik gaz hareketine yol açtığını belirtmişlerdir. Thompson ve Atchley [43] Doppler anemometri ile yaptıkları deneysel çalışmada akustik ve ikinci merteye girdap hızlarını ölçmüşlerdir. Ölçüm sonuçlarının Q_i 'ye [15] nazaran Rott [38] ile daha iyi uyuluştuğunu göstermişlerdir. Bunun sebebini de ikinci merteye girdap büyüklüğünün viskozitenin ve ısıl iletim katsayısının sıcaklık bağımlılığından büyük ölçüde etkilendiğiyle açıklamışlardır. Sonradan yaptıkları çalışmada [44] ısıl sınır koşullarının önemine değinmişlerdir. Kontrol edilebilir bir sıcaklık gradyanıyla yüksek Reynolds sayılarında bile Rayleigh'in sonuçlarına [8] yakın bir ikinci merteye girdap hız profili elde edilebildiğini bulmuşlardır. Aynı Reynolds sayıları için hiç sıcaklık gradyanı bulunmayan durumda Rayleigh girdaplarından önemli derecede sapma tespit etmişlerdir. Thompson ve ekibi [45], sıcaklık gradyanının ve akışkan ataletinin akustik titreşimler ile oluşturulan ikinci merteye girdaplara etkilerini deneysel olarak incelemişlerdir. Sıcaklık gradyanı yükseldikçe ikinci merteye girdap büyüklüğünün düştüğünü ve girdap şekillerinin giderek bozulduğunu bulmuşlardır. Nabavi ve ekibi [46], bir duran dalga

rezonans tüpü içerisindeki çapraz sıcaklık gradyanının ikinci mertebe girdap şekillerine ve hızlarına etkilerini deneysel olarak incelemişlerdir. Sonuçta, üst ve alt duvarlar arası sıcaklık farkının simetrik ikinci mertebe girdap yapısını bozduğunu ve simetrik olmayan bir yapının ortaya çıktığını bulmuşlardır. Ayrıca sıcaklık farkı arttıkça ikinci mertebe girdap hız genliğinin arttığını belirtmişlerdir.

2.3. Akustik Etkiyle Oluşturulan İkinci Mertebe Girdapların Isı Aktarımına Etkileri

Kurzweg [47] sinüsel titreşimlerin iki paralel plaka arasındaki viskoz bir akışkandaki ısı aktarımına etkilerini analitik olarak incelemiştir. Vainstein ve ekibi [48], uzunlamasına ses dalgasının farklı sıcaklıklarda tutulan iki paralel plaka arasındaki bir akışkandaki ısı aktarımına etkilerini teorik olarak incelemişlerdir. Bu çalışmayı küçük ve büyük Peclet sayıları için yapmışlardır. Analizleri, yüksek frekanslı, yüksek genlikli bir ses alanı kullanıldığı takdirde ısı aktarımının bir mertebe kadar artırılabilceğini göstermiştir. Gopinath ve Mills [49] bir Kundt borusunun iki ucu arasındaki ısı aktarımını araştırmışlardır. Önemli derecede basitleştirici varsayım kullandıklarını belirterek akustik ve geometrik değişkenlere bağlı parametrik bir çalışma yapmışlardır ve hava için Nusselt sayısı korelasyonları geliştirmişlerdir.

Wan ve Kuznetsov [50, 51], akustik titreşimler ile oluşturulan ikinci mertebe girdapların paralel iki levha arasındaki bir kanalda ısı aktarımını arttırmada ne kadar verimli olduğunu sayısal olarak araştırmışlardır. Bu çalışmada, Navier-Stokes denklemlerinin sıkıştırılabilir formunu pertürbasyon yöntemiyle birinci mertebe akustik denklemler ve ikinci mertebe girdap denklemlerine çevirmişlerdir. Enerji Denklemine sürekli halini hesaba katarak temel denklemleri sonlu farklar yöntemiyle açmışlardır. İkinci mertebe girdap denklemlerini SIMPLER algoritması yardımıyla çözmüşlerdir. Akustik

titreşimler ile oluşturulan ikinci mertebe girdap akışının ısı aktarımını arttırdığını bulmuşlardır ve akustik alanın şiddetinin artmasının ısı aktarımını önemli ölçüde arttıracakını öne sürmüşlerdir. Değişik kanal yüksekliklerini araştırıp Nusselt sayısının en yüksek olduğu kritik bir kanal yüksekliğinin varlığından söz etmişlerdir. Sonradan Wan ve ekibi [52] dar bir kanaldaki zorlanmış taşınımı sayısal ve deneysel olarak incelemişlerdir. Kaynaktan olan ısı kaybını soğutma verimliliğinin ölçüsü olarak aldıkları çalışmalarında ikinci mertebe girdapların soğutma etkisine sahip olduğunu söylemişlerdir. Aktaş ve ekibi [53] akustik titreşimler ile oluşturulan ikinci mertebe girdapların dikdörtgen bir kapalı alan içerisindeki ısı aktarımına etkilerini sayısal olarak incelemişlerdir. Bu incelemede, ısıtılmış düşey duvarları olan ve azotla doldurulmuş dikdörtgen bir kapalı alanı göz önüne almışlardır. Ortamda sürekli bir ikinci mertebe girdap hareketi bulunmazsa periyodik titreşimlerin akışkan içerisindeki ısı aktarımına önemli bir etkisi olmadığını söylemişlerdir. Titreşen duvarın ısıtılmasının veya soğutulmasının farklı etkileri olduğunu belirtmişlerdir. Lin ve Farouk [40], aynı sayısal yöntemi kullanarak, ısıtılmış yatay duvarları olan, nitrojen dolu, dikdörtgen bir kapalı alanı incelemişlerdir. İkinci mertebe girdap akışının ısı aktarımını arttırdığını öne sürmüşlerdir. Lei ve ekibi [54], yatay sıcaklık gradyanına ve uzunlamasına ses alanına maruz bırakılan kapalı bir alandaki taşınımı sayısal olarak araştırmışlardır. Grashof sayılarının değişimine bağlı olarak ikinci mertebe girdap yapılarının bozulduğunu gözlemlemişlerdir.

Engelbrecht ve Pretorius [55], ses dalgalarının, yüzeyinde üniform dağılmış ısı akısı bulunan düşey düz bir plakadaki doğal taşınım ile ilişkili sınır tabaka içerisinde laminar akıştan türbülanslı akışa geçiş üzerindeki etkilerini deneysel olarak incelemişlerdir. Geçiş için frekans ile Grashof sayısı arasında bir bağıntı elde etmişlerdir. Laminar akıştan türbülanslı akışa geçişteki Grashof sayısının normaldekinden daha düşük çıktığını saptamışlardır. Gopinath ve Harder [56] şiddetli bir akustik alan içerisinde bulunan bir silindirden taşınım ile ısı aktarımını deneysel olarak incelemişlerdir. Sadece düşük genlikli durumları çalışmışlardır ve hava için birtakım korelasyonlar

geliştirmişlerdir. Ro ve Loh [7] ikinci mertebeye girdapların taşınımıyla ısı aktarım potansiyelini deneysel olarak incelemişlerdir. Isı aktarımına etkisi olan parametreleri, titreşim genliği, ısı aktarımının gerçekleştiği uzaklık ve soğutulan cismin sıcaklığı olarak belirlemişlerdir. Isı aktarımının, titreşim genliği ve sıcaklık farkı ile arttığını bulmuşlardır. Bir titreşim genliği değeri için optimum bir uzaklık olduğunu belirtmişlerdir. Loh ve Lee [57] deneysel bir çalışma yapmışlardır ve ısı aktarımının titreştirici ve ısı kaynağı arasındaki uzaklıktan etkilendiğini belirtmişlerdir. Sonradan [58] PIV tekniği kullanarak deneysel çalışmalarını yinelemişlerdir ve Nusselt sayısı ile Peclet sayısının ilişkisini gösteren korelasyonlar üretmişlerdir. Optimum uzaklığın tasarım için önemli bir parametre olduğunu tekrarlamışlardır. Hyun ve ekibi [2] deneysel ve sayısal bir çalışma yapmışlardır. Kawahashi ve ekibi [59] bir duvarı hareketli bir piston olan dikdörtgen bir kapalı alan içindeki ısı aktarımını hem sayısal hem de deneysel olarak incelemişlerdir. Ses alanı ve taşınımın eşleşmesinden doğan şiddetlenmiş sürekli ikinci mertebeye girdaplar elde etmişlerdir. Mozurkewich [60] silindirik bir rezonans tüpünün içerisindeki ısı aktarımına ilişkin bazı deneysel çalışmalar yapmıştır. İkinci mertebeye girdap hareketinin rezonans tüpü içerisinde hız karşıt-düğümlelerinden düğümlerine doğru ısı taşıyabileceğini göstermiştir. Penelet ve ekibi [61], termoakustik motorlardaki lineer olmayan süreçleri deneysel olarak incelemişlerdir. Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebeye girdapların iddia edilen aksine motor verimliliğine katkıda bulunabileceğini göstermişlerdir.

2.4. Araştırma Gereksinimleri

Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebeye girdapları açıklayan analitik modeller mevcuttur, ancak bu modelleri oluşturan çözümler ve teorik çalışmalar önemli ölçüde basitleştirme ve kabul içermektedir. Bu yüzden bu modeller daha çok ideal durumları tanımlamakta kullanılabilir. Bu tür bir analitik model kullanılarak elde edilen

örnek bir çözüm Ek-A'da sunulmuştur. Ayrıca sıkıştırılabilirlik akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertbe girdapların oluşması için gerekli bir şartken birçok çalışmada akışkan sıkıştırılmaz kabul edilmiştir. Araştırmaların çoğunluğunda gazın viskozite ve ısı iletim katsayısının sıcaklık bağımlılıkları da göz ardı edilmiştir. Sayısal çalışmaların birçoğunda da hesaplama alanında önceden tanımlı bir ses alanı (sinüs fonksiyonu) kabul edilmiştir.

Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertbe girdapların hem oluşum hem de ısı aktarımı mekanizması ve sıcaklık gradyanı etkisi henüz tam olarak çözümlenememiştir ve iyi anlaşılammıştır.

2.5. Amaçlar

Bu çalışmada, literatürdeki birçok sayısal modelden farklı olarak kapalı alan içerisindeki duran dalganın oluşumu öncelikle modellenmektedir. Ses alanının katı sınırlarla ve kapalı alan içerisindeki ısı aktarımı ile etkileşimleri sayısal bir model yardımıyla incelenmektedir. Bu çalışmada, akustik etkiyle oluşturulan düzenli ve düzensiz ikinci mertbe girdapların oluşumu, sıcaklık gradyanından nasıl etkilendikleri ve kapalı dikdörtgen bir alan içerisindeki ısı aktarımına etkileri sayısal olarak incelenmektedir. Duvar yerdeğiştirmesinin, sıcaklık farkının ve yüksekliğin farklı büyüklükleri için parametrik bir çalışma yapılmıştır.

Bölüm 3'te, kullanılan temel denklemler, sınır şartları ve sayısal model verilmiştir. Bölüm 4'te, akustik titreşimler ile oluşturulan ikinci mertbe girdapların kapalı alan içerisinde sol duvarın titreşimi sayesinde oluşumu incelenmektedir. Ardından, Bölüm 5 ve Bölüm 6'da, sırasıyla, kapalı alan içerisindeki ikinci mertbe girdapların düşey yönde

bir sıcaklık gradyanı bulunması durumunda bu gradyandan ne şekilde etkilendikleri ve ısı aktarımına ne şekilde etki ettikleri araştırılmaktadır. Son olarak Bölüm 7’de, elde edilen sonuçlar özetlenmiş ve analiz edilmiştir.

BÖLÜM 3

3. MATEMATİKSEL MODEL VE SAYISAL YÖNTEM

3.1. Genel Bakış

Akustik titreşimler ile oluşturulan ikinci merteye girdapları sayısal olarak incelemek için öncelikle matematiksel bir model oluşturulmuştur. Matematiksel model temel denklemler üzerine kuruludur. Sonraki adımda temel denklemler, uygun sınır koşulları ile beraber, seçilen sayısal model ile çözümlenir.

3.2. Temel Denklemler

Araştırma konusu taşınım sürecinin modellenmesi için Navier-Stokes denklemlerinin tamamen sıkıştırılabilir formu kullanılmıştır. Çalışmada incelenen şartlardaki periyodik (titreşimli) akış hızları oldukça düşük Mach sayısı mertebesinde ($M = 0.054 < 0.4$) olmasına rağmen akustik alanın akışkanla birincil etkileşimi sıkıştırma ve genişletme hareketleri (basınç değişimleri) şeklinde olduğundan analizde denklemlerin tamamen sıkıştırılabilir formunun kullanılması gerekmektedir. Böylece akışkanın sıkıştırılabilirliği dikkate alındığından yerel dalga ilerleme hızı hesaplanabilir. İki boyutlu kartezyen sistemde Navier-Stokes denklemlerinin tamamen sıkıştırılabilir formu (3.1–3.4) ile gösterildiği şekildedir:

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

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

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(E + p)u] + \frac{\partial}{\partial y} [(E + p)v] \\ & = \frac{\partial}{\partial x} [u\tau_{xx} + v\tau_{xy}] + \frac{\partial}{\partial y} [u\tau_{xy} + v\tau_{yy}] - \frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{\partial q_y}{\partial y} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Bu denklemlerde ρ yoğunluk, p basınç, u x-yönündeki ve v y-yönündeki hızlardır. Denklemlerde verilen toplam enerji (E), kayma gerilmeleri (τ) ve ısı akıları (q) da (3.5–3.10) ile hesaplanır.

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

$$\tau_{xx} = \frac{4}{3} \mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial v}{\partial y} \quad (3.6)$$

$$\tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (3.7)$$

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

$$q_x = -k \frac{\partial T}{\partial x} \quad (3.9)$$

$$q_y = -k \frac{\partial T}{\partial y} \quad (3.10)$$

Burada γ akışkanın özgül ısılarının oranı, μ akışkanın dinamik viskozitesi, k akışkanın ısı iletim katsayısı ve T sıcaklıktır.

Bu çalışmada havanın viskozitesinin ve ısı iletkenlik katsayısının sıcaklıkla değişimi de dikkate alınmaktadır. Bu değişkenlerin sıcaklık bağımlılığı için (3.11–3.12) kullanılmaktadır:

$$\mu(T) = -8.73 \cdot 10^{-7} + 8.99 \cdot 10^{-8}T - 1.09 \cdot 10^{-10}T^2 + 8.3 \cdot 10^{-14}T^3 \quad (3.11)$$

$$k(T) = -1.97 \cdot 10^{-3} + 1.2 \cdot 10^{-4}T - 1.09 \cdot 10^{-7}T^2 + 6.79 \cdot 10^{-11}T^3 \quad (3.12)$$

Son olarak, basınç, yoğunluk ve sıcaklık arasındaki ilişkiyi tanımlamak için bir hal denklemine ihtiyaç vardır. Bu çalışmadaki sıcaklık ve basınç değerlerine uygun olarak İdeal Gaz Denklemi kullanılmıştır:

$$p = \rho RT \quad (3.13)$$

Burada R gaz sabitidir.

3.3. Sayısal Yöntem

Temel denklemlerdeki taşınım terimleri kontrol hacmi temelli bir sonlu hacim algoritması (FCT) yardımıyla çözülmüştür. Denklemlerde bulunan yayılım içeren terimler, yani momentum denklemlerindeki viskoz terimler ve enerji denklemindeki

viskoz yitim ve iletim terimleri, ikinci mertebeli merkezi farklar yöntemiyle ayrıklaştırılarak çözüm sürecine kaynak terimi olarak ilave edilmiştir.

3.3.1. Akı-Düzeltilmeli Taşınım Algoritması

Akı-Düzeltilmeli Taşınım (FCT) Algoritması, zamana bağlı, 1-boyutlu, lineer olmayan genel süreklilik denklemini çözmek için geliştirilmiştir. İki veya üç boyutlu problemleri çözmek için zaman basamağı bölme tekniği kullanılmaktadır. Bu algoritma, yüksek mertebeli, lineer olmayan, monoton, konservatif ve artılık-koruyucu, açık zaman adımı ilerlemeli bir algoritmadır [62]. Bu yöntem dördüncü mertebeli doğruluğuna sahiptir ve minimum sayısal yayınımla keskin gradyanları çözebilmektedir. Bu algoritma daha önceki bazı çalışmalarda başarıyla kullanılmıştır [29, 40, 53, 63]. Sözü edilen çalışmaların bazılarında [29, 30, 53], kapalı bir alanda akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebeli girdaplar, diğerlerinde ise hareketsiz duvarların ısıtılması/soğutulmasıyla oluşturulan termoakustik dalgalar [63] incelenmiştir.

Bu algoritmada, mesela yoğunluk gibi bir akış değişkeni başlangıçta artı ise, hesaplamalar boyunca artı kalmaktadır ve hesaplama prosedürü içindeki sayısal hatalara bağlı olarak yeni minimum veya maksimum değerleri ortaya çıkmamaktadır. Yoğunluğun, saçılma veya Gibbs hatalarından kaynaklanabilecek eksi değerlerinden kaçınmak için en az miktarda bir sayısal yayınımlı eklenmektedir; böylece her zaman basamağında hem artılıktan hem de kararlılıktan emin olunabilmektedir. Şöyle ki, hesaplama sırasında öncelikle, taşınım sırasında yayınımlı eklenerek yüksek mertebeli algoritmanın lineer özellikleri, yitime yol açabilecek dalgaların oluşmasını önlemek amacıyla değiştirilmektedir. Eklenen bu yayınımlı sonra bir karşı-yayınımlı basamağında çıkarılmaktadır. Böylece hesaplamalar, algoritmayı dengeleyen yapay bir viskozite olmadan da yüksek mertebeli doğruluğunu korumaktadır. Analizde kullanılacak

birinci mertebe doğruluktan yüksek mertebeli doğruluğa sahip sonlu fark yöntemleri (Lax-Wendrof vs.) sayısal yayını azaltırlar ancak artılıktan ödün verirler. Ayrıca monotonluğu garanti eden herhangi bir ikinci veya daha yüksek mertebeli lineer bir yöntem bulunmamaktadır.

FCT'nin kullanımına örnek verirsek, 1-boyutlu bir süreklilik denklemi olan kütle korunumu denklemi (3.15) FCT ile aşağıdaki şekilde çözümlenir [64]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (3.15)$$

- Yoğunluğun geçici değerleri, bir önceki zaman değerleri kullanılarak (3.16) ile hesaplanır:

$$\tilde{\rho}_i = \rho_i^0 - \frac{1}{\Delta x} \left[f_{i-\frac{1}{2}} - f_{i+\frac{1}{2}} \right] \quad (3.16)$$

Burada f_i 'ler (3.17) ve (3.18)'den hesaplanır:

$$f_{i+\frac{1}{2}} = \Delta x \left[v_{i+\frac{1}{2}} (\rho_{i+1}^0 + \rho_i^0) - \frac{1}{2} \varepsilon_{i+\frac{1}{2}} (\rho_{i+1}^0 + \rho_i^0) \right] \quad (3.17)$$

$$f_{i-\frac{1}{2}} = \Delta x \left[v_{i-\frac{1}{2}} (\rho_i^0 + \rho_{i-1}^0) - \frac{1}{2} \varepsilon_{i-\frac{1}{2}} (\rho_i^0 + \rho_{i-1}^0) \right] \quad (3.18)$$

$$\mathcal{E}_{i+\frac{1}{2}} = u_{i+\frac{1}{2}} \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (3.19)$$

$$\mathcal{E}_{i-\frac{1}{2}} = u_{i-\frac{1}{2}} \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (3.20)$$

Bu hesaplamalarda v 'ler boyutsuz sayısal yayılım katsayılarıdır. Bu yerel yumuşatma katsayılarının seçiminin çözüm profiline bağımlı olmaları tüm algoritmayı lineer olmayan bir hale getirmektedir. ε 'lar taşınım akılarıdır. $i+\frac{1}{2}$, $i-\frac{1}{2}$ değerleri de hücre arayüzlerindeki değerlerdir; mesela $i+\frac{1}{2}$ değeri i ve $i+1$ hücrelerindeki değerlerin ortalamasıdır.

- Geçici değerler, artılığın korunması için güçlü bir şekilde yayılmış olmalıdır; çünkü artılığı garantileyen koşullar, tercih edilen taşınım bir de sayısal yayılım eklerler. Bu yayılımı düzeltmek için karşı-yayılım terimleri eklenir (Karşı-yayılım basamağı):

$$\begin{aligned} \rho_i^n &= \tilde{\rho}_i - \mu_{i+\frac{1}{2}} (\tilde{\rho}_{i+1} - \tilde{\rho}_i) + \mu_{i-\frac{1}{2}} (\tilde{\rho}_i - \tilde{\rho}_{i-1}) \\ &= \tilde{\rho}_i - f_{i+\frac{1}{2}}^{ad} + f_{i-\frac{1}{2}}^{ad} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Burada μ 'ler pozitif karşı-yayılım katsayılarıdır.

- Karşı-yayılım, hesaba, eksi veya fiziksel olmayan değerlerin girme olasılığını ekler. Karşı-yayılım akıları, akı-düzeltilme veya akı-sınırlama denilen bir işlemle değiştirilir:

$$\rho_i^n = \tilde{\rho}_i - f_{i+\frac{1}{2}}^c + f_{i-\frac{1}{2}}^c \quad (3.22)$$

$$f_{i+\frac{1}{2}}^c = S \cdot \max \left\{ 0, \min \left[S \cdot (\tilde{\rho}_{i+2} - \tilde{\rho}_{i+1}), \left| f_{i+\frac{1}{2}}^{ad} \right|, S \cdot (\tilde{\rho}_i - \tilde{\rho}_{i-1}) \right] \right\} \quad (3.23)$$

Burada $|S| = 1$ 'dir ve S 'nin işareti $(\tilde{\rho}_{i+1} - \tilde{\rho}_i)$ 'nin işaretiyle aynıdır. Böylece (3.23) değerini sıfırdan küçük olmamasını sağlayarak aşağıdaki iki sonuçtan birini verir:

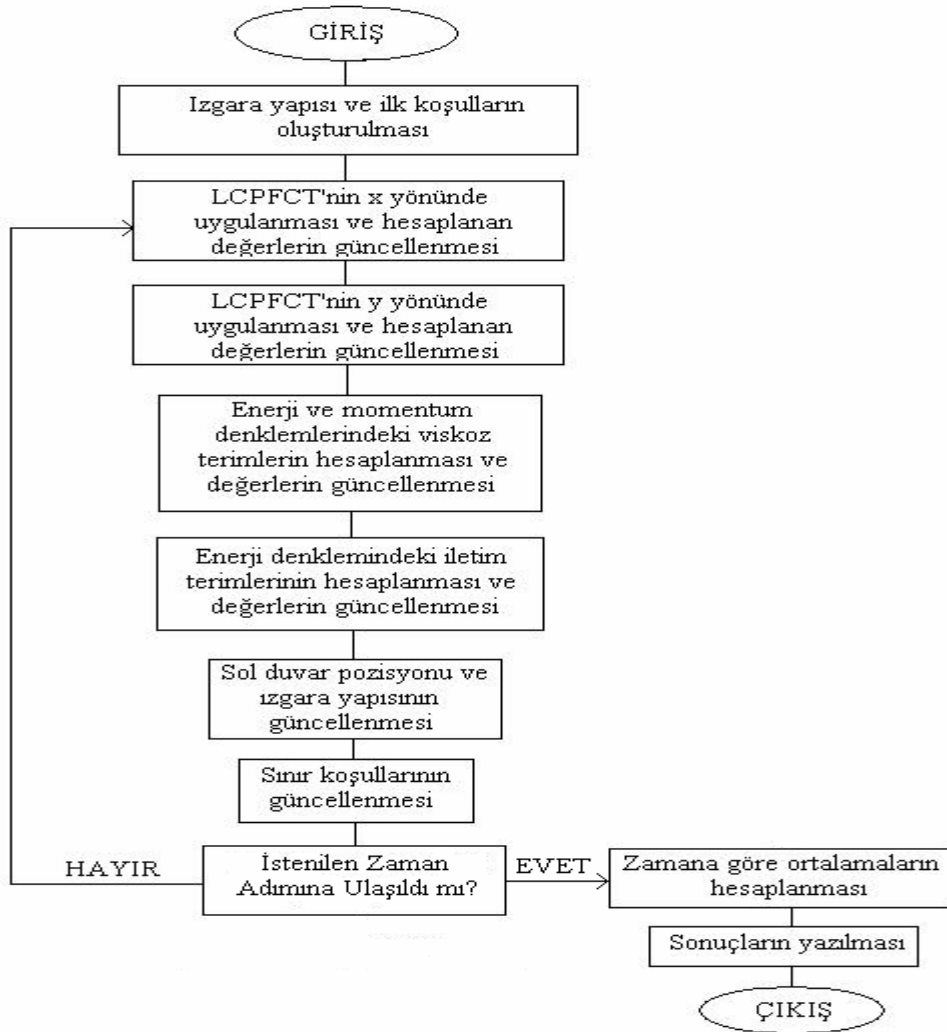
$$f_{i+\frac{1}{2}}^c = \min \left[(\tilde{\rho}_{i+2} - \tilde{\rho}_{i+1}), \mu_{i+\frac{1}{2}} (\tilde{\rho}_{i+1} - \tilde{\rho}_i), (\tilde{\rho}_i - \tilde{\rho}_{i-1}) \right] \quad (3.24)$$

$$f_{i+\frac{1}{2}}^c = 0 \quad (3.25)$$

FCT'nin ardındaki düşünce şudur [62]: Hesaplama sırasında herhangi bir sayısal kafes noktasında yoğunluğun 0'a ulaştığını düşünelim. Bu esnada komşu noktalarda yoğunluk hala artı olsun. Böylece ikinci türev yerel olarak artı olur ve herhangi bir karşı-yayınım minimum yoğunluk değerinin eksi olmasını zorlayabilir. Fiziksel olarak bu mümkün olmayacağı için, karşı-yayınım akıları, profildeki minimumun karşı-yayınım basamağında daha düşük olmaması için sınırlanmalıdır. Ayrıca karşı-yayınımın, yoğunluk profilindeki en yüksek değeri de daha fazla arttırmaması gerekir. Bu iki koşul FCT'nin temelidir: Karşı-yayınım basamağı hesaplamada yeni bir en yüksek veya en düşük değer yaratmamalıdır ve varolan en yüksek/en düşük değerleri de güçlendirmemelidir.

3.3.2. Hesaplama Prosedürü

Sayısal modele ilişkin hesaplamalar için Fortran dilinde yazılmış bir program geliştirilmiştir. Program, Navier-Stokes denklemlerindeki yayılım, iletim ve viskoz yitim terimlerini hesaplamaya dahil etmektedir. Programın akış şeması Şekil 3.1’de verilmiştir.



Şekil 3.1. Akış şeması.

Hesaplamalar LCPFCT algoritması yardımıyla yapılmıştır. LCPFCT 1-boyutlu bir algoritmadır. Daha fazla boyuta genişletmek için sırayla uygulanması gerekir; buna göre, mesela hesaplamalar ilk önce x-yönünde yapılır, y-yönündeki akılar ihmal edilir, sonra, y-yönünde yeni bilgilerle yapılır. Bu tekniğin tek dezavantajı, bazı problemlerde doğrultu sırasının sonuçlara etki etmesidir. Burada da bu teknik şu şekilde uygulanmıştır: 2-boyutlu süreklilik, momentum ve enerji denklemleri ayrı ayrı x-yönündeki ve y-yönündeki değişim terimlerini içeren iki parçaya bölünmüştür. Böylece x ve y-yönlerinde 1-boyutlu denklemler elde edilmiştir. İlk önce x-yönünde hesaplamalar yapıldıktan sonra y-yönündeki hesaplamalara geçilmiştir. Bunu yapmak için önce kararlılığa uygun bir zaman adımı (Δt) seçilmektedir. Kullanılan algoritma açık zaman adımı ilerlemeli bir algoritma olduğu için seçilen zaman adımı Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) kriterini sağlayacak şekilde seçilmiştir. Bu kriterin sağlanması için $CFL = c\Delta t/\Delta x$ sayısının 1'den küçük olması gerekmektedir. (Bu çalışmada hem x hem de y doğrultusunda $CFL < 0.4$ olacak şekilde zaman adımı seçilmiştir). Zaman adımı seçildikten sonra ilk integrasyon t^0 'dan $t^0 + \Delta t/2$ 'ye, diğeri t^0 'dan $t^0 + \Delta t$ 'ye yapılmaktadır. Yarı zaman basamağı yaklaşımı merkezi uzaysal türevleri ve akıları elde etmek için kullanılmaktadır. Böylece iki basamaklı bir zamanda ilerleme tekniği kullanılmış olur. (3.26)'ten (3.28)'ya kadar olan basit gaz dinamiği denklemleri için çözüm yöntemi aşağıdaki gibidir.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot \rho \vec{u} \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) - \nabla p \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\nabla \cdot E \vec{u} - \nabla \cdot (p \vec{u}) \quad (3.28)$$

t^0 anında bütün akış değişkenlerinin hücre merkezlerindeki değerleri bilinmektedir. Bu bilgiler kullanılarak aşağıdaki integrasyon prosedürü uygulanmıştır [62]:

1. Birinci mertebe zaman-merkezli değerleri bulmak için yarı-zaman basamağı hesaplaması:

- a. ρ_i^0 , $\rho_i^0 u_i^0$ ve E_i^0 'ın eski değerleri kullanılarak u_i^0 ve p_i^0 hesaplanır.
- b. ρ_i^0 yarı-zaman basamağı sonundaki değeri $\rho_i^{1/2}$ 'ye taşınır.
- c. Momentum kaynakları için $-\nabla P^0$ hesaplanır.
- d. $\rho_i^0 u_i^0$, $\rho_i^{1/2} u_i^{1/2}$ 'ye taşınır.
- e. Enerji kaynakları için $-\nabla \cdot (P_i^0 u_i^0)$ hesaplanır.
- f. E_i^0 , $E_i^{1/2}$ 'ye taşınır.

2. Zaman basamağının sonundaki ikinci mertebe sonuçları bulmak için tüm-zaman basamağı hesaplaması:

- a. $\rho_i^{1/2}$, $\rho_i^{1/2} u_i^{1/2}$ ve $E_i^{1/2}$ 'nin geçici değerleri kullanılarak $u_i^{1/2}$ ve $p_i^{1/2}$ hesaplanır.
- b. ρ_i^0 , ρ_i^1 'e taşınır.
- c. Momentum kaynakları için $-\nabla P^{1/2}$ hesaplanır.
- d. $\rho_i^0 u_i^0$, $\rho_i^1 u_i^1$ 'e taşınır.
- e. Enerji kaynakları için $-\nabla \cdot (P_i^{1/2} u_i^{1/2})$ hesaplanır.
- f. E_i^0 , E_i^1 'e taşınır.

3. t^1 'den t^2 'ye yukarıda yer alan prosedürdeki gibi yeni bir zaman basamağı hesaplaması yapılır.

Buradaki uygulamada zaman adımı bölme tekniği de kullanılmıştır. Bu tekniğin ana düşüncesi farklı işlemlerdeki fiziksel değişkenlerin bağımsız değişimlerini ayrı ayrı elde etmek ve sonradan hepsini hesaba katarak toplam değişimi bulmaktır. Bu şekilde hem maliyetli matris işlemlerinden kaçınılır hem de her işlem kendisi için en uygun olan sayısal yöntemle hesaba dahil edilmiş olunur. Bu şekilde taşınım ve yayılım içeren terimler kendilerine uygun yöntemlerle açılarak hesaba dahil edilmiştir.

3.3.3. Sınır Koşulları

FCT gibi yüksek mertebeli, dağılımsız bir algoritma sınır koşullarının ayrıntılı bir formülasyonunu gerektirmektedir. Aksi halde, sayısal çözümler sınırlara yakın bölgelerde hatalı dalga yansımaları gösterebilmektedir ve kararsızlıklardan fiziksel olmayan salınımlar ortaya çıkmaktadır. Bu çalışmada, yoğunluk için sınır koşulları için Poinot ve Lele'nin çalışmalarında [65] sundukları karakteristik dalga teorisine dayalı uygulama izlenmiştir. Burada sınır değerleri birtakım sınır denklemlerinden hesaplanmaktadır. Yöntem basınç için uygulandığında sınırdan geçen dalganın genlik değişimleri denklem oluşturulurken göz önüne alınmaktadır. Böylece sınıra gelen veya yansıyan akustik dalganın fiziksel olarak hesaba katılması sağlanır. Basınç için oluşturulan sınır denklemleri birincil değişkenin yoğunluk olduğu şekilde de yazılabilir. Bu yöntem doğru olmayan ekstrapolasyonların ve fazladan tanımlanmış sınır koşullarının kullanımının önüne geçmektedir. Herhangi bir durgun duvar boyunca yoğunluk (3.29) ile hesaplanmaktadır:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) \Big|_D + \frac{1}{c_D} \left(\frac{\partial \rho}{\partial n} + \rho c \frac{\partial u_n}{\partial n} \right) \Big|_D = 0 \quad (3.29)$$

Burada n yüzey normali yönüdür ve D duvar konumunu göstermektedir. Hareketli duvar içinse yoğunluk (3.30)'den hesaplanır:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\rho \gamma}{c_D} \frac{\partial u_D}{\partial t} + \frac{\rho \gamma (u_D - c_D)}{c_D} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\gamma (u_D - c_D)}{c_D^2} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (3.30)$$

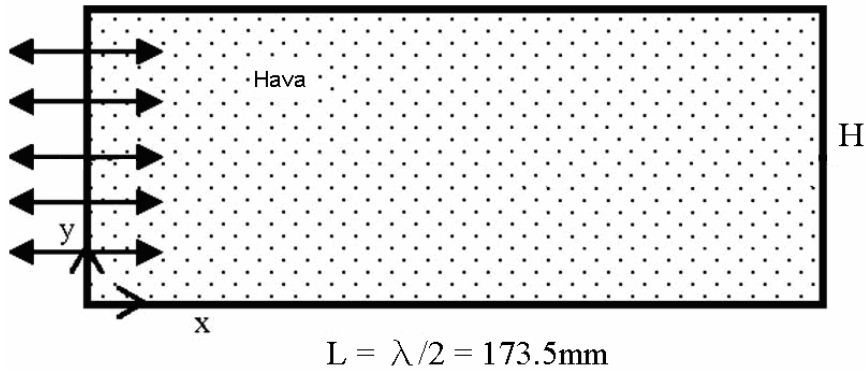
Tüm katı duvarlar için “no-slip” sınır koşulu uygulanmıştır. Bütün analizlerde kapalı alanın sol ve sağ duvarları adyabatik, üst ve alt duvarları ise eş sıcaklıkta alınmıştır. Hesaplamalar tektip dağılmış akış değişkenleri ile başlatılmıştır: basınç (101325 Pa), sıcaklık (300 K) ve yoğunluk (1.1768 kg/m³).

