

78196

KARADENİZ TEKNİK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI

KOMŞU DUVARLARI FARKLI SICAKLIKTA TUTULAN
DİKDÖRTGENSEL KAPALI ORTAMLARDA DOĞAL TAŞINIM

Mak. Yük. Müh. Orhan AYDIN

Karadeniz Teknik Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünce

"Doktor"

Ünvanı Verilmesi İçin Kabul Edilen Tezdir.

Tezin Enstitüye Verildiği Tarih : 17.06.1998

Tezin Savunma Tarihi : 16.07.1998

Tez Danışmanı : Prof. Dr. Teoman AYHAN

Juri Üyesi : Prof. Dr. Tuncay YILMAZ

Juri Üyesi : Prof. Dr. Tahir YAVUZ

T. Ayhan
Tuncay Yılmaz
Tahir Yavuz

Enstitü Müdürü : Prof. Dr. Asım KADIOĞLU

A. Kadioğlu

28196

Trabzon 1998

ÖNSÖZ

Bu çalışmada, pratikte birçok uygulama alanı bulunan komşu duvarları farklı sıcaklıkta tutulan dikdörtgensel kapalı ortamlardaki doğal taşınım konusu incelenmiştir.

Doktora tez danışmanlığımı üstlenerek, çalışmam süresince değerli yardımlarını esirgemeyen sayın hocam Prof.Dr. Teoman AYHAN' a, çalışmam süresince yararlı öneri ve eleştirileri ile bana zaman ayıran hocam Yrd.Doç.Dr. Ahmet ÜNAL' a, değerli görüş ve yardımlarından dolayı İTÜ Makina Mühendisliği Bölümü'nden Prof.Dr. Nilüfer EĞRİCAN ve Yrd.Doç.Dr. Seyhan Uygur ONBAŞIOĞLU ve İTÜ Nükleer Enerji Enstitüsü'nden Doç.Dr. A.Cihat BAYTAŞ' a, yüksek lisans ve doktora eğitimim süresince yardımlarından dolayı başta sayın hocam Prof.Dr. Tahir YAVUZ olmak üzere, Yrd.Doç.Dr. M. Emin ARICI, Yrd.Doç.Dr. Habip ASAN, Yrd.Doç.Dr. Ertan BAYDAR ve Yrd.Doç.Dr. Burhan ÇUHADAROĞLU' na ve katkılarından dolayı mesai arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Orhan AYDIN

İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa No</u>
ÖNSÖZ	II
İÇİNDEKİLER	III
ÖZET	V
SUMMARY	VI
ŞEKİLLER DİZİNİ	VII
TABLolar DİZİNİ	X
SEMBOLLER ve KISALTMALAR DİZİNİ.	XI
1. GENEL BİLGİLER	1
1.1 Giriş	1
1.2 Serbest veya Doğal Taşınım	4
1.3 Kapalı Ortamlarda Doğal Taşınım	7
1.4 Literatür Araştırması.	12
2. YAPILAN ÇALIŞMALAR	43
2.1 Temel Denklemler	43
2.1.1 Akım Fonksiyonu-Girdap Formülasyonu	48
2.1.2 Boyutsuzlaştırma.	49
2.2 Sınır Koşulları	51
2.3 Çözüm Yöntemi	53
2.3.1 ADI Yöntemi	57
2.3.2 Taşınım Terimlerinin Açılımı İçin Kullanılan Yaklaşımlar	60
2.3.3 SOR Yöntemi	61
2.3.4 Gevşetme (Relaxation)	63
2.3.5 Yakınsama Kriteri	64
2.3.6 Hız Bileşenlerinin Hesaplanması	65
2.3.7 Nusselt Sayısı	66
2.4 Geliştirilen Bilgisayar Programının Tanıtılması	69

3.	BULGULAR.	70
3.1	İletim.	70
3.2	Daimi Laminer Doğal Taşınım	73
3.2.1	Programın Test Edilmesi	73
3.2.1.1	Düşey Duvarları Farklı Sıcaklıkta Tutulan Karesel Kapalı Ortam	73
3.2.1.2	Düşey Duvarları Farklı Sıcaklıkta Tutulan Eğik Kapalı Ortam	79
3.2.2	Ağ Bağımlılığı	81
3.2.3	Boyut Oranının Etkisi	84
3.2.4	Skala Analizi.	97
3.2.5	Prandtl Sayısının Etkisi	103
3.2.6	Eğim Açısının Etkisi	109
3.2.7	Zaman Bağımlı Doğal Taşınım	123
4.	SONUÇLAR.	140
5.	ÖNERİLER	144
6.	KAYNAKLAR.	145
7.	ÖZGEÇMİŞ	164

ÖZET

Bu çalışmada, iki boyutlu dikdörtgensel kapalı ortamlardaki laminer doğal taşınım sayısal olarak çalışılmıştır. Akım fonksiyonu-girdap formülasyonu ve Boussinesq yaklaşımı ile elde edilen temel denklemler sonlu fark yöntemleriyle çözülmüştür. Çözümlemede iki durum ele alınmıştır: Daimi ve daimi olmayan doğal taşınım. Daimi doğal taşınım durumu için, Rayleigh sayısı, Prandtl sayısı ve kapalı ortamın boyut oranının akış alanı ve enerji geçişi üzerindeki etkileri bir yan duvarı ısıtılmış, üst duvarı soğutulmuş ve diğer duvarları adyabatik olan bir kapalı ortam için ayrıntılı olarak araştırılmıştır. Hesaplamalar Rayleigh sayısının 10^2-10^7 değerleri, Prandtl sayısının $0.01-100$ değerleri ve boyut oranının $0.25-4$ değerleri için yapılmıştır. Rayleigh sayısının artan değeriyle akış için üç farklı rejim tanımlaması yapılmıştır: İletim, geçiş ve sınır tabaka rejimleri. Akış üzerindeki taşınım etkilerini göstermek için analitik olarak iletim çözümü elde edilmiştir. Prandtl sayısı etkisiyle ilgili bulguları desteklemek için bir skala analizi yapılmıştır. Komşu duvarları farklı sıcaklıklarda tutulan kapalı bir ortam için 0° ve 360° arasındaki eğim açılarında, eğim açısının etkisi araştırılmıştır. En yüksek ve en düşük ısı geçişinin gerçekleştiği açı değerleri belirlenmiştir. Daimi olmayan doğal taşınım durumu için, başlangıçta durgun ve eşsıcaklıklı bir akışkan içeren bir kapalı ortam, bir yan duvarından aniden ısıtılırken üst duvarından aniden soğutulmuş ve bu adım değişikliğinden sonra akış ve sıcaklık alanlarının gelişimi incelenmiştir. Bu çalışmada geliştirilen bilgisayar yazılımını test etmek ve doğruluğunu onaylamak için düşey duvarları farklı sıcaklıkta tutulan karesel bir kapalı ortam gibi farklı konfigürasyonlar ele alınmış ve elde edilen sonuçların literatürde mevcut sonuçlarla karşılaştırılması çok iyi bir uyum göstermiştir.

Anahtar Kelimeler: Kapalı ortam akışları, doğal taşınım, daimi ve daimi olmayan ısı geçişi, sayısal benzeşim.

SUMMARY

Natural Convection in Rectangular Enclosures Heated and Cooled on Adjacent Walls

In this study, laminar natural convection in two-dimensional rectangular enclosures is numerically studied. The governing equations obtained through the use of Stream function and vorticity formulation and the Boussinesq approximation are solved using finite difference techniques. In the analysis two cases are considered: one concerning steady and the other concerning unsteady natural convection. For the case of steady natural convection, the effects of Rayleigh number, Prandtl number and the aspect ratio of the enclosure on flow pattern and energy transport are investigated in detail for an enclosure heated from one side and cooled from above with other boundaries remaining adiabatic. Computations are carried out for the Rayleigh number range 10^2-10^7 , Prandtl number range $0.01-100$ and aspect ratio range $0.25-4$. With the increasing value of Rayleigh number three distinct regimes are described for the flow: Conduction, transition and boundary layer regimes. In order to show convection effects on the flow field, a conduction solution is analytically obtained. A scale analysis is presented for supporting the findings related to the Prandtl number effect.. The effect of enclosure inclination is also investigated by considering various inclination angles between 0° and 360° for an enclosure heated and cooled on adjacent walls. The values of inclination angle at which the maximum and minimum heat transfer rates occur is determined. For the case of unsteady natural convection, an instantaneous temperature change is imposed on one side and the top wall of the enclosure having an initially quiescent fluid with uniform temperature and the development of the flow and temperature fields are investigated. In order test and verify the computer code developed in the present study, different configurations such as a square enclosure having differentially heated vertical walls are also studied and comparison of results obtained with those available in the literature shows a fairly good agreement.

Key Words: Enclosure flows, natural convection, steady and transient heat transfer, numerical simulation.

ŞEKİLLER DİZİNİ

Sayfa No

Şekil 1. Düşey bir plaka boyunca olan serbest taşınım için laminar ve türbülanslı hız profilleri [24].	5
Şekil 2. Düşey duvarları farklı şekilde ısıtılmış sıg bir kapalı ortam içerisindeki öz ve uç bölgeleri [23].	6
Şekil 3. İki yatay plaka arasındaki akışkan tabakası [24]	7
Şekil 4. İki ve üç boyutlu kapalı ortam örnekleri [1].	9
Şekil 5. Dikdörtgensel bir kapalı ortamda eğim açısının doğal taşınım üzerindeki etkisi [23].	10
Şekil 6. Çalışmada incelenen geometri ve sınır koşulları.	44
Şekil 7. Birim hacimdeki akışkan elemanına etkileyen cisim kuvvetleri.	47
Şekil 8. Çalışmada kullanılan eşdağlı ve eşdağlı olmayan ağ yapıları için birer örnek. (a) 41x41' lik eşdağlı, (b) 31x31'lik eşdağlı olmayan bir ağ yapısı.	55
Şekil 9. Eşdağlı olmayan sonlu fark ağının şematik gösterimi.	57
Şekil 10. ADI yönteminde hesaplama şeklinin şematik gösterimi.	58
Şekil 11. İletim çözümü.	72
Şekil 12. Düşey duvarları farklı şekilde ısıtılmış ve yatay duvarları adyabatik karesel bir kapalı ortam.	74
Şekil 13. Karşılıklı düşey duvarları farklı şekilde ısıtılan bir kapalı ortam için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.	75
Şekil 14. Düşey duvarları farklı sıcaklıkta ısıtılan, yatay duvarları mükemmel iletken olan 60° eğimli dikdörtgensel bir kapalı ortam. İkinci test problemi.	79
Şekil 15. Eğik Dikdörtgensel kapalı ortam durumunda elde edilen Nu-Ra ilişkisinin Elsherbiny ve ark. [176]'nın deneysel sonuçlarıyla karşılaştırılması.	80
Şekil 16. Ağ noktası sayısının ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi.	81
Şekil 17. Köşe noktasındaki sıcaklık süreksizliği için kullanılan yaklaşımın şematik gösterimi.	83
Şekil 18. Karesel bir kapalı ortam için ($a_r=1$) akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri. (a) $Ra=10^3$ (b) $Ra=10^4$ (c) $Ra=10^5$ (d) $Ra=10^6$ (e) $Ra=10^7$	87
Şekil 19. Boyut oranı 2 olan sıg bir kapalı ortam için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri. (a) $Ra=10^3$ (b) $Ra=10^4$ (c) $Ra=10^5$ (d) $Ra=10^6$ (e) $Ra=10^7$	88

Şekil 20. Boyut oranı 2 olan sığ bir kapalı ortam için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri. (a) $Ra=10^3$ (b) $Ra=10^4$ (c) $Ra=10^5$ (d) $Ra=10^6$ (e) $Ra=10^7$	89
Şekil 21. Boyut oranı 1/2 olan uzun bir kapalı ortam için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri. (a) $Ra=10^3$ (b) $Ra=10^4$ (c) $Ra=10^5$ (d) $Ra=10^6$ (e) $Ra=10^7$	90
Şekil 22. Boyut oranı 1/4 olan uzun bir kapalı ortam için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri. (a) $Ra=10^3$ (b) $Ra=10^4$ (c) $Ra=10^5$ (d) $Ra=10^6$ (e) $Ra=10^7$	91
Şekil 23. Ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ile değişimi.	93
Şekil 24. Ortalama Nusselt sayısının boyut oranı ile değişimi.	93
Şekil 25. Bu çalışmadan elde edilen sonuçların Davis ve Jones [45] ve Markatos ve Pericleous [46]' un elde ettikleri sonuçlarla karşılaştırılması.	94
Şekil 26. Yatay orta ekseninde yatay hızın yerel değişimi.	96
Şekil 27. Düşey orta ekseninde düşey hızın yerel değişimi.	96
Şekil 28. Sabit bir Rayleigh sayısı için, $Ra=10^6$, Prandtl sayısının akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisi.	104
Şekil 29. $Ra=10^6$ için ısıtılmış duvar boyunca yerel Nusselt sayısının değişimi.	106
Şekil 30. Ortalama Nusselt sayısının Prandtl sayısı ile değişimi.	106
Şekil 31. $\phi=0^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.	113
Şekil 32. $\phi=45^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.	114
Şekil 33. $\phi=90^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.	115
Şekil 34. $\phi=135^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.	116
Şekil 35. $\phi=180^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.	117
Şekil 36. $\phi=225^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.	118
Şekil 37. $\phi=270^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.	119
Şekil 38. $\phi=315^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.	120
Şekil 39. Farklı Rayleigh sayıları için ortalama Nusselt sayısının eğim açısı ile değişimi.	122
Şekil 40. $Ra=10^3$ akış ve sıcaklık alanlarının zamanla gelişimi.	125
Şekil 41. $Ra=10^4$ akış ve sıcaklık alanlarının zamanla gelişimi.	126
Şekil 42. $Ra=10^5$ akış ve sıcaklık alanlarının zamanla gelişimi.	127
Şekil 43. $Ra=10^6$ akış ve sıcaklık alanlarının zamanla gelişimi.	128
Şekil 44. $Ra=10^7$ akış ve sıcaklık alanlarının zamanla gelişimi.	129
Şekil 45. Farklı Rayleigh sayılarında ortalama Nusselt sayısının zamanla değişimi.	132

Şekil 46. Farklı Rayleigh sayılarında maximum akım fonksiyonu değerinin zamanla değişimi.	133
Şekil 47. Farklı Rayleigh sayılarında maximum yatay hızın zamanla değişimi.	134
Şekil 48. Farklı Rayleigh sayılarında maximum düşey hızın zamanla değişimi.	135
Şekil 49. Farklı Rayleigh sayılarında, $Pr=0.71$ (hava) için (a) $X=0.5;Y=0.95$ noktasında yatay hızın (b) $X=0.05;Y=0.5$ noktasında düşey hızın zamanla değişimi. . .	138
Şekil 50. Farklı Rayleigh sayılarında, $Pr=7.1$ (su) için (a) $X=0.5;Y=0.95$ noktasında yatay hızın (b) $X=0.05;Y=0.5$ noktasında düşey hızın zamanla değişimi. . .	139



TABLULAR DİZİNİ

	<u>Sayfa No</u>
Tablo 1. (29) nolu denklemdeki parametrelerin tanıtılması.	53
Tablo 2. Gevşetme Faktörü için kullanılan optimum değerler.	63
Tablo 3. Çalışmadan elde edilen sonuçların De Vahl Davis'in bench mark çözümleriyle [49] karşılaştırılması..	79



SEMBOLLER ve KISALTMALAR DİZİNİ

a_r	Boyut oranı
B	Cisim kuvveti
c_p	Sabit basınçtaki özgül ısı
g	yerçekimi ivmesi
Gr	Grashof sayısı
H	Kapalı ortamın yüksekliği
k	Isıl iletkenlik katsayısı
L	Kapalı ortamın uzunluğu
n	Normal yöndeki koordinat
Nu	Nusselt sayısı
p	Basınç
Pr	Prandtl sayısı
Ra	Rayleigh sayısı
S	Kaynak terimi
T	Sıcaklık
t	Zaman
u, v	Yatay ve düşey hız bileşenleri
U, V	Boyutsuz yatay ve düşey hız bileşenleri
x, y	Yatay ve düşey yönlerdeki konum koordinatları
X, Y	Yatay ve düşey yönlerdeki boyutsuz konum koordinatları.
w	Gevşetme parametresi.