BÖLÜM 4

4. AKUSTİK TİTREŞİMLER İLE OLUŞTURULAN İKİNCİ MERTEBE GİRDAPLARIN OLUŞUMUNUN SAYISAL BENZETİMİ

4.1. Giriş

Bu bölümde, bu çalışmadan önce yapılmış olan, Şekil 4.1’de gösterilen içi hava dolu kapalı bir alan içerisinde, sol duvar titreşimiyle bir ses alanı oluşturulması ve bu ses alanının akışkanda oluşturduğu ikinci mertebe girdap hareketi incelenmesi tekrarlanmıştır. Bu incelemede hem klasik (düzenli) durumdaki ikinci mertebe girdap hareketleri, hem de düzensiz ikinci mertebe girdaplar incelenmiştir. Kapalı alanın sol duvarı, bir hoparlörün diyaframının hareketi gibi bir titreşimin yerine geçen, zamanda harmonik olarak titreşen katı bir sınır olarak modellenmektedir.

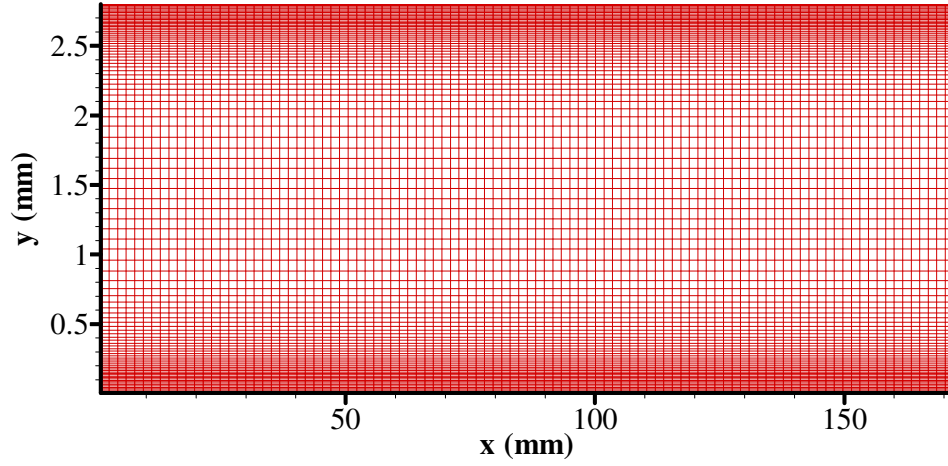


Şekil 4.1. Problem Geometrisi

4.2. Problem

Şekil 4.1’de gösterilen havayla dolu kapalı alan göz önüne alınmıştır. Bu kapalı alanın sol duvarı $f = 1$ kHz titreşim frekansı ile harmonik bir şekilde hareket ettirilmiştir. 300 K’de havadaki ses hızı yaklaşık 347 m/s olduğu için bu frekansa karşılık gelen dalgaboyu 347 mm civarındadır. Kapalı alanın uzunluğu, dalgaboyunun yarısı olarak (173.5mm) seçilmiştir. Bu durumda sol duvarın hareketi kapalı alan içerisinde duran bir yarım ses dalgası oluşturmaktadır. Yükseklik içinse iki değer göz önüne alınmıştır: akustik sınır tabaka kalınlığının 20 katı ve 40 katı. 1 kHz frekanslı dalganın oluşturduğu akustik sınır tabaka kalınlığı $\delta_v = (2v/\omega)^{1/2} \approx 70 \mu\text{m}$ olduğu için yükseklikler 1.4 mm ve 2.8 mm’ye karşılık gelmektedir.

Sayısal hesaplamalar için sayısal kafes büyüklükleri, 1.4 mm yükseklikteki kapalı alan için 101x91 ve 2.8 mm yükseklikteki kapalı alan için 101x101 olarak seçilmiştir. Daha yoğun kafes yapısıyla da benzetimler yapılmış fakat sonuçların önemli ölçüde değişmediği gözlemlenmiş, bu kafes yapıları optimum olarak belirlenmiştir. İkinci mertebe girdap yapılarının doğru şekilde öngörülebilmesi için akustik sınır tabakanın çözümlenmesinin iyi yapılması gerekmektedir. Bu yüzden, akustik sınır tabaka kalınlığı içerisindeki akışın doğru hesaplanması için bu bölgede y doğrultusunda en az 7–8 sayısal hücre sıgacak şekilde tektip kafes kullanılmıştır. Hesaplama maliyetini düşürmek içinse, y -yönünde akustik sınır tabakanın dışında kapalı alanın ortasına doğru genişleyen, tektip olmayan ağ yapısı kullanılmıştır. Ağ yapısı x -yönünde tektiptir ve dalga yayılımını ve yansımalarını doğru olarak hesaplamak için yeterli olmuştur. Ağ yapısında sol duvarın konumunun değişimi ve hücrelerin ilk sütunundaki büyüklük değişimleri de hesaba katılmıştır. Örnek olarak 101x101 ağ yapısı Şekil 4.2’de verilmiştir.



Şekil 4.2. 101x101'lik sayısal kafes.

Düşey duvarlar adyabatik, yatay duvarlar ise 300 K sabit sıcaklıktadır. Benzetimlerde duvar titreşiminin her periyodu için 100000 zaman basamağı kullanılmıştır. Kapalı alandaki basınç genliği, sol duvarın en yüksek yerdeğiştirmesinin ayarlanmasıyla kontrol edilmektedir. Sol duvarın yer değıştirmesi ve hızı (4.1) ve (4.2)'deki gibidir.

$$X = X_{maks} \sin(\omega t) \quad (4.1)$$

$$v_H = \omega X_{maks} \cos(\omega t) \quad (4.2)$$

Burada X_{maks} sol duvarın en yüksek yer değıştirmesini göstermektedir ve ωX_{maks} (m/s) sol duvarın en yüksek hızını vermektedir. Bu bölümde incelenen ilk iki durumda X_{maks} 250 μm , son durumda ise 60 μm olarak alınmıştır.

İncelemelerde, iki adet Intel Xeon 2.66 GHz işlemcili bir platform kullanılmıştır. Bir periyot için yaklaşık çalışma zamanı 45 dakikadır.

4.3. Sonuçlar ve Tartışma

Bu bölümde, sol duvar titreşiminin yardımıyla kapalı alan içerisinde elde edilen akustik etkiyle oluşturulan ikinci merteye girdapların oluşumu incelenmiştir. Değişik kapalı alan yükseklikleri ve sol duvar yerdeğiştirmesi değerleri için, oluşan ikinci merteye girdapların yapısı araştırılmıştır. İncelenen durumlar izelge 4.1’de özetlenmiştir.

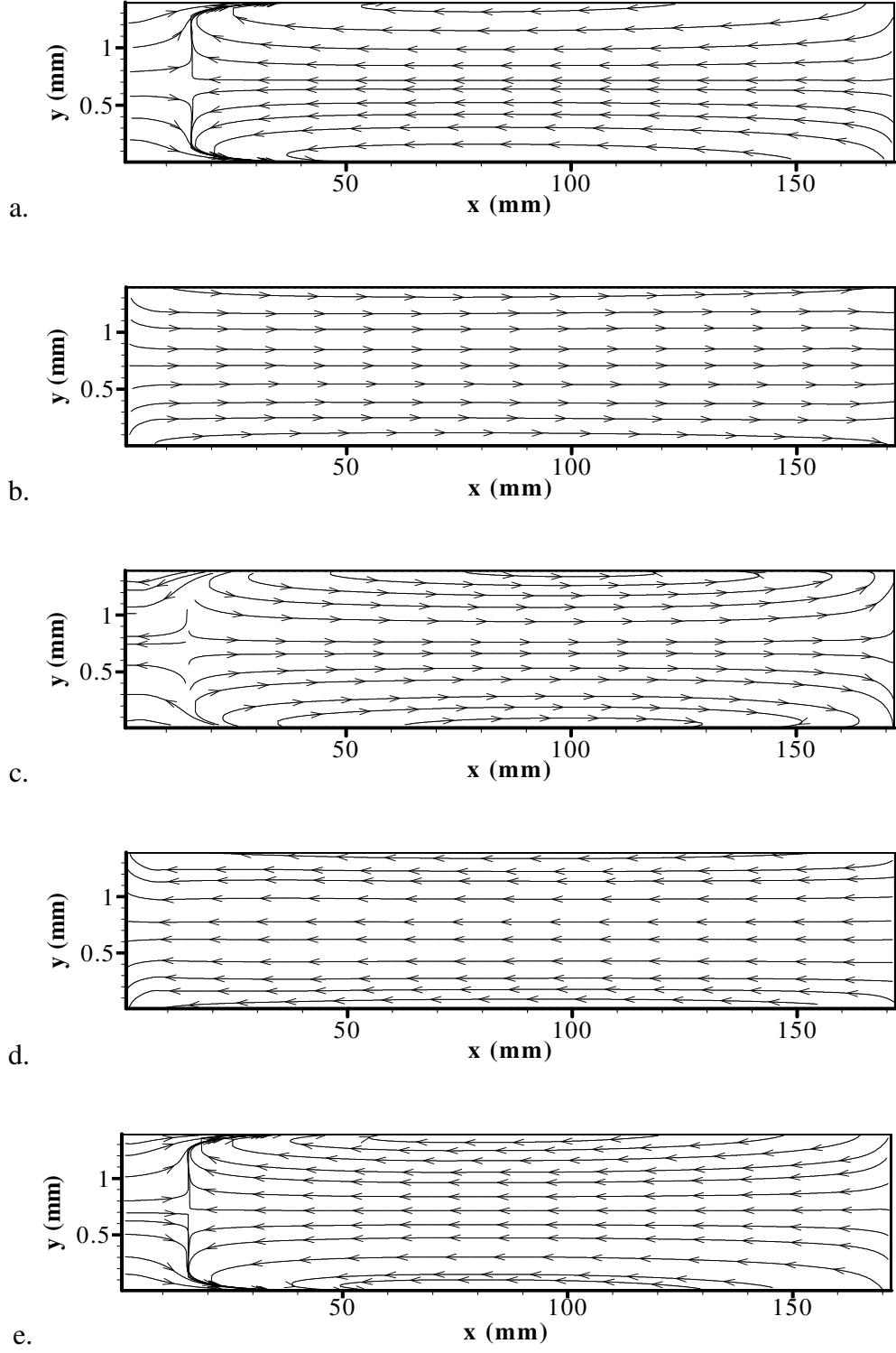
Çizelge 4.1. İkinci Mertebe Girdapların Oluşumunda İncelenen Durumlar

Durum #	H/ δ_v	X _{maks} (μm)	L/H
1	20	250	~ 124
2	40	250	~ 62
3	40	60	~ 62

4.3.1. Akustik Etkiyle Oluşturulan İkinci Mertebe Girdapların Oluşumu

İlk durumda 1.4 mm yüksekliğinde ve 173.5 mm uzunluğundaki bir kapalı alan içerisinde 250 μm ’lik sol duvar yerdeğiştirmesinin etkisiyle oluşan ikinci merteye girdaplar incelenmiştir. 25. periyotta kapalı alan içerisindeki ikinci merteye girdap hareketi sanki-sürekli durumuna ulaşmıştır. Akustik periyodun değişik anlarında ($\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$) anlık akış alanları Şekil 4.3’te verilmiştir. Anlık akış alanlarında anlık hız vektörlerine göre çizilen akış çizgileri gösterilmiştir. Bu anlık akış alanları, sanki

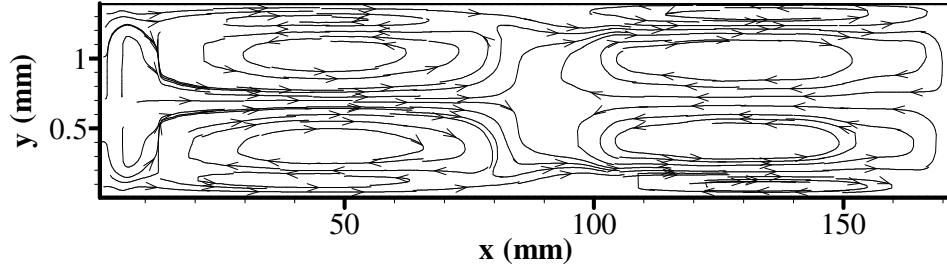
sürekli duruma ulaşıldıktan sonraki bütün periyotlarda aynı şekilde gözlemlenmektedir. Bu yüzden akış sanki sürekli olarak adlandırılmaktadır: sol duvar titreşiminin her anında akış farklı ama her periyotta akış tekrarlayan bir akış formu gözlemlenmektedir. $\omega t = 0$ sol duvar titreşiminin başlama anını göstermektedir, herhangi bir periyot sırasında bu anda duvar ilk konumundadır. $\omega t = \pi/2$ anında sol duvar kapalı alan içerisine doğru en yüksek yerdeğiştirme değeri kadar hareket etmiştir. $\omega t = \pi$ anında sol duvar kapalı alanın içerisinden dışa doğru giderken ilk konumundan geçmektedir. $\omega t = 3\pi/2$ anında ise sol duvar kapalı alandan dışarıya doğru en yüksek yerdeğiştirme değeri kadar hareket etmiştir. $\omega t = 2\pi$ anı periyodun bitiminde duvarın dışarıdan ilk konumuna dönüş anıdır ve bir sonraki periyot için $\omega t = 0$ anıyla aynı zamanı temsil etmektedir. $\omega t = 0$ anında sol duvar periyoduna yeni başlarken bu duvara yakın bölgede duvardan ileriye doğru bir akış varken biraz ileride bu akış tersine dönmektedir. $\omega t = \pi/2$ anında ise sol duvarın kapalı alan içerisine doğru hareketi akış üzerinde baskındır ve bütün kapalı alan boyunca sağ duvara doğru bir akış rejimi vardır. $\omega t = \pi$ anındaki akış alanı $\omega t = 0$ anındakinin tersidir. Burada sol duvar dışarı doğru hareketine başladığı için bu duvara yakın bölgelerde duvara doğru bir hareket varken biraz ileride akış ters dönmekte ve sağa doğru bir akış görülmektedir. $\omega t = 3\pi/2$ 'deki akış da $\omega t = \pi/2$ 'deki akışın tersi yönündedir. $\omega t = 2\pi$ anı bir sonraki döngü için başlangıç zamanıdır ve anlık akış alanı $\omega t = 0$ anındakinin aynısıdır. Bu da akışın periyodik davranışını göstermektedir.



Şekil 4.3. a. $\omega t = 0$, b. $\omega t = \pi/2$, c. $\omega t = \pi$, d. $\omega t = 3\pi/2$, e. $\omega t = 2\pi$ anlarında akış alanları.

1.4 mm yüksekliğindeki bu kapalı alana ilişkin ortalama akış alanı da Şekil 4.4'te görülmektedir. İkinci mertebeli akış alanlarının hesaplanması için kullanılan kütle taşınım hızları (4.1)'de verilmiştir. Köşeli parantez “ $\langle \rangle$ ” zamana göre ortalamayı işaret etmektedir. Bu ikinci mertebeli akış alanında bulunan kütle taşınım hızlarının hesaplanması için zaman ortalaması, sol duvar titreşiminin son periyodunda, yani 25. periyotta alınmıştır. İncelenen bu durumda en yüksek birincil mertebeli hız (titreşimli akış hızı) 9.08 m/s iken en yüksek ikinci mertebeli girdap hızı 0.056 m/s'dir. Titreşimli hızın bu değerlerde olmasının sebebi kapalı alan içerisinde oluşturulan ses dalgasının rezonansa olmasıdır. Bu sayede kapalı alan içerisindeki basınçlar yüksek değerlere çıkmaktadır ve bu durum da hızın yüksek olmasını sağlamaktadır.

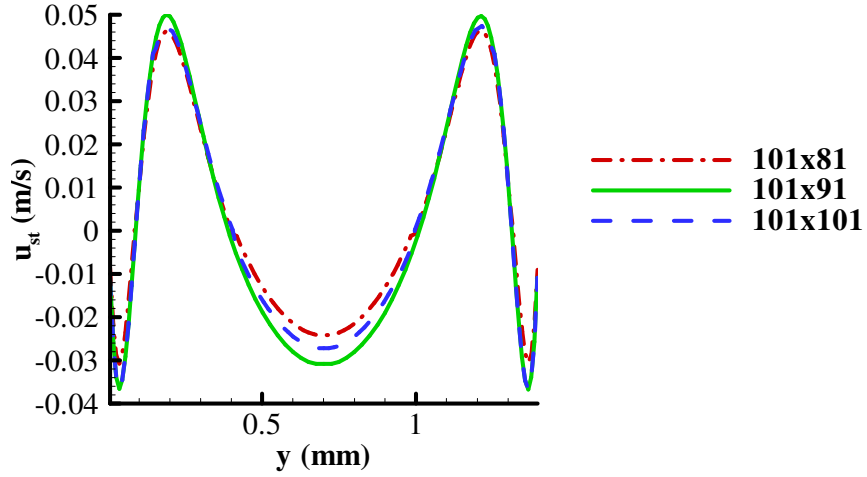
$$u_{st} = \frac{\langle \rho u \rangle}{\langle \rho \rangle}, \quad v_{st} = \frac{\langle \rho v \rangle}{\langle \rho \rangle} \quad (4.1)$$



Şekil 4.4. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 1).

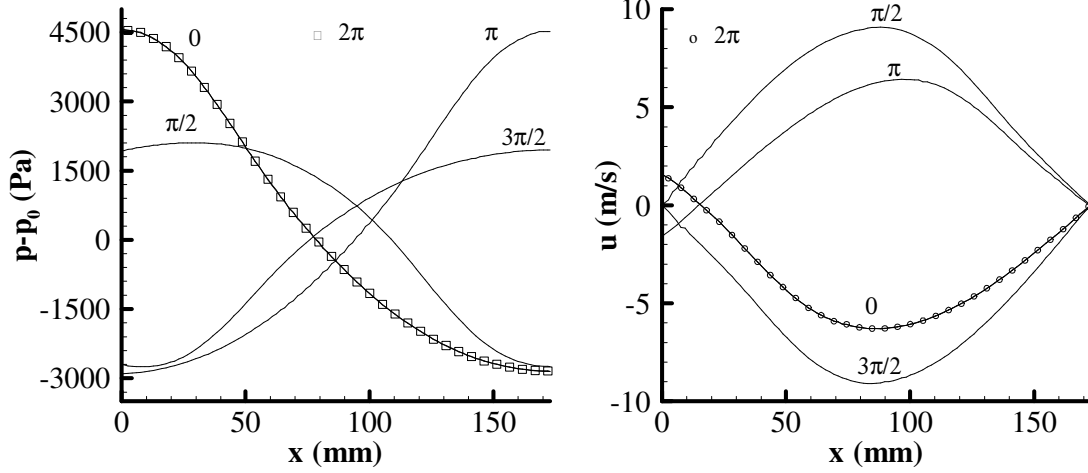
Şekil 4.4'te klasik ikinci mertebeli girdap yapıları açıkça görülmektedir. Yarı dalga boyu olan kapalı alan uzunluğunda 4 adet iç ve 4 adet dış girdap bulunmaktadır. Kapalı alan göreceli olarak dar olduğundan ($H/\delta_v = 20$) iç girdaplar en az dış girdaplar kadar belirgindir. Sol duvara yakın bölgedeki akış sol duvarın hareketli olmasından kaynaklanmaktadır.

Şekil 4.5'te $x = 3L/4$ 'te, yani kapalı alanın ikinci yarısındaki girdapların merkezlerinden geçen düşey düzlemde, ikinci mertebe girdap hızının u-bileşeninin yükseklikle değişimi verilmiştir. Akışın simetrisi ve girdapların birbirine ters doğrultuda olan yatay hızları şekilde görülmektedir. Burada daha sıkı ve daha geniş kafeslerle yapılan çalışmalarda elde edilen ikinci mertebe girdap hızları karşılaştırılmıştır. 101x91'lik ağ en iyi sonucu verdiği ve hesaplama maliyetini fazla yükseltmediği için seçilmiştir.



Şekil 4.5. $x = 3L/4$ 'te ikinci mertebe girdap u-hızının yükseklikle değişimi (Durum 1).

25. periyot boyunca basıncın ve x-yönündeki hızın dağılımları Şekil 4.6.a ve Şekil 4.6.b'de verilmektedir. p_0 başlangıçtaki basınç değerini göstermektedir. Bu dağılımlar, kapalı alanın yatay simetri eksenini boyunca verilmektedir. Burada gösterilen dağılımlar alt ve üst duvarlara paralel değişik düzlemlerde çok büyük farklılıklar göstermemektedir. Basınç ve hız değişimleri yaklaşık olarak yarım dalgayı temsil etmektedir. $\omega t = 2\pi$ anındaki basınç ve hız dağılımları şekillerden de görülebileceği gibi $\omega t = 0$ anındaki dağılımlarla aynıdır. $\omega t = 0$ ve $\omega t = 2\pi$ anlarında basınç ve hız dalgalarının aynı olması, kapalı alan içerisinde akustik duran dalga oluştuğunu desteklemektedir.

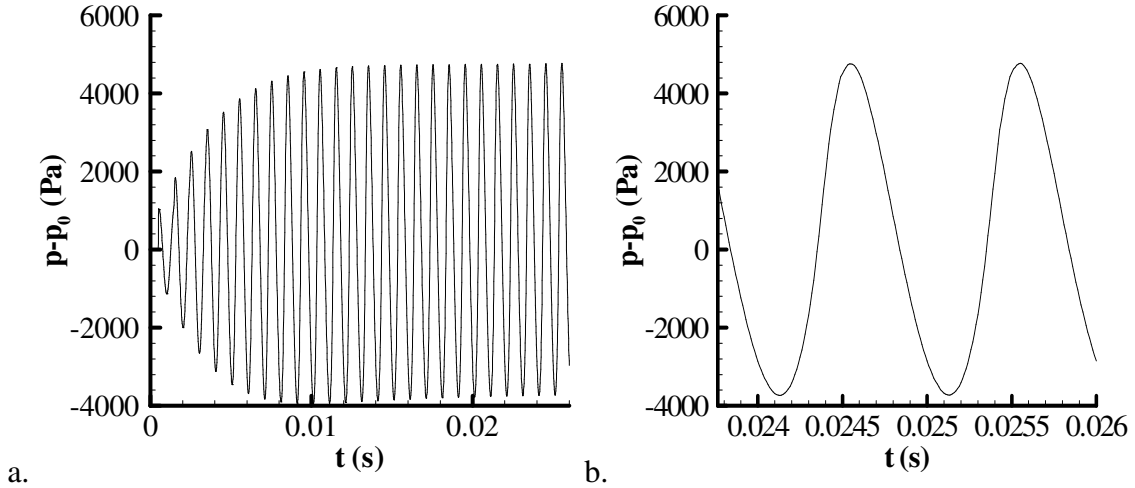


Şekil 4.6. 25. akustik periyot sırasında $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ anlarında, kapalı alanın simetri eksenini boyunca: (a) basınç, (b) u-hızı dağılımları (Durum 1).

Şekil 4.6.a ve 4.6.b'de titreşen duvar tarafından yayılan dalganın mükemmel sinüs profilinin viskoz ve lineer olmayan etkilere bağlı olarak bir miktar bozulduğu görülmektedir. Periyodun başlangıcında ($\omega t = 0$), basınç kapalı alanın titreşen duvarı üzerinde en yüksektir, bu duvardan uzaklaştıkça azalmaktadır ve karşı duvarda en düşük değerine ulaşmaktadır. Periyodun ortasında ($\omega t = \pi$), basınç profili $x = L/2$ 'deki düşey düzleme göre periyot başlangıcındaki profille oldukça simetrik olmaktadır ve sağ duvarda en yüksek değerine ulaşmaktadır. Farklı zaman basamakları için oluşan basınç profilleri yaklaşık olarak $x = L/2$ 'de kesişmektedir ve bir basınç düğümü oluşturmaktadır. Hız profilinde sol duvarın $\omega t = \pi/2$ ve $\omega t = 3\pi/2$ anlarında durgun olduğu görülmektedir. En yüksek hız değerleri de yine bu anlarda kapalı alanın ortasında ortaya çıkmaktadır.

Bu durum için sağ duvar orta noktasındaki basıncın zamanla değişimi Şekil 4.7'de verilmiştir. Şekil 4.7.a'da görülmektedir ki hesaplamalar yapıldığı sırada basınç dalgası

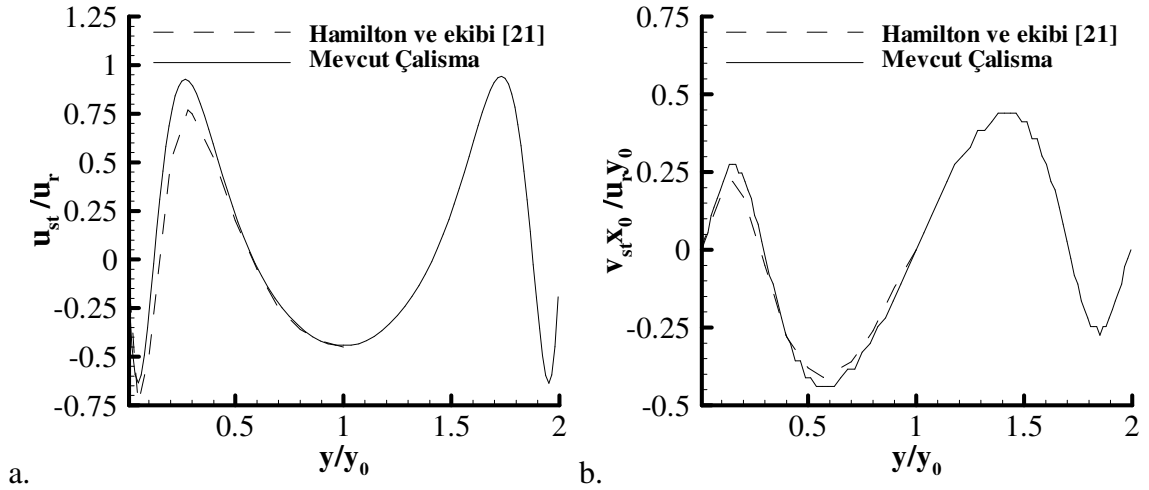
sürekli durumuna ulaşmıştır. Basınç dalgasının yaklaşık iki periyotluk değişiminin verildiği Şekil 4.7.b’de basınç dalgasının 0.001 s’lik periyodu ($1/f$) ve sinüsel formu görülmektedir. Basınç dalgasının genliği bu noktada yaklaşık 9000 Pa’dır.



Şekil 4.7. Kapalı alanın sağ duvarının orta noktasında basıncın zamanla değişimi (Durum 1).

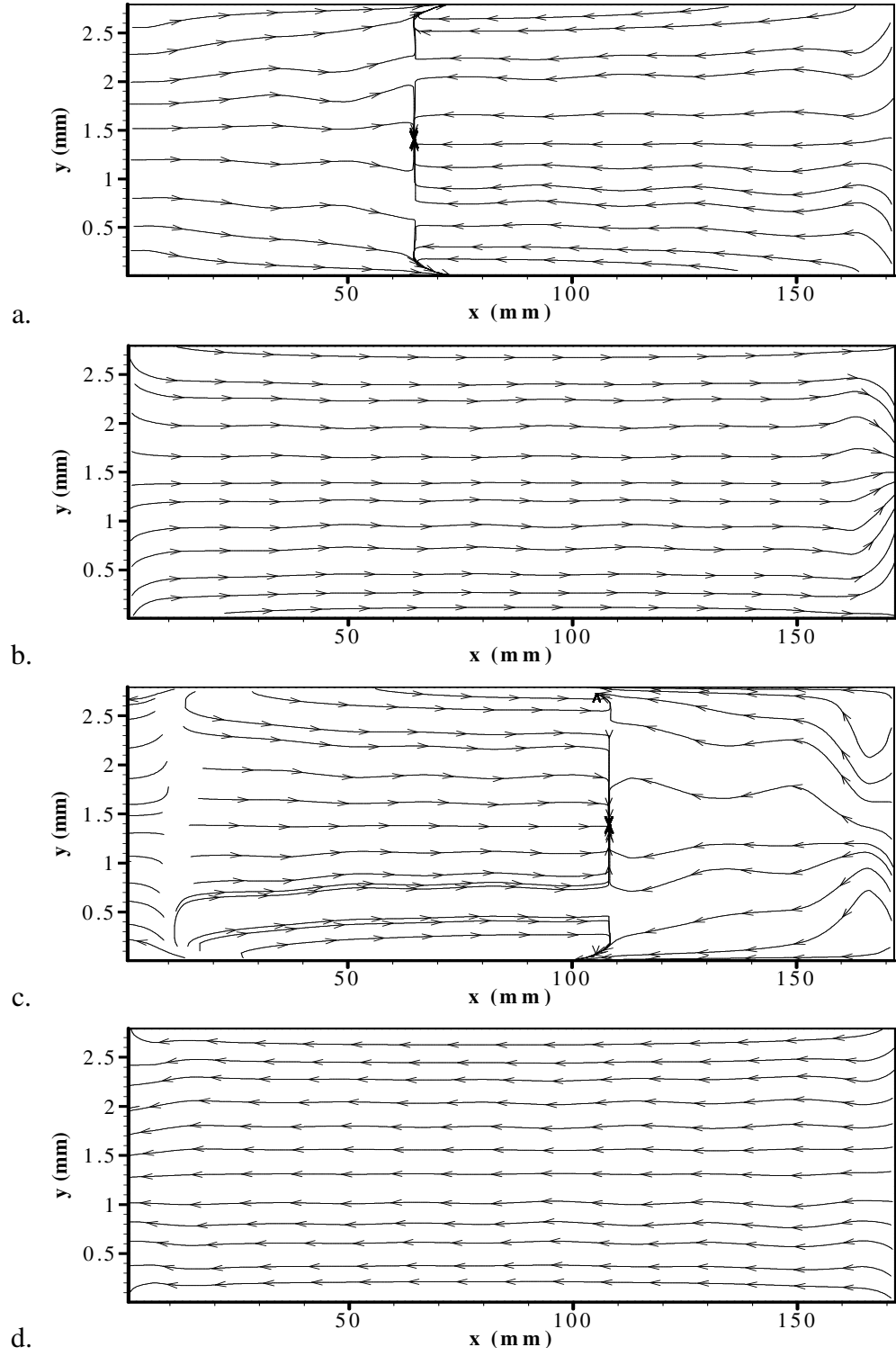
Bu çalışmada elde edilen sonuçların doğruluğunu kontrol etmek için daha önce yapılmış çalışmalarla karşılaştırma yapılmıştır. Boyutsuz ikinci mertebeye girdap hızları, Hamilton ve ekibi tarafından yapılan çalışmada [21] bulunan sonuçlarla kıyaslanmıştır. Hamilton ve ekibi bahsedilen çalışmalarında [21] değişik y_0/δ_v değerleri için düzenli ikinci mertebeye girdapları araştırmışlardır. Burada y_0 yarı yüksekliği göstermektedir. Durum 1’de incelenen düzenli ikinci mertebeden girdapların bahsedilen çalışmanın sonuçları ile karşılaştırılması Şekil 4.8’de verilmiştir. Şekil 4.8.a $x = 3L/4$ ’te ikinci mertebeye girdap hızının x-bileşenini, Şekil 4.18.b ise $x = L/2$ ’de y-bileşenini göstermektedir. Boyutsuz değerler x-bileşeni için u_{st}/u_r , y-bileşeni için $v_{st}x_0/(u_r y_0)$ ile hesaplanmıştır. Burada u_r referans hızdır ve $u_r = 3(u_{maks})^2/(16c)$ olarak verilir. u_{maks} en yüksek titreşimli (birincil) hızdır. Bu referans hız, mükemmel sinüsel dalga formu durumunda geniş kanallar için ($y/\delta_v \rightarrow \infty$) Rayleigh tarafından kanalın orta düzleminde elde edilmiş en yüksek ikinci

mertebe girdap hızını tanımlamaktadır. x_0 ise yarı uzunluğu ifade etmektedir. Hamilton ve ekibi [21] sözü edilen çalışmada bir rezonans tüpü içerisinde harmonik titreşimle titreştirilen bir sistemde oluşturulan bir ses alanını göz önüne almışlardır. Bu çalışma ise titreşen bir sınırı olan bir rezonans tüpünü göz önüne almaktadır. Ayrıca referans çalışmada sistemin bütün duvarları adyabatik alınmıştır. Mevcut çalışmadaki eş sıcaklıktaki yatay duvarlar, kapalı alan içerisindeki sıcaklık dalgalanmalarını az da olsa arttırmıştır, bu yüzden de ikinci mertbe girdap hızları bir miktar farklılaşmıştır. Bütün bu farklılıklara rağmen mevcut çalışmada göz önüne ilk durum için elde edilen sonuçlar Hamilton ve ekibi'nin çalışmalarıyla [21] uyum içerisinde görünmektedir.



Şekil 4.8. İkinci mertbe girdap hızının (a) u-bileşeninin $x = 3L/4$ 'te, (b) v-bileşeninin $x = L/2$ 'te yükseklik boyunca değişimleri (Durum 1)

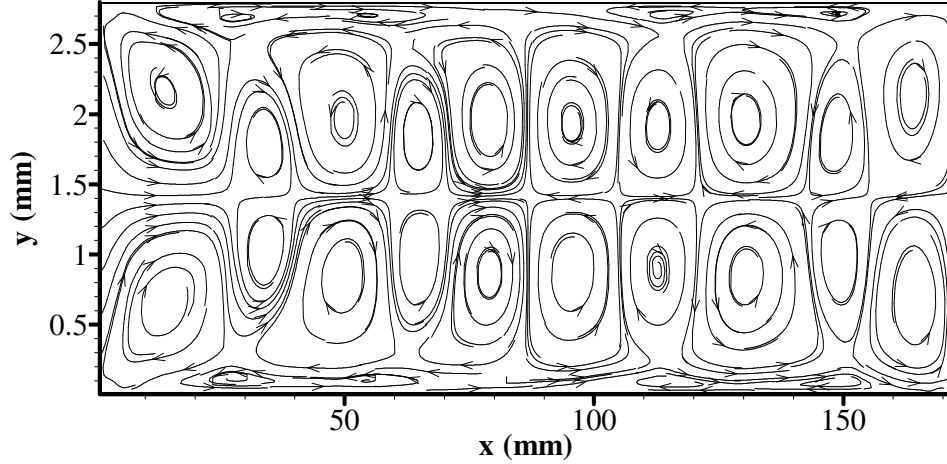
Araştırmada incelenen ikinci durumda kapalı alanın bütün parametreleri aynı tutulurken yükseklik 2 katına çıkartılarak 2.8 mm yapılmıştır. Geometrisi bu şekilde değiştirilen kapalı alanda değişik periyot sayılarında yapılan hesaplamalarda akışın sanki-sürekli formuna 40 periyot sonunda ulaştığı saptanmıştır. Ayrıca sayısal kafes büyüklüğü de bu geometride yapılacak hesaplamalara uygun şekilde değiştirilmiştir.



Şekil 4.9. a) $\omega t = 0$, b) $\omega t = \pi/2$, c) $\omega t = \pi$, d) $\omega t = 3\pi/2$ anlarındaki akış alanları.

Bu durum için anlık akış alanları Şekil 4.9'da verilmiştir. $\omega t = 0$ anında sol duvar periyoduna yeni başlarken sol duvara yakın bölgede sol duvardan ileriye doğru bir akış varken yaklaşık $x = L/3$ 'te bu akış tersine dönmektedir. $\omega t = \pi/2$ anında ise sol duvarın kapalı alan içerisine doğru hareketi akış üzerinde baskındır ve bütün kapalı alan boyunca sağ duvara doğru bir akış rejimi vardır. $\omega t = \pi$ anındaki akış alanında sol duvar dışarı doğru hareketine başladığı için bu duvara yakın bölgelerde duvara doğru bir hareket varken biraz ileride akış ters dönmekte ve sağa doğru bir akış görülmektedir. Yaklaşık $x = 2L/3$ 'te akış tekrar ters dönmekte ve sola doğru bir akış görülmektedir. $\omega t = 3\pi/2$ 'deki akış da $\omega t = \pi/2$ 'deki akışın tersi yönündedir.

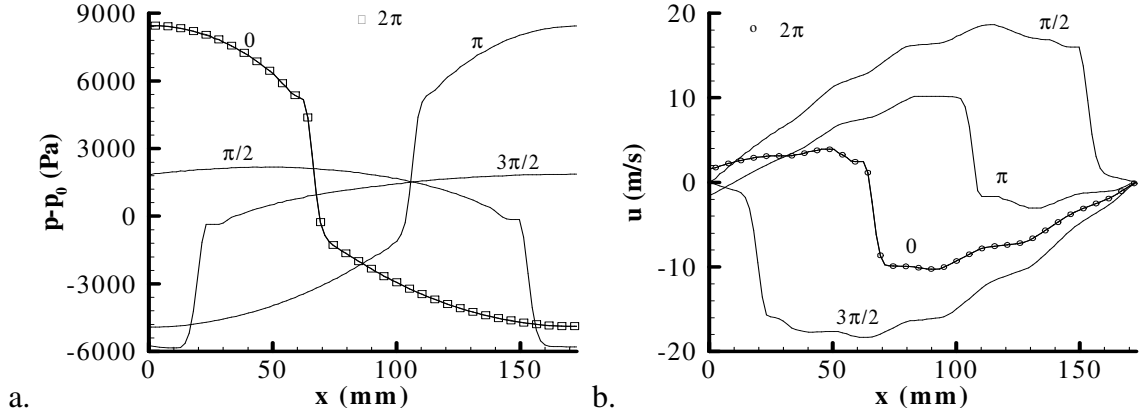
Duruma ilişkin ortalama akış alanı da Şekil 4.10'da görülmektedir. Bu ikinci mertebe akış alanında bulunan kütle taşınım hızlarının hesaplanması için zaman ortalaması, sol duvar titreşiminin son periyodunda, yani 40. periyotta alınmıştır.



Şekil 4.10. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 2).

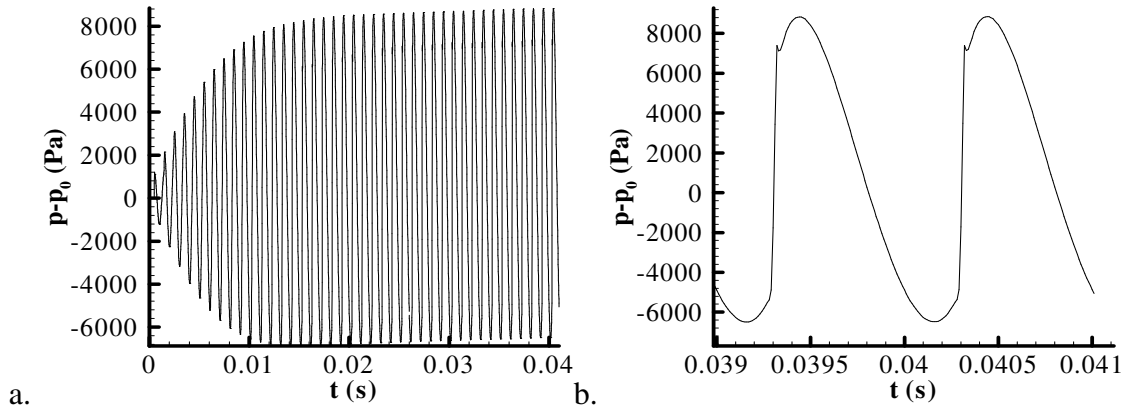
Ortalama akış alanına bakıldığında akışın düzenli yapısını kaybettiği görülmektedir. Yükseklik iki katına çıkartıldığı halde kapalı alan içerisindeki akışın sürücü kuvveti olan sol duvar yer değiştirmesinin değiştirilmemesi akış üzerindeki viskoz etkiler zayıflatmıştır. Bu durum yüksek basınç genliklerine yol açmış ve ortalama akış alanında değişiklikler olmuştur. Girdap şekilleri ve ikinci mertebe girdap yapısı düzensiz hale gelmiştir. Yine de ortalama akış alanında belli bir simetri gözlemlenebilmektedir. Şekil 4.10'da gösterilen ortalama akış alanı düzenli (klasik/yavaş) ikinci mertebe girdap yapısından tamamen farklıdır; 20 adet dış ve 4 adet iç girdap görülmektedir. Bu 4 adet iç girdabın her biri de 2 adet aynı yönde dönen girdap merkezine sahiptir. Ayrıca akışın anlık ve ortalama hızları da çok artmıştır. Bu durumda en yüksek anlık hız 18.64 m/s iken en yüksek ortalama hız 0.67 m/s'dir.

Şekil 4.11.a ve Şekil 4.11.b'de 40. akustik periyot sırasında değişik anlarda, kapalı alanın yatay orta düzlemi boyunca basınç ve u-hızı dağılımları verilmektedir. Hem basınç hem de hız dalgaları keskin değişimler göstermektedir. Aktaş ve Farouk, çalışmalarında [53] bu durumdan bahsetmişlerdir. Thompson ve Atchley yüksek genlikli bir duran dalgayla yaptıkları deneysel çalışmalarında [44] ikinci mertebe girdap hızlarının klasik teoriyle beklenen sonuçlardan farklı olduğunu gözlemlemişlerdir. Aynı durumdan bahseden başka çalışmalar da mevcuttur [17, 20, 25, 26, 28, 32, 59]. Menguy ve Gilbert [20] klasik ikinci mertebe girdap profilinin sadece düşük akustik basınç genlikleri için elde edilebildiğini göstermişlerdir ve yükselen genliklerin ortalama hızın klasik sinüsel dağılımını bozduğunu belirtmişlerdir. Yano [26] yükselen hız genlikleriyle, türbülanslı ikinci mertebe akış ortaya çıkmadan bile akışın simetrisinin bozulabildiğini göstermiştir. Boluriaan ve Morris [28] de yüksek akustik basınç genliklerinde hız profilinin klasik dağılımdan saptığını tespit etmişlerdir. Diğer araştırmalar da akustik dalganın basınç genliğinin artmasının ikinci mertebe girdap akış alanını düzensiz hale getirdiğini doğrulamışlardır.



Şekil 4.11. 40. akustik periyot sırasında $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ anlarında, kapalı alanın simetri eksenini boyunca: (a) basınç, (b) u-hızı dağılımları (Durum 2).

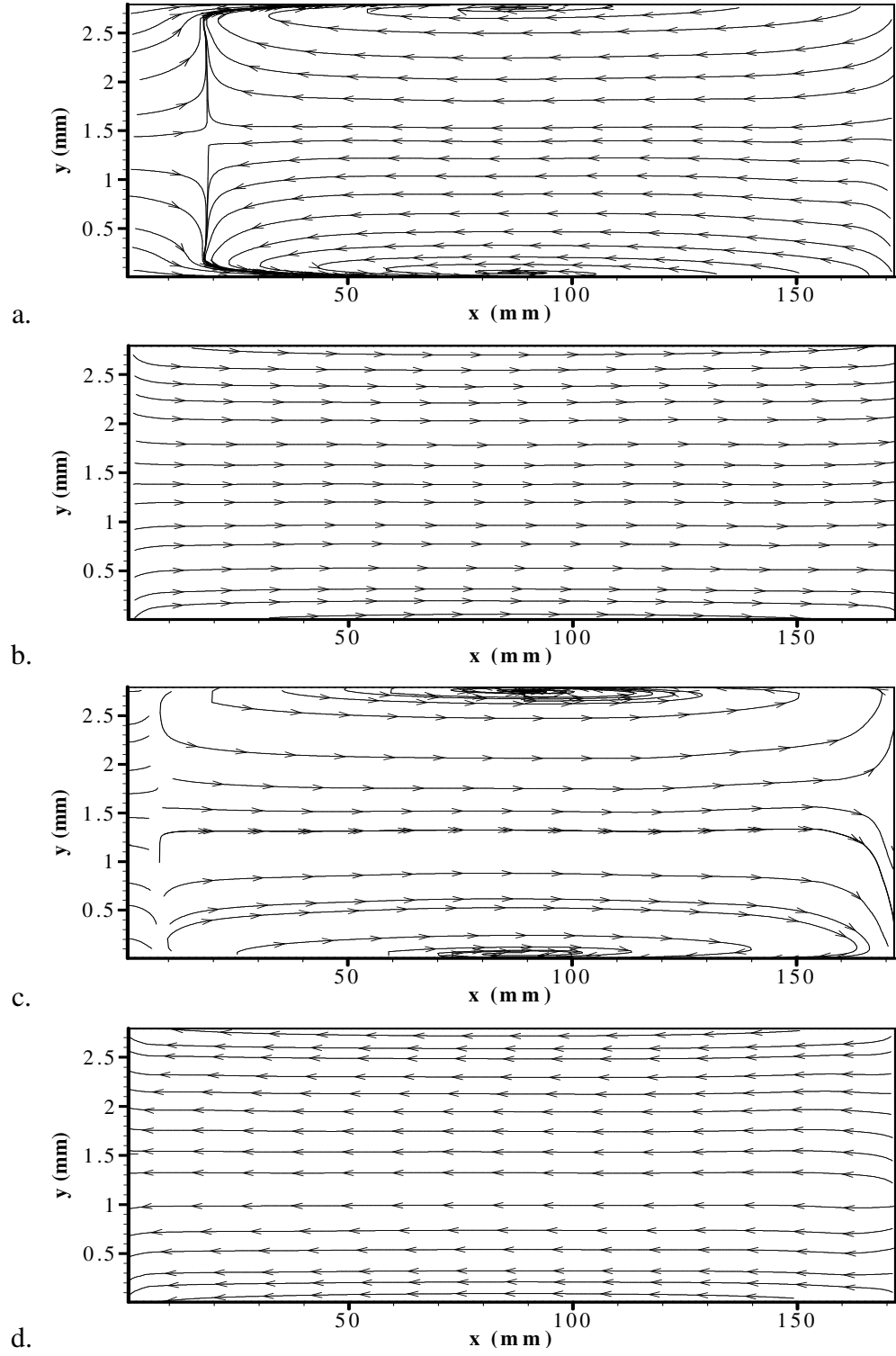
Bu durum için sağ duvar orta noktasındaki basıncın zamanla değişimi Şekil 4.12'de verilmiştir. Basınç dalgasının yaklaşık 2 periyotluk değişiminin gösterildiği Şekil 4.12.b'de basınç dalgasının keskin (ani) bir şekilde değişimi görülmektedir. Herhangi bir periyot sırasında kapalı alan içerisinde basınç birden yükselmekte ve şok dalgası benzeri davranış göstermektedir. Bu da ikinci merteye girdapların düzensiz hale gelmesini ve hızların da yükselmesini sağlamaktadır. Basınç dalgasının genliği 15500 Pa kadardır.



Şekil 4.12. Kapalı alanın sağ duvarının orta noktasında basıncın zamanla değişimi (Durum 2).

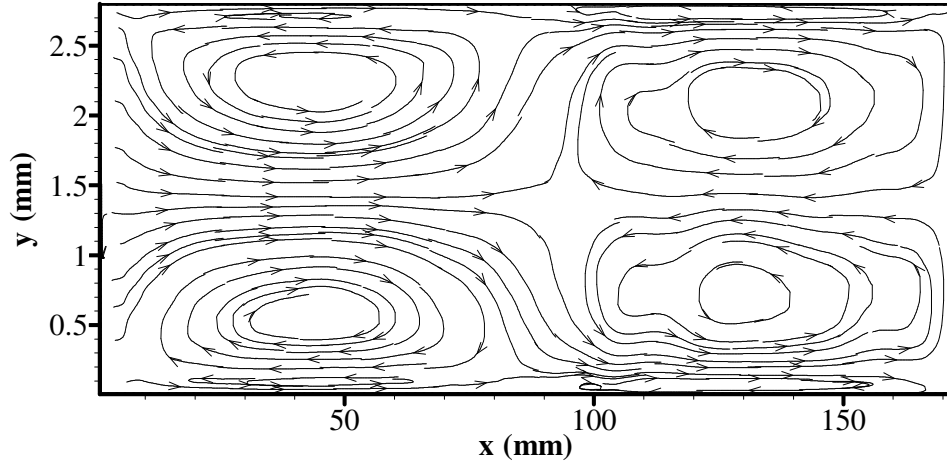
Düzensiz durum için Yano [26]'nın sayısal çalışmasında verilen sonuçlarla niteliksel bir karşılaştırma yapılmıştır. Bahsi geçen çalışmada, düzensiz girdaplar için akustik Mach sayısı (mevcut terminolojiyle) $M = X_{maks}\omega/c$ ve ikinci merteye girdap Reynolds sayısı $Re_s = \pi X_{maks}c/v$ olarak verilmiştir. Durum 3 için edilen Mach sayısı 0.0045 ve Reynolds sayısı 17000 kadar olmaktadır. Yano [26], ikinci merteye girdap Reynolds sayısı 6200 iken süreksiz girdaplar oluştuğunu ve 56000 civarında türbülansa geçiş olduğunu belirtmiştir. Durum 3'teki basınç genlikleri ve birincil akış hızları Yano [26]'nın ele aldığı $M = 0.0036$ durumuyla aynı mertebelerdedir. Yano, türbülanslı olarak adlandırdığı bu durum için boru içerisinde tektip olmayan bir şekilde yayılmış, değişik büyüklüklerde süreksiz girdaplar oluştuğunu bulmuştur ve ikinci merteye girdap hızının eksenel bileşeninin düzensiz dalgalanmalarını bildirmiştir. Mevcut çalışmada daha düzgün dağılımlı ikinci merteye girdap yapıları belirlenmiştir.

Sonraki aşamada 2.8 mm yükseklikteki ve 173.5 mm uzunluktaki kapalı alan içerisinde 60 μm 'lik sol duvar yer değiştirmesiyle oluşan ikinci merteye girdap hareketi incelenmiştir. Bu durum için elde edilen anlık akış alanları Şekil 4.13'te verilmiştir. Şekil 4.13'te gösterilen anlık akış alanları incelenen birinci durumdaki anlık akış alanlarına büyük benzerlik göstermektedir. Ancak kapalı alanın yüksekliğinin artmış olması $\omega t = 0$ ve $\omega t = \pi$ anlarında Durum 1'de gözlemlenen yatay duvarlara doğru akışın bu durumda girdapsal hareketlere dönüşmesine sebep olmaktadır. Bu girdapsal hareketler dışında iki durumun anlık akış alanları benzerdir.



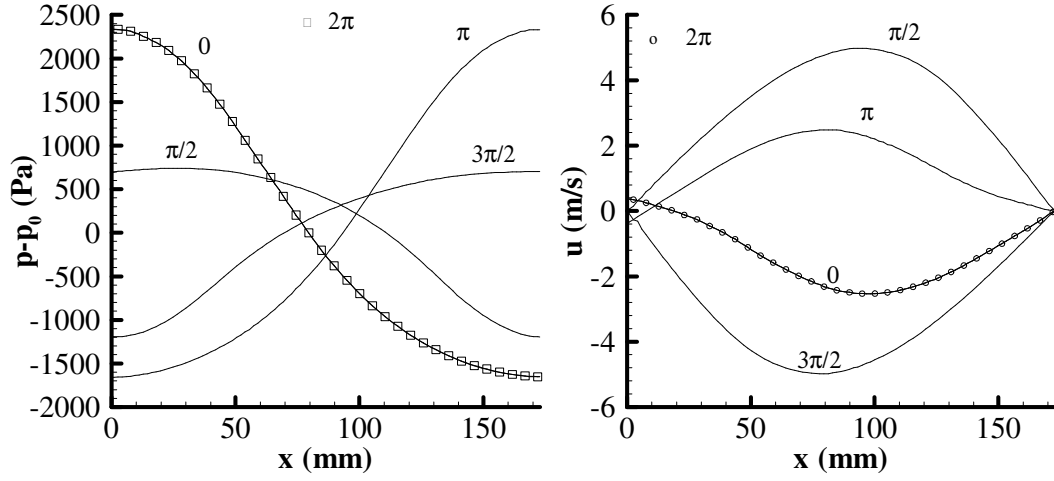
Şekil 4.13. a) $\omega t = 0$, b) $\omega t = \pi/2$, c) $\omega t = \pi$, d) $\omega t = 3\pi/2$ anlarındaki akış alanları.

Duruma ilişkin ortalama akış alanı da Şekil 4.14'te görülmektedir. Kütle taşınım hızlarının hesaplanması için zaman ortalaması, sol duvar titreşiminin son periyodunda, yani 40. periyotta alınmıştır. Bu durumda en yüksek anlık hız 4.98 m/s iken en yüksek ortalama hız 0.022 m/s'dir. Ortalama akış alanında 4 adet dış ve 4 adet iç girdap görülmektedir. Kapalı alanın yüksekliği arttırıldıkça (H/δ_v oranı arttıkça) akustik sınır tabaka içerisinde oluşan iç girdapların görülmesi zorlaşmaktadır. Ancak bu durum için kapalı alan içerisinde düzenli ikinci mertbe girdap yapısının oluştuğu anlaşılmaktadır.



Şekil 4.14. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 3).

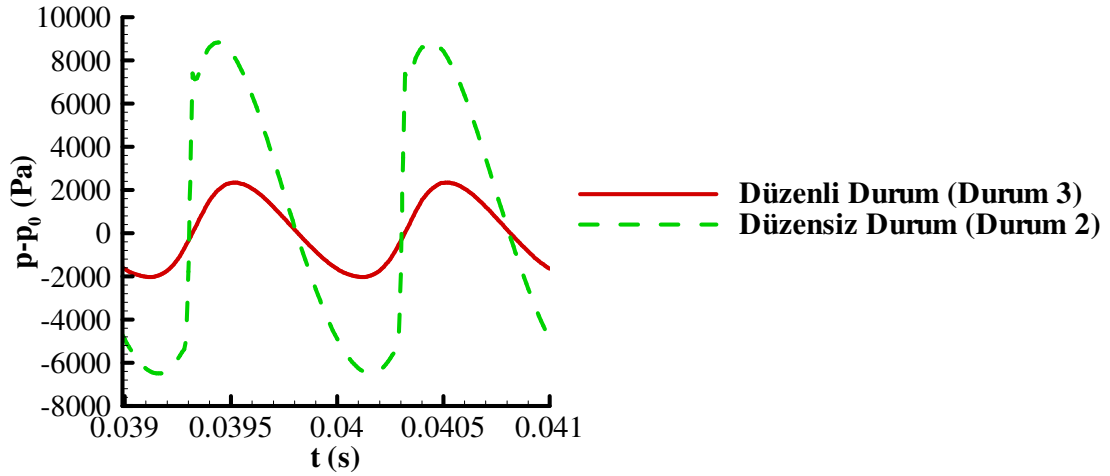
40. periyot boyunca basıncın ve x-yönündeki hızın dağılımları Şekil 4.15.a ve Şekil 4.15.b'de verilmektedir. Dağılımlar, kapalı alanın yatay simetri eksenini boyunca verilmektedir. Yine $\omega t = 0$ ve $\omega t = 2\pi$ anlarında basınç ve hız dalgalarının aynı olması, kapalı alan içerisinde akustik duran dalganın başarıyla oluşturulduğunu göstermektedir.



Şekil 4.15. 40. akustik periyot sırasında $\omega t = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ anlarında, kapalı alanın simetri eksenini boyunca: (a) basınç, (b) u-hızı dağılımları (Durum 3).

Aynı geometrideki düzensiz ve düzenli (klasik) ikinci mertebeli girdap yapıları için basınç profillerinin karşılaştırılması Şekil 4.16’da verilmiştir. Şekilde, düzensiz durum için basınç dalgasının keskin bir şekilde değiştiği görülmektedir. Düzenli durumda ise basınç dalgası tekrar sinüsel formuna dönmüştür ve kapalı alan içerisinde basınç değişimleri daha yumuşaktır. Bu durumda, bir kapalı alan içerisinde düzenli ikinci mertebeli girdapların oluşabilmesi için uygulanan ses dalgasının formunun sinüs dalgasına yakın olması gerektiği, aynı zamanda genlik değişimlerinin de keskin olmaması gerektiği söylenebilir. Aynı geometride düzenli girdaplar için basınç genliği 4500 Pa kadarken düzensiz girdaplar için basınç genliği neredeyse üçe katlanmış ve 15500 Pa civarına yükselmiştir. Benzer basınç profillerinden önceki bazı çalışmalarda da bahsedilmiştir [34, 66–70]. Chester [66], bir piston yardımıyla içerisinde hareket yaratılan kapalı alanda rezonans frekans aralığında şok dalgalarının oluştuğunu, bu aralığın dışında ise titreşim hareketinin sürekli olduğunu ancak mükemmel sinüsel olmayan şekilde sürdüğünü bildirmiştir. Ilgamov ve ekibi [67], basınç genliğinin yükselmesinin klasik teori ile deneysel sonuçların uyumunu bozduğunu göstermiştir. Saenger ve Hudson [68] piston yer değiştirmesinin kritik bir değerden yüksek olması halinde periyodik şokların

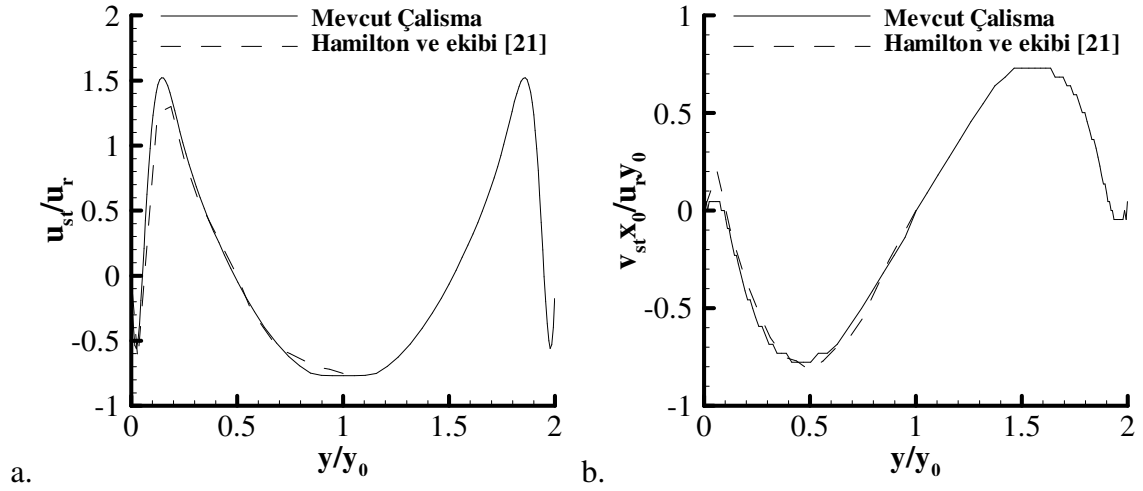
oluşturduğunu bulmuştur. Cruikshank [69], Chester [66]'ın sonuçlarıyla teorik ve deneysel karşılaştırma yaptığı çalışmasında Chester'in yüksek basınç genlikleri için öngördüğü sonuçlarla deney sonuçlarının uyumlu olduğunu ancak teorisinin bu sonuçlarla uyummadığını söylemiştir. Düşük basınç genliklerinde ise teori ile deneyin birbirini doğruladığını bulmuştur. Temkin [70], bir rezonans tüpüyle yaptığı analitik ve deneysel çalışmada basınç genlikleri için sınır değerler tanımlamakta kullandığı sonuçlara ulaşmıştır.



Şekil 4.16. Durum 2 ve Durum 3 için basınç dalgası karşılaştırması.

Durum 3'te elde edilen basınç ve hız genlikleri, daha basık kapalı alandaki (Durum 1) ikinci merteye girdap hareketleri için elde edilmiş olan genliklerden daha düşüktür. Bunun sebebi duvar yüksekliği arttıkça yüksek basınç genliklerinin şok dalgası oluşturma ihtimalinin artmasıdır. Bu yüzden 2.8 mm yükseklikli bu kapalı alanda daha düşük basınç genliklerinde düzenli ikinci merteye girdap hareketi oluşmaktadır. Basınç genliği düşük olduğu için hız genliği de düşük olmaktadır.

Durum 3'te incelenen düzenli ikinci merteye girdapların Hamilton ve ekibi'nin çalışmasının [21] sonuçları ile karşılaştırılması Şekil 4.17'de verilmiştir. Şekil 4.17.a $x = 3L/4$ 'te ikinci merteye girdap hızının x-bileşenini, Şekil 4.17.b ise $x = L/2$ 'de y-bileşenini göstermektedir. Sonuçlar arasındaki uyum oldukça iyidir.



Şekil 4.17. İkinci merteye girdap hızının (a) u-bileşeninin $x = 3L/4$ 'te, (b) v-bileşeninin $x = L/2$ 'de yükseklik boyunca değişimleri (Durum 3)

Çizelge 4.2 burada incelenen durumlar için hızları ve ikinci merteye girdap Reynolds sayılarını içermektedir. $u_{st,maks}/u_r$ oranı çalışılan durumlarda elde edilen en yüksek ikinci merteye girdap hızının Rayleigh'in çalışmasında [8] verdiği, titreşimli hızlarla hesaplanan en yüksek ikinci merteye girdap hızına oranıdır. Bu oranlara baktığımızda 1 civarında olan değerler için düzenli girdaplar, 1'den büyük olan değerler içinse düzensiz girdaplar elde edildiği görülmektedir. Aynı şekilde Denklem (4.2)'de tanımlanan ikinci merteye girdap Reynolds sayısının 1'den küçük olduğu değerler için düzenli, 1'den büyük olduğu değerler içinse düzensiz ikinci merteye girdap akışı olduğu gözlemlenmiştir.

$$\text{Re}_{st} = \frac{1}{2} \left(\frac{u_{maks}}{c} \right)^2 \left(\frac{H}{\delta_v} \right)^2 \quad (4.2)$$

Çizelge 4.2. İncelenen durumlar için hızların değişimi

Durum #	u_{maks} (m/s)	$u_{st,maks}$ (m/s)	u_r (m/s)	$u_{st,maks}/u_r$	Re #
1	9.08	0.056	0.04	1.3	0.14
2	18.64	0.671	0.19	3.6	2.31
3	4.98	0.022	0.01	1.6	0.17
8 (Bölüm 6)	13.52	0.034	0.02	1.7	0.99
11 (Bölüm 6)	6.09	0.731	0.10	7.4	4.85

BÖLÜM 5

5. SICAKLIK GRADYANININ AKUSTİK ETKİYLE OLUŞTURULAN İKİNCİ MERTEBE GİRDAPLARA ETKİSİNİN İNCELENMESİ

5.1. Giriş

Bu bölümde, içerisinde, ses dalgasının ilerleme yönüne dik doğrultuda bir sıcaklık gradyanı bulunan içi hava dolu kapalı bir alan içerisinde sıcaklık gradyanının, ses alanının akışkanda oluşturduğu ikinci mertebe girdap hareketlerine etkileri incelenmiştir. Sıcaklık gradyanının, hem klasik (düzenli) durumdaki ikinci mertebe girdap hareketleri, hem de düzensiz ikinci mertebe girdaplar üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Kapalı alanın sol duvarının harmonik titreşimi kapalı alanda ikinci mertebe girdap hareketini oluşturan akustik etkidir.

5.2. Problem

İncelemelerde, Bölüm 4'te akış alanları incelenen geometriler göz önüne alınmıştır.

Yan duvarlarda adyabatik, alt ve üst duvarlarda ise sabit sıcaklık sınır şartı kullanılmıştır. Benzetimlerde duvar titreşiminin her periyodu için 100000 zaman basamağı kullanılmıştır.

5.3. Sonuçlar ve Tartışma

Bu bölümde akustik etkiyle oluşturulan ikinci merteye girdapların düşey sıcaklık gradyanından ne şekilde etkilendiği incelenmektedir. İncelenen durumlar Çizelge 5.1’de özetlenmiştir. Sıcaklık gradyanının etkileri incelenirken kapalı ortama hem simetrik ısıtma hem de simetrik olmayan ısıtma uygulanmıştır. Çizelge’de verilen $T_{\text{Ü}}$ ve T_{A} değerleri sırasıyla üst ve alt duvar sıcaklıklarını göstermektedir.

Çizelge 5.1. Sıcaklık Gradyanının İkinci Merteye Girdaplara Etkileri İçin İncelenen Durumlar

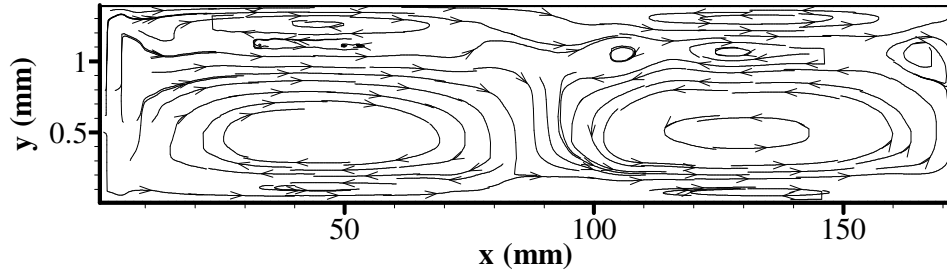
Durum #	H/δ_v	T_{A}	$T_{\text{Ü}}$	Durum #	H/δ_v	T_{A}	$T_{\text{Ü}}$
4-a	20	310	300	6-a	40	310	300
4-b	20	320	300	6-b	40	320	300
4-c	20	350	300	6-c	40	350	300
5-a	20	310	310	7-a	40	310	310
5-b	20	320	320	7-b	40	320	320
5-c	20	350	350	7-c	40	350	350

5.3.1. Düşey Sıcaklık Gradyanının Düzenli İkinci Merteye Girdaplara Etkileri

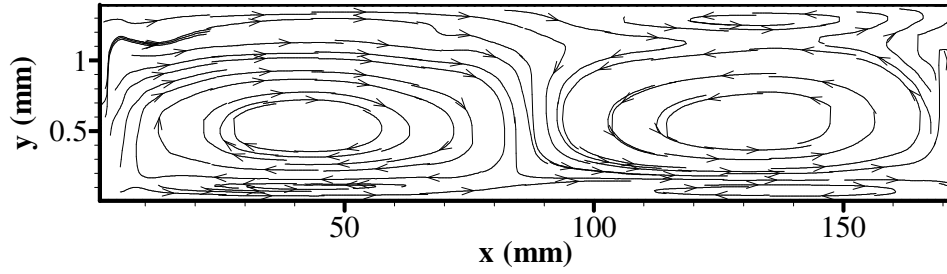
Düşey sıcaklık gradyanının akustik etkiyle oluşturulan düzenli ikinci merteye girdaplara etkilerinin incelenmesinde 1.4 mm yükseklikteki ve 173.5 mm uzunluktaki kapalı alan için 6 durum çalışılmıştır. Çizelge 5.1’de gösterilmiş olan bu durumların ilk üçünde üst

duvar sıcaklıkları 300 K iken alt duvar sıcaklıkları sırayla 310 K, 320 K ve 350 K alınmıştır. Son üç durumda ise hem alt hem de üst duvar sıcaklıkları aynı değerlerdedir (310 K, 320 K ve 350 K).