Greek sembolleri

α	Isıl yayılım katsayısı
β	Isıl genleşme katsayısı
μ	Mutlak (dinamik) viskozite
ν	Kinematik viskozite
ρ	Yoğunluk
τ	Boyutsuz zaman
ϕ	Eğim açısı
θ	Boyutsuz sıcaklık
ψ	Akım fonksiyonu

- Ψ Boyutsuz akım fonksiyonu
 ζ Girdap
 ξ Boyutsuz girdap

Alt İndisler

- C Soğuk duvar
H Sıcak duvar
i, j Ağ noktası indisleri.
w Duvar

Üst İndisler

- n Zaman veya iterasyon seviyesini.
* Ara zaman seviyesi.

1. GENEL BİLGİLER

1.1 Giriş

Kapalı ortamlar, duvarlarla sınırlanmış ve akışkanla dolu sonlu boşluklardır. Bu ortamlar içerisinde oluşan doğal taşınım ise, akışkan içerisinde meydana gelen yoğunluk farkları ile birlikte yerçekimi gibi bir cisim kuvvetinin neden olduğu kaldırma kuvvetinden kaynaklanmaktadır. Sözkonusu yoğunluk değişimleri, sınırlayıcı yüzeyler boyunca dıştan ısıtma veya soğutma, ortam içerisinde ısı kaynaklarının bulunması, kütle geçişinin bir sonucu olarak akışkan içerisinde oluşan konsantrasyon değişimleri veya bu proseslerin herhangi bir birleşimi sonucu oluşabilir [1].

Kapalı ortamlardaki doğal taşınım birçok mühendislik uygulamasında meydana gelmektedir. Bilim ve teknolojinin birçok sahasında giderek önemi anlaşılan bu konu, son yıllarda akışkan ve ısı bilimlerinin geleneksel sahalarında olduğu kadar, meteoroloji, jeofizik, astrofizik, nükleer reaktör sistemleri, malzeme işleme, güneş enerjisi sistemleri, enerji depolama ve korunumu, yangın kontrolü ve kimya, gıda ve metalurji endüstrisi gibi çeşitli alanları kapsayan konferanslarda ve dergilerde tartışılmaktadır [2].

Kapalı ortamlardaki doğal taşınım olayı birkaç uygulama alanı verilerek daha iyi anlaşılabilir:

Güneş kolektörlerinde, kolektör verimini artırmak için çevreye olan ısı kayıplarının azaltılması gerekmektedir. Isı kayıplarının azaltılması için sıcak güneş enerjisi yutucusu ve geçirgen örtü arasında veya ızalasyon için birden fazla kullanılıyorsa örtüler arasındaki doğal taşınımın gözönüne alınması gerekmektedir. Kolektör verimini artırmak için, çevreye olan kayıpların artmasına katkıda bulunan doğal taşınım azaltılmalıdır [3].

Pencerelerden olan ısı kayıplarının en aza indirilmesi için, çift camlı pencere kullanımı yaygınlaşmaktadır. Çift camlı pencerelerin yalıtım özelliklerinin en yüksek olması, pencere boyutları ve camlar arasındaki mesafenin uygun seçilmesi ile mümkün olmaktadır. Bu nedenle, çift camlı pencerelerde, camlar arasındaki mesafenin taşınımına izin vermeyecek değerde seçilmesi oldukça önemlidir [4].

Fırınlarnın uygun bir şekilde tasarımı edilmesinde, yakıt yatağından yükselen gazların doğal taşınımı gözönünde bulundurulmalıdır [1].

Enerji depolama ve çekilmesini kolaylaştırmak için katmanlaşma durumlarının düzgün bir şekilde korunması gerektiği sıcak veya soğuk su depolama tanklarından büyük güneş havuzlarına farklı enerji depolama sistemlerinde doğal taşınım, enerji geçişinde önemli bir rol oynamaktadır. Ayrıca, faz değıştiren malzemeleri kullanan ısı depolama sistemlerinde, doğal taşınım sıvı-katı arakesitinde enerji geçişini önemli ölçüde etkilemektedir [5].

Kapalı ortamlarda doğal taşınım konusunun önemli olduğu uygulama alanlarından biri de elektronik aletlerin soğutulmasıdır. Elektronik aletlerin soğutulması, güvenilir bir biçimde çalışmaları için gereklidir. Doğal taşınım, basitliği, düşük fiatı ve güvenilirliği nedeniyle kullanılmaktadır. Bunun yanısıra, devre kartı ve çip gibi elektronik aletlerin soğutulmasında, doğal taşınım, tek izin verilir soğutma şekli olabilir ve çalışma sınırlarını belirler [6, 7].

Mutfak fırınları ve ev su ısıtıcıları için, enerji geçişinin baskın şekli yine doğal taşınımdır ve bu tür aletlerin iyi tasarımı için ayrıntılı bir şekilde incelenmesi gerekmektedir [1].

Katılaşma ve erime proseslerinde gelişen kristallerin kalitesi, sıvı bölgedeki doğal taşınım sirkülasyonuna bağlı olduğundan, doğal taşınım etkisi belirlenmelidir [8,9].

Kapalı ortamlardaki doğal taşınımın pratik olarak en önemli uygulama alanlarından biri, binaların ısıtılması ve soğutulmasıdır. Modern yaşamda, insanların birçoğu zamanlarının büyük bir bölümünü iç mekanlarda geçirmektedir. Yapılan çalışmalar, iç mekan hava kalitesinin, insanların sağlığı ve verimliliği üzerinde önemli bir etkiye sahip olduğunu ve ayrıca, iç mekan kirletici konsantrasyonlarının, dış mekanınkinden yüksek olduğunu göstermiştir. İç mekan hava kalitesinin artırılması, ortam içerisindeki enerji dağılımının iyileştirilmesi ve kullanılan ısıtma, soğutma ve havalandırma sistemlerinin etkinliğinin artırılması için bu tür akışların hesaplanması oldukça önemlidir [10-16].

Ayrıca, duvarlarda oluşan sınır tabakalar, duvarlar boyunca oluşan nem geçişini, dolayısıyla da binanın ömrünü etkilemektedir [17].

Kapalı ortamlardaki doğal taşınımın, hayati önem arz eden uygulama alanlarından biri de yangın mühendisliğidir. Yangın ve dumanın yayılması, doğrudan iç hava sirkülasyonundan etkilenmektedir. Bundan dolayı, iç mekanlardaki hava hareketlerinin ve enerji dağılımının belirlenmesi bina güvenliği açısından da oldukça önemlidir [18].

Yukarıda sayılan örnekler çoğaltılabilir. Bu tür uygulamalar, birçok ısı geçişi uzmanını kapalı ortamlar içerisindeki doğal taşınım konusunu çalışmaya itmiştir. Giderek artan bu ilgi için bir başka sebep, lineer olmayan eliptik kısmi diferansiyel denklemlerin çözümü için sayısal yöntemlerin gelişimi kadar, türbülans, yanma ve radyasyonlu ısı geçişi gibi karmaşık fiziksel proseslerin anlaşılmasında son zamanlarda yapılan ilerlemelerdir. Bunun sonucu olarak, önemli kapalı ortam doğal taşınım problemleri uygun bir şekilde denklemlerle ifade edilebilmekte ve başarılı bir şekilde sayısal olarak çözülebilmektedir [1].

Literatürde dikdörtgenel kapalı ortamlarla ilgili çalışmaların birçoğu, ya sadece düşey bir sıcaklık basamağının olması (örneğin, alttan ısıtma ve üstten soğutma) ya da yatay bir sıcaklık basamağının olmasını (örneğin, düşey duvarlardan biri ısıtılmış, diğeri soğutulmuş) içermektedir. Buna karşın, komşu duvarların farklı sıcaklıkta tutulduğu kapalı ortamlarla ilgili çok az çalışma mevcuttur. Yatay ve düşey duvarların birleştirilmiş ısıtılması, ısı enerji depolaması, bina enerji kullanımı, nükleer reaktör güvenliği, elektronik aletlerin soğutulması ve binalardaki duman ve yangının dağılması gibi birçok uygulama alanında karşımıza çıkmaktadır [19]. Örneğin, soğutulmuş tavan sistemlerinde yan duvardan kazanılan ısı soğuk üst duvardan çekilmektedir [20, 21].

Ayrıca, literatürdeki kapalı ortamlardaki doğal taşınım ile ilgili çalışmaların birçoğu daimi durum için gerçekleştirilmiştir. Pratik açıdan oldukça önemli olmasına karşın zaman bağımlı durumla ilgili çalışmalar oldukça sınırlı sayıdadır. Daha önce verilen uygulama alanlarının birçoğunda akış zaman bağımlıdır. Örneğin, bir binanın herhangi bir duvarından aldığı ısı, gün boyunca değişmektedir. Bir başka çarpıcı örnek olarak, elektronik aletlerin soğutulması verilebilir. Elektronik aletlerin bileşenlerine kesikli olarak enerji verilir ve bundan dolayı daimi olmayan bir şekilde enerji üretirler. Mühendislik ilgisi açısından birçok değişken şiddetli bir şekilde akış rejimine bağlı olduğundan, zaman içerisinde meydana gelen farklı fiziksel proseslerin

anlaşılması oldukça önemlidir [22].

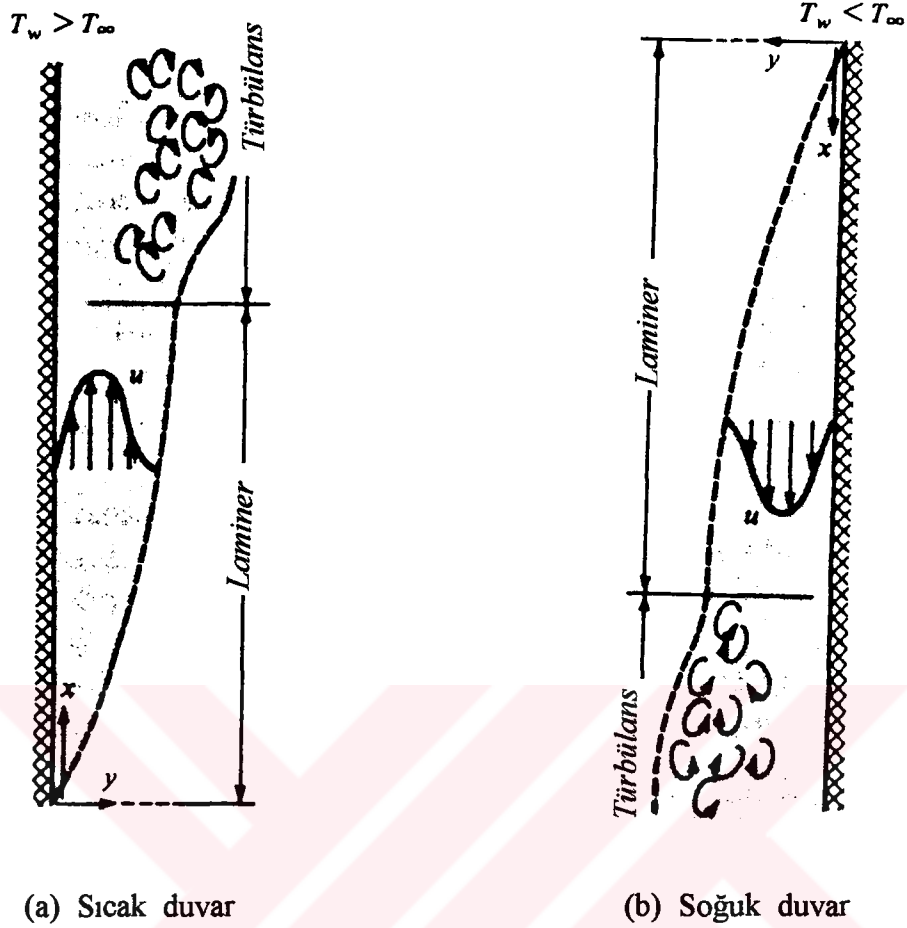
Bu çalışmada, yukarıda verilen pratik önemine rağmen, literatürde ilgili çok az çalışma mevcut olan komşu duvarların farklı sıcaklıkta tutulduğu eğik dikdörtgensel kapalı ortamlarda doğal taşınım daimi ve geçici rejim durumu için incelenmiştir.

1. 2 Serbest veya Doğal Taşınım

Zorlanmış taşınımında akışkan hareketi, fan, pompa, pervane vb. yardımıyla dışardan uygulanmaktadır. Bunun yanısıra, bazı durumlarda bir zorlama olmaksızın akışkan içerisinde bir taşınımsal hareket oluşabilir. Örneğin, eşdağlı sıcaklıklı durgun bir akışkan kütlesi içerisinde düşey olarak yerleştirilmiş sıcaklığı akışkan sıcaklığından daha yüksek olan bir plakayı ele alalım (Şekil 1a). Başlangıçta akışkan durgun olduğu için ısı geçişi iletimle olacak ve akışkan içerisinde bir sıcaklık basamağı oluşacaktır. Akışkan içerisindeki bu sıcaklık değişimi, bir yoğunluk basamağına neden olacaktır. Bu da, bir yerçekimi alanı içerisinde kaldırma kuvvetlerinin bir sonucu olarak taşınımsal bir hareket doğuracaktır. Kaldırma kuvveti etkisiyle oluşan bu akışkan hareketi serbest taşınımdır [23].

Serbest taşınımdaki akışkan hızı, zorlanmış taşınımdakinden daha düşüktür. Bundan dolayı, serbest taşınım ile gerçekleşen ısı geçişi, zorlanmış taşınım ile gerçekleşenden daha azdır [23].

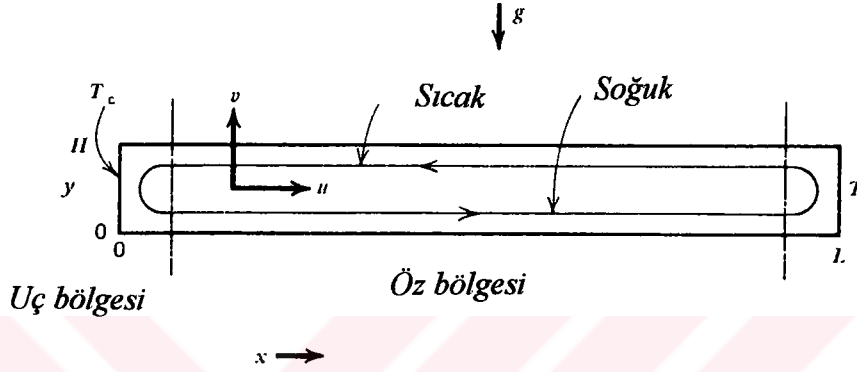
Şekil 1a'da sıcak düşey bir plaka boyunca kaldırma kuvveti nedeniyle oluşan hız alanının gelişimi verilmektedir. Sıcak plakanın önündeki ısıtılmış akışkan, durgun dış bölgedeki akışkanı alarak yükselmektedir. Şekil 1b'de ise, sıcak bir akışkan içerisindeki soğuk bir düşey plaka görülmektedir. Şekilden görüldüğü üzere akım yönü terstir. Esasen, soğuk plakanın önündeki akışkan, yine, durgun dış bölgedeki akışkanı alarak aşağı doğru düşey yönde hareket etmektedir. Her iki durumda da sınır tabaka oluşur. Plaka yüzeyinde ve sınır tabakaların köşesinde hız sıfırdır. Ayrıca, şekillerden de görüldüğü üzere, plakanın yönlendiren köşesine yakın bölgede sınır tabaka gelişimi laminardır ve belirli bir mesafeden sonra ise türbülanslı sınır tabakaya geçiş başlamaktadır [24].