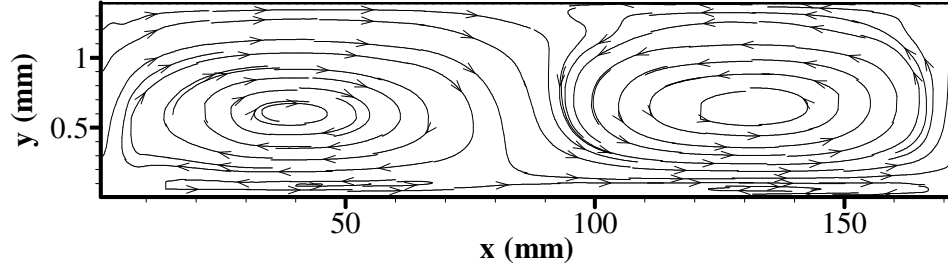
Bu durumlarda incelenen kapalı alanlara ilişkin ortalama akış alanları Şekil 5.1, 5.2 ve 5.3'te görülmektedir. İkinci mertebe akış alanlarında bulunan kütle taşınım hızlarının hesaplanması için zaman ortalaması, sol duvar titreşiminin son periyodunda, yani 25. periyotta alınmıştır.



Şekil 5.1. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 4-a).



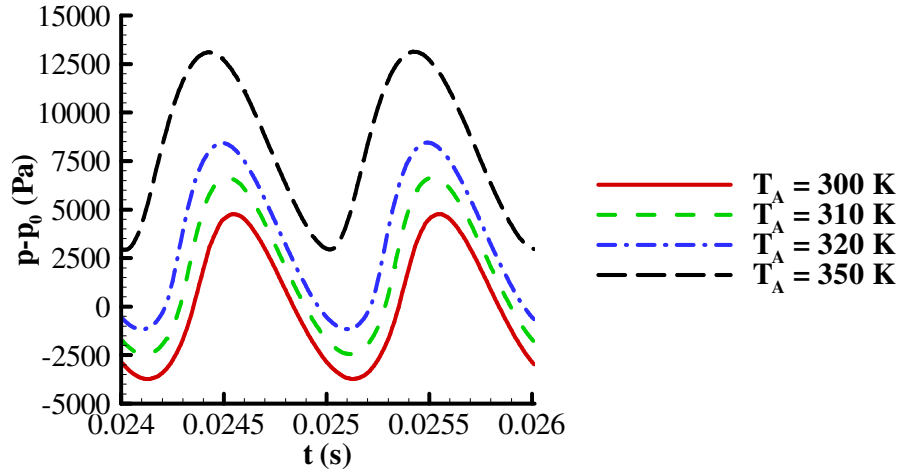
Şekil 5.2. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 4-b).



Şekil 5.3. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 4-c)

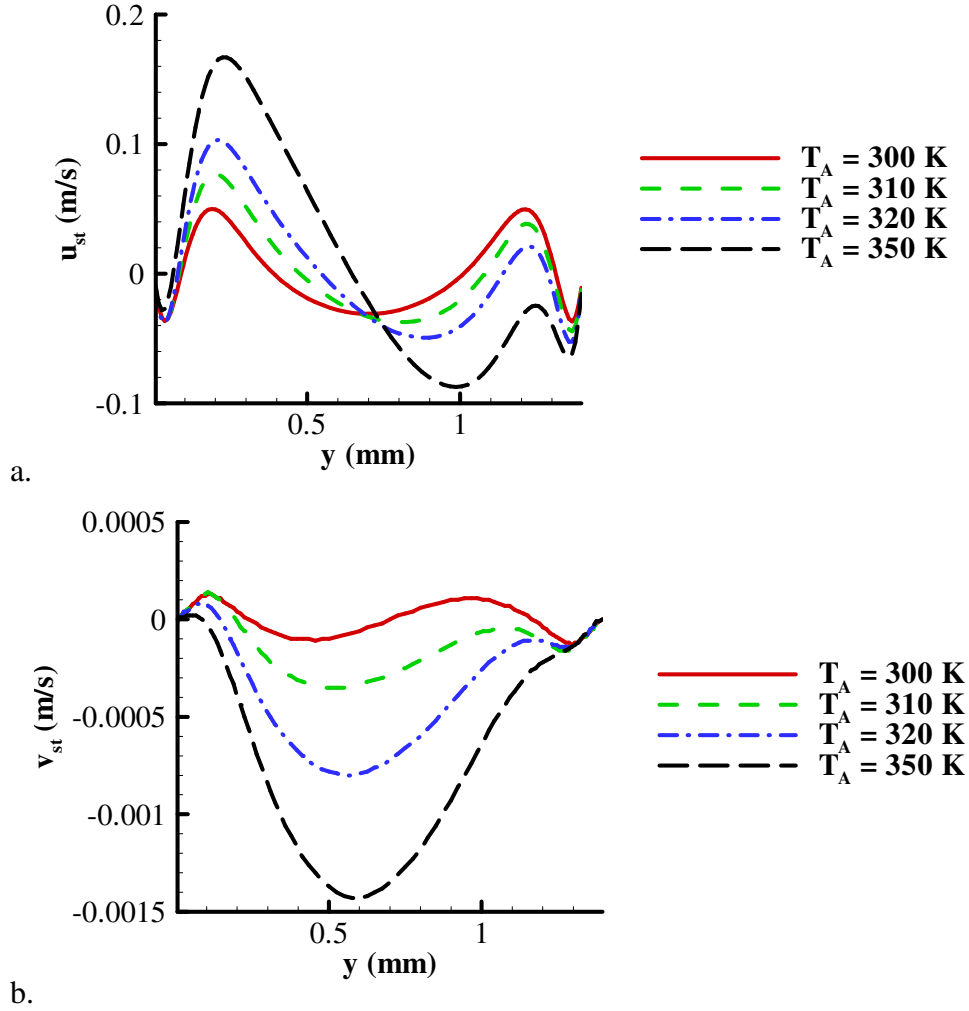
Şekil 5.1'de görüldüğü üzere alt duvar sıcaklığı 310 K'e getirildiğinde akış alanında bazı şekil değişimleri olmaya başlamıştır. Isıtılan duvar yakınındaki dış girdaplar, alt duvarın 300 K olduğu duruma kıyasla genişlerken üst duvar yakınındaki dış girdaplar küçülüp neredeyse iç girdapların büyüklüğüne gelmiştir. Alt duvarın 310 K'lik sıcaklığının yarattığı düşey sıcaklık gradyanı akış alanının simetrisini bozmuştur. Alt duvar sıcaklığı 320 K'e yükseltildiğinde akış alanındaki şekil değişimleri fazlalaşmaya başlamıştır (Şekil 5.2). Altındaki dış girdaplar üste doğru genişlerken üstteki dış girdaplar tamamen yok olmuştur. Üst kısımdaki iç girdaplar hala gözlemlenebilmektedir; ancak alt duvar sıcaklığının 350 K'e getirilmesiyle bu iç girdaplar kaybolur. Şekil 5.3'ten de görülebileceği gibi, alt duvarın 300 K olduğu durumda kapalı alanın alt yarısında bulunan iki dış girdap bu durumda (Durum 4-c) kapalı alanın hemen hemen bütününde etkilidir.

İncelenen bu 3 durum için sağ duvar orta noktasındaki basınç dalgalarının son iki periyottaki değişimleri Şekil 5.4'te verilmiştir. Basınç genlikleri, alt duvarın 300 K olduğu duruma göre biraz yükselmiş görünmektedir ve alt duvar sıcaklığı arttıkça da artma eğilimindedir. Burada basınç genlikleri 300 K sıcaklıktan itibaren sırayla 8500 Pa, 9250 Pa, 9500 Pa ve 10250 Pa'dır.



Şekil 5.4. Basıncın zamanla değişimi (Durum 4-a, 4-b ve 4-c).

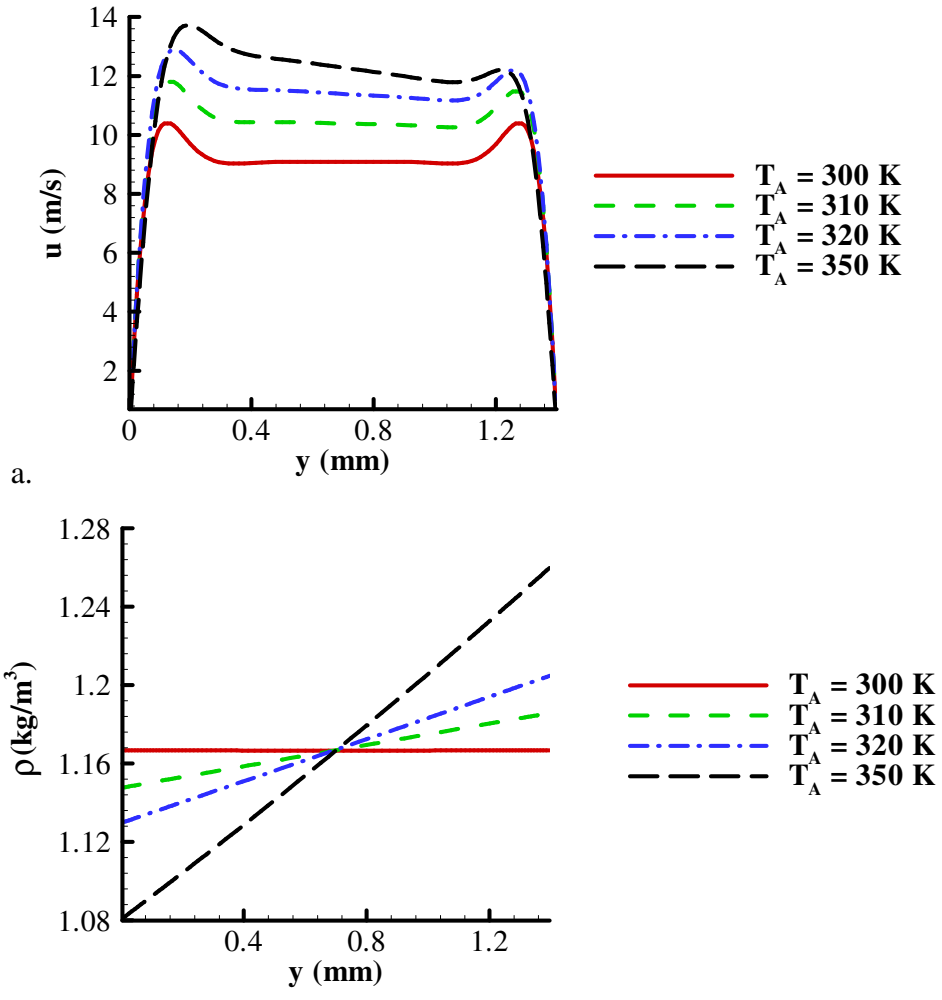
Düzenli ikinci mertebe girdapların simetrik olmayan ısıtılmasında elde edilen ortalama akış alanlarındaki hızların yükseklikle değişimlerinin karşılaştırılması Şekil 5.5'te verilmiştir. Şekil 5.5.a $x = 3L/4$ 'te ortalama hızın x -bileşenini, Şekil 5.5.b ise $x = L/2$ 'de ortalama hızın y -bileşenini göstermektedir. Alt duvarın 300 K olduğu durumda ortalama hızın hem x -bileşeni hem de y -bileşeni simetrik bir görünüm sergilemektedir. Alt duvar sıcaklığı yükseldikçe hızlardaki bu simetrimin de ortadan kalktığı görülmektedir. Sıcaklık arttıkça, alt duvarın 300 K olduğu durumda kapalı alanın alt yarısında bulunan dış girdabın hızı da büyüklüğü gibi artmaktadır. İkinci mertebe girdap hızının hem x hem de y bileşenlerinin mutlak değerleri artan alt duvar sıcaklığıyla beraber önemli ölçüde artmıştır. Alt duvar yakınındaki iç ikinci mertebe girdap bölgesinde ikinci mertebe girdap hızının (u_{st}) değişimleri göreceli olarak küçüktür.



Şekil 5.5. Ortalama hızların sıcaklık gradyanıyla değişimi (a) $x=3L/4$ 'te x-hızı, (b) $x=L/2$ 'de y-hızı (Durum 4-a, 4-b ve 4-c)

Durum 4-a, 4-b ve 4-c için, $\omega t = \pi/2$ anında, birincil u-hızlarının en yüksek olduğu düzlemde ($x = L/2$ düzlemi civarında), bu hızın ve zamana göre ortalaması alınmış yoğunluğun yükseklikle değişimleri Şekil 5.6'da verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi u-hızı alt duvar sıcaklığıyla beraber artma eğilimindedir. Simetrik olmayan ısıtmadan dolayı u-hızı alt duvar yakınında daha fazla artmışken üst duvar yakınında artışı daha sınırlı olmuştur. Alt duvarın sıcaklığının artırılmasıyla gazın hızının artmış olması

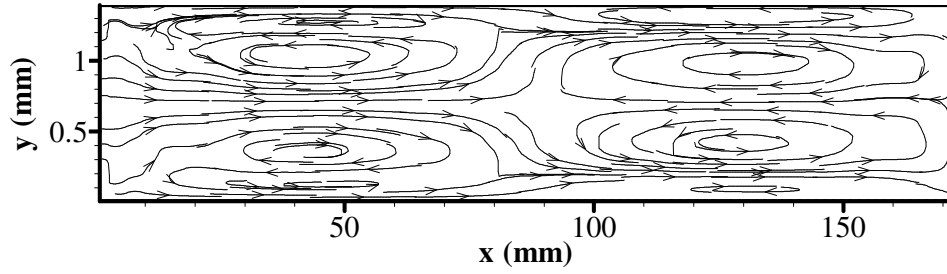
beklenen bir durumdur çünkü basınç genlikleri artmıştır. Ayrıca alt duvara yakın bölgede gazın genişlediği görülmektedir (Şekil 5.6.b).



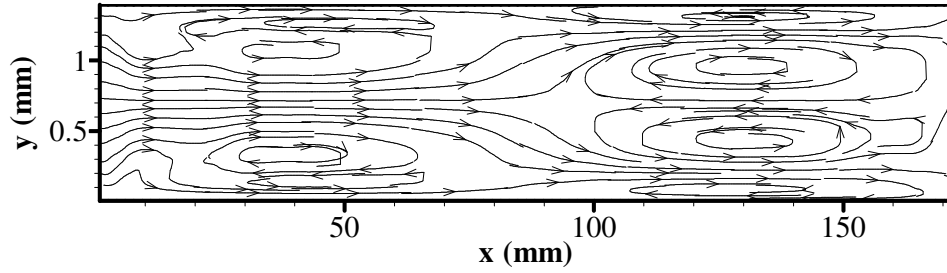
Şekil 5.6. (a) u -hızının, (b) ortalama yoğunluğun yükseklikle değişimi.

Simetrik ısıtma olarak ele alınan son üç durumda (Durum 5-a, 5-b ve 5-c) hem üst hem de alt duvar sıcaklıkları $t = 0$ anında daha yüksek bir sıcaklıkta (sırasıyla 310 K, 320 K ve 350 K) sabitlenmiştir.

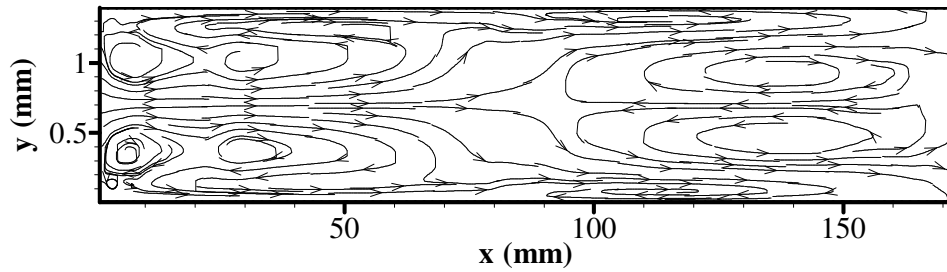
Bu durumlarda incelenen kapalı alanlara ilişkin ortalama akış alanları Şekil 5.7, 5.8 ve 5.9'da görülmektedir. İkinci mertebe akış alanlarında bulunan kütle taşınım hızlarının hesaplanması için zaman ortalaması, sol duvar titreşiminin son periyodunda, yani 25. periyotta alınmıştır.



Şekil 5.7. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 5-a)

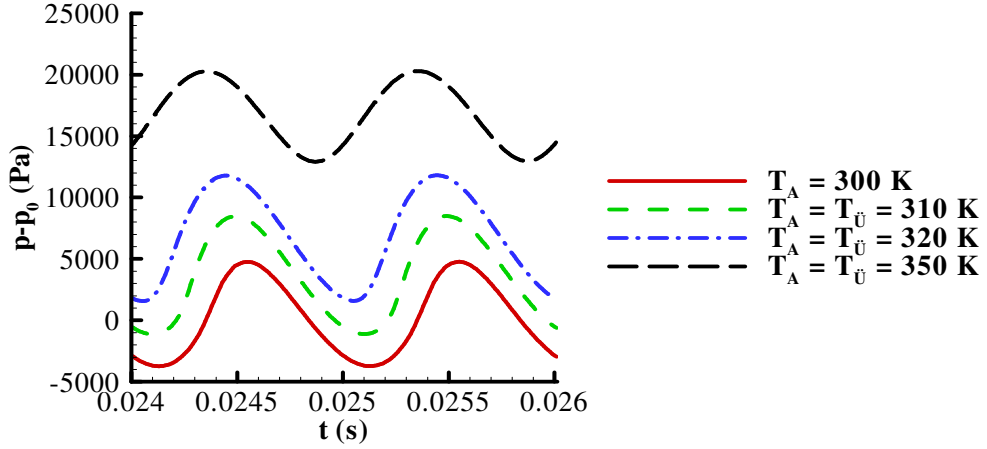


Şekil 5.8. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 5-b)



Şekil 5.9. $t = 0.025$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 5-c)

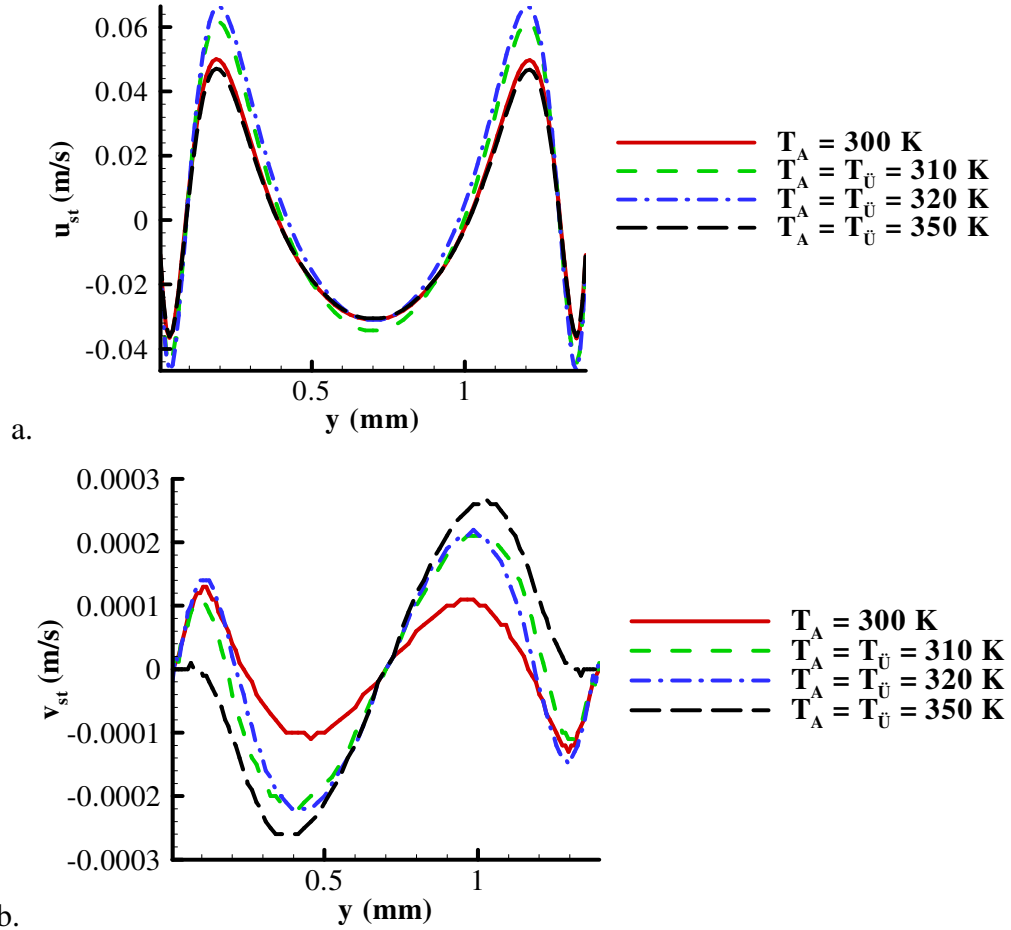
Şekil 5.7’de görüldüğü üzere üst ve alt duvar sıcaklıklarının 310 K’e çıkartılması ortalama akış alanının görünümünde genel olarak bir farklılık yaratmamıştır. Düşey sıcaklık gradyanının simetrisi akışın simetrisinin bozulmasını önlemiştir. Şekil 5.8’e bakıldığında aynı şeyler yatay duvarların 320 K’e getirildiği durum için de söylenebilir. İki durumda da ortalama akış alanının görünümünde sadece sol duvara yakın bölgelerde ufak değişiklikler olmuş gözükmemektedir. Ancak yatay duvarların 350 K’e getirildiği durumda özellikle akış alanının sol yarısında bozulmalar gözlemlenmeye başlanmıştır. İç girdaplar dağılmaya başlamışlardır. Ayrıca sıcaklığın biraz daha artırılması halinde girdapların daha fazla dağılmaya başlayacağı görülmektedir. Ama hala akışın simetrisi bozulmamıştır.



Şekil 5.10. Basıncın zamanla değişimi (Durum 5-a, 5-b ve 5-c).

İncelenen bu 3 durum için basınç dalgalarının iki periyotluk değişimleri Şekil 5.10’da verilmiştir. Basınç genlikleri yatay duvarların 300 K olduğu durumdan itibaren sırayla 8500 Pa, 9500 Pa, 10250 Pa ve 7500 Pa’dır. Bu şekilden görülmektedir ki basınç genlikleri alt ve üst duvar sıcaklıklarıyla beraber artmış ancak alt ve üst duvarlar 350 K sıcaklığa çıkartıldığında basınç genliğinde ani bir düşüş olmuştur. Şekil 5.10.c’deki

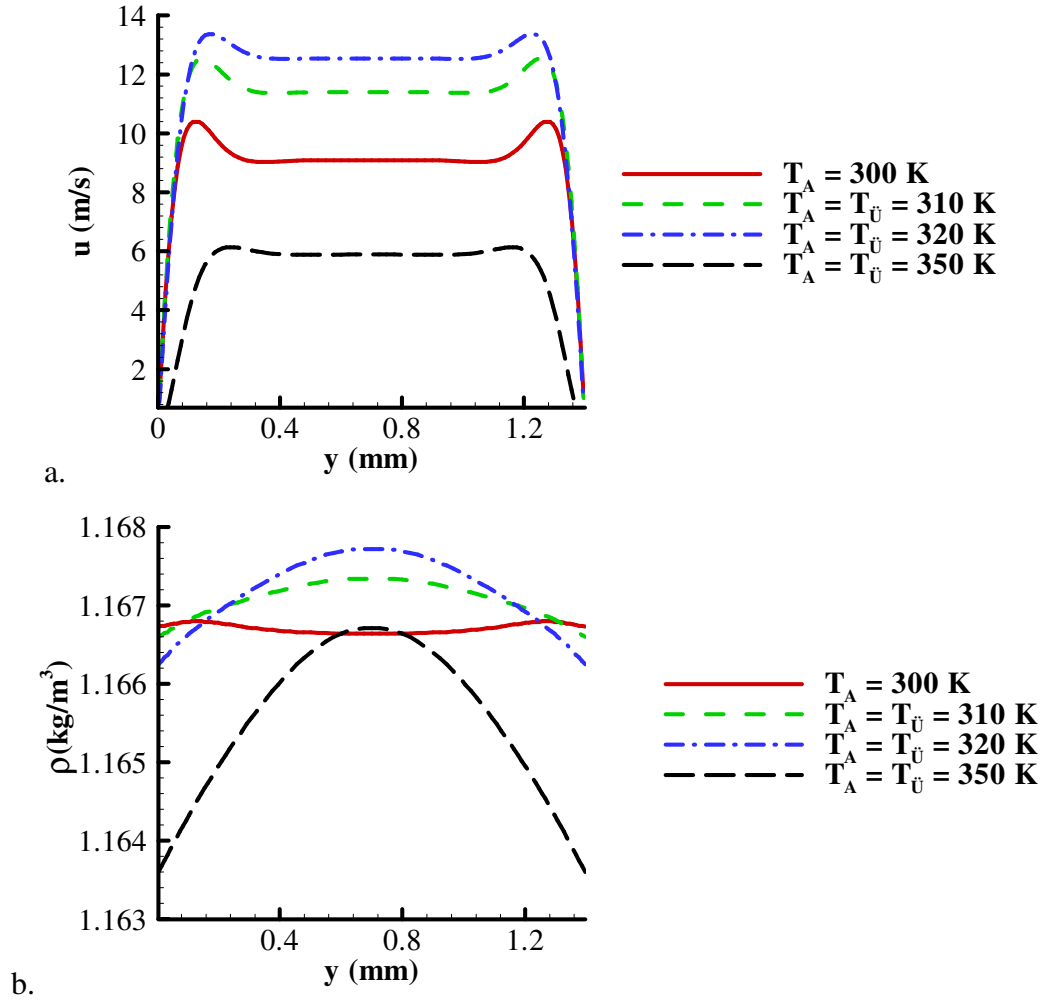
basınç dalgasının değişimine bakıldığında, kapalı alan içerisinde yatay duvarların 350 K'lık sıcaklığının yarattığı yüksek sıcaklık ortamının ses hızına etki etmeye başladığı söylenebilir.



Şekil 5.11. Ortalama hızların sıcaklık gradyanıyla değişimi (a) x-bileşeni, (b) y-bileşeni (Durum 5-a, 5-b ve 5-c)

Düzenli ikinci mertebeye girdapların simetrik ısıtılmasında elde edilen ortalama akış alanlarındaki hızların yükseklikle değişimlerinin karşılaştırılması Şekil 5.11'de verilmiştir. Şekil 5.11.a $x = 3L/4$ 'te ortalama hızın x-bileşenini, Şekil 5.11.b ise $x = L/2$ 'de ortalama hızın y-bileşenini göstermektedir. Simetrik ısıtmada her sıcaklıkta hızlar

simetrik bir görünüm sergilemektedir. Ortalama akış alanlarına da bakılınca bu durum çok şaşırtıcı değildir. Duvar sıcaklıkları arttıkça ikinci mertebe girdap hızının hem x hem de y bileşenleri artma eğilimindedir. Ancak yatay duvar sıcaklıkları 350 K yapıldığında ikinci mertebe girdap hızının x-bileşeninde önemli ölçüde bir düşüş gözlemlenmiştir.



Şekil 5.12. (a) u-hızının, (b) ortalama yoğunluğun yükseklikle değişimi.

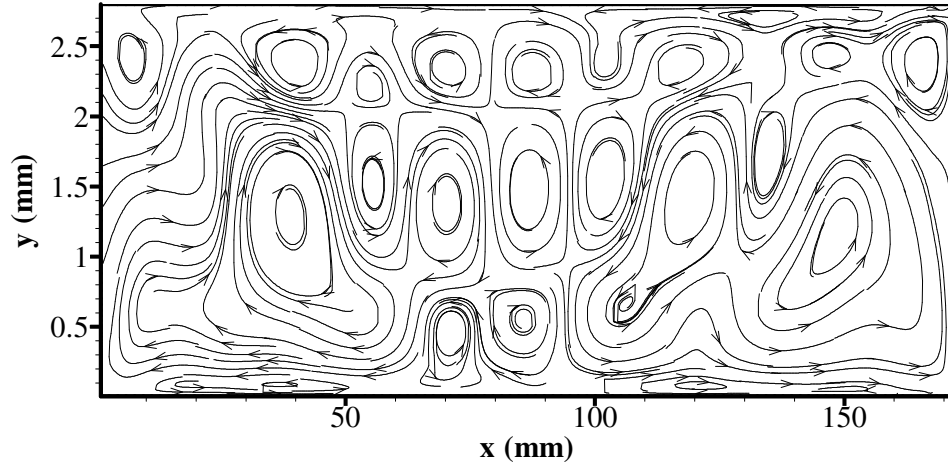
Durum 5-a, 5-b ve 5-c için, $\omega t = \pi/2$ anında, u-hızlarının en yüksek olduğu düzlemlerde ($x = L/2$ düzlemi civarında), bu hızın ve zamana göre ortalaması alınmış yoğunluğun

yükseklikle değişimleri Şekil 5.12’de verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi u-hızı alt duvar sıcaklığıyla beraber artma eğilimindeyken yatay duvar sıcaklıkları 350 K’e çıkartıldığında hızda bir düşüş gözlemlenmektedir. Birincil hızın x-bileşenindeki bu düşüş, basınç genliğindeki düşüş (Şekil 5.10) ile bağlantılıdır ve ikincil girdap hızının x-bileşenindeki düşüşün de sebebidir.

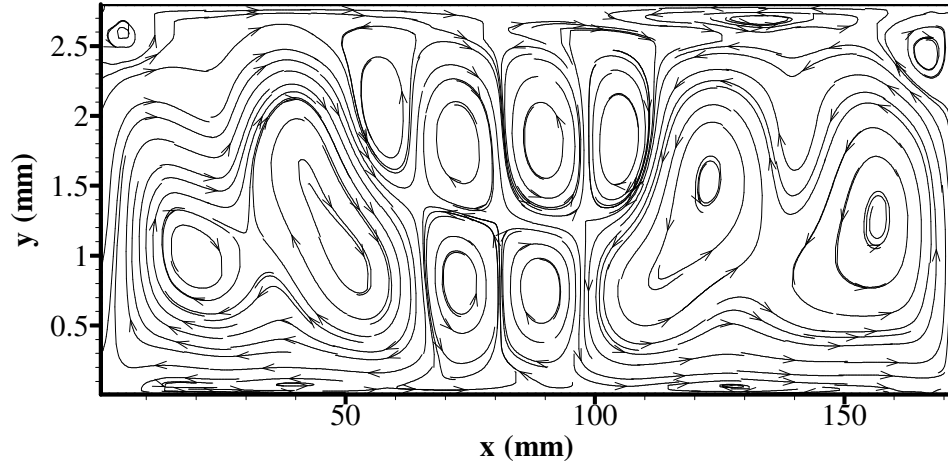
5.3.2. Düşey Sıcaklık Gradyanının Düzensiz İkinci Mertebe Girdaplara Etkileri

Düşey sıcaklık gradyanının akustik etkiyle oluşturulan düzensiz ikinci mertebe girdaplara etkilerinin incelenmesinde 2.8 mm yükseklikteki ve 173.5 mm uzunluktaki kapalı alan için 6 durum göz önüne alınmıştır. Çizelge 5.1’de gösterilmiş olan bu durumların ilk üçünde simetrik olmayan ısıtma, son üçünde ise simetrik ısıtma uygulanmıştır.

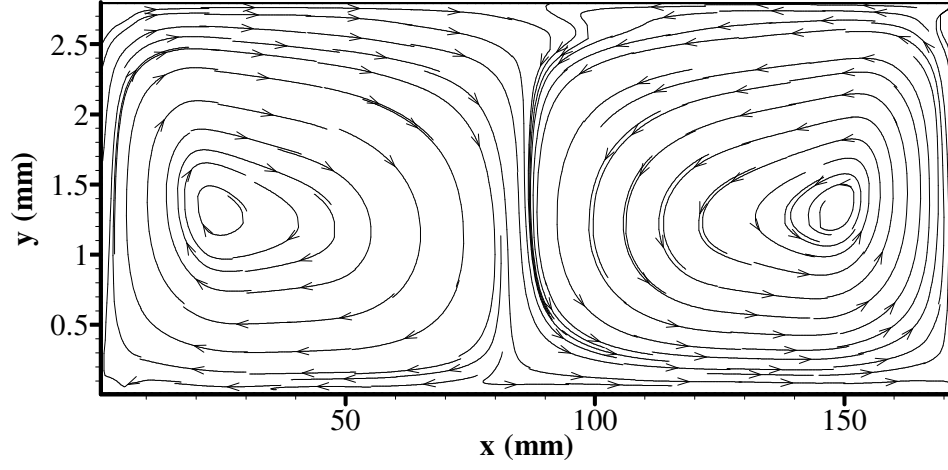
Bu durumlarda incelenen kapalı alanlara ilişkin ortalama akış alanları da Şekil 5.13, 5.14 ve 5.15’te görülmektedir. İkinci mertebe akış alanlarında bulunan kütle taşınım hızlarının hesaplanması için zaman ortalaması, sol duvar titreşiminin son periyodunda, yani 40. periyotta alınmıştır.



Şekil 5.13. $t = 0.04$ s’de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 6-a)



Şekil 5.14. $t = 0.04$ s’de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 6-b)

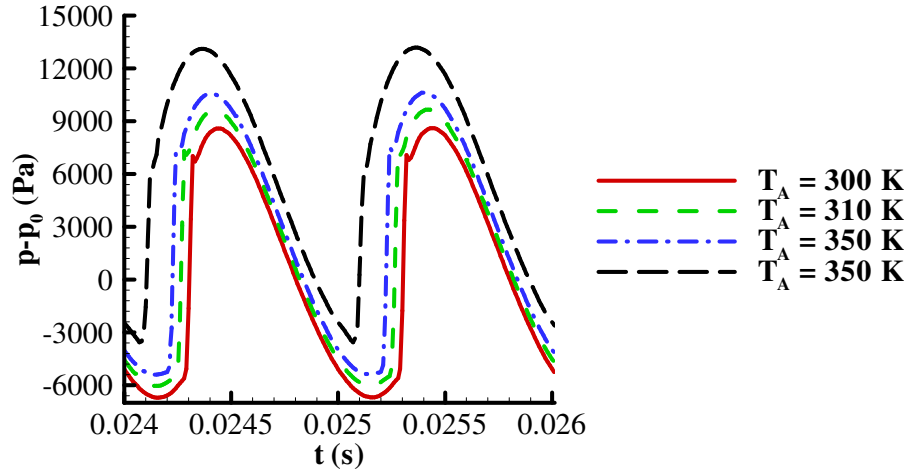


Şekil 5.15. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 6-c)

Şekil 5.13'te görüldüğü gibi, alt duvar sıcaklığı 310 K yapıldığında akışın yapısı alt duvarın 300 K olduğu durumdan tamamen farklılaşmaktadır. Burada yine 20 adet dış girdap gözlemlenmekte ancak bunların büyüklükleri birbirinden farklılıklar göstermektedir ve dağılımları da tektip değildir. Alt duvarın 300 K olduğu durumda akış alanında gözlemlenmiş olan simetri bu akış alanında mevcut değildir. Düzenli ikinci mertebe akış yapısında olan değişikliğe benzer şekilde, alt duvarın 300 K olduğu kapalı alanda alt yarıda bulunan girdaplar bu durumda genişlemişler ve üst yarıdaki girdaplar da küçülmüşlerdir. Alt duvar sıcaklığı 320 K'e getirildiğinde (Şekil 5.14), alt duvar sıcaklığının 300 K olduğu durumda üstte bulunan girdaplar neredeyse tamamen yok olmuşlardır ve altta bulunan girdaplar akışın büyük kısmında baskın haldedirler. Düşey sıcaklık gradyanının daha da arttığı durumda (Şekil 5.15) kapalı alan içerisinde sadece 2 girdapsal hareketin (bir adet saat yönünde dönen ve bir adet saat yönünün tersine dönen) bulunduğu gözlemlenmektedir.

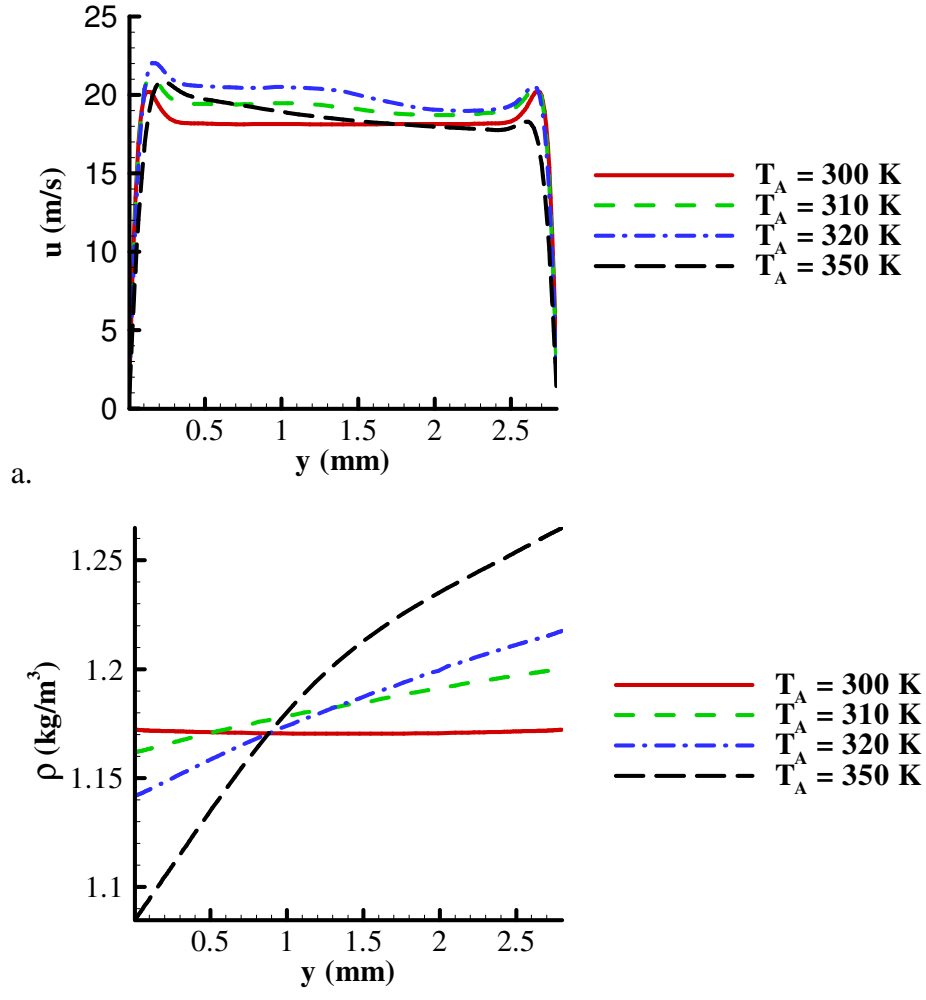
İncelenen bu 3 durum için basınç dalgalarının iki periyotluk değişimi Şekil 5.16'da verilmiştir. Her üç durumda da basınç genlikleri alt duvarın 300 K olduğu duruma göre

fazla değişmemiş ancak basınç değerleri artmıştır. Basınç genlikleri (300 K'dan itibaren) 15500 Pa, 15750 Pa, 16000 Pa ve 16500 Pa'dır.



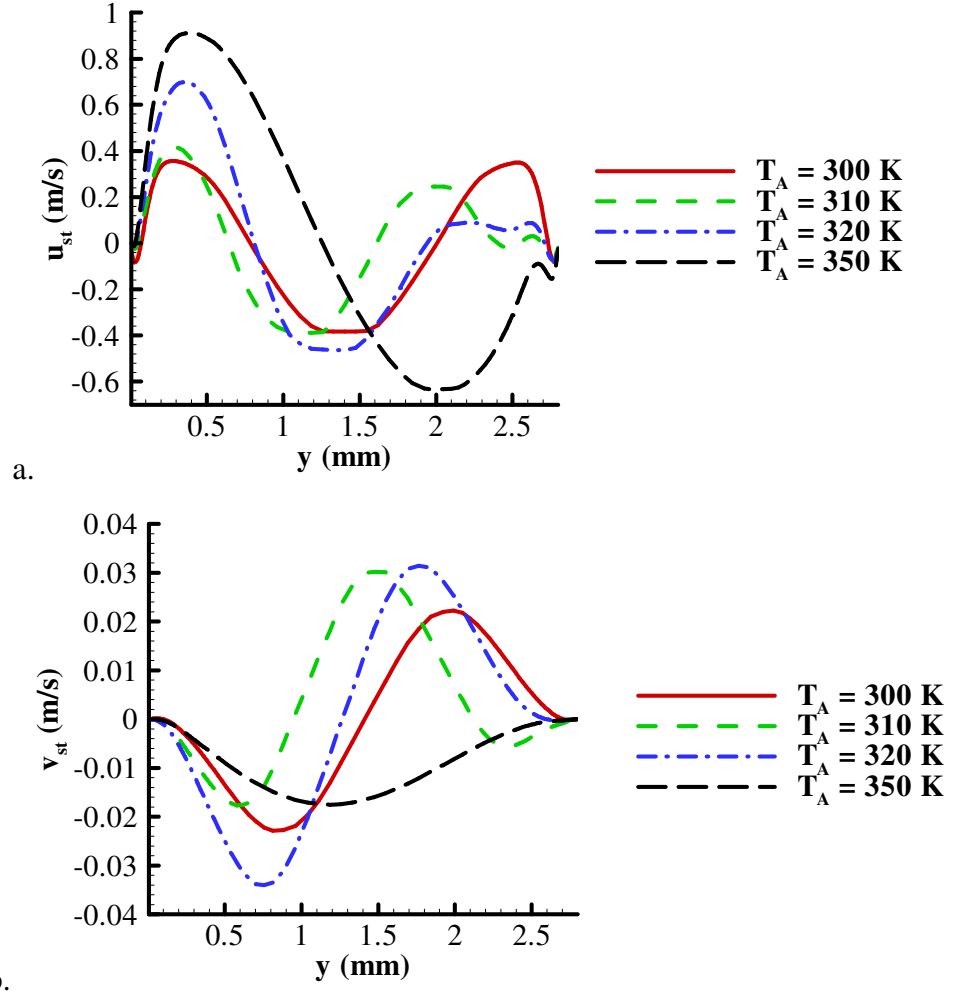
Şekil 5.16. Basıncın zamanla değişimi (Durum 6-a, 6-b ve 6-c).

Durum 6-a, 6-b ve 6-c için, $\omega t = \pi/2$ anında, u-hızlarının en yüksek olduğu düzlemlerde, bu hızın ve zamana göre ortalaması alınmış yoğunluğun yükseklikle değişimleri Şekil 5.17'de verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi u-hızı alt duvar sıcaklığıyla beraber artma eğilimindeyken alt duvar sıcaklığı 350 K'e çıkartıldığında hızda bir miktar düşüş gözlemlenmektedir. Alt duvarın sıcaklığının artırılmasıyla gazın hızının artmış olması beklenen bir durumdur. Ancak alt duvar sıcaklığı 350 K olduğunda basınç dalgasının değişmiş görünümü hızın düşmesinden sorumlu olabilir. Ancak basınç dalga genliklerindeki değişimler büyük olmadığından u-hızında da çok büyük değişiklik olmamıştır.



Şekil 5.17. (a) u -hızının, (b) ortalama yoğunluğun yükseklikle değişimi.

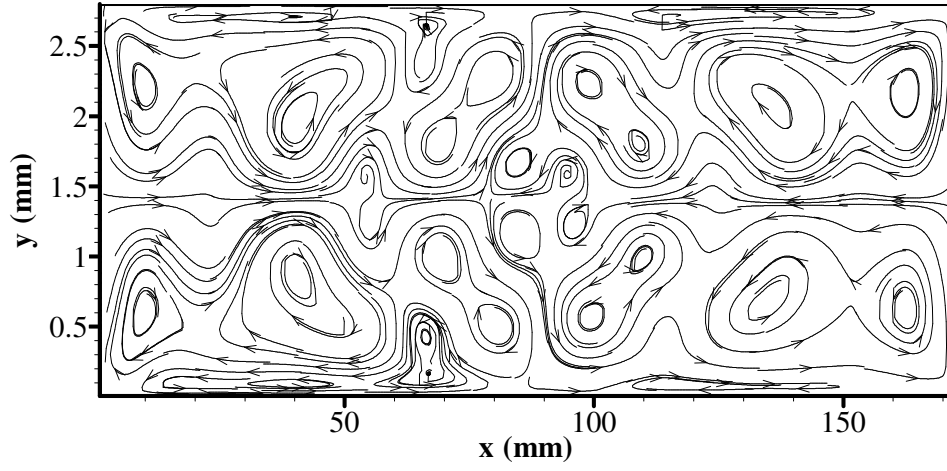
Ortalama hızların karşılaştırılması Şekil 5.18’de verilmiştir. İncelenen durumlardaki en yüksek ortalama hızlar $((u_{st}^2 + v_{st}^2)^{1/2})$ 0.67 m/s (Durum 6-a), 0.72 m/s (Durum 6-b) ve 0.99 m/s’dir (Durum 6-c). Alt duvarın 300 K olduğu durumda en yüksek ortalama hız 0.67 m/s olduğuna göre sıcaklık arttıkça ortalama hızların da arttığı söylenebilir. Bu durum grafiklerden de görülmektedir. Alt duvar sıcaklığı arttıkça ikinci merteye girdap hızının x -bileşeni (mutlak değer), Şekil 5.16’da verilen basınç genliğindeki artışla uyumlu olarak artmaktadır.



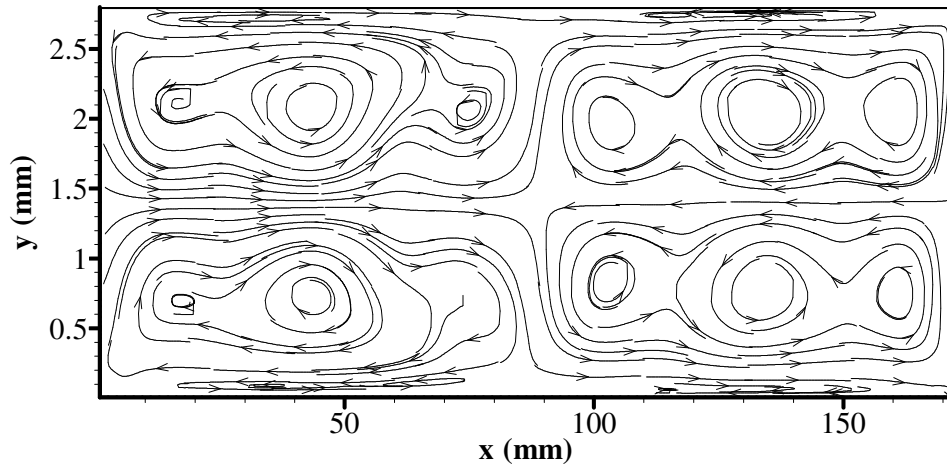
Şekil 5.18. İkinci merteye girdap hızının (a) x-bileşeninin, (b) y-bileşeninin yükseklikle değişimi.

Simetrik ısıtma olarak ele alınan son üç durumda (7-a, 7-b ve 7-c) hem üst hem de alt duvar sıcaklıkları daha yüksek bir sıcaklıkta (310 K, 320 K ve 350 K) sabitlenmiş ve $t = 0$ anında sol duvar titreşim hareketine yatay duvarların sıcaklıkları bu değerlerdeyken başlamıştır.

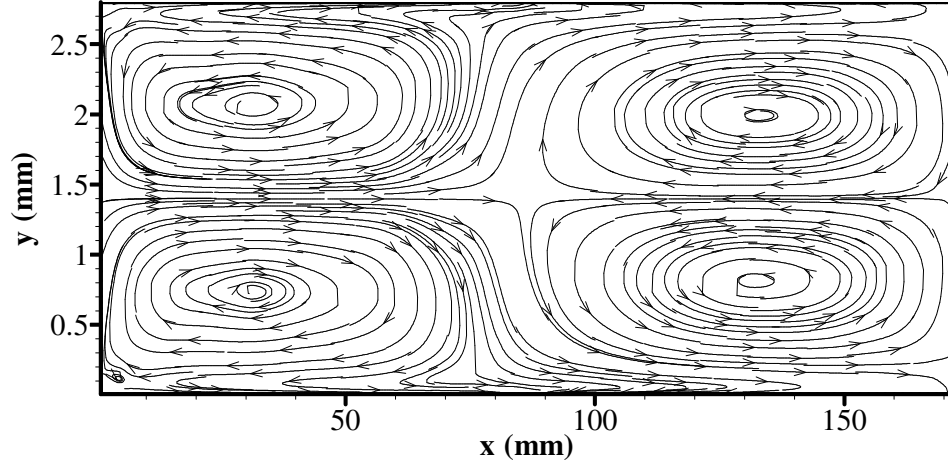
Bu durumlarda incelenen kapalı alanlara ilişkin ortalama akış alanları Şekil 5.19, 5.20 ve 5.21’de görülmektedir. İkinci mertebeye akış alanlarında bulunan kütle taşınım hızlarının hesaplanması için zaman ortalaması, sol duvar titreşiminin son periyodunda, yani 40. periyotta alınmıştır.



Şekil 5.19. $t = 0.04$ s’de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 7-a)



Şekil 5.20. $t = 0.04$ s’de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 7-b)

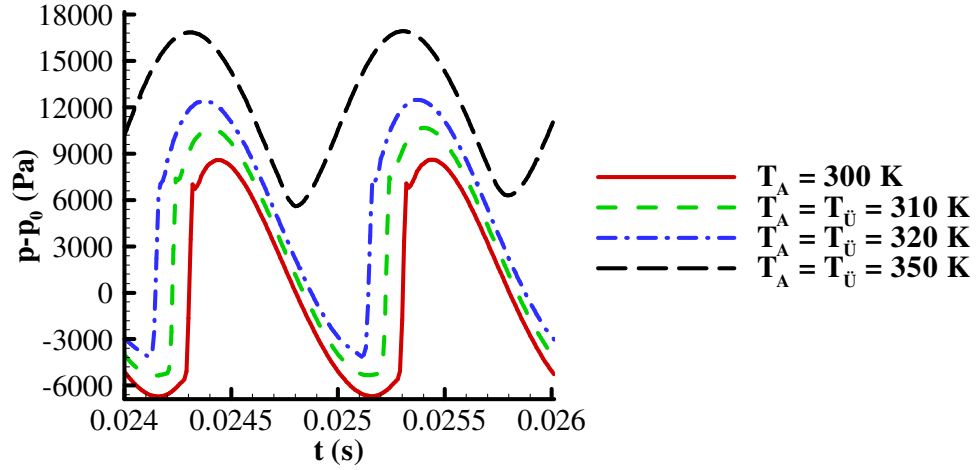


Şekil 5.21. $t = 0.04$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 7-c)

Şekil 5.19, 5.20 ve 5.21'de da görüldüğü gibi, alt ve üst duvar sıcaklıkları artırıldığında akışın yapısı yine alt duvarın 300 K olduğu durumdan tamamen farklılaşmaktadır. Şekil 5.19'da kapalı alan içerisindeki akışta 4 tane bölge oluştuğu görülmektedir. Akışın yapısı hala düzensizdir ama girdap sayısı azalmıştır. Alt ve üst duvarların sıcaklığı 320 K yapıldığında oluşan ortalama akış alanında oluşan 4 bölge daha net görülmektedir (Şekil 5.20). Bu akış alanı genel olarak 4 adet girdap tarafından domine edilmekte ancak bu girdapların her birinde de 3 adet aynı yönde dönen girdap merkezi bulunmaktadır. Yatay duvar sıcaklıkları daha da artırıldığında (Şekil 5.21) kapalı alanın içerisinde düzenli ikinci mertebeli girdap yapısına benzer bir akış yapısı oluşmaktadır. Kapalı alan içerisinde 4 adet girdapsal hareket bulunmaktadır. Üç durumda da akış alanında simetri gözlemlenmektedir.

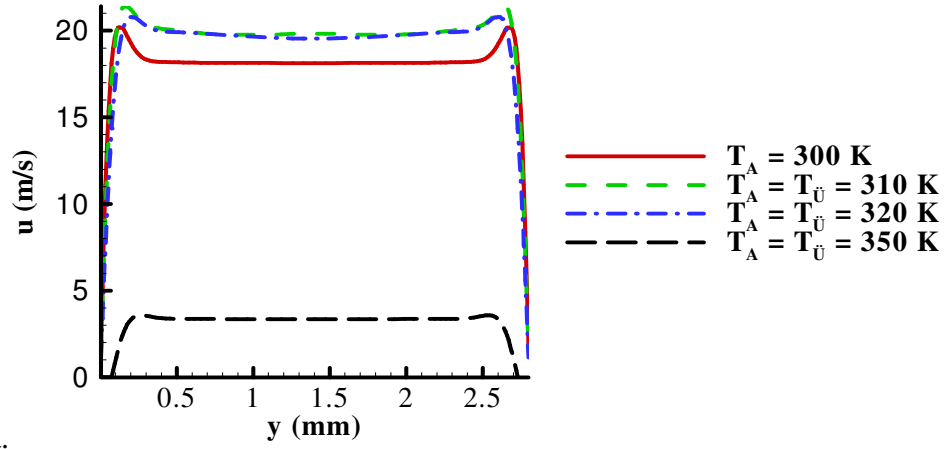
İncelenen bu 3 durum için basınç dalgalarının iki periyotluk değişimleri Şekil 5.22'de verilmiştir. Sıcaklık arttıkça basınç dalgalarındaki keskin değişimlerin yumuşadığı görülmektedir. Ayrıca sıcaklık arttıkça basınç dalgalarının genlikleri alt duvarın 300 K olduğu duruma bir miktar artmakta (15500 Pa, 16000 Pa ve 16750 Pa) ancak alt ve üst

duvar sıcaklıkları 350 K olduğunda basınç genliğinde düşüş (11250 Pa) gözlemlenmektedir. Ayrıca bu durumda (Durum 7-c), basınç dalgasının dağılımı yumuşamış ve şekli değişmiştir.

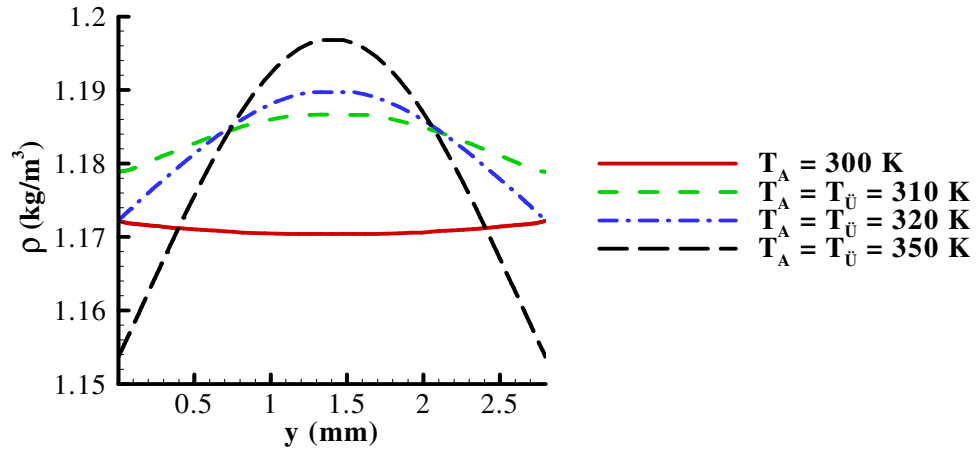


Şekil 5.22. Basıncın zamanla değişimi (Durum 7-a, 7-b ve 7-c).

Durum 7-a, 7-b ve 7-c için, $\omega t = \pi/2$ anında, u-hızlarının en yüksek olduğu düzlemlerde, bu hızın ve zamana göre ortalaması alınmış yoğunluğun yükseklikle değişimleri Şekil 5.23'te verilmiştir. Burada görülmektedir ki salınımlı hızın x-bileşeni artan yatay duvar sıcaklıklarıyla beraber hafifçe artmış ama yatay duvarlar 350 K sıcaklığa çıkartıldığında önemli ölçüde düşmüştür. Aynı durum düzenli ikinci mertbe girdapların incelenmesi sırasında da ortaya çıkmıştır (Durum 5-c). İki durumda da yatay duvarlar 350 K'e çıkartıldığında hem basınç genliğinde hem de u-hızında düşüş gözlemlenmiştir. Düzenli durumda hızdaki ve basınç genliğindeki bu düşüş, dağılmaya başlamış bir ikinci mertbe girdap akış örüntüsüne sebep olurken düzensiz durumda, düzenli ikinci mertbe girdap akış örüntüsüne benzer bir yapı oluşmuştur.



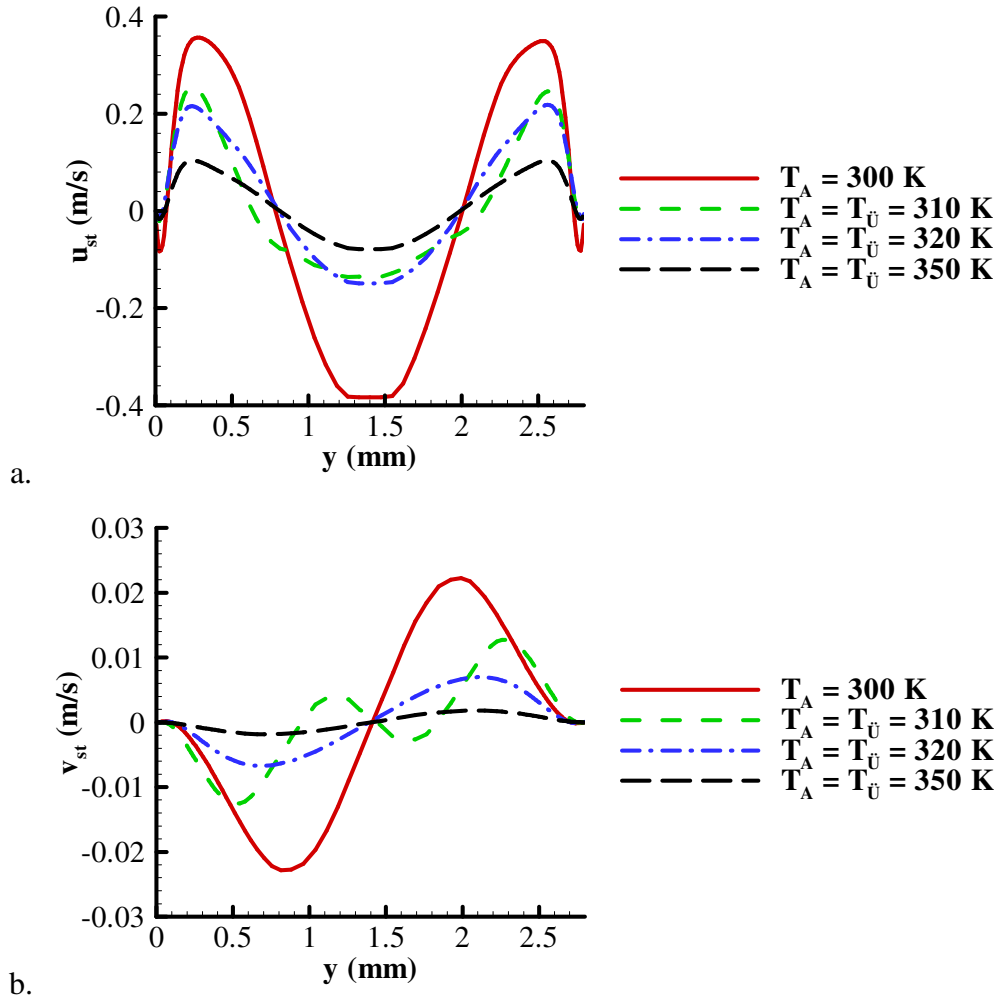
a.



b.

Şekil 5.23. (a) u-hızının, (b) ortalama yoğunluğun yükseklikle değişimi.

Ortalama hızların karşılaştırılması Şekil 5.24'te verilmiştir. İncelenen durumlardaki en yüksek ortalama hızlar 0.41 m/s (Durum 7-a), 0.34 m/s (Durum 7-b) ve 0.1 m/s'dir (Durum 7-c). Alt duvarın 300 K olduğu durumda en yüksek ortalama hız 0.67 m/s'dir ve sıcaklık arttıkça ortalama hızların düştüğü görülmektedir.



Şekil 5.24. İkinci mertebeli girdap hızının (a) x-bileşeninin, (b) y-bileşeninin yükseklikle değişimi.

Düştü sıcaklık gradyanının, düzensiz ikinci mertebeli girdaplar üzerindeki etkileri düzenli ikinci mertebeli girdaplara göre daha kritiktir. Kapalı alan içerisinde ses dalgasına düştü yönde bir sıcaklık gradyanının bulunması düzensiz ikinci mertebeli akış alanını tamamen değiştirmektedir. Bütün durumlarda basınç dalgasının genliği ile titreşimli hız arasında bir ilişki gözlemlenmiştir: buna göre basınç genliğinin artması titreşimli hızdaki artışın sebebidir ve basınç genliği düştüğünde hızda da aynı şekilde bir düştü gözlemlenmektedir.

BÖLÜM 6

6. AKUSTİK ETKİYLE OLUŞTURULAN İKİNCİ MERTEBE GİRDAPLARIN KAPALI BİR ALAN İÇERİSİNDEKİ ISI AKTARIMINA ETKİLERİ

6.1. Giriş

Bu bölümde, akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdapların, süreksiz rejimde, içi hava dolu bir kapalı alan içerisindeki ısı aktarımına etkileri araştırılmıştır. Hem düzenli ikinci mertebe girdap hareketlerinin, hem de düzensiz ikinci mertebe girdapların etkisi incelenmiştir.

6.2. Problem

Sol duvarın titreşim frekansı $f = 1$ kHz ve kapalı alanın uzunluğu 173.5 mm olarak seçilmiştir. Kapalı alanın yüksekliği akustik sınır tabaka kalınlığının 80 katı olan 5.6 mm olarak alınmıştır.

Sayısal hesaplamalarda kafes büyüklüğü 121x111 olarak alınmıştır. Daha sıklaştırılmış ızgaralarla da benzetimler yapılmış fakat sonuçlarda önemli miktarda farklılık bulunmadığı için bu ağ yapısının yeterli olduğu sonucuna varılmıştır. Sanki-sürekli akışın oluşması için 50 periyot süresince benzetim yapılmıştır.

Düsey duvarlar adyabatik, yatay duvarlar ise sabit sıcaklıklı olarak alınmıştır. Benzetimlerde duvar titreşiminin her periyodu için 100000 zaman basamağı kullanılmıştır.

6.3. Sonuçlar ve Tartışma

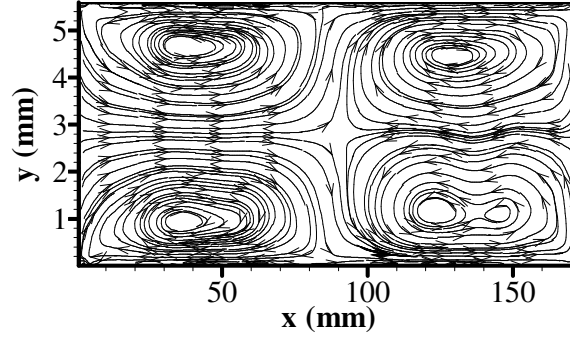
Bu bölümde akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdapların ısı aktarımına etkileri incelenmiştir. İncelenen durumlar Çizelge 6.1’de özetlenmiştir. İkinci mertebe girdapların ısı aktarımına etkileri incelenmek üzere kapalı alana hem simetrik ısıtma hem de simetrik olmayan ısıtma uygulanmıştır.

Çizelge 6.1. İncelenen Durumlar

Durum #	X_{maks}	T_A	$T_{\dot{U}}$	Durum #	X_{maks}	T_A	$T_{\dot{U}}$
8	40	300	300	11	100	300	300
9-a	40	310	300	12-a	100	310	300
9-b	40	320	300	12-b	100	320	300
9-c	40	350	300	12-c	100	350	300
10-a	40	310	310	13-a	100	310	310
10-b	40	320	320	13-b	100	320	320
10-c	40	350	350	13-c	100	350	350

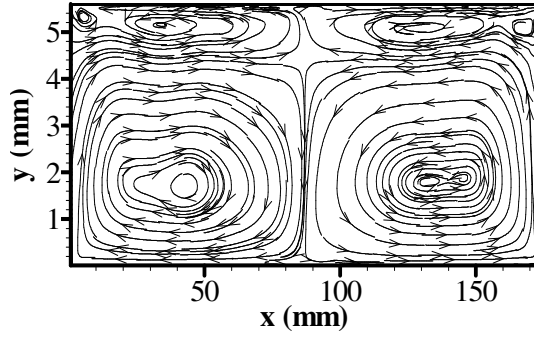
İncelenen ilk durumda kapalı alanın sol duvar yer değiştirmesi 40 μm , alt ve üst duvar sıcaklıkları 300 K’dir. Kapalı alan içerisinde sıcaklık gradyanı bulunmayan bu durumda

oluşan ortalama akış alanı Şekil 6.1’de verilmiştir. İkinci mertebeli akış alanlarında bulunan kütle taşınım hızlarının hesaplanması için zaman ortalaması, sol duvar titreşiminin son periyodunda, yani 50. akustik periyotta alınmıştır. Ortalama akış alanında dış girdaplar açık bir şekilde görülmektedir. Sağ alt köşedeki dış girdap iki adet aynı yönde (saat yönünün tersinde) dönen girdap merkezine sahiptir ama o bölgedeki akış, saat yönünün tersi yönde dönen tek bir girdaptan oluşmaktadır. H/δ_v oranı, önceki bölümlerde incelenen kapalı alanlara göre arttığından iç girdapların gözlenmesi biraz daha zorlaşmıştır ancak hala görünür durumdadırlar. Sıcaklık gradyanı bulunmayan bu durumda kapalı alanın içerisindeki ortalama akış düzenli ikinci mertebeli girdap akışıdır. Bu durumda en yüksek ikinci mertebeli girdap akış hızı 0.034 m/s’dir.