Şekil 1. Düşey bir plaka boyunca oluşan serbest taşınım için laminar ve türbülanslı hız profilleri [24].

Şekil 2' de ise dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınım ile ilgili tanımlamalar verilmiştir. Dikkat edilirse, bu tür bir kapalı ortam içerisindeki taşınım durumu için, bilerek, Şekil 1' de verilen levhalar için olanlar gibi *serbest (free)* değil de, *doğal (natural)* taşınım ifadesi kullanılmıştır. İç (*internal*) problemlerin, dış (*external*) problemlerden farklı olduğunu ilk olarak 1968 yılında Ostrach ortaya atmıştır [25]. Yüksek Rayleigh sayılarında, klasik sınır tabaka teorisi, dış problemlerde (Şekil 1) aynı basitleştirmeleri sağlamaktadır. Sınır tabaka dışındaki bölge, sınır tabakadan etkilenmemektedir. Bundan dolayı, serbest taşınım için bir diğer tanımlama, *sınırlanmamış (unconfined)* taşınımdır. Diğer taraftan, iç problemlerde (Şekil 2), sınır

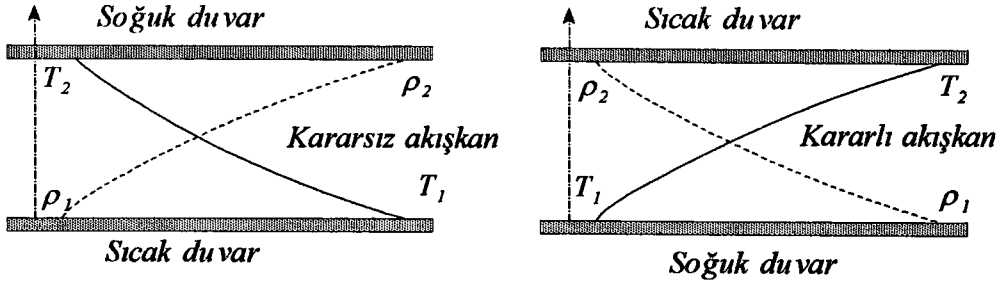
tabakalar cidarlara yakın oluşur, fakat bunların dışındaki bölge, sınır tabakalar tarafından kaplanır ve bir öz (*core*) bölgesi oluştururlar. Öz, kısmen veya tamamen sınır tabakalar tarafından kuşatıldığından; öz akışı, sınır koşulları kullanılarak hemen belirlenemez. Buna karşın, bu öz bölgesi sınır tabakadan bağımsız değildir. Bu nedenle, doğal taşınım için bir diğer tanımlama, *confined (sınırlanmış)* taşınımdır. Doğal taşınım ile ilgili yapılan çalışmaların birçoğunun esasını sınır tabakalar ile öz arasındaki etkileşimler teşkil etmektedir [2].



Şekil 2. Düşey duvarları farklı şekilde ısıtılmış sıg bir kapalı ortam içerisindeki öz ve uç bölgeleri [23].

Serbest taşınım ile ilgili akışkan akışının oluşumu hakkında sorulabilecek en çarpıcı sorulardan biri şudur: "*Bir yerçekimi alanında, bir akışkan yoğunluk basamağının varlığı serbest taşınım akımlarının oluşumunu her zaman sağlar mı?*"

Bunu görmek için, Şekil 3'ü inceleyelim. (a) durumunda alt plakanın sıcaklığı üst plakanınkinden fazladır ve yoğunluk yerçekimi yönünde azalmaktadır. Bu durum kararlı değildir ve serbest taşınım akımları oluşacaktır. Üst plakadaki yoğun akışkan üzerindeki kaldırma kuvveti alt plakadaki hafif akışkana etkiyenden fazladır. Bu nedenle, ağır olan akışkan alçalacak, hafif olan yükselecektir (serbest taşınım). (b) durumunda ise, üst plakanın sıcaklığı alt plakanınkinden yüksektir. Bu nedenle, akışkan daima kararlıdır ve herhangi bir serbest taşınım hareketi meydana gelmez (iletim).



Şekil 3. İki yatay plaka arasındaki akışkan tabakası [24].

1.3 Kapalı Ortamlarda Doğal Taşınım

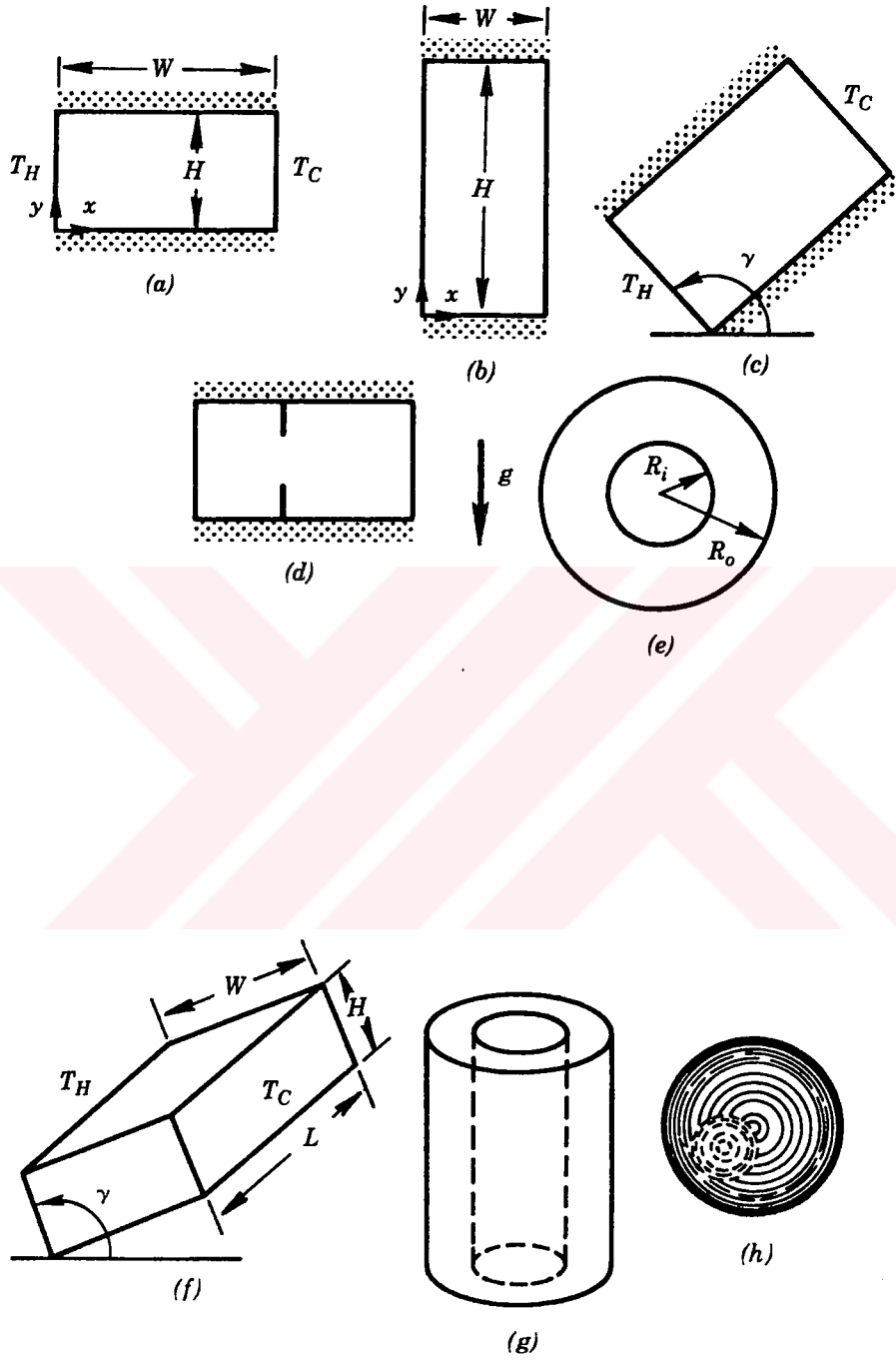
Kapalı ortamlardaki doğal taşınımın önemi, Giriş kısmında verilmişti. Doğal taşınımın esası kaldırma kuvveti olduğu için, kapalı ortamlardaki doğal taşınım akışları, kaldırma kuvvetinin sürdüğü kapalı ortam akışları olarak da bilinir [3]. Kapalı ortam akışlarının özellikleri, birkaç kapalı ortam örneği incelenerek daha anlaşılır olacaktır. Bu kapalı ortamlar Şekil 4' de gösterilmiştir [1].

Şekil 4a' da iki dikey duvarından farklı şekilde ısıtılmış ve iki kenarından ısı olarak izole edilmiş iki boyutlu dikdörtgensel bir kapalı ortam verilmiştir. Bu kapalı ortamın iki karakteristik boyutu vardır. Yükseklik, H ve genişlik, W . Genelde W sıcaklıkların tanımlandığı yüzeyleri ayıran boyut olarak tanımlanmaktadır. Duvarlara yakın sınır tabakalar oluşmasına rağmen, kapalı ortam boyunca oluşan kaldırma kuvvetinin doğurduğu akış genelde *devreden akış (recirculating flow)* şeklindedir. H/W ile tanımlanan boyut oranı, a_r , 1'den küçük olduğunda kapalı ortam bir *sığ kapalı ortam (shallow enclosure)* olarak bilinir [1].

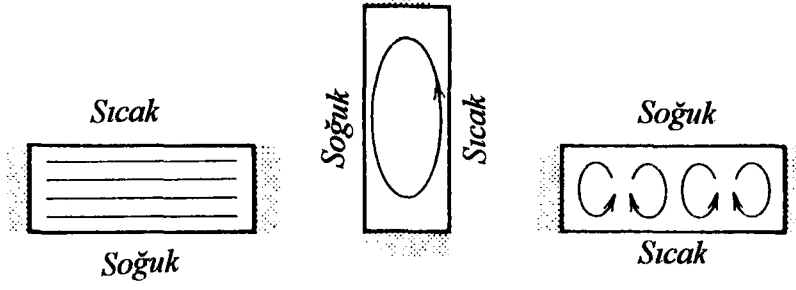
Şekil 4b' de, $a_r > 1$ olan dikey bir kapalı ortam gösterilmektedir. Burada da soğuk ve sıcak duvarlara yakın sınır tabakalar oluşabilir, fakat öz bölgesindeki akış kesinlikle sınır tabakalardan tanımlanamaz [1].

Daha genel bir kapalı ortam Şekil 4c' de gösterilmiştir. Burada kapalı ortam, yerçekimi alanına göre eğilmiştir. Bu duruma örnek olarak güneş kolektörleri verilebilir. Sıfır eğim açısı için, üstten ısıtılmış bir kapalı ortam elde edilmektedir. Şekil 4a ve 4b, Şekil 4c' nin özel bir durumudur ($\phi = 90^\circ$). $\phi = 180^\circ$ için, alttan

ısıtma durumu elde edilecektir [1]. Şekil 5' de, eğim açısının üç farklı değeri için oluşan akış şekilleri verilmektedir. Görüldüğü üzere, eğim açısı akış alanı üzerinde oldukça önemli bir etkiye sahiptir. Eğim açısının 180° den 0° ye düşmesi, ısı geçiş mekanizmasının 180° 'deki iletim rejiminden, 90° deki tek hücreli taşınım ve nihai olarak 0° deki Benard taşınımına dönüşmesine neden olmaktadır. Ara açı değerlerinde, ısı geçişinin farklı şekillerinin birarada oluşması; oluşan akış yapısını, analitik olarak incelenmesi güç bir şekle sokmaktadır. Bundan dolayı, eğik kapalı ortamlarla ilgili çalışmaların birçoğu deneysel ölçümlere ve sayısal benzeşimlere dayanmaktadır [23]. $\phi = 0^\circ$ durumu için verilen Benard taşınımı, oldukça ilginç bir yapıya sahip Benard hücrelerinden oluşmaktadır. Görüldüğü üzere, alt plakanın sıcaklığı, T_h , üst plakanın sıcaklığı T_c ' dan daha yüksektir. Böylece, akışkan tabakası içerisinde yukarı yönlü bir ısı geçişi olacak ve yukarı doğru azalan bir sıcaklık profili oluşacaktır. Yoğun, soğuk akışkan tabakaları, hafif, sıcak akışkan tabakalarının üzerinde uzanmaktadır. $T_h - T_c$ sıcaklık farkının yeterince küçük değerleri için, sürtünme kuvvetleri kaldırma kuvvetlerinin üstesinden gelecek ve akışkan hareketsiz kalacaktır. Bunun sonucu olarak akışkan tabakası boyunca ısı geçişi saf iletimle olacaktır. $T_h - T_c$ sıcaklık farkı, kaldırma kuvvetlerinin, sürtünme kuvvetlerinin üstesinden gelebileceği bir değeri aştıktan sonra; akışkan içerisinde taşınımsal hareket başlayacaktır. Teorik ve deneysel çalışmalar, $T_h - T_c$ sıcaklık farkı ile ilgili kritik Rayleigh sayısı 1708 değerini aştığında, yatay akışkan tabakasının kararsız bir hal aldığını ve şekilde görüldüğü gibi hegzagonal yapıda akış şekilleri oluşturduğunu vermektedir. Bunlar, Benard hücreleridir (Bu yapıyı ilk olarak 1900 yılında Benard gözlediği için bu şekilde adlandırılmaktadır). Rayleigh sayısı yaklaşık 5×10^4 ' ün üzerinde artırıldığında ise, düzgün hücresel akış şekillerini ortadan kaldıran türbülanslı akış meydana gelmektedir. Görüldüğü üzere, yatay bir akışkan tabakasının alttan ısıtılması, üç farklı ısı geçiş rejimiyle ilişkilidir: *İletim, hücresel taşınım ve türbülanslı taşınım rejimleri*. $\phi = 90^\circ$ durumu için, yine $T_h - T_c$ sıcaklık farkının küçük değerleri için, sürtünme kuvvetleri, kaldırma kuvvetlerini yendiğinden ve bu nedenle akışkan hareketsiz kaldığından akışkan tabakası boyunca enerji, iletimle iletilir. Daha yüksek sıcaklık farkları için, orta seviyeli dönel akışlar başlar ve hücreler oluşur. Bu hücreler, dönen akış merkezine göre simetriktir. Isı geçişi merkez bölgesinde iletimle olmaktadır. Yaklaşık 10^4 ' ün ötesindeki Rayleigh sayıları için akış, *yarı sınır tabaka akış şekline (semiboundary-*



Şekil 4. İki ve üç boyutlu kapalı ortam örnekleri [1].



Şekil 5. Dikdörtgensel bir kapalı ortamda eğim açısının doğal taşınım üzerindeki etkisi [23].

layer type of flow) neden olmaktadır. Esasen, akışkan sıcak duvar boyunca bir sınır tabaka akışı olarak yukarı doğru ve soğuk duvar boyunca aşağı doğru hareket etmektedir. Buna karşın, eşsıcaklıklı yüzeyler arasında akışın orta bölgesinde, kaldırma ve sürtünme kuvvetleri arasındaki denge sonucu, akışkan izafi olarak hareketsiz kalmaktadır. Bu rejimde, ısı, sınır tabaka bölgesinde taşınım ile, izafi olarak durgun merkez bölgesi boyunca iletimle iletilmektedir. Rayleigh sayısındaki daha ileri bir artış, $Ra > 10^5$, ikincil akışlara neden olmaktadır. İkincil akışların sayısı, artan Grashof sayısı ile artmaktadır. Sonuçta, çok daha yüksek Grashof sayılarında türbülans oluşmaktadır.

Daha karmaşık bir durum Şekil 4d' de gösterilmiştir. Burada dikdörtgensel kapalı ortam, ayrıca, bir çift düşey bölme içermektedir ve kaldırma kuvvetinin doğurduğu akış bölmelerinin olmadığı akıştan daha yavaş olma eğilimindedir. Bu, doğal taşınım akışının bastırılmasının bir şeklini göstermektedir [1].

Doğal taşınım akışları, dikdörtgensel şekillerle sınırlanmamıştır. Şekil 4e, farklı şekilde ısıtılmış iç içe iki silindirle sınırlanmış bir halka şeklindeki kapalı ortamı göstermektedir. Bütün akış, iki simetrik böbrek şeklindeki akım çizgileri görünümündedir. Burada da, hakim olan akışın devir-daim akışı olduğu beklenilmektedir [1].

Bütün gerçek kapalı ortamlar üç boyutludur ve bunlarla ilgili üç örnek Şekil 4f, g ve h' de gösterilmiştir. Şekil 4f, bazen bir kutu olarak da adlandırılan, paralel kenarlara sahip bir kapalı ortamı göstermektedir. Kapalı ortam, yerçekimine göre

değişik şekilde eğilebilir ve çok farklı sınır koşulları uygulanabilir. Şekil 4g, uç kenarları kesilerek kısaltılmış (truncated) halka bir kapalı ortamı göstermektedir. Şekil 4h' da ise iki eksantrik kürenin oluşturduğu bir kapalı ortam verilmektedir. Bu tür üç boyutlu kapalı ortamlarda da akış şekilleri karmaşık devir daim akışlarla tanımlanabilir [1].

Bu tür kapalı ortamlar boyunca toplam ısı geçişinin belirlenmesi akışla ilgili bir bilgiye bağlı olmamasına rağmen, akış alanı ile ilgili ayrıntılı bilgilerin elde edilmesi gerekmektedir. Ancak, bu şekilde doğal taşınım ile ilgili farklı fiziksel mekanizmalar anlaşılabilir. Sonuç olarak, son yıllarda literatürde kapalı ortam doğal taşınım çalışmalarında ilginin sadece toplam ısı geçişiyle kalmayıp, bunun yanında akış alanı ve onunla ilgili kararlılık ve geçiş gibi konularda yoğunlaşması şaşırtıcı değildir [1].



1.4 Literatür Araştırması

Son yıllarda, kapalı ortamlar içerisindeki doğal taşınım çalışmalarına büyük bir önem verilmiştir. Bu ilginin ana kaynağı, Giriş kısmında verilen çok geniş uygulama alanlarıdır. Bu konu ile ilgili yapılan bazı analitik, sayısal ve deneysel çalışmalar birkaç değerlendirme makalesi ve bildirisi ve de birkaç kitapta özetlenmiştir [1, 2, 3, 23, 24, 25, 26, 27].

Kapalı ortamlar içerisinde oluşan doğal taşınım ile ilgili ilk araştırmalar, Lewis [28], Ostrach [29] ve Batchelor [30] tarafından yapılmıştır. Lewis, sınır tabaka yapısının karşılaşılmadığı, birden küçük Rayleigh sayılarındaki durumu ele almıştır. Ostrach, sonlu düşey bir oyuk içerisindeki akışta sürtünme yutulmasının etkisini incelemiş ve bu etkinin önemli olduğunu ve akış içerisinde ısı kaynaklarının oluşturduğu etkiye benzer olduğunu bulmuştur. Batchelor, H/d oranının 5' den sonsuza değişen değerleri için ayrıntılı bir analiz yapmıştır. Ra sayısının küçük değerleri için bir bozunum şekli (*perturbation scheme*) kullanmış ve H/d büyükse, $Ra < 1000$ için sadece iletim rejiminin olması nedeniyle ısı geçişinde çok az bir artış olduğu sonucuna varmıştır. Ayrıca, herhangi bir Ra sayısında, H/d sonsuza giderken ısı geçişinin tek mekanizmasının iletim olduğunu göstermiştir.

1960' lara kadar, birçok araştırmacı, büyük Ra sayıları için, duvarlardaki sınır tabakalardan uzak öz akışının eşsıcaklıklı olduğunu ve bir katı cisim gibi döndüğünü (*a solid body rotation*) kabul etmiştir. Örneğin, Ostrach [31], yatay dairesel bir silindir içerisindeki doğal taşınım akışı için ve Pillow [32] iki paralel levha arasındaki hücresel akış için bu kabulü kullanmıştır. Bu yanlış kabul, birçok sene yaygın bir şekilde uygulanmış ve bu nedenle problemin bütünüyle anlaşılması gecikmiştir. Martini ve Churchill [33], bu yaklaşımı sorgulamış ve deneyler yapmışlardır. Özün izafi olarak durgun olduğunu ve esasen yatay eşsıcaklık eğrileriyle ısıl olarak katmanlı olduğunu bulmuşlardır. Eckert ve Carlson [34], bir hava tabakasında, boyut oranının, $A=2.1-46.7$ ve Rayleigh sayısının, $Ra=200-2 \times 10^5$ değerleri için bir Mach-Zehnder interferometresi yardımıyla sıcaklık alanını belirlemişlerdir. Düşük Rayleigh sayılarında iletimin baskın rejim olduğunu ve uçlardan uzak bölgede düşey duvarlar arasında lineer bir sıcaklık dağılımının olduğunu göstermişlerdir. Taşınım etkilerinin uçlara yakın bölgede etkili olduğunu göstermişler ve yüksek Rayleigh sayılarında düşey yüzeylerde

sınır tabakaların ortaya çıktığını ve öz bölgesinin lineer ve kararlı bir şekilde katmanlı olduğunu bulmuşlardır. Elder [35, 36], Prandtl sayısı 1000 civarında olan silikon yağlarını kullanmış ve boyut oranının, H/d , 1 ile 60 arasındaki ve Rayleigh sayısının 10^6 ' e kadar olan değerleri için alüminyum tozları kullanarak akış gözleme deneyleri yapmıştır. Yaklaşık 1000' in altındaki Rayleigh sayıları için zayıf, daimi ve tek hücreli bir sirkülasyon, $10^3 < Ra < 10^5$ için duvarlara yakın yüksek sıcaklık basamakları ve iç bölgede düzgün bir düşey basamak, daha da büyük Ra sayıları için ise ikincil ve üçüncül akışlar gözlemiştir. $Ra=3 \times 10^5$ civarındaki değerler için ikincil akışların ortaya çıktığını ve başlangıçta çok zayıf olduklarını bulmuştur. Eckert ve Carlson [34] ve Elder [35, 36]' in deneysel çalışmaları, Ostrach [31] ve Batchelor [30] tarafından yapılan eşsıcaklıklı bir öz bölgesi kabulüne karşı çıkmış ve öz bölgesinin izafi olarak durgun ve hemen hemen lineer olarak katmanlı olduğunu göstermiştir. Gill [37]' in çalışması bir eşsıcaklıklı dönen öz kabulünü yapmayan ilk çalışma olması nedeniyle önemlidir. Yüksek boyut oranlarında dikdörtgensel bir kapalı ortamda, taşınımın baskın rejim olduğu yüksek Rayleigh sayıları için, düşey akışkan hareketinin iki düşey yüzeye yakın sınır tabakalarla sınırlandığı sınır tabaka akışı kabulünü yapmış, iç bölgedeki akışkanı durgun ve katmanlı olarak dikkate almıştır. Vest ve Arpacı [38], eşsıcaklıklı yan duvarlara sahip düşey bir delik içerisindeki sanki bir-boyutlu akış için lineer kararlılık teorisini kullanarak, iletim rejiminin kararsızlığının oluşumunu incelemiştirlerdir. $Ra \leq 300$ için ısı geçişinde iletim mekanizmalarının hakim olduğunu ve Nusselt sayısının 1 ' e eşit olduğu iletim rejimini bulmuşlardır. $Ra \geq 8 \times 10^4$ için bir merkez öz bölgesi etrafında duvarlarda ince sınır tabakaların ortaya çıktığını göstermişlerdir. Wilkes [39], aynı akışı sayısal olarak incelemiş ve ayrıca düşey yönde hemen hemen lineer bir sıcaklık artışına sahip, esasen durgun bir öz elde etmiştir. Wilkes ve Churchill [40], farklı şekilde ısıtılmış yan duvarları bulunan dikdörtgensel bir boşluk içerisindeki 2-B doğal taşınımı sayısal olarak çalışmışlardır. Kullandıkları sayısal yöntem kararlılık problemleri nedeniyle Ra sayısını yaklaşık 75.000 değeri ile sınırlamıştır. De Vahl Davis [41], lineer ve adyabatik sınır koşulları ile $1 < A < 5$ ve $1 < Pr < 10^3$ olduğu durumları ele almış ve atalet ve kaldırma kuvveti terimlerinin Pr ile nasıl değiştiğini göstermiştir. De Vahl Davis ve Mallison [42], $20'$ ye kadar olan boyut oranları, Rayleigh sayısının 3×10^6 ' ya kadar olan değerleri için, Elder [35] tarafından verilen ikincil ve üçüncül akışları sayısal olarak çalışmıştır. Bar-Cohen ve

Rohsenow [43], iki düşey plakanın oluşturduğu düşey bir kanaldaki ısı geçişini analitik ve deneysel olarak incelemiş, tam gelişmiş ve gelişmekte olan durumlar için kullanılabilecek korelasyonlar tanımlamışlardır.

Dikdörtgenel kapalı ortamlarla ilgili bu ilk literatürü verdikten sonra, karesel, uzun ve sığ kapalı ortamlar şeklinde bir sınıflandırma yapmak faydalı olacaktır.

Karesel Kapalı Ortam

Birçok karesel kapalı ortam çalışması arasında, de Vahl Davis [44, 45]' in yapmış olduğu kapalı ortamlardaki doğal taşınım ile ilgili birçok çalışmanın karşılaştırılması için bir *bench mark* olarak kullanılmaktadır. De Vahl Davis ve Jones, 9 ülkeden 37 katılımcı ile karesel bir kapalı ortam içerisindeki laminer doğal taşınım probleminin çözümlerini karşılaştırmalı olarak incelemiş ve *bench mark* çözümlerini karşılaştırarak farklı yöntem ve bilgisayar yazılımlarının doğruluğunu araştırmışlardır. De Vahl Davis [45], yan duvarları farklı şekilde ısıtılmış kare şeklindeki bir kapalı ortam içerisindeki iki boyutlu doğal taşınım için $10^3 \leq Ra \leq 10^6$ ve $Pr=0.71$ için *bench mark* çözümleri elde etmiştir. $Ra > 10^6$ için kare şeklindeki kapalı ortam içerisindeki doğal taşınım ile ilgili son yapılan çalışmalara örnek olarak Markatos ve Pericleous [46], Haldenwang [47], Pu [48], Henkes ve ark. [49], Schladow ve ark. [50] ve Janssen [51]' in çalışmaları verilebilir.

Markatos ve Pericleous [46], $Pr=0.71$ ve $A=1$ için geniş bir Ra sayısı aralığını incelemişlerdir. $Ra > 10^6$ için iki denklemlilik bir türbülans modeli kullanmışlardır.

Haldenwang [47], $10^6 \leq Ra \leq 10^{8.5}$ için hava doldurulmuş bir kapalı ortamı incelemiştir.

Pu [48], $Ra=10^9$, 2×10^7 ve $0.71 < Pr < 10$ durumunu gözönüne almıştır.

Henkes ve ark. [49], Ra sayısının 10^3-10^9 değerleri için, sınır tabaka çözümünü Navier-Stokes denklemlerinin çözümü ile karşılaştırmış ve $Ra \rightarrow \infty$ için düşey duvarlar boyunca, Navier-Stokes çözümündeki duvar ısı geçişi ve max. hızın sınır tabaka çözümüne yakınsadığını göstermiştir. $Ra > 10^7$ için Markatos ve Pericleous [46]' un çözümünden oldukça farklı çözüm elde etmişler ve ayrıca $Ra < 10^{10}$ için

türbülans modellerinin önemli olmadığını bulmuşlardır.

Schladow ve ark. [50], $Ra=2 \times 10^9$ ' da su ile doldurulmuş bir boşluğu çalışmışlardır.

Janssen ve Henkes [51], sonlu kontrol hacmi yöntemini kullanarak, düşey duvarları farklı sıcaklıkta tutulan, yatay duvarları adyabatik, karesel bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımlı akışın, laminer durumdan, türbülanslı duruma geçişinin Rayleigh sayısına bağımlılığını hesaplamışlar ve farklı Prandtl sayısında, artan Rayleigh sayısı ile meydana gelen akış şekillerini tanımlamışlardır.

Uzun Kapalı Ortamlar

Uzun kapalı ortamlarla ilgili o ana dek yapılan çalışmalardan bir kısmını değerlendiren bir inceleme Ostrach [52] tarafından verilmiştir.

Newell ve Schmidt [53], $A=1, 2.5, 10, 20$ ve $Gr=4 \times 10^3 - 1.4 \times 10^5$ için, içerisinde hava bulunan dikdörtgenel bir kapalı ortamı incelemişlerdir.

Korpela ve ark. [54], düşey bir delikte iletim rejiminin kararlılığını analitik olarak çalışmışlardır.

Pepper ve Harris [55], $Pr=1$ için boyut oranı 5 ve çap oranı $r_1/r_2 = 1/3, 1/2$ için ve ayrıca boyut oranı 10 için yüksek Pr sayılarında dikdörtgenel bir kapalı ortamı ele almışlardır.

Bergholz [56], dar bir kapalı ortamda, $0.73 \leq Pr \leq 1000$ için lineer kararlılık teorisini uygulamış ve düşey katmanlaşmanın kritik Grashof sayısı üzerindeki etkisini araştırmışlardır.

Jones [57], $1.25 < A < 20$ için farklı Ra sayılarında elde etmiş olduğu sayısal sonuçları literatürde mevcut deneysel verilerle karşılaştırmıştır.

Ramanan ve Korpela [58], hava için $A=10$ durumunu incelemişlerdir.

Davidson [59], $A=5$ olan bir kapalı ortam içerisinde bir türbülans modeli kullanarak akışı hesaplamıştır. Hesaplanan profillerle Cheesewright ve ark. [60]'nın vermiş olduğu deneysel profiller arasında bazı farklılıklar bulmuş ve bunu deneysel belirsizliğe bağlamıştır.

Korpela ve ark. [4] ve Lee ve Korpela [61], çok yüksek boyut oranları ve Rayleigh sayılarında oluşan ve bilinen bir yapı olan çok hücreli akışı tanımlamışlardır.

Boyut oranının, $A \leq 20$ değerleri için pencere boşluğundaki iletim, çok hücreli ve geçiş akışları arasındaki sınırları belirlemişlerdir. İkinci çalışma, birinci çalışma ile karşılaştırıldığında, boyut oranının, $A \leq 40$ değerleri ve farklı Prandtl sayıları için geçerli daha genel sayısal sonuçlar sunmaktadır.

Schinkel ve ark. [62], dūřey hava doldurulmuş kapalı ortamlardaki iki boyutlu, laminer ve daimi doğal taşınımı sayısal olarak incelemişler ve öz bölgesindeki akışkan katmanlaşmasının ısı geçişi ve akış alanı üzerindeki etkisini belirlemişlerdir.