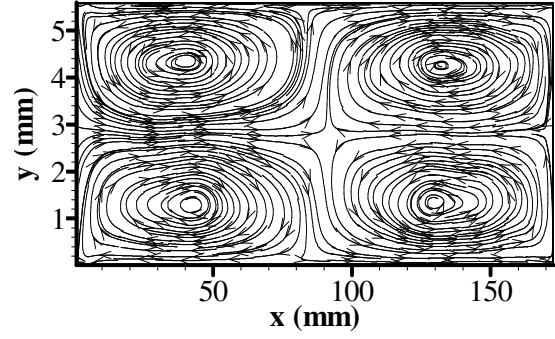


Şekil 6.1. $t = 0.05$ s’de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 8)

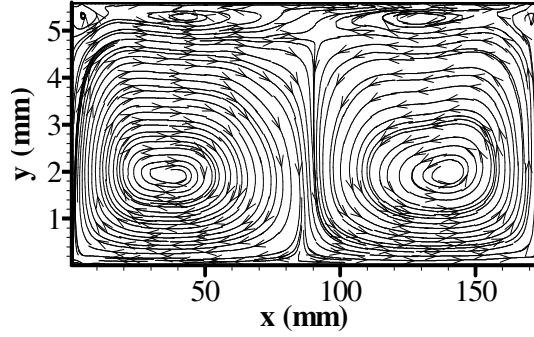
Sonraki 6 durumda, Şekil 6.1’de içerisinde sıcaklık gradyanı bulunmayan durumda düzenli ikinci mertebeli girdap akışı içeren kapalı alana sıcaklık gradyanı uygulandığı zaman ortalama akışın ısı aktarımına etkileri incelenmiştir. Bu durumlar için 50. akustik periyot sonunda elde edilen ortalama akış alanları Şekil 6.2’de verilmiştir. İkinci mertebeli hızların ve sıcaklık gradyanına maruz bırakılan kapalı alanın içerisindeki ortalama akış alanlarının değişimi Bölüm 5’te incelenen şekildedir.



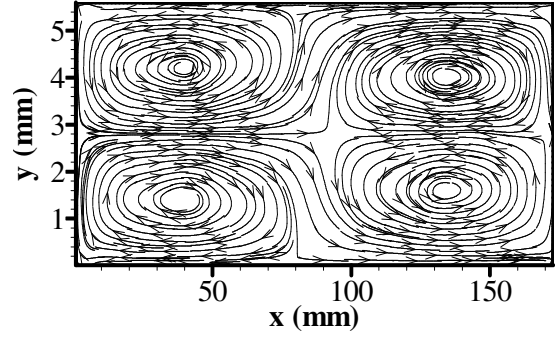
a) $u_{st,maks} = 0.065$ m/s



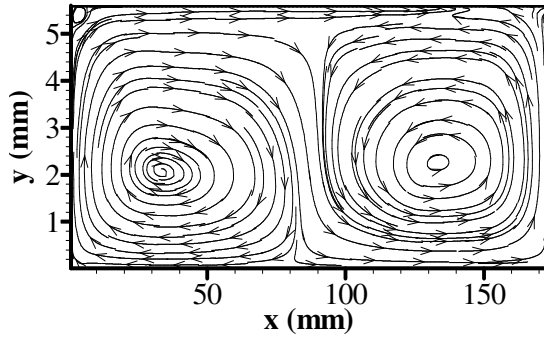
d) $u_{st,maks} = 0.054$ m/s



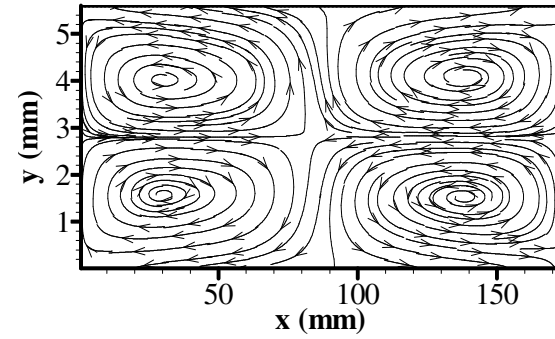
b) $u_{st,maks} = 0.108$ m/s



e) $u_{st,maks} = 0.077$ m/s



c) $u_{st,maks} = 0.206$ m/s

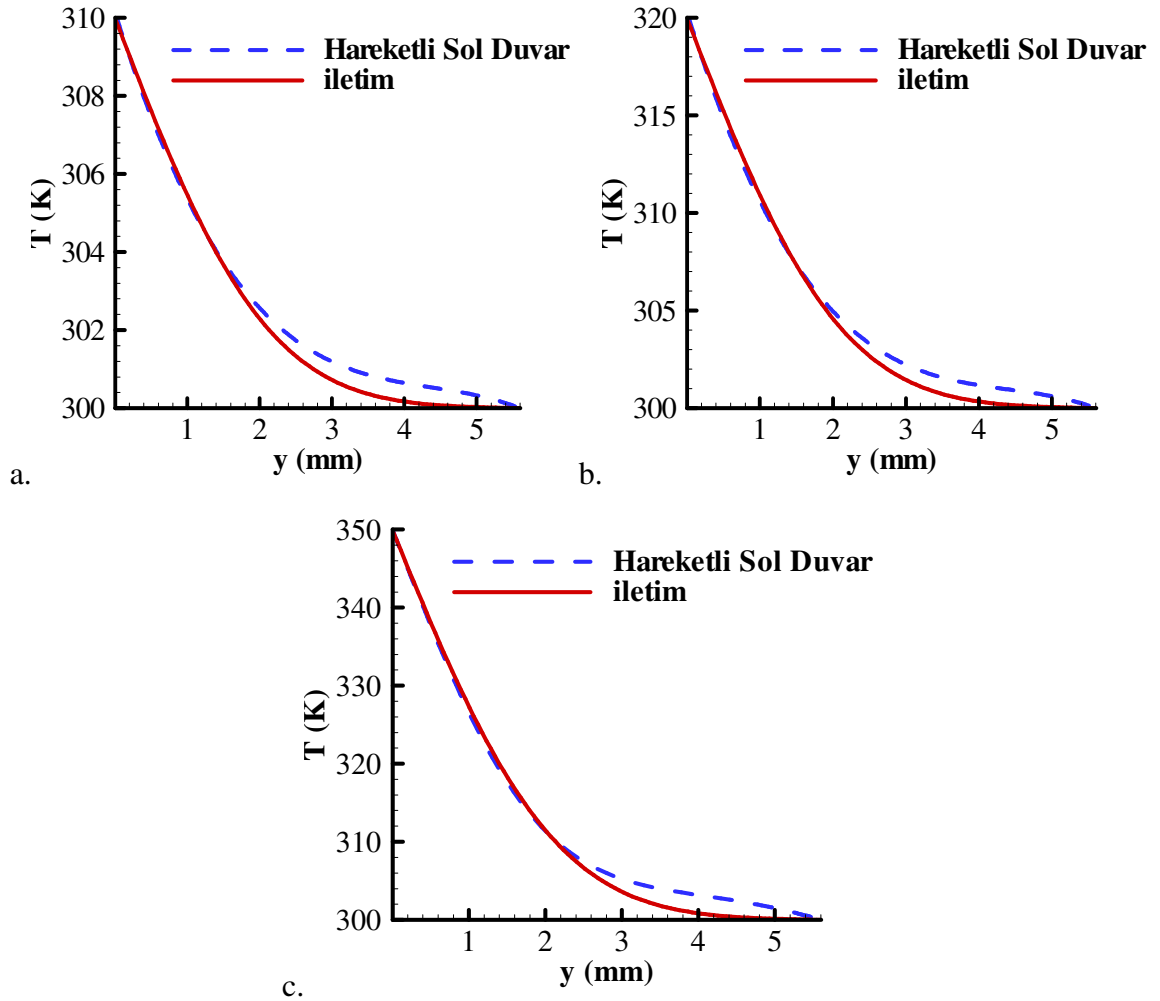


f) $u_{st,maks} = 0.048$ m/s

Şekil 6.2. a) Durum 9-a, b) Durum 9-b, c) Durum 9-c, d) Durum 10-a, e) Durum 10-b, f) Durum 10-c için ikinci mertebeli akış alanları.

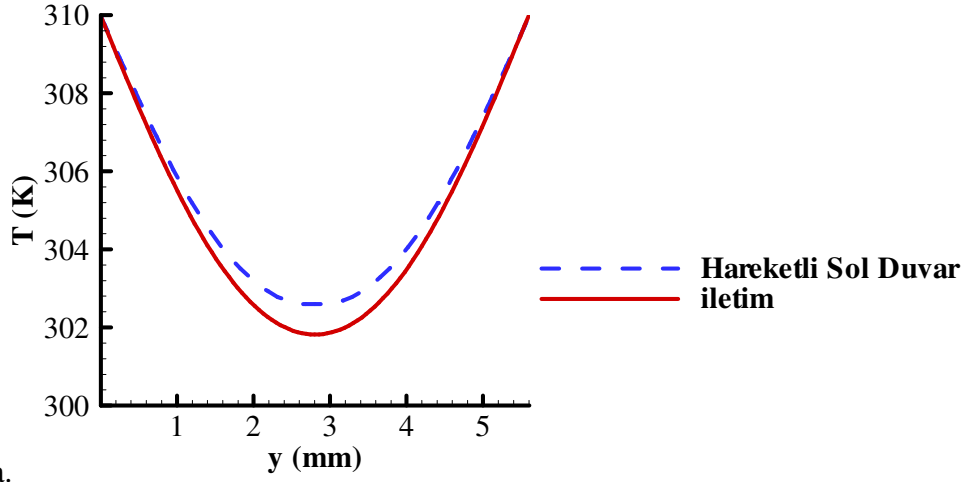
Bu durumlar için kapalı alanın $x = L/2$ düşey düzleminde sıcaklıkların y -yönünde değişimi Şekil 6.3 ve Şekil 6.4'te verilmiştir. Isı aktarımının sadece iletimle

gerçekleşmesi (akustik titreşimin olmaması) halinde oluşan sıcaklık profili de grafiklere dahil edilmiştir. Bu çözüm, uzayda merkezi farklar yöntemi ile açık zaman ilerlemeli formülasyonla elde edilmiştir. Isı iletim katsayısının sıcaklıkla değişimi dikkate alınmıştır. Şekil 6.3'e göre, aynı koşullar altında hareketli sol duvara sahip kapalı alandaki sıcaklıklar, özellikle kapalı alanın üst yarısında, iletimle ısı aktarımı durumundan daha yüksek olmaktadır.

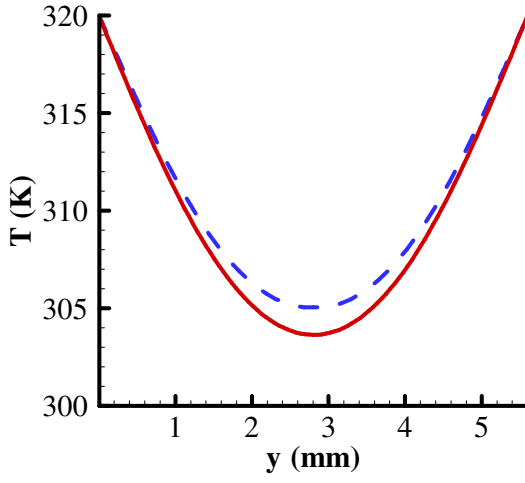


Şekil 6.3. a) Durum 9-a, b) Durum 9-b, c) Durum 9-c için $x = L/2$ 'de sıcaklığın y -yönünde değişimi.

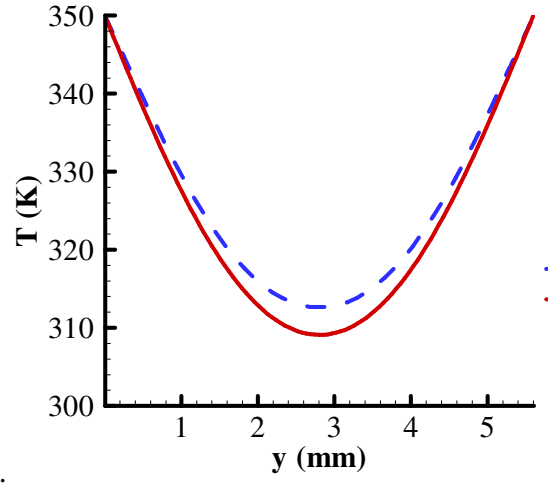
Yatay duvarlar simetrik ısıtıldığında da hareketli sol duvara sahip kapalı alanın içerisindeki sıcaklıkların sadece iletimle ısı aktarımına göre yüksek olduğu Şekil 6.4'ten görülmektedir.



a.

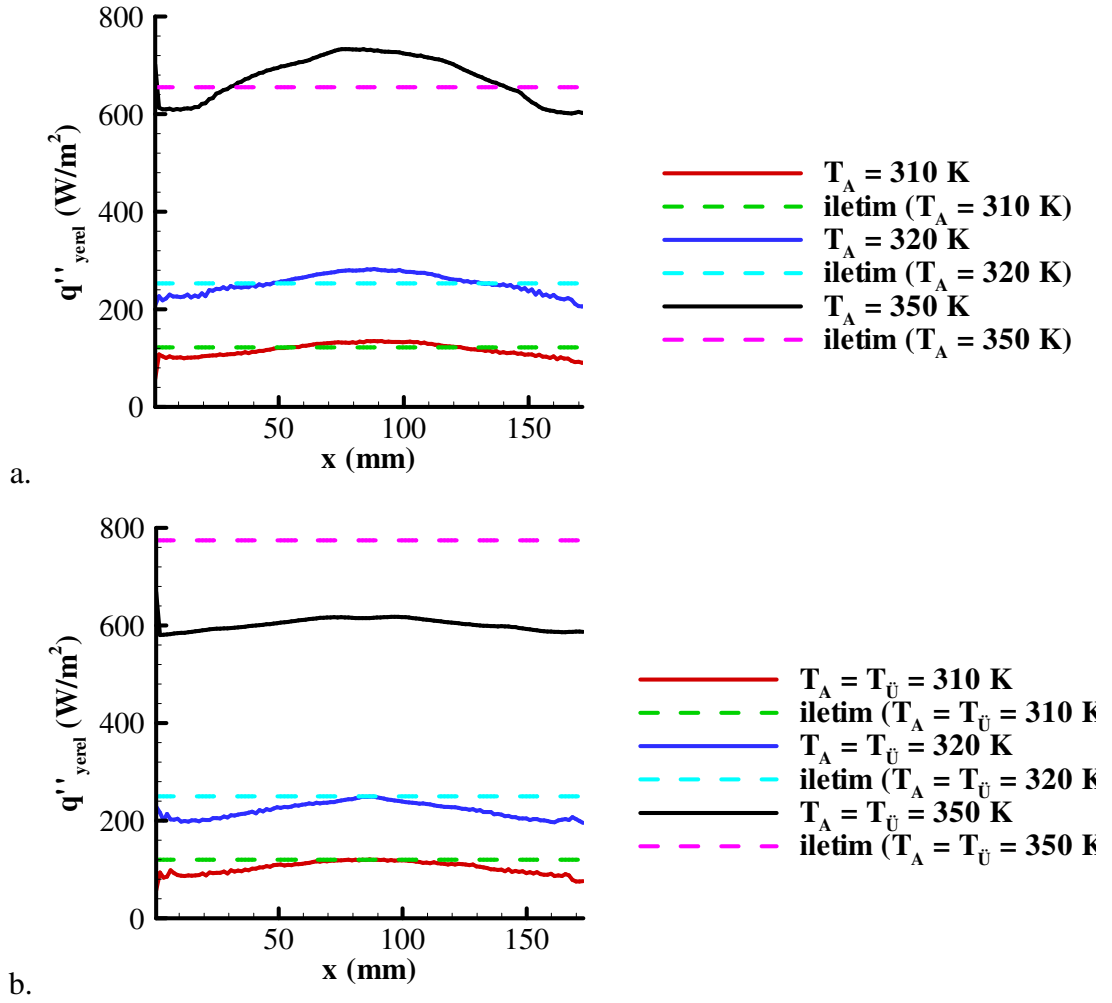


b.



c.

Şekil 6.4. a) Durum 10-a, b) Durum 10-b, c) Durum 10-c için $x = L/2$ 'de sıcaklığın y -yönünde değişimi.



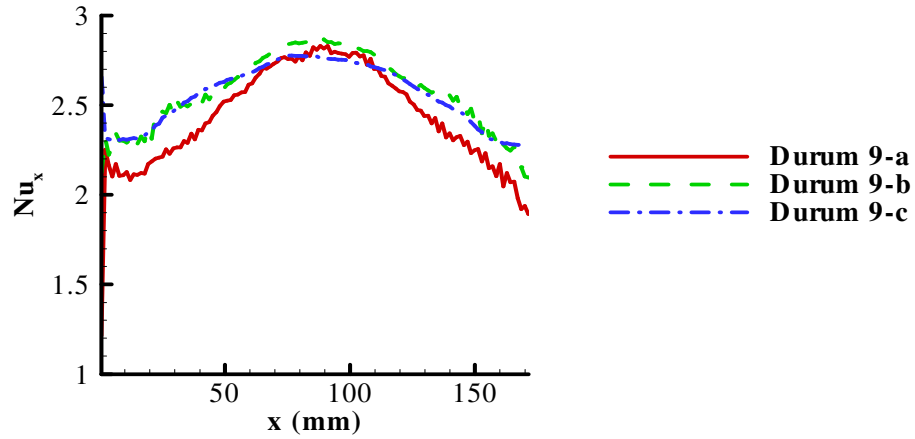
Şekil 6.5. Alt duvarda yerel ısı akısının x-yönünde değişimi a) Durum 9-a, 9-b, 9-c, b) Durum 10-a, 10-b, 10-c.

Kapalı alanın alt duvarında yerel ısı akılarının değişimi Şekil 6.5'te verilmiştir. Yerel ısı akıları kapalı alanın yaklaşık $x = L/2$ noktasında en yüksek değerlerine ulaşmaktadır. Bu nokta ikinci merteye akışın alt duvara çarptığı bölgedir. Yine bu nokta (burada gösterilmemekle birlikte, Bölüm 4'te sunulan sonuçlara benzer şekilde) basınç genliğinin en düşük olduğu düğüm noktasıdır. Ayrıca titreşimli akış hızlarının yatay bileşeni en yüksek değerini burada alır. Ancak titreşimli akış hızları $+x$ ve $-x$ doğrultusunda yön değiştirdiğinden ısı aktarımını yükselten temel neden akustik etkiyle

oluşturulan ikinci mertebe girdap akışıdır. Aynı şekiller üzerinde iletimle ısı akısı da verilmiştir. Alt duvarın ısıtıldığı durumlarda sıcaklık arttıkça akustik etkilerin bulunduğu kapalı alanda yerel ısı akısının iletime göre farkı artmaktadır. Ancak her iki duvarın da ısıtıldığı durumlarda kapalı alan içerisindeki ikinci mertebe girdaplar ile iletim arasında yerel ısı akısı bakımından önemli bir fark görülmemektedir. Hatta sıcaklıklar arttıkça ikinci mertebe girdapların ısı akısı iletime göre daha zayıf kalmaktadır. Bunun sebebi simetrik ısıtma uygulanan durumlarda hareketli sol duvara sahip kapalı alan içerisindeki sıcaklığın giderek artması ve bu yüzden sıcaklık gradyanının düşmesi olabilir.

Simetrik olmayan ısıtma uygulanan durumlar için yerel Nusselt sayısının (Denklem 6.1) x-yönünde değişimi Şekil 6.6'da verilmiştir. Yerel Nusselt sayıları da kapalı alanın $x=L/2$ noktası civarında en yüksek olmaktadır.

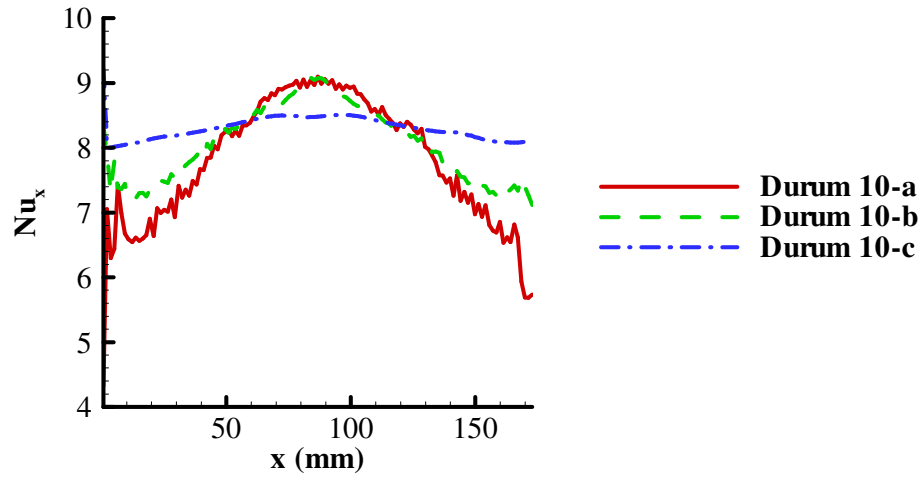
$$Nu_x = -\frac{dT}{dy} \frac{H}{T_A - T_U} \quad (6.1)$$



Şekil 6.6. Simetrik olmayan ısıtma uygulanan durumlar için yerel Nusselt sayısının x-yönünde değişimi.

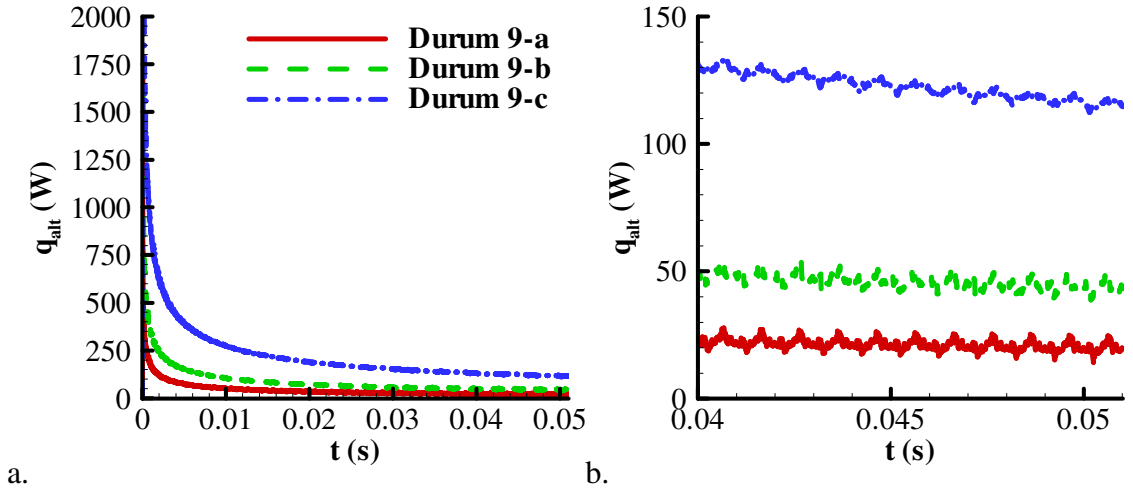
Simetrik ısıtma uygulanan durumlar için yerel Nusselt sayısının (Denklem 6.2) x-yönünde değişimi Şekil 6.7’de verilmiştir. Her iki yatay duvarın da 350 K olduğu durumda yerel Nusselt sayısının değişimi oldukça farklılaşmıştır.

$$Nu_x = -\frac{dT}{dy} \frac{H}{T_A - T_{ortalama}} \quad (6.2)$$

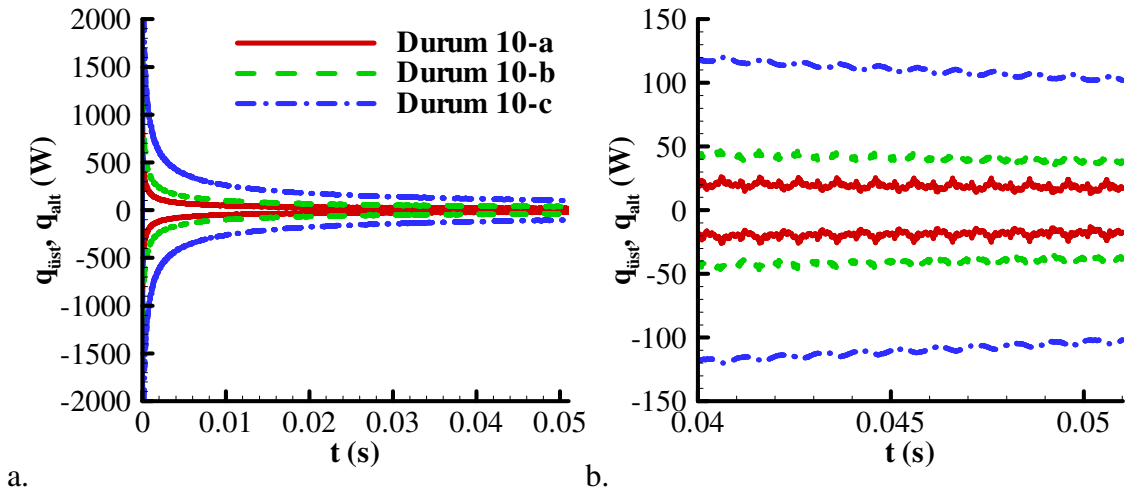


Şekil 6.7. Simetrik ısıtma uygulanan durumlar için yerel Nusselt sayısının x-yönünde değişimi.

Isıtılan duvarlardaki toplam ısı aktarımlarının zamanla değişimleri Şekil 6.8 ve 6.9’da verilmiştir. İki şekilden de anlaşılmaktadır ki ısıtılan duvarlardaki ısı aktarımları asimptotik değerlerine ulaşmıştır. Şekil 6.9’da alt duvar ve üst duvardaki toplam ısı aktarımlarının simetrisi görülmektedir.

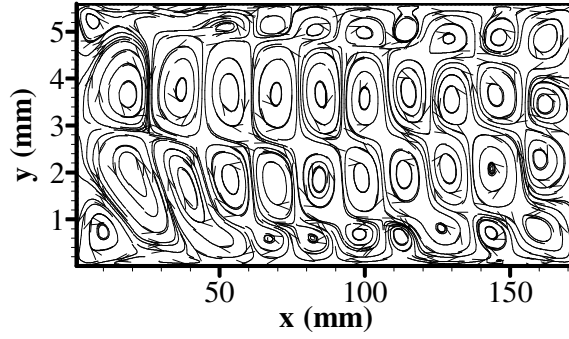


Şekil 6.8. Alt duvarda toplam ısı aktarımının zamanla değişimi.



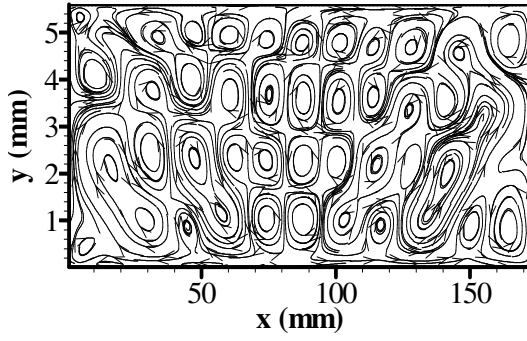
Şekil 6.9. Alt ve üst duvarlarda toplam ısı aktarımının zamanla değişimi.

Sonraki incelemede kapalı alanın sol duvarının yer değiştirmesi 100 μm 'ye çıkartılmıştır. Bu durum için kapalı alan içerisinde sıcaklık gradyanı bulunmadığı durumda oluşan ortalama akış alanı Şekil 6.10'da verilmiştir. İkinci merteye akış alanlarında bulunan kütle taşınım hızlarının hesaplanması için zaman ortalaması, sol duvar titreşiminin son periyodunda, yani 50. periyotta alınmıştır. Ortalama akış örüntüsünün düzensiz yapısı Şekilde açıkça görölmektedir. Akış yapısı değişik büyüklüklerdeki birçok girdap tarafından oluşturulmuştur. Bu durumda en yüksek ikinci merteye hız 0.73 m/s'dir.

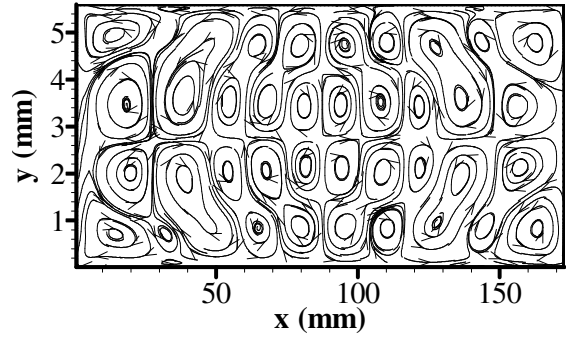


Şekil 6.10. $t = 0.05$ s'de kapalı alandaki ortalama akış alanı (Durum 4)

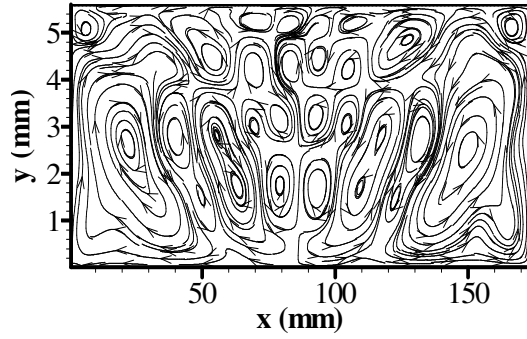
Sonraki incelemelerde sol duvar yer değiştirmesi 100 μm iken kapalı alana simetrik olmayan ve simetrik ısıtmalar uygulanmıştır. Bu durumlar için 50. akustik periyot sonundaki ortalama akış alanları Şekil 6.11'de verilmiştir.