Novak ve Nowak [63], yüksek pencere boşlukları için çok hücreli akış ve iletim akışı arasındaki sınırları sayısal olarak incelemişlerdir. Boyut oranının $10 \leq A \leq 90$ ve Grashof sayısının, $10^8 \leq Gr \leq 3 \times 10^9$ değerlerini ele almışlardır.

Sığ Kapalı Ortamlar

Imberger [64], boyut oranının, $0.01 < A < 0.019$ değerleri için su ile dolu bir oyuk içerisinde deney yapmış ve sabit bir Ra için (sığ kapalı ortamlarda Ra sayısı genelde, kapalı ortamın yüksekliği cinsinden tanımlanır) ve $A \rightarrow 0$ için $Nu \sim Ra^2 A^2 + 1$ olduğunu göstermiştir.

Cormack ve ark. [65-67], aynı problemi, sonlu fakat sabit bir Rayleigh sayısında $A \rightarrow 0$ için asimptotik analizi kullanarak, analitik ve sonlu farklar yöntemini kullanarak sayısal olarak incelemişlerdir.

Bejan ve Tien [68], Cormack ve ark. [65-67]'nin asimptotik öz çözümlünü, iki uç bölgedeki integral çözümlerle birleştirmişlerdir.

Shiralkar ve Tien [69], adyabatik yatay duvarlara ve eř sıcaklıklı dūřey duvarlara sahip yatay bir oyuk içerisindeki doğal taşınımınla ısı geçişini yüksek boyut oranının, $A=1/6$ ve $1/10$, Rayleigh sayısının $10^6 < Ra < 3 \times 10^9$ aralığındaki değerlerini ve Prandtl sayısının, $Pr=1$ değerlerini ele almışlardır. Nu sayısının, Ra sayısının kuvvetine bağlılığını hesaplamışlar ve $Ra \rightarrow \infty$ için $\sim 1/3'$ den $1/4'$ e azaldığını bulmuşlardır.

Tichy ve Gadgil [70], sığ yatay boşluklarda (boyut oranı, $A \ll 1$) yüksek Rayleigh sayılarında laminer akışı analitik ve sayısal olarak incelemiş ve bu tür yüksek Rayleigh sayılarındaki akış rejiminin, kapalı ortamın hem yatay, hem de dūřey duvarlarında oluşan sınır tabakalarla tanımlandığını ve düşük Rayleigh sayılarındaki

akış rejimlerinden farklı olduğunu bulmuşlardır.

Hart [71] ve Drummond ve Korpela [72], düşük Pr sayısını ele almıştır.

Zaman Bağımlı Doğal Taşınım

Kapalı ortamlarla ilgili yapılan çalışmaların birçoğu daimi durum rejimi ile ilgilenmiştir. Kapalı bir ortamdaki zaman bağımlı doğal taşınımın pratik önemine rağmen, bu alanda yapılan çalışmalar oldukça azdır. Lage ve Bejan [73], Fusegi ve Hyun [74] ve Kwak ve Hyun [75] yaptıkları çalışmalarda bu konu ile ilgili çalışmaların yetersizliğinden bahsetmiş ve literatürdeki çalışmalar için bir değerlendirme sunmuşlardır.

Hurle [76] ve Hurle ve ark. [77], yatay bir sıcaklık basamağı belirli bir değerin üzerinde olduğunda ısıl titreşimlerin meydana geldiğini göstermişlerdir.

Gill [78], titreşimlerin fiziksel yapısını tanımlamıştır.

Bu konudaki klasik bir akış konfigürasyonu Patterson ve Imberger [79] tarafından verilmiştir. Düşük boyut oranlarına sahip kapalı ortamlardaki doğal taşınım için, teorik ve sayısal bir çalışma yapmışlardır. $t=0$ anında, karşılıklı yan duvarlarından birinin sıcaklığı akışkan sıcaklığına göre aniden artırılırken, diğerinin sıcaklığı aniden azaltılmıştır. Yatay duvarlar ise ızalasyonlu olarak dikkate alınmıştır. Belirli koşullar altında, daimi duruma olan yaklaşımın titreşimli olduğunu bulmuşlardır. Bu davranışın zaman bağımlı bir sistem-skala iç dalga hareketini yansıttığını belirtmişlerdir. Daimi duruma titreşimli bir yaklaşımın oluşumunu ise, $Ra / Pr^4 A^{-4} > 1$ kriteriyle tanımlamışlardır.

Yewell ve ark. [80], verilen bu sonucu deneysel olarak sınamaya çalışmışlardır. Düşük boyut oranına sahip $(0.0625, 0.112)$ kapalı ortamlarda yüksek Rayleigh sayılarında deneyler yapmışlardır ve yatay adyabatik yüzeyler boyunca ince dalma tabakalarının oluşumunu araştırmışlardır. Zaman içerisinde, dalma tabakaları, özün ısı katmanlaşmasına yol vererek kapalı ortamın eşsıcaklıklı özü ile ısı alışverişinde bulunmaktadır. Patterson ve Imberger [79]'in çalışması ile karşılaştırdıklarında, akış yapılarının bazı yönlerini doğrulamışlar, fakat yüksek Rayleigh sayılarında daimi duruma yaklaşımın titreşimli değil, dereceli olduğunu bulmuşlardır.

Daha sonra, Patterson [81], iki ek düzenleme için geçerli akış tanımlamaları yardımıyla [79]'daki sonuçlarını genişletmiş ve Yewell ve ark. [80]'nın deneylerinin gerçekte iç dalga hareketinin beklenemeyeceği bir rejimde gerçekleştiğini ve deneysel sonuçların [79]'da verilen skala analizini desteklediğini bulmuştur. Titreşimli bir yaklaşımın oluşumu için daha önceden tanımladıkları kriteri $Ra / \max (Pr^A A^{-4}, A^{-12})$ şeklinde yeniden tanımlamıştır.

Ivey [82], iş akışkanı olarak gliserin ve su kullanarak 10^9 mertebesindeki Rayleigh sayılarında karesel bir kapalı ortamda bu hipotezi test etmek için deneyler yapmıştır. İç yerçekimi dalgalarını elde edememiş, fakat bunun yerine bir iç hidrolik sıçrama olarak yorumlanan, kapalı ortamın köşeleri yakınında önemli olan titreşimli bir davranış gözlemiştir.

Briggs ve Jones [83] ve Jones ve Briggs [84], iki düşey duvarı farklı sıcaklıkta eşsıcaklıkları tutulan ve iki yatay duvarının sıcaklıkları iki düşey duvar arasında lineer olarak değişen hava ile doldurulmuş bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımı Laser-Doppler hızölçeri kullanarak deneysel olarak incelemişlerdir. Çalışmada, 0.3×10^7 'nin ötesindeki Rayleigh sayılarında periyodik laminer akışın oluşumunu tanımlamışlar ve Rayleigh sayısının akışın frekansı üzerindeki etkisini vermişlerdir.

Schladow ve ark. [50] ve Paulucci ve Chenoweth [85], Ivey'in deneyine dayalı sayısal benzeşimler yapmışlardır. Schladow ve ark. [50], yandan ısıtılan bir kapalı ortam içerisinde zaman bağımlı iki ve üç boyutlu sayısal benzeşimler yapmışlardır. Bütün benzeşimler boyut oranı 1 olan ve su ile doldurulmuş bir kapalı ortam içerisinde Rayleigh sayısının 2×10^9 'luk bir değerinde yapılmıştır. Paulucci ve Chenoweth [85], boyut oranı yaklaşık 1 olan düşey duvarlarından farklı şekilde ısıtılmış bir kapalı ortam içerisindeki bir Bousinesq akışkanının laminardan kaotik akışa geçişini sayısal olarak incelemişlerdir. Kapalı ortamı rijit iletken yan duvarlara ve rijit yalıtılmış üst duvarlara sahip şekilde dikkate almışlardır. Oluşan akışın fiziksel yapısının, boyut oranı ve Rayleigh sayısının bir fonksiyonu olduğunu belirlemişlerdir. Araştırılan akış ve rejimleri için daimi duruma titreşimli bir yaklaşımın, titreşimli kararsızlıkların, periyodik-gibi akışın ve kaotik akışın oluşumu göstermişlerdir. Boyut oranının yaklaşık üç veya daha büyük olduğu boyut oranları için daimi durumdan ilk geçiş, yan duvar sınır tabakalarının kararsızlığından kaynaklanırken, daha küçük fakat $1/2$ 'den büyük boyut oranlarında köşeler yakınındaki iç dalgalardan kaynaklandığını

belirtmişlerdir. Her iki kararsızlık için boyut oranının bir fonksiyonu olarak kritik Rayleigh sayısı elde edilmiş, titreşimli akışın ana frekanslarını, Rayleigh sayısı ve boyut oranıyla ilişkilendiren ifadeler vermişlerdir. Farklı Rayleigh sayıları ve boyut oranları için zaman tarihçeleri, spektral analiz ve farklı zamanlarda akım çizgileri kullanılarak oluşan kararsızlıkları göstermişlerdir.

Schladow [86], yan duvarlarından farklı şekilde ısıtılmış karesel bir kapalı ortam içerisinde zaman bağımlı akış için Rayleigh sayısının 2×10^9 ve Prandtl sayısının 7.1 değerinde doğrudan sayısal benzeşim (*direct numerical simulation*) yapmıştır. Zaman bağımlılığı uzun ve kısa periyotlu titreşimler şeklinde tanımlamış; uzun periyotlu titreşimler eşsıcaklık eğrilerinin eğilmesinden kaynaklanırken, kısa periyotlu titreşimlerin iki farklı sınır tabaka kararsızlığının sonucu olduğunu belirtmiştir. Ayrıca, Ivey [82] tarafından bildirilen bir iç hidrolik sıçrama mekanizmasının yanlış olduğunu göstermiştir.

Paolucci [87], Rayleigh sayısının 10^{10} değeri için farklı şekilde ısıtılmış karesel bir kapalı ortam içerisindeki havanın doğal taşınımı için iki boyutlu bir doğrudan sayısal benzeşim yapmıştır.

Le Quere [88], hava ile doldurulmuş dikey duvarları farklı sıcaklıkta tutulan bir kapalı ortam içerisindeki çok hücreli akış yapısının oluşumundan tek hücreli şekle dönüşü sayısal olarak incelemiştir. Akış yapısında farklı sayıda hücrelerle tanımlanan birkaç çözüm şekli bulmuş ve tek hücreli akış yapısına dönüşün, hücrelerin sayısındaki dereceli bir azalma ile meydana geldiğini belirtmiştir. Ayrıca daimi olmayan çözümler bulmuş ve akış titreşimlerinin yan duvar sınır tabaka dalgalarından kaynaklandığını gözlemiştir.

Kamotani ve Shraoui [89], kristallerin gelişme proseslerinde artan ilgi nedeniyle önem kazanan düşük Pr akışkanlarının doğal taşınımını araştırmak için civa dolu dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisinde, boyut oranı (derinlik/uzunluk) ve genişlik oranının (genişlik/uzunluk), ısı kararsızlık ve titreşimli yapının oluşumu üzerindeki etkilerini belirlemiştir.

Papanicolau ve Jaluria [90], soğuk bir hava akımının aktığı bir kanal altına yerleştirilmiş, yerel bir ısı kaynağı içeren, hava ile doldurulmuş iki boyutlu bir oyukta, daimi, laminer bir rejimden, periyodik rejime geçişi tanımlayan sayısal bir çalışma yapmışlardır.

Küblbeck ve ark. [91], bir yan duvarının yarısı yüksek bir sıcaklığa ısıtılmış, kalan yarısı boyunca daha düşük bir sıcaklığa soğutulmuş ve diğer üç duvarı adyabatik olarak tutulan karesel bir kapalı ortamı ele almışlardır. Yüksek yoğunluklu bir akışkanın daha düşük yoğunluklu bir akışkan üzerinde olmasından kaynaklanan kararsızlıklar nedeniyle düzgün olarak ısıtılmayan duvar durumunda meydana gelen periyodik bir akış yapısı bulmuşlardır.

Staehele ve Hahne [92], yerçekimi dalgalarıyla ilgili bir yorum vermeksizin, hem yatay, hem de düşey kapalı ortamlarda, farklı Prandtl sayılarına sahip akışkanların zaman bağımlı davranışlarını tanımlamışlardır. Başlangıçta, hem kapalı ortamın merkezindeki akım fonksiyonu değeri, hem de sıcak duvardaki ortalama Nusselt sayısı değerlerinde bir *overshoot* gözlemişler ve bunu, frekansları, artan Rayleigh sayılarıyla artan ve zaman içerisinde azalan titreşimler izlemiştir. Yandan ısıtılan kapalı ortam durumu için Küblbeck [91]'in sonuçlarıyla uyumlu olarak, frekansın, Rayleigh sayısının karesi ile değiştiğini bulmuşlardır. Oluşan titreşimleri, bir *sönümleme faktörü (damping factor)* ile (titreşen değerlerin iki maksimumu arasındaki oran olarak tanımlanmış) ve bu oranın artan Rayleigh sayısıyla azaldığını ve yüksek Rayleigh sayılarında 1 değerine yaklaştığını göstermişlerdir. Bu noktada maksimum genliğin sabit kaldığını ve daimi bir periyodik rejimin elde edildiğini vermişlerdir.

Vasseur ve Robillard [93], düşey duvarlarından birinin sıcaklığı aniden değiştirilen bir kapalı ortam içerisindeki zaman bağımlı doğal taşınımı incelemiş ve ana akışa ters yönde dönen ikincil bir sirkülasyon bölgesi elde etmişlerdir. Bu bölgenin, artan Rayleigh sayısıyla geliştiğini belirlemişlerdir.

Nicolette ve ark. [94] ve Hall ve ark. [95], bir duvarı, bir adım sıcaklık değişimine maruz, diğer duvarları adyabatik olan bir kapalı ortam içerisindeki zaman bağımlı doğal taşınımı çalışmışlardır.

Hyun ve Lee [96], viskozitesi zamanla değişen bir akışkanla doldurulmuş karesel bir kapalı ortam içerisindeki daimi olmayan doğal taşınımı incelemişlerdir. Akış, karşılıklı düşey duvarlardan birinin sıcaklığını aniden artırıp, diğerininkini azaltarak sürülmüştür. Yatay duvarlarda adyabatik ve süper iletken olmak üzere iki farklı sınır koşulu uygulamışlardır. Viskozite değişimleri yüksek olduğunda, taşınımsal hareketlerin, düşük viskozite bölgelerinde (sıcak duvar yakınında) iyileştiğini ve yüksek viskozite bölgelerinde (soğuk duvar yakınında) bastırıldığını bulmuşlardır. Buna

karşın, toplam olarak bu etkinin, akış ve ısı geçişini iyileştirmekte olduğunu ve süper iletken yatay duvar koşulu için bu etkinin daha önemli olduğu bulmuşlardır. Zaman bağımlı fazda, değişken viskozite kapalı ortama gelen ısı akısının, kapalı ortamdan çıkan ısı akısından fazla olması gibi bir etki yaptığını elde etmişlerdir. Bu etki nedeniyle, kapalı ortamın zaman bağımlı proses esnasında bir net ısı girişi alıcısı gibi davrandığını belirtmişlerdir.

Hyun ve Lee [97], yüksek Rayleigh sayılarında, karşılıklı düşey duvarlarından birinin sıcaklığı aniden artırılırken, diğerininki aniden azaltılan karesel bir kapalı ortam içerisindeki zaman bağımlı doğal taşınımı incelemiş, Prandtl sayısı ve yatay duvarlardan uygulanan sınır koşullarının akış üzerindeki etkilerini belirlemişlerdir. $Pr \geq 1$ için $Ra \geq Pr^4 A^{-4}$ kriteri yeterince sağlandığında [79]' da verilenden farklı bir titreşimli davranış gözlenmiştir. Titreşimin hesaplanan periyodu [79]' daki hesaplamalara destek verici mahiyette iç yerçekimi dalgalarının periyoduyla uyumludur. Yatay yüzeylerdeki sınır koşullarının, zaman tarihçeleri üzerinde ihmal edilebilir bir etkiye sahip olduğunu göstermişlerdir.

Lage ve Bejan [98], düşey yan duvarlarından karşılıklı olarak ısıtılmış ve soğutulmuş karesel bir oyuk içerisindeki doğal taşınımın zaman bağımlı yapısının, Pr sayısının $0.01 - 10$ aralığında ve Rayleigh sayısının $10^2 - 10^7$ aralığında incelemişlerdir.

Bark ve ark. [99], dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisindeki başlangıçta homojen olan ve karşılıklı düşey duvarlarından ani bir ısı veya kütle akısının tanımlanmasıyla sürülen bir akışkanın daimi olmayan doğal taşınımın analitik ve sayısal olarak incelemişler ve akışkanın ısıl katmanlaşmasının ve yüzeylerde sınır tabakaların oluşumunun zaman skalalarını tanımlamışlardır.

Tagawa ve Ozoe [100], düşey duvarları farklı şekilde ısıtılmış karesel bir kapalı ortam içerisindeki titreşimli doğal taşınımı, Rayleigh sayısının 5×10^5 ve Prandtl sayısının 0.025 değerleri için incelemiş ve atalet terimlerinin açılımında kullanılan beş farklı yaklaşımın titreşimli davranış üzerindeki etkilerini belirlemişlerdir.

Kamakura ve Ozoe [101], yatay bir sıcaklık basamağının var olduğu karesel veya uzun bir kapalı ortam içerisindeki düşük Pr akışkanlarının doğal taşınımı incelemişlerdir. Akışın titreşimleri, çarpılmış dönme hücrelerinin dönmesiyle veya dönme hücrelerinin boyut ve/veya şeklindeki periyodik değişimlerle meydana geldiğini göstermişlerdir.

Wakitani [102, 103], farklı şekilde ısıtılmış yan duvarlara sahip, hava doldurulmuş, düşey bir kapalı ortam içerisinde iki boyutlu doğal taşınımı incelemiş ve Rayleigh sayısının değişiminin, akışın zaman bağımlı yapısı üzerindeki etkisini deneysel ve sayısal olarak belirlemiştir.

Yukarıda verilen çalışmalardaki zaman bağımlılık konusu geniş zaman durumuna yaklaşımdaki zaman içerisindeki ilerleme prosesi ile ilişkilidir. Kapalı ortamlar içerisindeki doğal taşınımın diğer zaman bağımlı konusu, dış duvar koşullarının zaman bağımlı bir şekilde uygulanması durumudur [74].

Yang ve ark. [104], periyodik yüzey sıcaklık değişimlerine maruz uzun dikdörtgenel bir kapalı ortam içerisindeki akışın davranışını analitik ve sayısal olarak incelemişlerdir. Hem yüksek, hem de düşük frekans limitleri için elde edilen karakteristiklerin yüzey sıcaklığı titreşimli olan düşey bir plaka boyunca meydana gelen serbest taşınım karakteristikleri ile uyumlu olduğunu göstermişler ve ara frekanslarda düşük ve yüksek Prandtl ve Rayleigh sayılarının etkilerini araştırmışlardır.

Kazmierczak ve Chinoda [105] ve Xia ve ark. [106,107], sinüzoidal bir sıcaklık dalgalanmasına maruz ısıtılmış bir duvara sahip, dikdörtgenel bir kapalı ortam içerisindeki zaman bağımlı doğal taşınımı çalışmışlardır. Kwak ve Hyun [75], [105] ve [107] nolu referanslarda incelenen parametrik değerlerin aralığını önemli ölçüde genişletmiş ve sıcak duvar sıcaklık titreşiminin frekansının daha geniş bir aralığında ayrıntılı sayısal çözümler elde etmişlerdir.

Lage ve Bejan [73], düşey duvarlarından biri soğuk, diğeri nabız atışı şeklinde (*pulsating*) ısı akısına maruz iki boyutlu karesel bir kapalı ortam içerisindeki akış rezonansının oluşumunu sayısal ve teorik olarak araştırmışlardır. Prandtl sayısının $0.01-7$ değerlerini ve Rayleigh sayısının $10^5 - 10^9$ değerlerini ele almışlardır.

Antohe ve Lage [108], düşey duvarlarından biri soğuk tutulan, diğeri kesikli (*intermittent*) ısı akısına maruz dikdörtgenel bir kapalı ortam içerisindeki akışkan doymuş geçirgen bir maddenin (*fluid saturated porous medium*) doğal taşınımını analitik ve sayısal olarak incelemişlerdir. Giriş ısı frekansı, ortam içerisindeki dönen akışın frekansıyla çakıştığı zaman rezonansın meydana geldiğini bulmuşlardır.

Lage [109], üst kısmından kesikli (*intermittent*) ısıtma ve soğutmaya maruz bir akışkan (sayısal hesaplamalarda su kullanılmış) haznesi içerisindeki akış ve sıcaklık alanları için teorik bir araştırma yapmış ve ısı akısına dayalı Rayleigh sayısının 10^3

ile 8×10^8 arasındaki değerlerini incelemiştir.

Vargas ve Bejan [110], kesikli, eşdağlı ısı akısına maruz, gömülü bir yüzeyden olan doğal taşınımın ısı geçişini, analitik, sayısal ve deneysel olarak incelemiştir. *Açık (on)* zaman aralığında, Nusselt sayısının en yüksek değerini alırken, *kapalı (off)* zaman aralığında azaldığını göstermiş ve bu sonucu $Pr=7$ için $10^3 \leq Ra \leq 10^5$ aralığında yaptıkları sayısal çözümler ve $10^{10} \leq Ra \leq 10^{11}$ aralığında su kullanarak yaptıkları deneysel çalışmalar vasıtasıyla doğrulamışlardır.

Antohe ve Lage [111], *açık akışkan (clear fluid)* veya *tamamen doymuş geçirgen madde (fully saturated porous medium)* ile doldurulmuş, zaman periyodik yatay ısıtmaya maruz dikdörtgenel bir kapalı ortam içerisindeki ısı ve momentum geçişini teorik ve sayısal olarak incelemiştir. Sayısal çözümler, kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımın, rezonans frekansı ile birlikte birkaç farklı frekansta pik yaptığını göstermiş ve rezonans frekansını, Rayleigh sayısı, Prandtl sayısı, boyut oranı, ısıtma genliği ve geçirgen ortam durumu için Darcy sayısının bir fonksiyonu olarak belirlemişlerdir.

Kazmierczak ve Muley [112], alttan ısıtılan yatay bir geçirgen tabakadaki doğal taşınımı deneysel olarak incelemiştir. Öncelikle, Rayleigh sayısının $200 < Ra < 10^3$ değerleri için daimi durum deneyleri yapmışlar ve elde ettikleri sonuçları literatürde mevcut olanlarla karşılaştırdıklarında iyi bir uyum yakalamışlardır. Alt duvarın sıcaklığının, *devirsel (cyclic)* olarak değişmesi durumunu ele almışlar, *6-180 dakika* arasındaki peryotlarda ve kapalı ortamın ortalama sıcaklığının %3 ile *45'* arasındaki alt duvar sıcaklık titreşim genliği için deneyler yapmışlardır. Üst duvarın sıcaklığı sabit tutularak, hem geçirgen, hem de geçirgen olmaması durumunu gözönüne almış ve üst duvardaki durumun *Nu-Ra* ilişkisini önemli derecede etkilediğini bulmuşlardır. Ayrıca, duvar sıcaklığı modülasyonunun, peryot ve genliğin akış ve ısı geçişi üzerindeki etkilerini incelemiştir.

Mantle ve ark. [113], alttan ısıtılan yatay bir akışkan tabakasında, duvar sıcaklığı modülasyonunun etkilerini araştırmak için deneysel bir çalışma yapmışlardır. Alt duvar sıcaklığının bir testere dişi şeklinde (*sawtoothlike fashion*) periyodik olarak değiştiği 45 farklı deney yapmışlardır. Rayleigh sayısının $0.4 \times 10^8 < Ra < 1.2 \times 10^9$ arasındaki değerleri için, alt duvar sıcaklığı titreşim genliğinin, kapalı ortamın ortalama akışkan sıcaklığının %3 ile *70'* arasında değişmesi durumunu ele almışlardır.

Cless ve Prescott [114], düşey duvarları farklı şekilde ısıtılmış karesel bir kapalı ortamda, Prandtl sayısının 0.05 değerinde (sıvı metalleri temsil etmek üzere) ve Grashof sayısının 3×10^6 ve 10^7 değerlerinde hem daimi, hem de zaman bağımlı duvar sıcaklıkları için oluşan doğal taşınımı incelemişlerdir. Daimi sınır şartları için çözüm elde edildikten sonra, her iki duvarın aynı derecede soğutulması şeklinde uygulanan zaman bağımlı sınır koşulları için, düşük ve yüksek seviyeli soğutma oranlarının taşınım üzerindeki etkilerini belirlemişlerdir. Düşük soğutma oranları, sistemin dinamik davranışında ihmal edilebilir bir seviyede bir etkiye sahipken, yüksek soğutma oranlarının daha karmaşık akış yapılarına geçişlere neden olduğu ve karışmayı iyileştirdiğini bulmuşlardır. Cress ve Prescott [115], başka bir çalışmada yine aynı fiziksel şartlar altında, zamanda birinci dereceden doğru olan *tamamen kapalı zaman ilerleme (fully implicit time marching) yaklaşımı* ile ikinci dereceden doğru olan *yarı kapalı (semi-implicit) Crank-Nicolson yaklaşımını* karşılaştırmışlardır. Yarı-kapalı yaklaşımla hesaplanan akış yapısı ve dinamik davranışın tamamen kapalı yaklaşımla belirlenenden daha karmaşık olduğunu ve tamamen kapalı yaklaşımların, kullanılan zaman adımına bağlı iken, yarı kapalı yaklaşımların kullanılan zaman adımından bağımsız olduğunu göstermişlerdir.

Boussinesq yaklaşımını kullanmayan çalışmalar

Bir başka sınıflama Boussinesq yaklaşımını kullanan ve kullanmayan çalışmalar şeklinde yapılabilir. Literatürdeki çalışmaların birçoğu, yoğunluk değişimini Boussinesq yaklaşımı ile gözönüne almaktadır.

Boussinesq yaklaşımının kullanılmadığı (özelliklerin değişken olarak dikkate alındığı) çalışmalara örnek olarak, Polezhaev [116], MacGregor ve Emery [117], Rubel ve Landis [118], Leonardi ve Reizes [119], Zhong ve ark. [120], Chenoweth ve Paolucci [121], Paolucci ve Chenoweth [122]'in çalışmaları verilebilir. Bunlardan Chenoweth ve Paolucci [121], hava doldurulmuş bir kapalı ortam için ideal gaz kanununu ve Sutherland-kanunu transport özelliklerini kullanmış ve statik basınç, sıcaklık ve hız dağılımlarının, ısı akısının aksine özellik değişimlerine duyarlı olduğunu bulmuştur.

Boussinesq yaklaşımının sıvılar ve gazlar için geçerlilik sınırları, Gray ve Girgini [123] tarafından verilmiştir.

Kakaç ve ark. [124], sıcaklık-bağımlı özellik etkilerini tanımlayan sayısal ve deneysel çalışmaları gözden geçirmişlerdir. Özellik değişimi, akışın yapısına bağlı olarak, ısı transfer katsayılarında bir artış veya azalmaya neden olabilir.

Zhong ve ark. [120], farklı şekilde ısıtılmış, iki boyutlu karesel bir kapalı ortam içerisinde, değişken özelliklerin sıcaklık ve hız alanları üzerindeki etkisini sayısal olarak belirlemişlerdir. Hesaplamalar, Rayleigh sayısının 10^6 'ya kadar olan değerleri ve sıcaklık fark oranının, $\theta_0 = (T_H - T_C) / T_C$, 0.2, 0.5, 1.0 ve 2.0 değerlerinde yapılmış ve Boussinesq yaklaşımının geçerlilik sınırları tanımlanmıştır.

Kullanılan Sayısal Yöntem ve Yaklaşımlar

Son yıllarda bilgisayar teknolojisindeki gelişmelere paralel olarak, sayısal yöntemlerin kullanılabilirliği ve esnekliği artmıştır. Alışılmış yöntem (sonlu farklar, sonlu kontrol hacmi ve sonlu elemanlar yöntemi) ve ayrıklaştırma teknikleri (ADI, SOR, SIMPLE gibi) dışında yeni yöntem ve teknikler ortaya çıkmış ve kapalı ortamlarda doğal taşınım ile ilgili çalışmalarda kullanılmaya başlanmıştır.

Ramanan ve Korpela [58] ve Hortmann ve ark. [125], bir *çoklu-ağ tekniğini* (*a multi-grid technique*) kullanmışlardır. Ramanan ve Korpela [58] çoklu ağ (*multigrid*) tekniği iyi çalıştığına, yakınsama oranını büyük ölçüde artırdığını göstermiştir. Buna karşın, çoklu ağ verimini elde etmek için uygun *pseudo-time-stepping* ile denemede çoğu zaman çok zamanının harcanması gerekmektedir.

Fang ve Paraschivoiu [126], karesel kapalı ortamlar ve yüksek boyut oranına sahip iç içe iki silindir arasındaki doğal taşınım ile olan ısı geçişini hesaplamak için sonlu elemanlar ve sonlu farklar yöntemlerini kullanmışlardır. Navier-Stokes denklemlerini çözmek için *sınır koşulu dönmüşürme* (*boundary condition switching*) yaklaşımını kullanmışlardır.

Sun ve Emery [127], sonlu kalınlığa ve iletkenliğe sahip iletken bir düşey engel içeren iki boyutlu karesel bir kapalı ortam içerisindeki ısı iletimini de göz önüne alarak (*conjugate*) ısı geçişini sonlu hacim çoklu ağ yöntemini kullanarak hesaplamışlardır.

Shu ve ark. [128], karesel bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımı çözmek için *GDQ (The Global Method of Generalized Differential Quadrature)* yöntemini kullanmışlardır. Bu yöntemle, çok daha az ağ noktası kullanarak ve daha az hesaplama gücü ve depolama gereksinimi duyarak, doğru sonuçların elde edilebileceğini göstermişlerdir.

Onyejekwe [129], Chen ve ark. [130] tarafından geliştirilen *FA (Finite Analytic)* -bu yöntemin esası [131]'de verilmiş- yöntemini kullanarak, farklı şekilde ısıtılmış düşey duvarlara sahip bir kapalı ortam içerisindeki akışkanın doğal taşınımını incelemiş, çözümün kararlı olduğunu ve geleneksel yöntemlerde kullanılan upwind yaklaşımlarını gerektirmediğini bulmuşlardır.

Syrjala [132], düşey duvarları farklı şekilde ısıtılmış, yatay duvarları adyabatik olan karesel bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımı *quartic* üçgenel elemanlar kullanarak Penalty-Galerkin sonlu elemanlar yöntemiyle sayısal olarak çözmüştür. Rayleigh sayısının 10^4 , 10^5 , 10^6 ve 10^7 değerlerini ele almış ve elde ettiği sonucu literatürde mevcut olan bench mark çözümlerle karşılaştırdığında iyi bir uyum yakalamıştır.

Drummond ve ark. [133], düşey bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımın sayısal olarak çözümünde taşınım terimleri için kullanılan beş farklı yaklaşımı (*upwind, hybrid, power-law, Arakawa, QUICK*) karşılaştırmalı olarak incelemişlerdir.