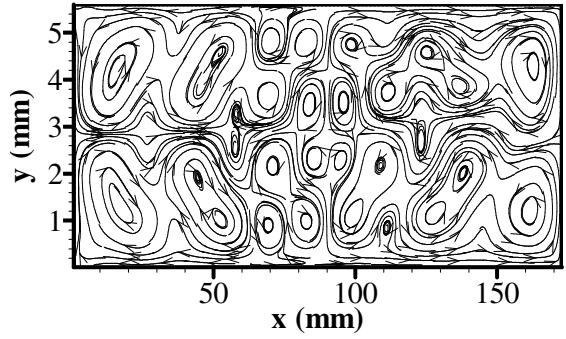
a) $u_{st,maks} = 0.65$ m/s



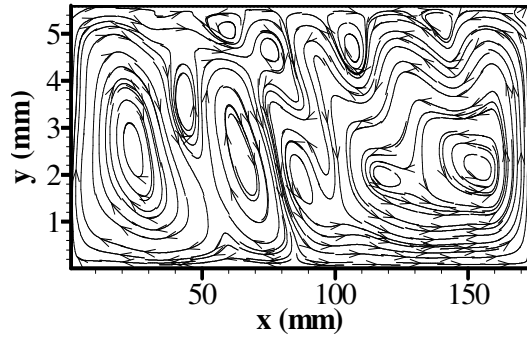
d) $u_{st,maks} = 0.94$ m/s



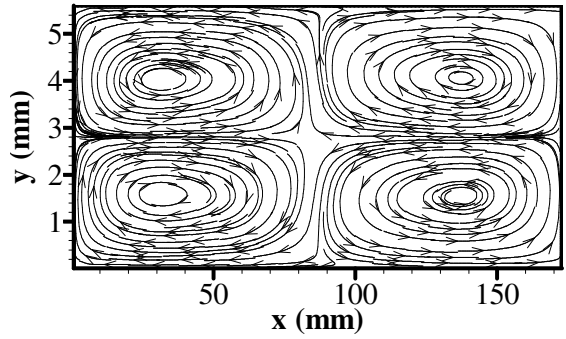
b) $u_{st,maks} = 0.73$ m/s



e) $u_{st,maks} = 0.52$ m/s



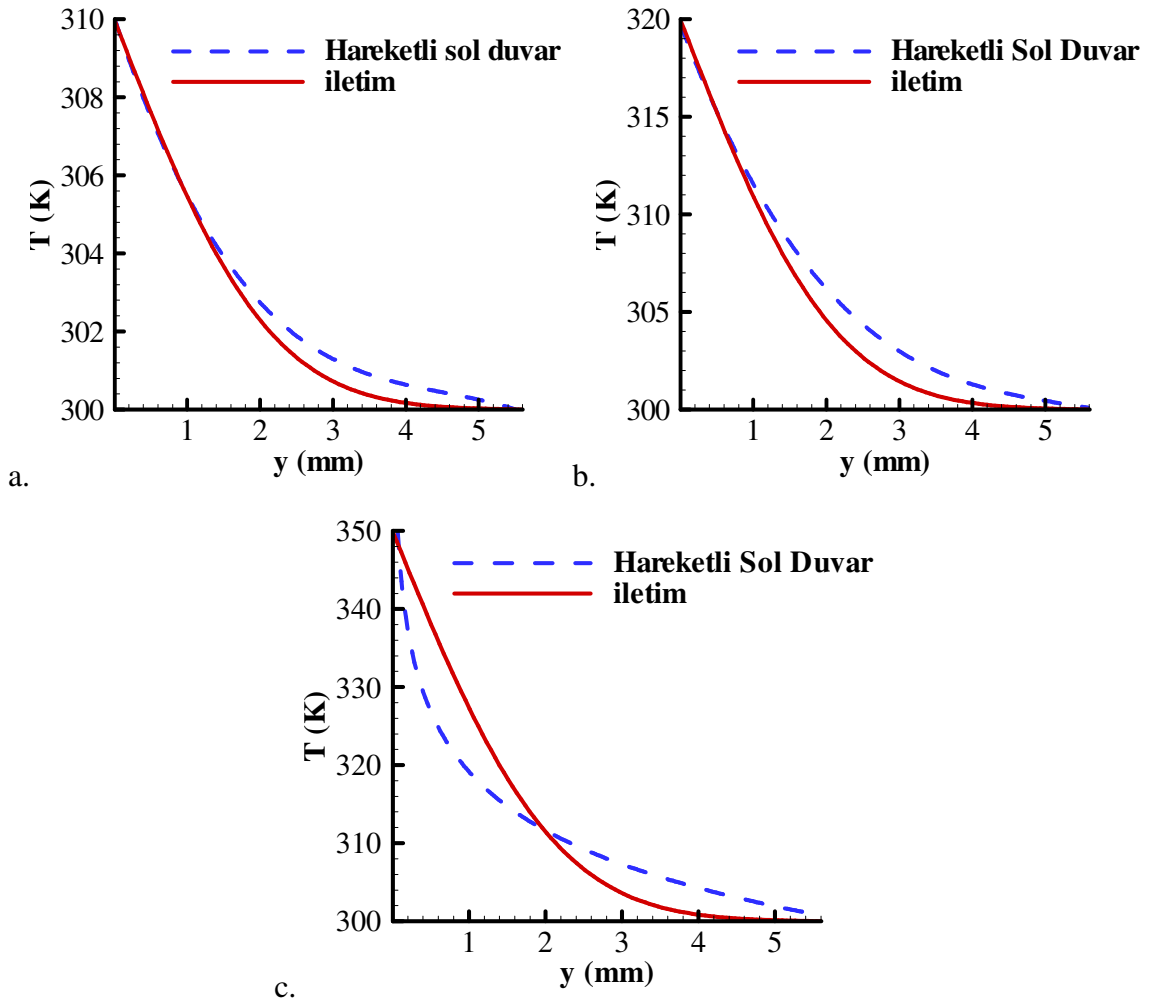
c) $u_{st,maks} = 1.17$ m/s



f) $u_{st,maks} = 0.27$ m/s

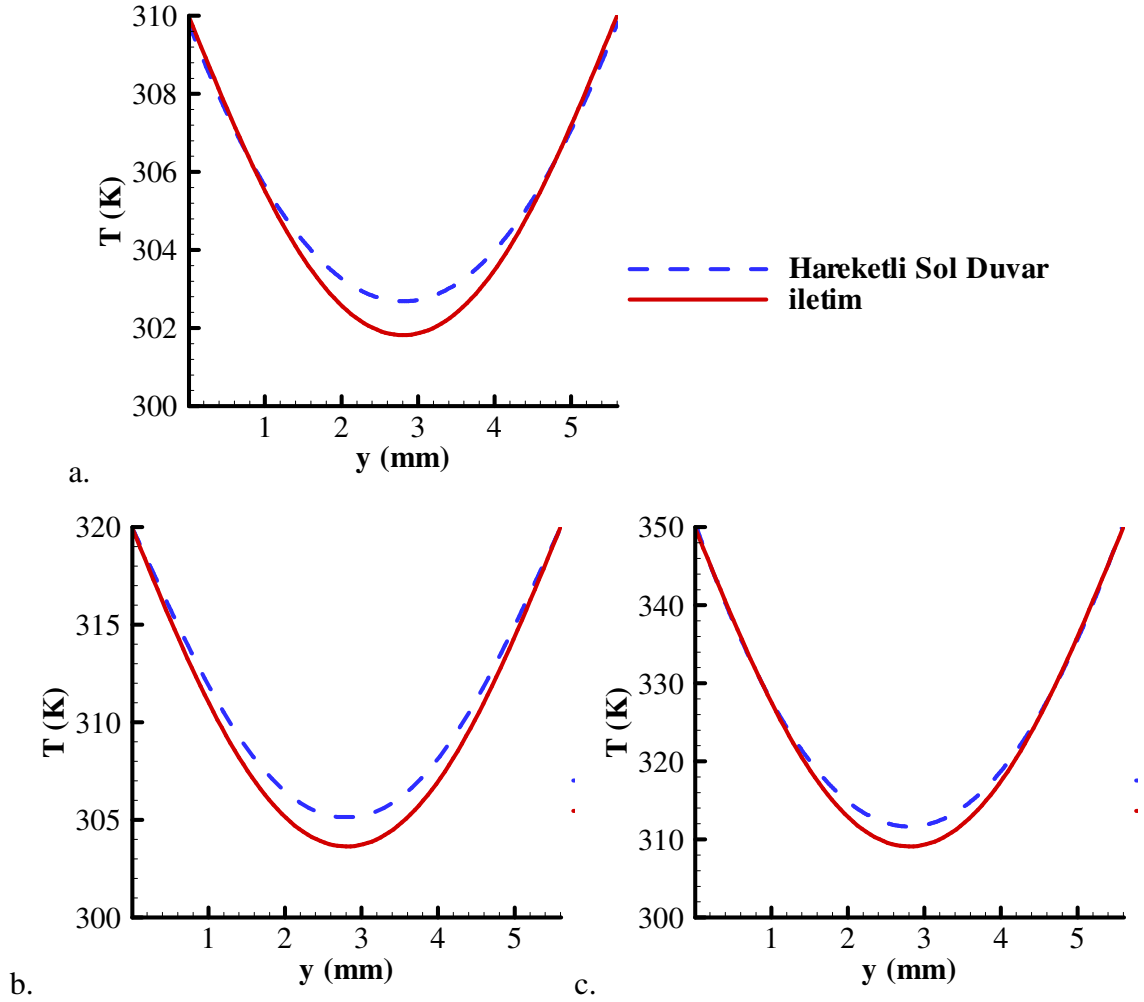
Şekil 6.11. a) Durum 12-a, b) Durum 12-b, c) Durum 12-c, d) Durum 13-a, e) Durum 13-b, f) Durum 13-c için ikinci merteye akış alanları.

Değişik durumlar için kapalı alanın düşey orta düzlemi boyunca sıcaklık dağılımı Şekil 6.12 ve 6.13’de verilmiştir. Alt duvar sıcaklıkları 310 K iken düzenli girdaplar ve düzensiz girdaplar için verilen sıcaklık dağılımları birbirine benzer olmasına rağmen sıcaklık yükseldikçe düzensiz durumlar için gösterilen sıcaklık dağılımları düzenli durumdakinden farklılık göstermektedir.



Şekil 6.12. a) Durum 12-a, b) Durum 12-b, c) Durum 12-c için $x = L/2$ 'de sıcaklığın y -yönünde değişimi.

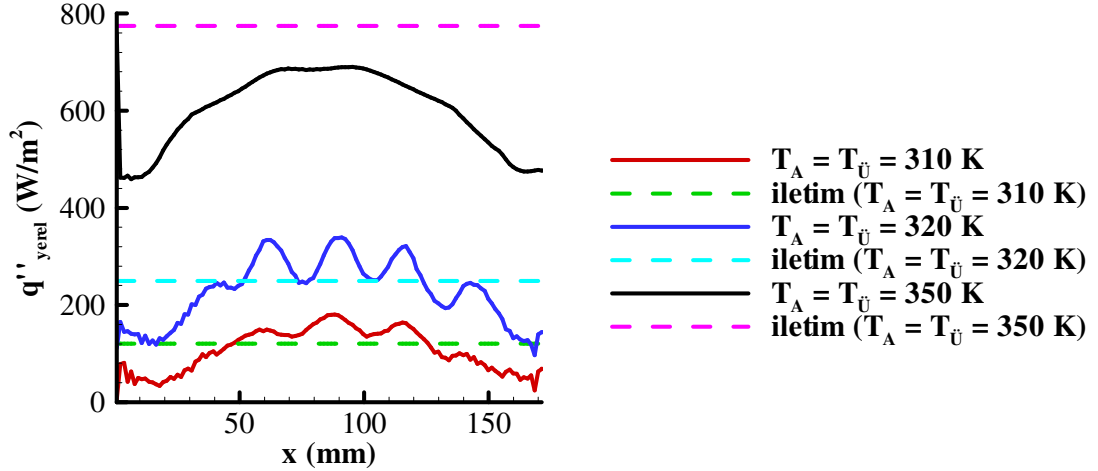
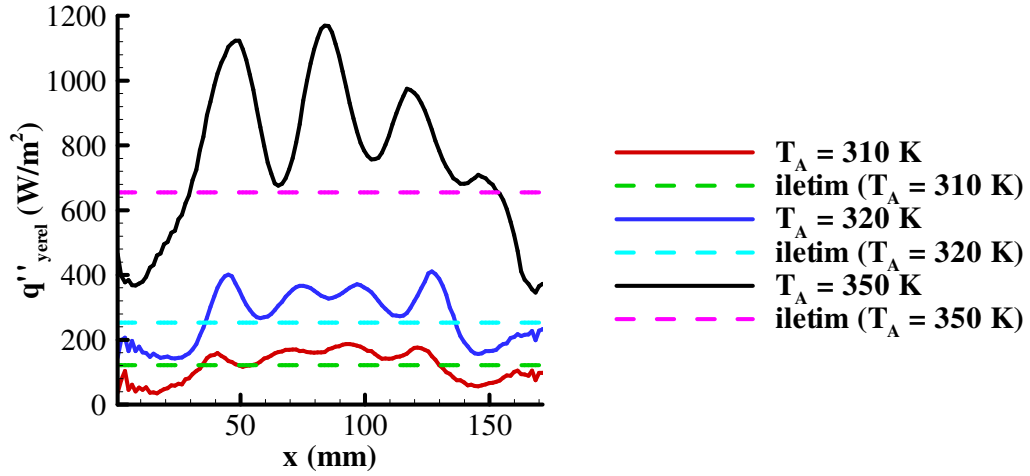
İki yatay duvarın da ısıtıldığı durumlarda hareketli sol duvarın yine kapalı alan içerisindeki sıcaklıkları arttırıcı bir etkisi olduğu Şekil 6.13’de görülmektedir.



Şekil 6.13. a) Durum 13-a, b) Durum 13-b, c) Durum 13-c için $x = L/2$ 'de sıcaklığın y -yönünde değişimi.

Alt duvarda yerel ısı akısının x -yönünde değişimi Şekil 6.14’te verilmiştir. Düzensiz girdap hareketine bağlı olarak yerel ısı akılarının en yüksek olduğu noktalar değişik konumlardadır. Simetrik olmayan ısıtma uygulandığında kapalı alan içerisindeki düzensiz ikinci mertbe girdapların yerel ısı akısını iletme göre arttırdığı görülmektedir.

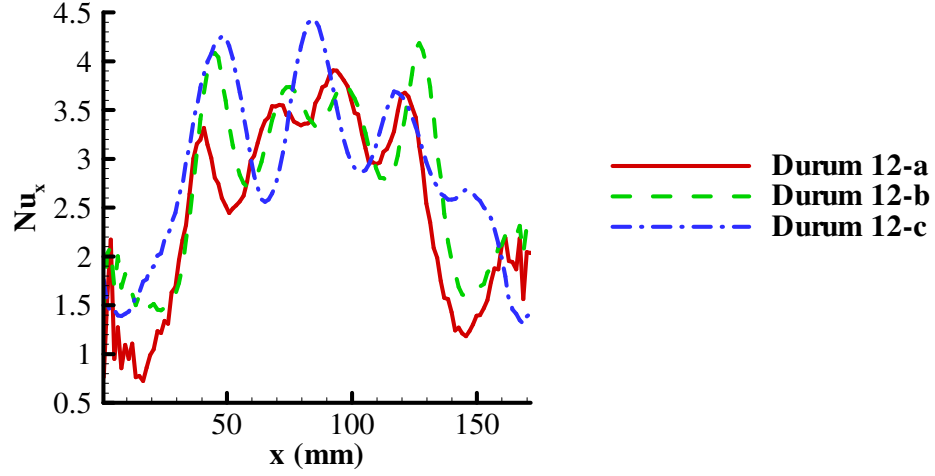
Simetrik ısıtma uygulanan durumda yerel ısı akısı iletimle aynı mertebelindedir, ancak duvar sıcaklıkları 350 K olduğunda iletim ısı akısı daha güçlü bir görüntü sergilemektedir.



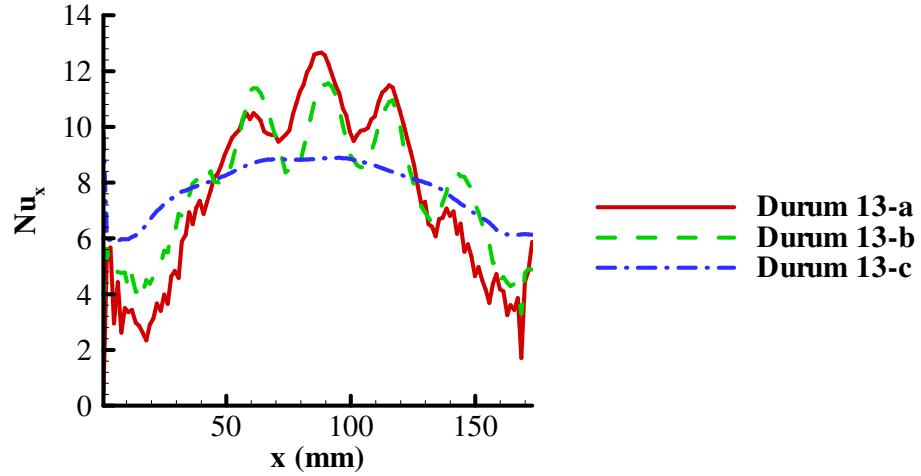
Şekil 6.14. Alt duvarda yerel ısı akısının değişimi a) Durum 12-a, 12-b, 12-c, b) Durum 13-a, 13-b, 13-c.

Değişik durumlar için yerel Nusselt sayısının x-yönünde değişimi Şekil 6.15 ve Şekil 6.16'da verilmiştir. Simetrik olmayan ısıtma durumunda düzensiz ikinci mertebe girdapların ısı aktarımını oldukça iyileştirdiği Şekil 6.15'te görülmektedir. Simetrik

ısıtma uygulanması durumunda yerel Nusselt sayıları düzenli ikinci merteye girdaplara göre oldukça artmıştır. Alt ve üst duvar sıcaklıkları 350 K olduğunda yerel Nusselt sayısının dağılımı diğer durumlardan farklılaşmıştır.

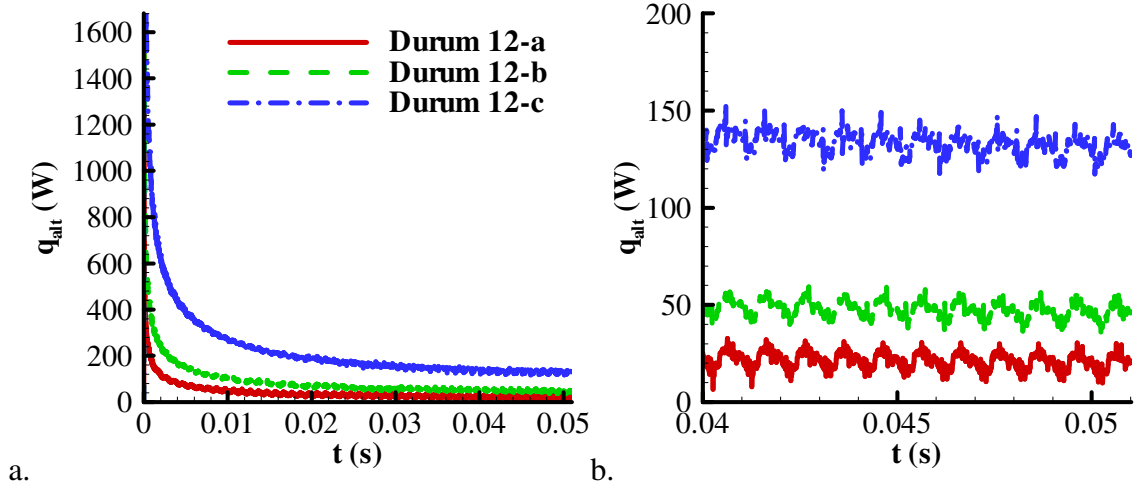


Şekil 6.15. Simetrik olmayan ısıtma uygulanan durumlar için yerel Nusselt sayısının x-yönünde değişimi.

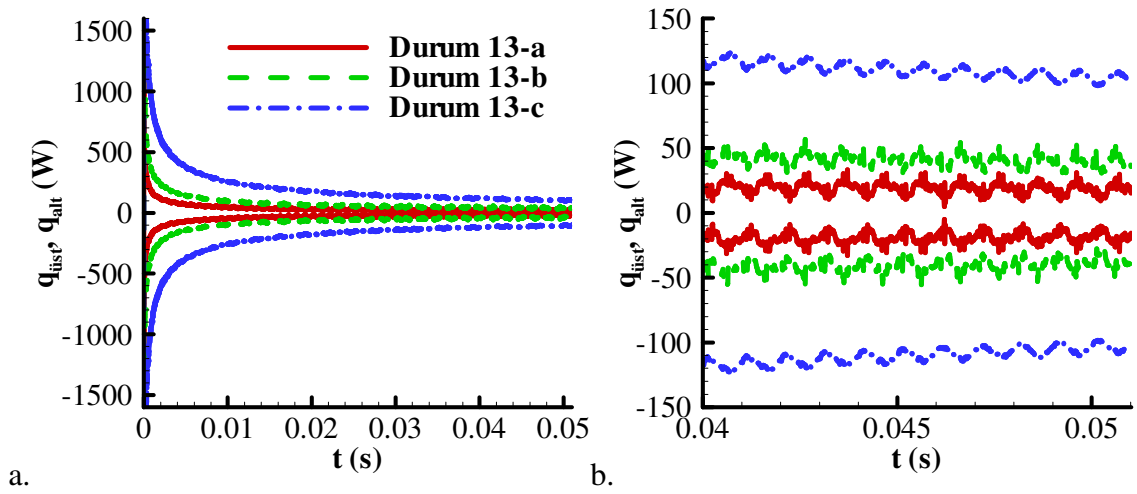


Şekil 6.16. Simetrik ısıtma uygulanan durumlar için yerel Nusselt sayısının x-yönünde değişimi.

Son altı durum için toplam ısı aktarımlarının zamanla değişimi Şekil 6.17 ve 6.18'de verilmiştir. Yine burada da ısı aktarımları asimptotik değerlerine ulaşmıştır. İkinci merteye akış alanındaki düzensiz yapı ısı aktarımındaki dalgalanmaları arttırmıştır.



Şekil 6.17. Alt duvarda toplam ısı aktarımının zamanla değişimi.



Şekil 6.18. Alt ve üst duvarlarda toplam ısı aktarımının zamanla değişimi.

Ortalama akış alanında bulunan düzenli ve düzensiz ikinci merteye girdapların kapalı alandaki ısı aktarımına etkilerinin incelenmesinde sadece alt duvarın ısıtıldığı ve hem alt hem de üst duvarların ısıtıldığı durumlar yukarıda incelenmiştir. Bu durumlar için ortalama Nusselt sayıları Çizelge 6.2’de verilmiştir. Aynı çizelgede en yüksek ikinci merteye girdap hızı ve sadece iletimle ısı aktarımı olduğu durumdaki ortalama Nusselt sayısı da gösterilmiştir. Kapalı alan içerisinde hem düzenli hem de düzensiz ikinci merteye girdap hareketlerinin ısı aktarımını etkilediği görülmektedir. Kapalı alan içerisinde sıcaklık gradyanı arttıkça düzensiz ikinci merteye girdapların varlığı Nusselt sayısının iletime göre daha da artmasını sağlamaktadır. Sadece alt duvarın ısıtıldığı durumlarda sıcaklık yükseldikçe düzensiz ikinci merteye girdaplar, yüksek ortalama hızların da yardımıyla, düzenli ikinci merteye girdaplara göre daha yüksek Nusselt sayılarına sebep olmaktadır. Genel olarak, alt duvar sıcaklığı (kapalı alan içerisindeki sıcaklık gradyanı) arttıkça ortalama Nusselt sayısı artma eğilimindedir. Simetrik ısıtma yapılan durumlarda hem düzenli hem de düzensiz ikinci merteye girdaplar için ortalama Nusselt sayıları iletimle ısı aktarımına göre yüksektir. Bunun sebebi, kapalı alan içerisindeki ikinci merteye girdap akışının ortalama sıcaklığın yükselmesini sağlamasıdır.

Çizelge 6.2. İkinci Mertebe Girdapların Isı Aktarımına Etkileri

Durum #	\overline{Nu}	Re #	İkinci mertebe hız (En yüksek değer)	\overline{Nu}_{iletim}
8	-	0.99	0.034	-
9-a	2.45	1.14	0.065	2.696
9-b	2.59	1.21	0.108	2.695
9-c	2.61	0.47	0.206	2.693
10-a	7.86	1.21	0.054	4.97
10-b	8.12	0.81	0.077	5.02
10-c	8.37	0.10	0.048	5.21
11	-	4.96	0.73	-
12-a	2.49	5.00	0.65	2.696
12-b	2.76	5.26	0.73	2.695
12-c	2.88	4.64	1.17	2.693
13-a	7.57	5.14	0.94	4.97
13-b	7.84	4.72	0.52	5.02
13-c	7.83	0.64	0.27	5.21

BÖLÜM 7

7. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Bu çalışmada, akustik etkiyle oluşturulmuş ikinci mertebeli girdapların oluşumunun sayısal olarak incelenmesi, sıcaklık gradyanı ve ısı aktarımı incelemelerine başlangıç olması için tekrarlanmıştır. Düzenli ve düzensiz girdap yapısının oluşumuna yüksekliğin ve duvar yer değiştirmesinin etkileri araştırılmıştır. Buna göre, yükseklik artırılıp X_{maks} sabit tutulduğunda kapalı alan içerisinde yatay duvarların yarattığı viskoz etkiler zayıfladığı için basınç ve buna bağlı olarak hız genlikleri arttığı, basınçta ani değişimler gözlemlendiği ve sonuç olarak ikinci mertebeli girdap yapısının düzensizleştiği bulunmuştur. Aynı yükseklikteki kapalı alanlar için duvar yer değiştirme miktarı ile kontrol edilen düzenli ve düzensiz girdap yapıları karşılaştırıldığında düzensiz ikinci mertebeli girdap içeren kapalı alanda basınç ve hız dalgalarının genliklerinin yükselmiş olduğu görülmüştür. Ayrıca bu durumda dalga şekilleri bozulmuş ve basınç dalgasında şok dalgası etkileri gözlemlenmiştir.

Kapalı alan içerisindeki ses alanında ses dalgasının yayılım yönüne dik doğrultuda oluşturulan sıcaklık gradyanının ikinci mertebeli girdaplar üzerindeki etkileri incelenmiştir. Alt duvar sıcaklığı arttıkça düzenli ikinci mertebeli girdap yapısında alttaki dış girdapların gittikçe genişlediği ve hızlandığı görülmüştür. Artan alt duvar sıcaklığının düzensiz ikinci mertebeli girdaplar üzerinde de benzer etkileri olmuştur ancak elde edilen ortalama akış alanları tamamen farklı bir form almıştır. Her iki tür ikinci mertebeli girdap akışı için artan alt duvar sıcaklığıyla beraber basınç genliğinin arttığı görülmüştür. Artan basınç genliği birincil hızı arttırmıştır. Birincil hızdaki artış ısıtılan duvar yakınında daha fazla olmuştur. Ortalama yoğunluğun ise ısıtılan duvar yakınında azalmış olduğu yani ısınan gazın genleştiği görülmüştür. Birincil hızın ve ortalama

yoğunluğun bu şekilde değişmesinden dolayı ikinci mertebe girdap hızı artan sıcaklıkla beraber kapalı alanın alt yarısında yükselmiştir.

Kapalı alanın yatay duvarlarının ikisinin de aynı anda sıcaklığının yükseltilmesinin düzenli ikinci mertebe girdap akış alanına etkisi yokmuş gibi görünse de sıcaklıklar 350 K'e getirildiğinde akış alanında bozulmalar olmaya başladığı gözlemlenmiştir. Kapalı alan içerisindeki sıcaklıklar 350 K civarındayken basınç dalgasının genliğinin düştüğü görülmüştür. Bu durumda hızlar da düşmüştür ve ikinci mertebe girdap akış yapısı dağılmaya başlamıştır. Düzensiz girdap akış alanında ise yatay duvarların sıcaklıklarının artmasının yine daha fazla değişikliğe yol açtığı gözlemlenmiştir. Sıcaklık arttıkça ortalama akış yapısındaki girdap sayısı giderek azalmış ve yatay duvarlar 350 K olduğunda akış yapısı düzenli akış yapısına benzer bir hale gelmiştir. Burada da basınç genlikleri ilk önce sıcaklıkla beraber artmış, 350 K sıcaklıkta düşmüştür. Yatay duvarlar 350 K'ken basıncın düşmesinin sebebi yüksek sıcaklıkla havanın viskozitesinin artmış olmasıdır. Bu durum kapalı alan içerisindeki viskoz etkileri tekrar güçlendirmiştir ve akış yapısı büyük ölçüde değişmiştir. Basınç dalgasıyla bağlantılı olarak birincil hız da ilk önce sıcaklıkla artmış, son durumda ise düşmüştür. Simetrik ısıtma uygulanan bu durumlarda ikinci mertebe girdap hızının değişimi ise düzenli ve düzensiz akış için farklılık göstermiştir. Düzenli ikinci mertebe girdaplarda ortalama hız titreşimli hızın davranışına benzer bir şekilde değişmiş ve ilk önce artıp sıcaklıklar 350 K olduğunda düşmüştür. Düzensiz ikinci mertebe girdaplarda ise yatay duvar sıcaklıkları arttıkça ikinci mertebe girdap hızı düşmüştür. Bu davranışın sebebi ortalama yoğunluğun değişimiyle açıklanabilir. Düzensiz ikinci mertebe girdap içeren kapalı alanlarda yatay duvar sıcaklıklarının artması ortalama yoğunluğun artmasına sebep olmuştur. Bu da ikinci mertebe girdap hızlarını düşürmüştür.

Akustik etkiyle oluşturulmuş ikinci mertebe girdapların kapalı alan içerisinde süresiz rejimde ısı aktarımına etkileri de incelenmiştir. Buna göre ikinci mertebe girdap akışının

simetrik olmayan ısıtmada kapalı alanın üst yarısında sıcaklıkları iletme göre arttırdığı bulunmuştur. Simetrik ısıtmada da hareketli sol duvara sahip kapalı alan içerisindeki sıcaklıklar iletme göre yüksek çıkmıştır. Düzenli ikinci mertebeye girdap içeren kapalı alana alttan ısıtma yapıldığında alt duvardaki yerel ısı akısı değişiminin iletimle aynı mertebelerde olduğu, alt duvar 350 K olduğunda iletme göre bir miktar arttığı görülmüştür. Düzensiz ikinci mertebeye girdap içeren kapalı alanın alttan ısıtmasında ise yerel ısı akıları iletme göre yüksektir. Simetrik ısıtmada hem düzenli hem de düzensiz ikinci mertebeye girdaplar için yerel ısı akıları iletimden düşük çıkmıştır. Simetrik olmayan ısıtmada düzenli girdaplar için ortalama Nusselt sayıları iletme göre düşük çıkmıştır, alt duvar sıcaklığı yükseldikçe iletim için elde edilen ortalama Nusselt sayılarına yaklaşmaya başlamıştır. Düzensiz girdapların ortalama Nusselt sayıları ise alt duvarın 320 K olduğu sıcaklıktan itibaren iletimden daha yüksek olmuştur. Simetrik ısıtmalarda ortalama Nusselt sayıları iletme göre yüksek çıkmıştır. Bunun sebebi ikinci mertebeye girdap akışının kapalı alan içerisindeki sıcaklıkları yükseltmesinin sonucu olarak ortalama sıcaklığın artmış olmasıdır. Bu da simetrik ısıtma için tanımlanan ortalama Nusselt sayısının yüksek olmasını sağlamıştır. İkinci mertebeye girdap Reynolds sayısının değişimi ile ısı aktarımı arasında belirgin bir ilişki bulunamamıştır. Sonuç itibarıyla akustik etkiyle oluşturulmuş ikinci mertebeye girdapların kapalı alanın içerisindeki ısı aktarımını etkilediği görülmüştür.

İleride yapılacak çalışmalar için daha yüksek sıcaklık farklarında akış formunun değişiminin incelenmesi önerilmektedir. Ayrıca boru içerisinde ısı aktarımı analizi için silindirik koordinatlarda çözüm yapılması da gerekmektedir. Akustik etkiyle oluşan ikinci mertebeye girdapla ile doğal taşınımın etkileşiminin görülmesi için daha uzun süreli benzetimlerin yapılması da tavsiye edilmektedir.

KAYNAKLAR

- [1] Boluriaan, S., Morris, P.J., Acoustic streaming: from Rayleigh to today, *Int. J. Aeroacoust.*, 2(3-4), 255-292, 2003.
- [2] Hyun, S., Lee., D.R., Loh, B.G., Investigation of convective heat transfer augmentation using acoustic streaming generated by ultrasonic vibrations, *J. Heat Mass Transfer*, 48, 703-718, 2005.
- [3] Rozenberg, L.D., *High intensity ultrasonic fields*, Plenum Press, New York, 1971.
- [4] Lighthill, M.J., Acoustic streaming, *J. Sound Vib.*, 61(3), 391-418, 1978.
- [5] <http://www.swri.org>
- [6] <https://engineering.purdue.edu/Herrick/index.html>
- [7] Ro, P.I., Loh, B.G., Feasibility of using ultrasonic flexural waves as a cooling mechanism, *IEEE Trans. Indust. Electron*, 48(1), 143–150, 2001.
- [8] Lord Rayleigh, On the circulation of air observed in Kundt's tubes, *Philos. Trans. R. Soc. London, Ser.*, A175, 1-21, 1884.
- [9] Schlichting, H., Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmungen (Calculation on plane periodic boundary layer streaming, *Physikalische Zeitschrift*, 33(8), 327-335, 1932.
- [10] Westervelt, P.J., The theory of steady rotational flow generated by a sound field, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25, 60–67, 1953.
- [11] Andres, J.M., Ingard, U., Acoustic streaming at low Reynolds numbers, *J. Acoust. Soc. Am.* 25, 932–938, 1953.
- [12] Andres, J.M., Ingard, U., Acoustic streaming at high Reynolds numbers, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25, 928–932, 1953.
- [13] Nyborg, W.L., Acoustic streaming due to attenuated plane waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, 25, 68–75, 1953.
- [14] Nyborg, W.L., Acoustic streaming near a boundary, *J. Acoust. Soc. Am.*, 30, 329–339, 1958.
- [15] 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.
- [16] Qi, Q., Johnson, R.E., Harris, J.G., Boundary layer attenuation and acoustic streaming accompanying plane-wave propagation in a tube, *J. Acoust. Soc. Am.*, 97(3), 1499–1509, 1995.

- [17] Vainshtein, P., Rayleigh streaming at large Reynolds number and its effect on shear flow, *J. Fluid Mech.*, 285, 249–264, 1995.
- [18] Bradley, C.E., Acoustic streaming field structure: The influence of the radiator, *J. Acoust. Soc. Am.*, 100(3), 1399-1408, 1996.
- [19] Menguy, L., Gilbert, J., Non-linear acoustic streaming accompanying a plane stationary wave in a guide, *Acustica*, 86, 249–259, 2000.
- [20] Menguy, L., Gilbert, J., Nonlinear acoustic streaming in cylindrical guides, *C.R. Acad. Sci. Paris*, 326(2), 643-648, 1998.
- [21] 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(1) 153–160, 2003.
- [22] Frampton, K.D., Martin, S.E., Minor, K., The scaling of acoustic streaming for application in micro-fluidic devices, *App. Acoust.*, 64, 681-692, 2003.
- [23] Frampton, K.D., Minor, K., Martin, S.E., Acoustic streaming in micro-scale cylindrical channels, *App. Acoust.*, 65, 1121-1129, 2004.
- [24] Carlsson, F., Sen, M., Löfdahl, L., Steady streaming due to vibrating walls, *Phys. Fluids*, 16 (5), 1822–1825, 2004.
- [25] Kawahashi, M., Arakawa, M., Nonlinear phenomena induced by finite-amplitude oscillation of air column in closed duct, *JSME Int. J.*, 39, 280–286, 1996.
- [26] Yano, T., Turbulent acoustic streaming excited by resonant gas oscillation with periodic shock waves in a closed tube, *J. Acoust. Soc. Am.*, 106(1), L7–L12, 1999.
- [27] Yano, T., Numerical study of high Reynolds number acoustic streaming in resonators, 17th Int. Symp. On Nonlinear Acoustics, AIP Conf. Proc. 838, 379-386, 2006.
- [28] Boluriaan, S., Morris, P., Numerical simulation of streaming in high amplitude wave resonators, *J. Acoust. Soc. Am.*, 113(4), 2282, 2003
- [29] Aktas, M.K., Farouk, B., Numerical simulation of acoustic streaming generated by finite-amplitude resonant oscillation in an enclosure, *J. Acoust. Soc. Am.*, 116(5), 2822–2831, 2004.
- [30] Wan, Q., Kuznetsov, A.V., Investigation of the acoustic streaming in a rectangular cavity induced by the vibration of its lid, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 31(4), 467-476, 2004.
- [31] Wan, Q., Kuznetsov, A.V., Investigation of hysteresis in acoustically driven channel flow at ultrasonic frequency, *Numerical Heat Transfer*, 47(2), 137-146, 2004.