Üç Boyutlu Çalışmalar

Ozoe ve ark. [134], alttan ısıtılmış, kübik kapalı ortamlardaki üç boyutlu, laminer doğal taşınımı sayısal olarak incelemişlerdir.

Viskanta ve ark. [135], yan duvarlarından farklı şekilde ısıtılmış, düşük Prandtl sayısına sahip akışkanla doldurulmuş dikdörtgenel bir kapalı ortam içerisindeki iki ve üç boyutlu durum için sayısal çözümler elde etmişlerdir. İş akışkanı olarak galyum kullanılarak sayısal çalışmalarını destekleyen deneyler de yapmışlardır.

Le Peutrec ve Lauriat [136], iki düşey duvarı farklı sıcaklıklarda tutulan, diğer dört duvarı adyabatik olan kübik kapalı ortamlarda üç boyutlu doğal taşınımı, iş akışkanı olarak hava ve su kullanarak ve Rayleigh sayısının 10^3 ve 10^7 arasındaki değerlerinde incelemişlerdir. Dış ortam sıcaklığı ile farklı sıcaklıkta eşsıcaklıklı iki düşey

duvarının ortalama sıcaklığı arasındaki farkın ve duvarlardaki ısı iletim katsayısının çevreye olan ısı kaybı üzerindeki etkilerini belirlemişlerdir.

Webb ve Bergman [137], iki düşey duvarında eşdağlı bir ısı akısı uygulanan, diğer dört komşu duvarı sabit sıcaklıkta tutulan kübik bir kapalı ortam boyunca gerçekleşen doğal taşınımı deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir. Elde ettikleri sonuçlar, ısı akısının uygulandığı duvarların köşelerinde en yüksek ısı geçiş katsayısının oluştuğunu göstermiştir.

Lee ve Lin [138], kapalı ortam merkezi boyunca düşey bir eksen etrafında dönen farklı şekilde ısıtılmış düşey kübik bir kapalı ortam içerisindeki havanın zaman bağımlı üç boyutlu karma taşınımını sayısal olarak incelemişlerdir.

Hsieh ve Yang [139], farklı şekilde ısıtılmış, su ve silikon yağı ile doldurulmuş boyut oranları $H/L=20$ ve $W/L=6$ olan dikdörtgensel bir kapalı ortamdaki doğal taşınımı yüksek Rayleigh sayılarında, $1.58 \times 10^8 - 1.48 \times 10^{10}$, incelemişlerdir.

Farklı Kongürasyonlar

Buraya kadar verilen literatür saf dikdörtgensel kapalı ortamlarla ilgiliydi. Genelde kapalı ortamlar içerisindeki doğal taşınım ile ilgili çalışmaların birçoğu iki ana konfigürasyonda merkezlenmiştir: Silindirler ve dikdörtgensel boşluklar. Buna karşın, son zamanlarda paralelogramlar ve üçgensel, prizmatik ve üç boyutlu kapalı ortamlarda gözönüne alınmaktadır. Şu an, akışkanlar, *radiatively participating*, faz değiştiren veya geçirgen ortamda (*porous media*) olabilir. Bunun yanısıra birçok uygulama alanında, eşsıcaklıklı veya yalıtılmış duvarlardan başka sınır koşulları uygulanmaktadır [25].

Seki ve ark. [140], paralel alt ve üst duvarları yalıtılmış, farklı eğim açılarındaki paralelogram şeklindeki kapalı ortamlarda doğal taşınım ısı geçişini deneysel olarak incelemişlerdir. Rayleigh sayısının 3.4×10^4 ve 8.6×10^7 ve Prandtl sayısının 0.70 ve 480 arasındaki değerlerinde deneyler yapmışlar ve eğim açısının $\phi = -70^\circ$ değeri için gerçekleşen ısı geçişinin $\phi = 0^\circ$ durumunda gerçekleşen ısı geçişinden 18 kat daha fazla olduğunu bulmuşlar ve ϕ , Pr ve Ra' nin bir fonksiyonu olarak, ortalama Nusselt sayısı için korelasyonlar tanımlamışlardır.

Poulikakos ve Bejan [141], dik üçgen şeklindeki üçgensel bir kapalı ortam içerisinde, alt yüzey ve hipotenüs yüzeyin sıcaklıklarının farklı tutulması sonucu oluşan doğal taşınımı deneysel olarak incelemişlerdir. İş akışkanı olarak, hem hava, hem de su kullanarak Rayleigh sayısının 10^6-10^9 değerleri için deneyler yapmışlardır.

Kaviany [142], 10^4 ' e kadar olan Rayleigh sayıları için bir kare boşluğun alt duvarındaki yarı silindirik bir şişin (*proturbence*) etkisini incelemiştir.

Engelman ve Sani [143], silindirik koordinatlarda şişe şeklindeki bir konfigürasyonu ele almış ve Penalty-Galerkin sonlu elemanlar yöntemini kullanmıştır. Vafai ve Etefagh [144], benzer fakat 90° döndürülmüş bir konfigürasyonu farklı sınır koşulları ile incelemişlerdir.

Ormiston ve ark. [145], akışın laminar ve iki boyutlu olduğu, pencere ve duvarın eşsıcaklıklı olduğu idealleştirilmiş bir Trombe duvarı sistemini sonlu hacim yaklaşımını kullanarak sayısal olarak incelemişlerdir. Uygur [146] ve Uygur ve Eğrican [147], yine aynı geometriyi türbülanslı durum için ele almışlardır.

Lam ve ark. [148], doymuş (*saturated*) ve doyma civarında (*near saturated*) gaz-buhar karışımı ile doldurulmuş, içerisine bir ısı kaynağının yerleştirildiği eşsıcaklıklı kübik bir ortam içerisindeki doğal taşınımı deneysel olarak çalışmışlardır.

Evren-Selamet ve ark. [149, 150], üst kısmı dar olan düşey bir oyuk içerisindeki doğal taşınımı sayısal olarak incelemişlerdir. Oyuktaki akışkan başlangıçta homojen bir sıcaklıkta ve hareketsizdir ve alt ve üst duvar yalıtılmıştır. Sol duvarın sıcaklığı ani bir adım değişimine maruz kalırken, sağ duvar başlangıç sıcaklığında tutulmuştur. Oluşan akış şekillerini ve ısı geçişini farklı Rayleigh sayıları için incelemişlerdir. Artan Rayleigh sayısı ile akışın rejiminin iletim-baskın akıştan taşınım-baskın akışa dönüştüğünü bulmuşlardır.

Lewandowski ve Khubeiz [151], alt duvarları, farklı yarı küresel konkav ve konveks görüntülere sahip kapalı ortamlar içerisindeki doğal taşınımı deneysel olarak incelemişlerdir. Yarıkürenin çapının, alt duvar çapına oranının $0 < d/D < 1$ değerleri ve Rayleigh sayısının $10^5 < Ra < 10^7$ değerlerini ele almışlar ve alt yüzey şeklinin ısı geçişine etkisini belirlemişlerdir.

Lacroix [152], üstten soğutulan dikdörtgensel bir kapalı ortamla sınırlı iki yatay ısıtılmış silindir etrafındaki hava için doğal taşınım ile olan ısı geçişini sayısal olarak hesaplamıştır. İki farklı genişliği ve üst silindirin üç farklı konumunu araştırmışlardır.

Rayleigh sayısının $10^4 - 10^6$ değerleri için yerel ve ortalama Nusselt sayılarını belirlemişlerdir. Farklı geometrik konfigürasyonlar için, silindir konumu ve Rayleigh sayısının yerel ve toplam ısı geçişi üzerindeki etkilerini belirlemiştir.

Al-ani ve Nansteel [153], farklı şekilde ısıtılmış kısmi kesit şekilli bir kapalı ortam içerisindeki kaldırma kuvvetinin doğurduğu hareket ve ısı geçişi için deneysel bir çalışma yapmışlardır. Kesitin radyal yüzeyleri eşsıcaklıklı olarak ısıtılmış ve soğutulmuşken, çevresel yüzeyleri yalıtılmıştır. Deneyleerde iş akışkanı olarak su kullanılmış ve $\phi = 30^\circ, 45^\circ$ ve 90° kesit aıalarında, $4 \times 10^8 \leq Ra \leq 3 \times 10^9$ aralığındaki Rayleigh sayısı değerleri için deneyler yapmışlardır.

Hamady ve ark. [154], farklı şekilde ısıtılmış, boylamasına yatay eksenini boyunca dönen kapalı ortamda meydana gelen taşınımı deneysel olarak ve uzunluğun yeterince büyük olduğunu kabul ederek kesit için iki boyutlu akış kabulüyle sayısal olarak incelemişlerdir. Elde ettikleri sonuçlar, dönmeden kaynaklanan Coriolis ve merkezkaç kaldırma kuvvetlerinin dönmeyen durum için elde edilen sonuçlarla karşılaştırıldığında yerel ısı geçişini önemli ölçüde artırdığını göstermiştir. Farklı açısal konumlar için, ortalama Nusselt sayısını Taylor ($Ta \leq 4 \times 10^5$) ve Rayleigh sayılarının ($10^4 \leq Ra \leq 3 \times 10^5$) bir fonksiyonu olarak elde etmişlerdir.

Kimura ve ark. [155], içerisine dönen yatay bir silindir yerleştirilmış farklı şekilde ısıtılmış bir kapalı ortamdaki suyun doğal taşınımını ısı geçişini deneysel olarak incelemişlerdir. İç silindir dönmesinin ısı geçişi üzerindeki etkisini, hem yüksek, hem de düşük silindir hızları için belirlemişlerdir.

Moh ve ark. [156], karesel, farklı şekilde ısıtılmış bir kapalı ortamda oluşan kaldırma kuvvetinin neden olduğu taşınımını, kapalı ortamın merkez noktası etrafında harmonik salınım (*harmonic rocking*) şeklindeki dış etki arasındaki etkileşimi sayısal olarak çalışmışlar ve kaldırma ve Coriolis kuvvetlerinin süperpozisyonunun oldukça karmaşık bir akış ve ısı geçişine neden olduğunu göstermişlerdir.

Soğuk Su Etkileri

Literatürdeki çalışmaların birçoğunda, sabit yoğunluklu veya yoğunluğu sıcaklıkla lineer olarak azalan veya artan akışkanlar dikkate alınmıştır. Ancak, su, erimiş bizmut, antimuan ve galyum gibi akışkanların yoğunluk-sıcaklık ilişkisi bir

ekstremum oluşturmaktadır. Bu ekstremumda, ısı genleşme katsayısı işaret değiştirdiğinden, sıcaklık aralığı yoğunluk ekstremum komşuluğunda olduğu zaman

$$\rho = \rho_0 \left[1 - \beta (T - T_0) \right]$$

lineer ilişkisi, bu akışkanlar için uygun olmamaktadır. Yukarıda bahsedilenler içerisinde, su atmosfer basıncında $4\text{ }^\circ\text{C}$ civarında bir yoğunluk ekstremumu verdiği için en önemli olandır. Bundan dolayı, $4\text{ }^\circ\text{C}$ civarındaki suyun doğal taşınımı oldukça karmaşıktır. Örneğin, ısı enerji depolama teknolojilerinde kontrol edici sıcaklık çoğu zaman $4\text{ }^\circ\text{C}$ civarındadır. Bu sebeple, kapalı ortam içerisinde yoğunluk dönüşümlü (density inversion) doğal taşınım ısı geçişinin belirlenmesi önemlidir.

Forbes ve Cooper [157], donma noktasının üzerinde soğutulmuş su ile doldurulmuş kapalı ortamlardaki doğal taşınımı sayısal olarak incelemişlerdir.

Lin ve Nansteel [158], karşılıklı düşey duvarlarından ısıtılmış ve soğutulmuş ve yoğunluk maksimumuna yakın soğuk su içeren karesel bir kapalı ortamdaki daimi-durum akış yapısı ve ısı geçişini sayısal olarak incelemişlerdir. Rayleigh sayısının $10^3 \leq Ra \leq 10^3$ değerleri için yoğunluk dağılım parametresinin ısı geçişi üzerindeki etkisini belirlemişlerdir.

Ivey ve Hamblin [159], düşey duvarları suyun maksimum yoğunluk veren sıcaklık civarında farklı sıcaklıkta tutulan dikdörtgen kapalı ortamlardaki doğal taşınımı deneysel olarak incelemişlerdir. Rayleigh sayısının $10^5 - 10^8$ ve boyut oranının $0.1 - 0.5$ değerlerini ele almışlardır.

Ishikawa [160], düşey dikdörtgen bir kapalı ortam içerisinde, yoğunluk değişimine sahip suyun doğal taşınım ısı geçişini sayısal olarak incelemiştir. $1 - 12\text{ }^\circ\text{C}$ arasındaki duvar sıcaklıkları için, ortalama Nusselt sayısını belirlemiş ve korelasyonlar tanımlamışlardır.

Nishimura ve ark. [161], düşey duvarları farklı sıcaklıkta tutulan dikdörtgen kapalı ortamlar içerisindeki yoğunluk ekstremumu yakınındaki suyun doğal taşınımını deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir.

Yan Duvar Etkileri

Yapılan çalışmaların birçoğunda, kapalı ortamı sınırlayan duvarlar için sabit sıcaklık, sabit ısı akısı, adyabatik veya süper iletken sınır koşulları kullanılmaktadır. Oysa, pratikte, yan duvarlar içerisinde de (genelde iletimle) ısı geçişi söz konusudur.

Larson ve Viskanta [162], dikdörtgensel bir kapalı ortamdaki, bir yangın veya başka bir yüksek sıcaklık kaynağının etkisini belirlemek için, *nonparticipating* radyasyon, duvar ısı iletimi ve laminar doğal taşınım etkilerini birarada incelemişlerdir.

Meyer ve ark. [163], eğik dikdörtgensel kapalı ortamlar için duvar kalınlığı ve ısı iletkenliğinin doğal taşınımlı ısı geçişine etkilerini sonlu farklar yöntemiyle sayısal olarak incelemişlerdir. Boyut oranının, $A=0.5$ ve 1.0 değerlerini, Rayleigh sayısının 10^3 ' e kadar olan değerlerini, Prandtl sayısının, $Pr=0.72$ değerini ve eğim açısının, $\phi = 60^\circ$ değerini çalışmışlardır.

Kim ve Viskanta [164], iki boyutlu dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımda, duvar ısı iletiminin etkisini, üç farklı ısıtma ve soğutma durumu için deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir.

Le Peutrec ve Lauriat [165], dikdörtgensel kapalı ortamlardaki üç boyutlu doğal taşınımı sayısal olarak incelemiş ve iletimli duvarlardaki ısı kayıplarının etkisini belirlemişlerdir. Hesaplamaları, Rayleigh sayısının 10^3 ' den 10^7 ' ye kadar olan değerleri ve yan duvarların ısı iletkenliklerinin adyabatikten alışlagelmiş kullanılan camlı duvarlara değişmiştir.

Eğik Kapalı Ortamlar

Mühendislik uygulamalarının bazılarında (örneğin, güneş kolektörleri) kapalı ortamlar yerçekimine göre eğilmiştir. Bu da, kaldırma kuvvetlerinin hem teğetsel, hem de normal bileşenlerinin gözönüne alınmasını gerektirmektedir.

Hart [166], $Pr=0.71$ ve 6.7 için eğik kapalı ortamlarda lineer kararlılık teorisini uygulamış ve deneyler yapmıştır.

Arnold ve ark. [167], eğim açısı 0° ile 90° arasında değişen eğik dikdörtgensel kapalı ortamlardaki daimi doğal taşınımlı ısı geçişini, Rayleigh sayısının 10^3 ile 10^6 arasındaki değerlerinde deneysel olarak incelemiş, birkaç boyut oranı için

eğim açısının etkisini belirlemişlerdir.