- [32] Merkli, P., Thomann, H., Transition to turbulence in oscillating pipe flow, *J. Fluid Mech.*, 68(3), 567–575, 1974.
- [33] Mitome, H., The mechanism of generation of acoustic streaming, *Electron. Comm. Jpn.*, 81(10), 1614-1620, 1998.
- [34] Alexeev, A., Gutfinger, C., Resonance gas oscillations in closed tubes: Numerical study and experiments, *Phys. Fluids*, 15, 3397–3408, 2003.
- [35] Nabavi, M., Siddiqui, M.H.K., Dargahi, J., Simultaneous measurement of acoustic and streaming velocities using synchronized PIV technique, *Meas. Sci. Technol.*, 18, 1811-1817, 2007.
- [36] Nabavi, M., Siddiqui, M.H.K., Dargahi, J., Experimental investigation of the formation of acoustic streaming in a rectangular enclosure using a synchronized PIV technique, *Meas. Sci. Technol.*, 19, 065405, 2008.
- [37] Moreau, S., Bailliet, H., Valiere, J.C., Measurements of inner and outer streaming vortices in a standing waveguide using laser doppler velocimetry, *J. Acoust. Soc. Am.*, 123(2), 640-647, 2008.
- [38] Rott, N., The Influence of Heat Conduction on Acoustic Streaming, *J. App. Math. Phys.*, 25, 417–421, 1974.
- [39] Hamilton, M.F., Ilinskii, Y.A., Zabolotskaya, E.A., Thermal effects on acoustic streaming in standing waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, 114(6) 3092–3101, 2003.
- [40] Lin, Y., Farouk, B., Heat transfer in a rectangular chamber with differentially heated horizontal walls: Effects of a vibrating sidewall, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 51, 3179–3189, 2008.
- [41] Kawahashi, M., Tanahashi, M., Arakawa, M., Hirahara, H., Visualization and measurement of acoustic streaming coupling with natural convection, *ASME/JSME Fluids Engineering and Laser Anemometry Conference and Exhibition*, Hilton Head, SC, USA, 1995.
- [42] Alexeev, A., Goldshtein, A., Gutfinger, C., Heat interaction in a resonance tube, *Phys. Fluids*, 14(5), 1812–1815, 2002.
- [43] Thompson, M.W., Atchley, A.A., Simultaneous measurement of acoustic and streaming velocities in a standing wave using laser Doppler anemometry, *J. Acoust., Soc. Am.*, 117(4), 1828-1838, 2004.
- [44] Thompson, M.W., Atchley, A.A., Measurement of the time evolution of Rayleigh streaming in high amplitude standing waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, 112, 2298, 2002.
- [45] Thompson, M.W., Atchley, A.A., Maccarone, M.J., Influences of a temperature gradient and fluid inertia on acoustic streaming in a standing wave, *J. Acoust. Soc. Am.*, 117, 1839–1849, 2005.

- [46] Nabavi, M., Siddiqui, K., Dargahi, J., Influence of differentially heated horizontal walls on the streaming shape and velocity in a standing wave resonator, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 35, 1061–1064, 2008.
- [47] Kurzweg, U.H., Enhanced heat conduction in oscillating viscous flows within parallel-plate channels, *J. Fluid Mech.*, 156, 291–300, 1985.
- [48] 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.
- [49] Gopinath, A., Mills, A.F., Convective heat transfer due to acoustic streaming across the ends of a Kundt tube, *J. Heat Transfer*, 116, 47-53, 1994.
- [50] Wan, Q., Kuznetsov, A.V., Numerical study of the efficiency of acoustic streaming for enhancing heat transfer between two parallel beams, *Flow Turbul. Combust.*, 70, 89-114, 2003.
- [51] Wan, Q., Kuznetsov, A.V., Streaming in a channel bounded by an ultrasonically oscillating beam and its cooling efficiency, *Num. Heat Transfer*, 45, 21–47, 2004.
- [52] Wan, Q., Wu, T., Chastain, J., Roberts, W.L., Kuznetsov, A.V., Ro, P.I., Forced convective cooling via acoustic streaming in a narrow channel established by a vibrating piezoelectric bimorph, *Flow Turbul. Combust.*, 74, 195-206, 2005.
- [53] Aktaş, M.K., Farouk, B., Lin, Y., Heat transfer enhancement by acoustic streaming in an enclosure, *J. Heat Transfer*, 127, 1313-1321, 2005.
- [54] Lei, H., Henry, D., BenHadid, H., Numerical study of the influence of a longitudinal sound field on natural convection in a cavity, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49, 3601– 616, 2006.
- [55] Engelbrecht, H., Pretorius, L., The effect of sound on natural convection from a vertical flat plate, *J. Sound Vib.*, 158(1), 213–218, 1992.
- [56] Gopinath, A., Harder, D.R., An experimental study of heat transfer from a cylinder in low-amplitude zero-mean oscillatory flows, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43, 505–520, 2000.
- [57] Loh, B.G., Lee, D.R., Heat transfer characteristics of acoustic streaming by longitudinal ultrasonic vibrations, *J. Thermophys. Heat Transfer*, 18(1), 94–99, 2004.
- [58] Lee, D.R., Loh, B.G., Smart cooling technology utilizing acoustic streaming, *IEEE Trans. Comp. Pack. Tech.*, 30(4), 691-699, 2007.
- [59] Kawahashi, M., Tanahashi, M., Arakawa, M., Hirahara, H., Visualization and measurement of acoustic streaming coupling with natural convection, *ASME/JSME Fluids Engineering and Laser Anemometry Conference and Exhibition*, Hilton Head, SC, USA, 1995.

- [60] Mozurkewich, G., Heat transport by acoustic streaming within a cylindrical resonator, *Appl. Acoust.*, 63, 713–735, 2002.
- [61] Penelet, G., Gusev, V., Lotton, P., Bruneau, M., Nontrivial influence of acoustic streaming on the efficiency of annular thermoacoustic prime movers, *Phys. Lett. A*, 351, 268–273, 2006.
- [62] Oran, E.S., Boris, J.P., *Numerical Simulation of Reactive Flow*, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.
- [63] Farouk, B., Oran, E.S., Fusegi, T., Numerical study of thermoacoustic waves in an enclosure, *Phys. Fluids*, 12, 1052–1061, 2000.
- [64] 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.
- [65] Poinso, T.J., Lele, S.K., Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows, *J. Comput. Phys.*, 101, 104-129, 1992.
- [66] Chester, W., Resonant oscillations in closed tubes, *J. Fluid Mech.*, 18, 44-64, 1964.
- [67] Ilgamov, M.A., Zapirov, R.G., Galiullin, R.G., Repin, V.B., Nonlinear oscillations of a gas in a tube, *Appl. Mech. Rev.*, 49, 137–154, 1996.
- [68] Saenger, R.A., Hudson, G.E., Periodic shock waves in resonating gas column, *J. Acoust. Soc. Am.*, 32, 961-971, 1960.
- [69] Cruikshank, D.B., Experimental investigation of finite-amplitude acoustic oscillations in closed tubes, *J. Acoust. Soc. Am.*, 52, 1024-1034, 1972.
- [70] Temkin, S., Nonlinear gas oscillations in a resonance tube, *Phys. Fluids*, 11, 960–963, 1968.

EKLER

EK A: Analitik Çözüm ve Limitleri

Akustik etkiyle oluşturulan ikinci mertebe girdaplar probleminin çözümünde sayısal yöntem gerekliliğinin tam anlaşılabilmesi için analitik çözümün ve sınırlarının bilinmesi önemlidir. Aşağıda Lord Rayleigh'in göz önüne aldığı problemin [8] analitik çözümü verilmektedir.

Akışkanlar için süreklilik ve iki boyutlu hareket denklemleri Denklem (A.1), (A.2) ve (A.3)'deki gibidir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \quad (\text{A.2})$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \quad (\text{A.3})$$

Problemin çözümünde bu denklemler için yapılan ilk kabuller akışkanın sıkıştırılamaz olması ve viskozitenin uzay ve zamandan bağımsız olmasıdır. Bu durumda denklemler (A.4), (A.5) ve (A.6)'daki şekillerini alırlar.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (\text{A.5})$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (\text{A.6})$$

Akım fonksiyonu (A.7)'deki denklemler ile tanımlanır.

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (\text{A.7})$$

Denklem (A.5)'in y yönünde, Denklem (A.6)'nın ise x yönünde türevleri alınır ve bu denklemler yoğunluğa bölünerek ve basınç terimi sadeleştirilerek toplanırsa elde edilen denklem (A.8)'deki denklemdir.

$$\nu \nabla^2 \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (\text{A.8})$$

Denklemi daha sade bir görünüme kavuşturmak için gerekli düzenlemeler yapılır ve akım fonksiyonu kullanılırsa (A.9) elde edilir:

$$\nu \nabla^4 \psi - \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi = \nu \frac{\partial}{\partial y} (\nabla^2 \psi) + u \frac{\partial}{\partial x} (\nabla^2 \psi) \quad (\text{A.9})$$

Çözümün sonraki aşamasında bir yaklaşım daha yapılır ve Denklem (A.9)'un sağ tarafı hızlar için ikinci mertebe terimler içerdiğinden dolayı ihmal edilir (birinci mertebe yaklaşım).

$$\nabla^2 \left(\nabla^2 - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) \psi = 0 \quad (\text{A.10})$$

Denklem (A.10) için çözüm aşağıdaki gibi yazılabilir ve burada ψ_1 Denklem (A.12.a)'nın ψ_2 ise Denklem (A.12.b)'nin çözümleridir.

$$\psi = \psi_1 + \psi_2 \quad (\text{A.11})$$

$$\nabla^2 \psi_1 = 0, \quad \left(\nabla^2 - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) \psi_2 = 0 \quad (\text{A.12})$$

Hareketin x-yönünde periyodik olduğu bilinmektedir ve bu durumda çözümlerin x-bileşenlerinin $\cos kx$ ile orantılı olduğu kabul edilebilir (mükemmel sinüs dalgası kabulü). Burada $k (= 2\pi/\lambda)$ dalga sayısıdır. Aynı şekilde hareketin zamanda da periyodik olduğu düşünüldüğünde çözümlerin zaman bileşenlerinin de $e^{i\omega t}$ ile orantılı olduğu kabul edilebilir. Burada $i = (-1)^{1/2}$ ve ω açısal frekanstır. Bu orantı kabulleriyle çözümler aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\psi_1 = f_1(y)e^{i\omega t} \cos kx, \quad \psi_2 = f_2(y)e^{i\omega t} \cos kx \quad (\text{A.13})$$

Bu çözümler (A.12)'deki yerlerine yerleştirilirse aşağıdaki denklemler elde edilir.

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} - k^2\right)f_1 = 0, \quad \left(\frac{d^2}{dy^2} - \frac{i\omega}{\nu} - k^2\right)f_2 = 0 \quad (\text{A.14})$$

Bu durumda genel çözümler (A.15)'teki gibidir.

$$f_1 = C_1 e^{-ky} + C_2 e^{ky}, \quad f_2 = C_3 e^{-k^*y} + C_4 e^{k^*y} \quad (\text{A.15})$$

Burada $k^* = [k^2 + (i\omega)/\nu]^{1/2}$ olarak tanımlanmıştır. $k^2 = P^2 \cos 2\alpha$ ve $\omega/\nu = P^2 \sin 2\alpha$ olarak değişken değiştirme işlemi yapılırsa ve bu iki denklemin kareleri toplanırsa $k^4 + \omega^2/\nu^2 = P^4$ elde edilir. Kinematik viskozite çok küçük bir sayı olduğundan dolayı $\omega/\nu \gg k^2$ 'dir. Gerekli değerler yerine koyulduğunda bu koşulun $\lambda \gg \delta_\nu$ ile eşdeğerde olduğu görülmektedir, yani teğetsel hareketin geliştiği kısmın kalınlığı dalgaboyundan çok küçüktür. Bu yüzden k^4 ihmal edilerek $P^2 = \omega/\nu$ yazılabilir. Ayrıca sanal sayının kökü alınırsa $k^* = P \cos \alpha + iP \sin \alpha$ olarak bulunur. k^* 'ı daha sade yazmak için aşağıdaki farka bakılırsa, yine k^4 'ün ihmal edilebilirliğinden dolayı $\cos \alpha$ ve $\sin \alpha$ arasındaki farkın da ihmal edilebileceği ortaya çıkar.

$$(\sin \alpha - \cos \alpha)^2 = \frac{1}{P^2} \left[\sqrt{\frac{k^4 + \frac{\omega^2}{\nu^2} + k^2}{2}} - \sqrt{\frac{k^4 + \frac{\omega^2}{\nu^2} - k^2}{2}} \right]^2 \approx 0 \quad (\text{A.16})$$

$$P \sin \alpha \approx P \cos \alpha \approx \sqrt{\frac{k^4 + \frac{\omega^2}{\nu^2} + k^2}{2}} \approx \sqrt{\frac{\omega}{2\nu}} \quad (\text{A.17})$$

Böylece $k^* = (1/\delta_v)(1+i)$ olarak yazılabilir.

Dalgasal hareketin iki boyutlu bir borunun içerisinde olduğu göz önüne alınmaktadır ve bu borunun yatay alt duvarı $y = 0$ 'da bulunmaktadır. Yakınlığında başka bir katı cismin bulunmaması durumunda $C_4 = 0$ yapılabilir. Ayrıca $y = 0$ 'da (duvarda) hızın hem x hem de y bileşenleri sıfır olmalıdır:

$$v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = k \sin kx e^{i\alpha x} \left[C_1 e^{-ky} + C_2 e^{-k^* y} + C_3 e^{-k^* y} \right] \quad (\text{A.18})$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} = -e^{i\alpha x} \cos kx \left[k C_1 e^{-ky} - k C_2 e^{ky} + k^* C_3 e^{-k^* y} \right] \quad (\text{A.19})$$

Hız bileşenlerinin $y = 0$ 'da değerlerinin sıfır olması için yukarıdaki denklemler $C_1 + C_2 + C_3 = 0$ ve $k C_1 - k C_2 + k^* C_3 = 0$ olmasını gerektirir. Böylece akım fonksiyonu ve hızlar aşağıdaki şekillerini alırlar:

$$\psi = C_3 e^{i\alpha x} \cos kx \left[-\cosh ky + \frac{k^*}{k} \sinh ky + e^{-k^* y} \right] \quad (\text{A.20})$$

$$u = C_3 e^{i\alpha x} \cos kx \left[-k \sinh ky + k^* \cosh ky - k^* e^{-k^* y} \right] \quad (\text{A.21})$$

$$v = C_3 k e^{i\alpha x} \sin kx \left[-\cosh ky + \frac{k^*}{k} \sinh ky + e^{-k^* y} \right] \quad (\text{A.22})$$

Alt duvara çok yakın bölgelerdeki u -hızı (A.23)'de hesaplanmaktadır:

$$\lim_{y \rightarrow 0} u = C_3 e^{i\omega t} k^* \cos kx \quad (\text{A.23})$$

Alt duvar yakınındaki en yüksek u-hızına u_{maks} denilirse, $k^* C_3 = u_{maks}$ olur. Böylece akım fonksiyonu ve hızlar aşağıdaki halini alır.

$$\psi = u_{maks} e^{i\omega t} \cos kx \left[-\frac{\cosh ky}{k^*} + \frac{\sinh ky}{k} + \frac{e^{-k^* y}}{k^*} \right] \quad (\text{A.24})$$

$$u = u_{maks} e^{i\omega t} \cos kx \left[-\frac{k \sinh ky}{k^*} + \cosh ky + e^{-k^* y} \right] \quad (\text{A.25})$$

$$v = u_{maks} e^{i\omega t} \sin kx \left[-\frac{k \cosh ky}{k^*} + \sinh ky + \frac{k e^{-k^* y}}{k^*} \right] \quad (\text{A.26})$$

Sanal kısımlar çözümden çıkartılarak denklemler tekrardan düzenlenirse birinci mertebe yaklaşım için aşağıdaki çözümler elde edilir:

$$\psi = u_{maks} \cos kx \left[-\frac{\delta_v \cosh ky}{\sqrt{2}} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{4} \right) + \frac{\sinh ky}{k} \cos \omega t + \frac{\delta_v e^{-y/\delta_v}}{\sqrt{2}} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{4} - \frac{y}{\delta_v} \right) \right] \quad (\text{A.27})$$

$$u = u_{maks} \cos kx \left[-\frac{k \delta_v \sinh ky}{\sqrt{2}} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{4} \right) + \cosh ky \cos \omega t - e^{-y/\delta_v} \cos \left(\omega t - \frac{y}{\delta_v} \right) \right] \quad (\text{A.28})$$

$$v = u_{maks} \sin kx \left[\begin{array}{l} -\frac{k\delta_v \cosh ky}{\sqrt{2}} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) + \sinh ky \cos \omega t \\ + \frac{k\delta_v e^{-y/\delta_v}}{\sqrt{2}} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4} - \frac{y}{\delta_v}\right) \end{array} \right] \quad (\text{A.29})$$

Yukarıdaki hızlar, belli bir anda (x,y) koordinatlarında bulunan herhangi bir akışkan parçacığına aittir. Eğer titreşimler sırasında ortalama pozisyonu (x,y) olan bir akışkan parçacığının herhangi bir t anındaki gerçek pozisyonu x+ξ ve y+η ise parçacığın hızları da aşağıdaki şekilde ifade edilmelidir:

$$u + \frac{\partial u}{\partial x} \xi + \frac{\partial u}{\partial y} \eta, \quad v + \frac{\partial v}{\partial x} \xi + \frac{\partial v}{\partial y} \eta \quad (\text{A.30})$$

Böylece x yönünde ortalama hız sıfırdan farklı olur. Burada ξ ve η parçacığın dt süresinde katedebildiği yollardır.

$$\xi = \int u dt, \quad \eta = \int v dt \quad (\text{A.31})$$

Bu durumda x-yönünde ortalama hız (A.32)'in ortalamasına eşittir:

$$\frac{\partial u}{\partial x} \xi + \frac{\partial u}{\partial y} \eta \quad (\text{A.32})$$

u'nun Denklem (A.28)'de verilen hali kullanılarak ilk terim hesaplanırsa:

$$\xi = \int u dt = u_{maks} \cos kx \left[-\frac{k\delta_v \sinh ky}{\omega\sqrt{2}} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) + \frac{\cosh ky \sin \omega t}{\omega} - \frac{e^{-y/\delta_v}}{\omega} \sin\left(\omega t - \frac{y}{\delta_v}\right) \right] \quad (\text{A.33})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = -u_{maks} k \sin kx \left[-\frac{k\delta_v \sinh ky}{\sqrt{2}} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) + \cosh ky \cos \omega t - e^{-y/\delta_v} \cos\left(\omega t - \frac{y}{\delta_v}\right) \right] \quad (\text{A.34})$$

$$\int \frac{\partial u}{\partial x} \xi dt = 0 \quad (\text{A.35})$$

Bu durumda ortalama hız Denklem (A.32)'nin ikinci teriminin ortalamasından ibaret kalmaktadır. Bu terim için hesaplama yapılırsa,

$$\eta = \int v dt = u_{maks} \sin kx \left[-\frac{k\delta_v \cosh ky}{\omega\sqrt{2}} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) + \frac{\sinh ky \sin \omega t}{\omega} - \frac{k\delta_v e^{-y/\delta_v}}{\omega\sqrt{2}} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{4} - \frac{y}{\delta_v}\right) \right] \quad (\text{A.36})$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} = u_{maks} \cos kx \left[-\frac{k^2 \delta_v \cosh ky}{\sqrt{2}} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{4}\right) + k \sinh ky \cos \omega t + \frac{e^{-y/\delta_v}}{\delta_v} \cos\left(\omega t - \frac{y}{\delta_v}\right) - \frac{e^{-y/\delta_v}}{\delta_v} \sin\left(\omega t - \frac{y}{\delta_v}\right) \right] \quad (\text{A.37})$$

(A.36) ve (A.37)'ün çarpımı iki terim içermektedir. Birincisi zamandan bağımsız sürekli kısım ve diğeri $2\omega t$ 'nin harmonik fonksiyonlarıdır. Bu problemde sürekli kısım ile uğraşıldığı için ilgilenilen kısım zamandan bağımsız olan birinci terimlerdir. Böylece x

yönündeki ortalama hız değeri $\partial u/\partial y$ 'nin son terimlerinin çarpımından gelen terimlerle bulunur:

$$\frac{u_{maks}^2 e^{-y/\delta_v} \sin 2kx}{4\omega} \left[k \cosh ky \cos \frac{y}{\delta_v} + \frac{\sqrt{2}}{\delta_v} \sinh ky \sin \left(\frac{y}{\delta_v} - \frac{\pi}{4} \right) - k e^{-y/\delta_v} \right] \quad (A.38)$$

δ_v 'nin küçüklüğünden dolayı y/δ_v çok büyük olmaktadır ve bu da üstel terimin sıfıra yaklaşmasını ve üstteki denklemin değerinin önemsenmeyecek denli küçük olmasını sağlamaktadır. Bu durum ancak ky çarpımı çok küçükse geçersiz olur ve bu durumda hiperbolik fonksiyonların tanımlarından yararlanılarak Denklem (A.38) aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{u_{maks}^2 e^{-y/\delta_v} \sin 2kx}{4c} \left[\cos \frac{y}{\delta_v} + \sqrt{2} \frac{y}{\delta_v} \sin \left(\frac{y}{\delta_v} - \frac{\pi}{4} \right) - e^{-y/\delta_v} \right] \quad (A.39)$$

Burada $c = \lambda f (= \omega/k)$ dalganın yayılma hızıdır.

Denklem (A.24)'ün geliştirilmesinin başında Denklem (A.9)'un sağ tarafındaki terimler ihmal edilmişti. Şimdi bulunan akım fonksiyonu ve hız değerleri ile bu terimler de hesaplanabilir.

$$\nabla^2 \psi = \nabla^2 (\psi_1 + \psi_2) = \frac{1}{v} \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = -\frac{\omega \delta_v u_{maks} e^{-y/\delta_v} \cos kx}{v \sqrt{2}} \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{4} - \frac{y}{\delta_v} \right) \quad (A.40)$$

$$\frac{u}{\nu} \frac{\partial(\nabla^2 \psi)}{\partial x} + \frac{v}{\nu} \frac{\partial(\nabla^2 \psi)}{\partial y} = \frac{\omega u_{maks}^2 e^{-y/\delta_v} \sin 2kx}{4\nu^2} \left[\begin{aligned} & \left(\frac{k^2 \delta_v^2}{2} - 1 \right) \sinh ky \sin \frac{y}{\delta_v} \\ & - \delta_v k \cosh ky \cos \frac{y}{\delta_v} + \delta_v k e^{-y/\delta_v} \end{aligned} \right] \quad (A.41)$$

+ zamana göre harmonik terimler

Yine üstel terimden dolayı üstteki denklemin değeri ancak çok küçük y değerlerinde fark edilebilir bir miktarda olabilir. Bu durumda yaklaşık olarak aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$\frac{\omega \delta_v k u_{maks}^2 e^{-y/\delta_v} \sin 2kx}{4\nu^2} \left[-\frac{y}{\delta_v} \sin \frac{y}{\delta_v} - \cos \frac{y}{\delta_v} + e^{-y/\delta_v} \right] \quad (A.42)$$

Periyodik olmaya ikinci mertebe hareket incelendiği için $2\omega t$ çarpımını içeren zaman terimlerinin hesaplamaya dahil edilmesi gerekmemektedir. Daha ileriye gitmek için Denklem (A.9)'un sürekli hali düşünülerek $\nabla^4 \psi$ Denklem (A.42)'ye eşitlenmelidir. Sonuçta bulunacak ψ çözümü iki parçadan oluşur: (A.42)'un doğrudan integralinin alınmasından kaynaklanan ve y/δ_v 'lü üstel terim içeren birinci kısım ve $\nabla^4 \psi = 0$ denklemini sağlayan tamamlayıcı fonksiyonları içeren ikinci kısım. Birinci kısmın hesaplanmasında $\nabla^4 d^4/dy^4$ olarak tanımlanabilir. Çünkü x 'li terimin katsayısındaki k , y 'li terimlerin katsayısındaki $1/\delta_v$ 'den çok küçüktür ve önemsenmeyebilir.

$$\frac{\partial^4 \psi}{\partial y^4} = \frac{\omega k u_{maks}^2 \delta_v e^{-y/\delta_v} \sin 2kx}{4\nu^2} \left[-\frac{y}{\delta_v} \sin \frac{y}{\delta_v} - \cos \frac{y}{\delta_v} + e^{-y/\delta_v} \right] \quad (A.43)$$

Denklem (A.43)'ın çözümü:

$$\psi = \frac{\omega k u_{maks}^2 \delta_v^5 e^{-y/\delta_v} \sin 2kx}{4\nu^2} \left[\frac{3}{4} \cos \frac{y}{\delta_v} + \frac{1}{2} \sin \frac{y}{\delta_v} + \frac{1}{4} \frac{y}{\delta_v} \sin \frac{y}{\delta_v} + \frac{e^{-y/\delta_v}}{16} \right] \quad (A.44)$$

Sin2kx ile orantılı olan tamamlayıcı fonksiyonlar uygun bir yaklaşımla aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$\frac{\omega k u_{maks}^2 \delta_v^5 \sin 2kx}{4\nu^2} \left[(A + By)e^{-2ky} + (A^* + B^* y)e^{2ky} \right] \quad (A.45)$$

Yakınlarda başka bir katı bulunmadığı durumda, ky çarpımının fark edilebilecek bir büyüklükte olduğu uzaklıklarda pozitif üstel terimin katsayısı (A* + B* y) değerinin sıfır olduğu varsayılmalıdır. Böylece tamamlayıcı fonksiyon aşağıdaki şekilde tekrar yazılabilir.

$$\frac{u_{maks}^2 \delta_v \sin 2kx}{c} (A + By)e^{-2ky} \quad (A.46)$$

Böylece,

$$\psi = \frac{\omega k u_{maks}^2 \delta_v^5 e^{-y/\delta_v} \sin 2kx}{4\nu^2} \left[\frac{3}{4} \cos \frac{y}{\delta_v} + \frac{1}{2} \sin \frac{y}{\delta_v} + \frac{1}{4} \frac{y}{\delta_v} \sin \frac{y}{\delta_v} + \frac{e^{-y/\delta_v}}{16} \right] \quad (A.47)$$

$$+ \frac{u_{maks}^2 \delta_v \sin 2kx}{c} (A + By)e^{-2ky}$$

$$u = \frac{\omega k u_{maks}^2 \delta_v^4 e^{-y/\delta_v} \sin 2kx}{4\nu^2} \left[\begin{array}{l} -\frac{1}{4} \cos \frac{y}{\delta_v} - \sin \frac{y}{\delta_v} - \frac{1}{4} \frac{y}{\delta_v} \sin \frac{y}{\delta_v} \\ + \frac{1}{4} \frac{y}{\delta_v} \cos \frac{y}{\delta_v} - \frac{e^{-y/\delta_v}}{8} \end{array} \right] \quad (A.48)$$

$$+ \frac{u_{maks}^2 \delta_v \sin 2kx}{c} [B - 2k(A + By)] e^{-2ky}$$

$$v = -\frac{\omega k^2 u_{maks}^2 \delta_v^5 e^{-y/\delta_v} \cos 2kx}{2\nu^2} \left[\begin{array}{l} \frac{3}{4} \cos \frac{y}{\delta_v} + \frac{1}{2} \sin \frac{y}{\delta_v} + \frac{1}{4} \frac{y}{\delta_v} \sin \frac{y}{\delta_v} \\ + \frac{e^{-y/\delta_v}}{16} \end{array} \right] \quad (A.49)$$

$$- \frac{2k u_{maks}^2 \delta_v \cos 2kx}{c} (A + By) e^{-2ky}$$

v-hızının $y = 0$ 'da sıfır olması koşulu $A = -13/16$ değerini verir. u-hızının $y = 0$ 'da sıfır olması koşulu ise B için aşağıdaki sonucu verir:

$$B = 2kA + \frac{3}{8\delta_v} = \frac{3}{8\delta_v} - \frac{13}{8}k \approx \frac{3}{8\delta_v} \quad (A.50)$$

A ve B'nin bulunan değerleri ile hızlar aşağıdaki şekilde yazılabilir:

$$u = \frac{u_{maks}^2 \sin 2kx}{c} \left[\begin{array}{l} e^{-y/\delta_v} \left(\begin{array}{l} -\frac{1}{4} \cos \frac{y}{\delta_v} - \sin \frac{y}{\delta_v} - \frac{1}{4} \frac{y}{\delta_v} \sin \frac{y}{\delta_v} \\ + \frac{1}{4} \frac{y}{\delta_v} \cos \frac{y}{\delta_v} - \frac{e^{-y/\delta_v}}{8} \end{array} \right) \\ + \frac{3}{8} e^{-2ky} [1 - 2ky] \end{array} \right] \quad (A.51)$$

$$v = -\frac{2ku_{maks}^2 \delta_v \cos 2kx}{c} \left[e^{-y/\delta_v} \left(\frac{3}{4} \cos \frac{y}{\delta_v} + \frac{1}{2} \sin \frac{y}{\delta_v} + \frac{1}{4} \frac{y}{\delta_v} \sin \frac{y}{\delta_v} \right) + \frac{e^{-y/\delta_v}}{16} \right] + e^{-2ky} \left(-\frac{13}{16} + \frac{3}{8} \frac{y}{\delta_v} \right) \quad (A.52)$$

Parçacığın x-yönündeki ortalama hızını elde etmek için incelenen bütün terimler, yani Denklem (A.39) ve (A.51) toplanırsa,

$$u_t = \frac{u_{maks}^2 \sin 2kx}{c} \left[e^{-y/\delta_v} \left(-\sin \frac{y}{\delta_v} - \frac{3e^{-y/\delta_v}}{8} \right) + \frac{3e^{-2ky}}{8} (1 - 2ky) \right] \quad (A.53)$$

Alt duvardan biraz uzaklaşıldığında y/δ_v 'lü üstel terim ihmal edilebilir hale gelmektedir ve böylece dış girdaplar için elde edilen u-hızı (A.54)'deki gibi olur:

$$u_t = \frac{3u_{maks}^2 \sin 2kx}{8c} e^{-2ky} (1 - 2ky) \quad (A.54)$$

v-hızı için de aynı işlemler yapılır ve y/δ_v 'lü üstel terim ihmal edilerek sonuç yazılırsa Denklem (A.55) elde edilir:

$$v_t = -\frac{2k\delta_v u_{maks}^2 \cos 2kx}{c} e^{-2ky} \left(-\frac{13}{16} + \frac{3}{8} \frac{y}{\delta_v} \right) \quad (A.55)$$

Denklem (A.54) ve (A.55) ile ifade edilen sürekli hareketin basit bir karakteri vardır. Bu hareket x 'e göre periyodik olan $\lambda/2$ uzaklıkta bulunan bir seri girdap içermektedir.

Analitik çözümün başından itibaren birtakım yaklaşımlar ve kabuller yapılmıştır. Görüldüğü üzere bu çözüm ideal bir durum içindir. Yapılan ilk kabuller akışkanın sıkıştırılmaz olması ve viskozitesinin uzay ve zamandan bağımsız olmasıdır. Daha sonra akışı oluşturan dalganın mükemmel sinüs dalgası olduğu kabul edilmiştir. Çözümü gerçekleştirebilmek için birtakım büyüklük ihmalleri de yapılmış, önceden hesaplamaya katılmayan kısımlar sonradan bulunan sonuçlarla tekrar hesaplanmış ve son çözümler bu şekilde elde edilmiştir. Herhangi bir idealden uzaklaşma durumunda (dalganın mükemmel sinüs olmaması, boru içerisinde herhangi bir katı cisim bulunması vs.) bu çözüm yöntemi kullanılamamaktadır. Bu yüzden problemin çözümünde sayısal bir yöntem ihtiyacı doğmaktadır. Ayrıca basınç genliklerinin artması bu klasik çözümün kullanılmamasına yol açar. Kaldı ki sıcaklık ve ısı transferi gibi etkilerin de eklenmesi problemin analitik olarak çözümünü çok daha zorlaştırmaktadır.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Soyadı, Adı : ÖZGÜMÜŞ, Türküler
Uyruğu : T.C.
Doğum tarihi ve yeri : 23.10.1982 Ankara
Medeni hali : Evli
Telefon : 0 (312) 292 42 99
Faks : 0 (312) 292 40 91
e-mail : tcakmak@etu.edu.tr

Eğitim

Derece	Eğitim Birimi	Mezuniyet tarihi
Lisans	Hacettepe Üniversitesi/Nükleer Enerji Müh.	2006

İş Deneyimi

Yıl	Yer	Görev
2007-2008	TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi	Burslu Yüksek Lisans Ö.
2008-2009	TOBB Ekonomi ve Teknoloji Üniversitesi	Proje Asistanı

Yabancı Dil

İngilizce, Almanca

Yayımlar

1. Murat K. AKTAS, Turkuler OZGUMUS, Computational Study of Irregular Acoustic Streaming Flows in an Enclosure Subject to a Transverse Temperature Gradient, Int. Symp. On Convective Heat and Mass Transfer in Sustainable Energy, Tunisia, April 26 – May 1, 2009.
2. Türküler ÖZGÜMÜŞ, Murat K. AKTAŞ Kapalı Bir Ortamda Akustik Etkiyle Oluşturulan İkinci Mertebe Girdapların Sayısal Olarak İncelenmesi, 17. Ulusal Isı Bilimi ve Tekniği Kongresi, Cumhuriyet Üniversitesi, Sivas, 24–27 Haziran 2009.

3. Murat K. AKTAS, Turkuler OZGUMUS, Heat Transfer Enhancement by Irregular Acoustic Streaming in a Shallow Enclosure, ASME Summer Heat Conference, San Francisco, California, USA, July 19–23, 2009.