Hollands ve ark. [168], alttan ısıtılmış yüksek boyut oranına sahip eğik kapalı ortamlar boyunca doğal taşınım ile ısı geçişini deneysel olarak incelemişlerdir. Rayleigh sayısının 10^5 ' e kadar olan değerlerini ve eğim açısının $0^\circ < \phi < 70^\circ$ değerlerini dikkate almışlardır.

Catton [2], eğik kapalı ortamlarla ilgili o ana kadar yapılan çalışmalarını değerlendirmiştir.

Linthorst ve ark. [169], $0.25 < A < 7$ ve $5 \times 10^3 < Ra < 2.5 \times 10^5$ için hava doldurulmuş eğik kapalı ortamlarda akış yapısını deneysel olarak gözlemişlerdir.

Wirtz ve Tseng [170], birçok eğim açısı için $0.2 \leq A \leq 1$ boyut oranlarında ve $Pr=0.1, 0.73, 6.82$ ve 100 için dikdörtgen kapalı ortamlardaki doğal taşınım için sayısal bir çalışma yapmışlardır.

Ozoe ve ark. [171, 172], karşılıklı düşey duvarlarından ısıtılmış ve soğutulmuş eğik iki boyutlu bir kapalı ortamdaki sirkülasyonu sonlu fark yöntemleri ile incelemişlerdir. Dört farklı boyut oranı için eğim açısının 0° ile 180° arasındaki değerlerini ele almış ve maksimum ve minimum ısı geçişinin ortaya çıktığı değerleri belirlemişlerdir. Ozoe ve ark. [173, 174], üç boyutlu eğimli bir kapalı ortamdaki doğal taşınımı deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir. Yaklaşık $12000'$ e kadar olan Rayleigh sayılarında, Prandtl sayısının 10 değeri için eğim açısının etkisini belirlemişlerdir. Ozoe ve ark. [175], uzunluk/yükseklik oranı 7 olan ve genişlik/yükseklik oranı 1 civarında olan alttan ısıtılmış, yan yüzeyler boyunca mükemmel yalıtılmış eğik dikdörtgen bir kapalı ortamda üç boyutlu doğal taşınımı incelemişlerdir.

Elshehry ve ark. [176], düşey ve eğik hava tabakaları boyunca doğal taşınım ile olan ısı geçişini deneysel olarak incelemişlerdir. Karşılıklı düşey duvarlar farklı sıcaklıkta tutulurken; yatay duvarlar mükemmel iletken olarak seçilmiştir. 5 ile 110 arasında beş farklı boyut oranı ve Rayleigh sayısının 10^2 ile 2×10^7 arasındaki değerlerini incelemişlerdir. Sabit bir boyut oranında, Rayleigh sayısını geniş bir aralıkta değiştirerek boyut oranı ve Rayleigh sayısının ısı geçişi üzerindeki etkilerini belirlemiş ve korelasyon denklemleri vermişlerdir.

Inaba ve Fukuda [177], karşılıklı iki duvarı farklı sıcaklıkta tutulan eğik, dikdörtgen bir kapalı ortamdaki suyun yoğunluk dönüşümünün akış alanı ve ısı

geçiş i üzerinde önemli bir etkiye sahip olduğunu belirlemişlerdir. Ayrıca, ortalama Nusselt sayısının soğuk ve sıcak duvarlardaki sıcaklık farkının ve eğim açısının bir fonksiyonu olduğunu tanımlamışlardır.

Hamady ve ark. [178], boyut oranı 1 olan, farklı şekilde ısıtılmış bir kapalı ortam içerisinde eğim açısının daimi doğal taşınım yerel ısı geçiş i karakteristiklerine etkisini deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir. Çalışmada, 0° ile 180° arasındaki eğim açıları ve 10^4 - 10^6 arasındaki Rayleigh sayıları gözönüne alınmıştır.

Elsherbiny [179], üstten ısıtılmış sonlu dikdörtgenel hava tabakalarındaki daimi-durum doğal taşınım ısı geçiş ini deneysel olarak incelemiştir. Boyut oranının iki farklı değeri ($A=20$ ve 80) ve uç duvarlarda mükemmel iletken sınır koşulu uygulanmıştır. Eğim açısı, $\phi=0^\circ$ ' dan (alttan ısıtma) $\phi=180^\circ$ ' e (üstten ısıtma) değiştirilmiştir. Sabit Ra sayısında ϕ' nin ortalama Nu sayısı üzerindeki etkisini belirlemiştir.

Sundström ve Kimura [180], eğik dikdörtgenel bir oyuktaki kaldırma kuvvetinin doğurduğu akışı analitik ve sayısal olarak incelemişlerdir.

Upton ve Watt [181], kalibre edilmiş çok kanallı elektronik interferometre ve dijital parçacık imaj hızölçeri kullanarak eğik, dikdörtgenel bir kapalı ortamdaki iki boyutlu zaman bağımlı doğal taşınım için sıcaklık ve hız alanlarını eş zamanlı olarak belirlemişlerdir. Prandtl sayısı için 6.38 değerini, Rayleigh sayısı için 1.5×10^5 değerini, boyut oranının 1 değerini ve eğim açısının $\pi/4$, $\pi/2$ ve $3\pi/4$ değerlerini çalışmışlardır.

Bölmeli Kapalı Ortamlar

Düşey duvarları farklı şekilde ısıtılan bölmeli kapalı ortamlarda doğal taşınım, birçok mühendislik uygulamasında oldukça önemlidir. Bu uygulamalara örnek olarak, iç mekanlardaki enerji geçiş i, nükleer reaktör soğutulması, güneş kolektörleri ve elektronik aletlerin soğutulması verilebilir. Örneğin, komşu odalar arasındaki kapalı bir duvarın benzeşimini veren bir kapalı ortamın iki bölgesi arasındaki iletken veya yalıtkan bölmeler, büyüklük ve yerlerine bağılı olarak akış alanını önemli ölçüde etkilemektedir.

Nansteel ve Grief [182, 183], aşağı uzanan bir bölmeye sahip, boyut oranı 0.5 olan kapalı bir ortamdaki ısı geçiş ini deneysel olarak incelemişlerdir. Rayleigh sayısının 10^{10} - 10^{11} aralığında, iş akışkanı olarak su ile çalışmışlar ve ortam boyunca olan ısı

geçişini, Rayleigh sayısı ve bölme geometrisinin fonksiyonu olarak belirlemişlerdir. Nansteel ve Grief [184], başka bir çalışmada, düşük iletkenliğe sahip, üst duvara monte edilmiş farklı uzunlukta bölmeler içeren, silikon yağı ($620 \leq Pr \leq 910$) ile doldurulmuş, düşey duvarları farklı sıcaklıkta tutulan dikdörtgensel kapalı ortamlardaki doğal taşınımı deneysel olarak incelemişlerdir. Deneyler, daimi durum koşulları altında $1.55 \times 10^9 \leq Ra \leq 5.86 \times 10^9$ arasındaki Rayleigh sayılarında boyut oranının (yükseklik/uzunluk) 0.5 değerinde hem bölünmüş, hem de bölünmemiş kapalı ortamlar için gerçekleştirilmiştir. Ortalama Nusselt sayısı için, Rayleigh sayısı ve bölme uzunluğuna bağlı korelasyonlar tanımlamışlardır.

Bajorek ve Lloyd [185], biri alt duvara, diğeri üst duvara iliştirilmiş iki kısmi bölücüsü olan karesel bir boşluk içerisindeki doğal taşınım için bir Mach-Zehnder interferometre tekniği kullanarak deneyler yapmışlardır. Düşey duvarlar farklı sıcaklıkta eşsıcaklıklı tutulurken, yatay duvarlar ve bölmeler yalıtılmıştır. 1.7×10^5 ve 3×10^6 arasındaki Grashof sayıları için hem bölmeli hem de bölmesiz durumlarda, hava ve karbondioksit için yerel ve ortalama ısı geçiş katsayılarını belirlemiş ve bölmelerin ısı geçişini önemli ölçüde azalttığını bulmuşlardır.

Lin ve Bejan [186], içerisinde tek bir engel bulunan boyut oranı 0.3 olan dikdörtgensel bir kapalı ortamda deneysel ve analitik bir çalışma yapmışlardır. Yan duvarlar farklı sıcaklıkta eşsıcaklıklı olarak tutulurken, yatay duvarlar adyabatik olarak alınmıştır. İş akışkanı olarak su kullanılmış, Rayleigh sayısının 10^9 - 10^{10} değerleri arasında ve açıklık oranının, $h/H = 1, 1/4, 1/8, 1/16$ ve 0 değerlerini incelemişlerdir. Burada, h bölmenin üzerinde iç açıklığın yüksekliğini, H ise; kapalı ortamın yüksekliğini göstermektedir. Açıklık oranının, ısı geçişi ve akış alanı üzerinde şiddetli bir etkiye sahip olduğu bulmuşlardır.

Chang ve ark. [187], taban ve tavanının merkezinde eş düşey sonlu-uzunlukta bölmeler bulunan karesel kapalı ortamlardaki iki boyutlu radyasyon-doğal taşınım etkileşimini incelemişlerdir. Hem *participating* gazlar (CO_2 ve NH_3), hem de *nonparticipating* bir gaz (hava) dikkate almışlardır. Yüzey ve gaz radyasyonunun, hız ve sıcaklık alanları ve toplam ısı geçişi üzerindeki etkilerini, bölme yüksekliğinin bir fonksiyonu olarak tanımlamışlardır.

Jetli ve ark. [188], mükemmel olarak iletken olan alt ve üst duvarlara yerleştirilmiş iki engele sahip, karesel, bölmeli bir ortam içerisindeki doğal taşınımı

sayısal olarak incelemiştir. Engellerin üç farklı yeri ve iki farklı iletkenliği için Rayleigh sayısının 10^4 , 10^5 ve 3.55×10^5 değerlerini ele almış, engel yerinin ısı geçişi üzerinde önemli bir etkiye sahip olduğu ve engel iletkenliği etkisinin engelin yeri ile değiştiğini belirlemiştir.

Zimmerman ve Acharya [189], yatay duvarları mükemmel iletken olan ve içerisinde sonlu iletken engeller bulunan kapalı bir ortam içerisindeki doğal taşınımı sayısal olarak incelemiştir. Düşük Rayleigh sayıları hariç, engelin arkasında bir ayrılma balonu (*seperation bubble*) gözlemiş ve bu ayrılma balonunun şiddetinin, ana akışın şiddeti (sıcak duvar boyunca yukarı hareket eden ve soğuk duvar boyunca aşağı hareket eden) artan engel iletkenliğiyle azalırken, arttığını göstermişlerdir. Kapalı ortam için, ortalama Nusselt sayısının engellerin mevcut olması durumunda önemli derecede daha küçük olduğunu bulmuşlardır. Düşük Rayleigh sayıları hariç (burada engel iletkenliği çok az bir etkiye sahip) artan engel iletkenliği ile Nusselt sayısı değerinin azaldığını belirtmişlerdir.

Nishimura ve ark. [190], merkezinde yalıtkan bir bölme plakası bulunan iki boyutlu kapalı bir ortam içerisindeki doğal taşınım ile ısı geçişini deneysel ve sayısal olarak incelemiştir. $Pr=6$ (su) ve $10^6 < Ra < 10^8$ değerlerinde çalışmışlar ve bölmenin değişik konumları için sınır tabaka yaklaşımının sınırlamalarını araştırmışlardır.

Frederick ve Valencia [191], karşılıklı dikey duvarları eşsıcaklıkları olarak farklı sıcaklıkta tutulurken, yatay duvarları mükemmel iletken ve sıcak duvarında iletken bir bölme içeren, karesel bir kapalı ortamdaki doğal taşınımı sayısal olarak incelemiştir. Rayleigh sayısının 10^3 ile 10^6 arasındaki değerleri için iş akışkanı olarak hava kullanarak bölme uzunluğu ve bölme-akışkan ısı iletkenlik oranının ısı geçişini nasıl etkilediğini belirlemiştir.

Neymark ve ark. [192], dikey yan duvarları farklı sıcaklıkta tutulan kübik bir kapalı ortam içerisine yerleştirilmiş ortamı ikiye bölen ve üzerinde bir açıklık bulunan bir bölmenin doğal taşınım etkisini deneysel olarak incelemiştir. İş akışkanı olarak hava ($Pr=0.71$) ve su ($Pr=6.0$) kullanmış ve Rayleigh sayısı ve açıklık genişliğine göre farklı akış rejimleri tanımlamışlardır.

Kelkar ve Patankar [193], bölmeli karesel kapalı ortamlardaki iki boyutlu laminer doğal taşınımı sayısal olarak incelemiştir. Yan duvarları eşsıcaklıkları ve farklı sıcaklıkta, üst ve alt duvarları ise adyabatik olarak dikkate almışlardır.

Bölmenin düşey olarak kapalı ortamın merkezine yerleştirilmesi ve iki eşit bölmenin biri alt ve biri üst duvara yerleştirilmesi olarak iki farklı bölme geometrisi incelemiş ve Rayleigh sayısı, bölme yüksekliği ve bölme iletkenliğinin farklı değerleri için hesaplamalar yapmışlardır.

Chen ve ark. [194], iki boyutlu, düşey duvarları farklı sıcaklıkta tutulan, yatay duvarlar adyabatik kısmen bölünmüş, dikdörtgensel kapalı ortamlarda oluşan doğal taşınımı deneysel olarak incelemişlerdir. Bölme plakası, adyabatik olup, üzerinde bir açıklığın olması durumu ele alınmış, açıklık oranının 0 , $1/8$ ve $1/4$ değerlerinde ve Rayleigh sayısının 10^6-10^8 değerlerinde, boyut oranının 2 olması durumu ve iş akışkanı olarak Prandtl sayısı 7 olan su kullanarak deneyler yapmışlardır.

Olson ve ark. [195], binalar içerisindeki doğal taşınım benzeşimini yapacak şekilde R114 gazı içeren $1:5.5$ ölçekte küçük ölçek bir modelde Rayleigh sayısının yaklaşık 10^{10} değerleri için deneyler yapmışlardır. Kapalı ortamın içinin boş olması ve ortamın yarı yüksekliğine zeminden yükselen düşey bir bölmenin olması durumlarını ele almışlardır.

Kanghi ve ark. [196], sonlu kalınlık ve iletkenlikte çeşitli bölmelere sahip kapalı ortamlardaki laminer doğal taşınım ve iletimi, Rayleigh sayısının 10^3 ile 10^7 arasındaki değerleri için sayısal olarak incelemişlerdir.

Zhang ve ark. [197], düşey dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisine yerleştirilmiş bir perdenin ısı iletim etkisini sayısal olarak incelemiş ve düşey, geçirgen bir perde kullanmanın toplam ısı geçişini önemli ölçüde azalttığını bulmuşlardır.

Karki ve ark. [198], içerisinde düşey adyabatik bir bölme bulunan kübik bir kapalı ortam içerisindeki akış ve ısı geçişini sayısal olarak incelemişlerdir. Bölme, biri ısıtılmış, diğeri soğutulmuş olan yan duvarlara (diğer duvarlar adyabatik) paralel olarak yerleştirilmiş, Rayleigh sayısının 10^4-10^7 arasındaki değerleri incelenmiş ve açıklık genişliği sabit tutulurken; açıklık yüksekliğinin kapalı ortam yüksekliğine oranı 0.25 ile 0.75 arasında değiştirilmiştir.

Hawkins ve ark. [199], açıklı yatay bir bölmeye içeren iki oda arasındaki kaldırma kuvvetinin doğurduğu doğal taşınımı sayısal olarak incelemişlerdir.

Facas [200], hem sıcak, hem de soğuk yüzeyine, genişliğinin 0.1 , 0.3 ve $0.5'$ i boyda kanatçıklar yerleştirilmiş, hava ile dolu bir kapalı ortam içerisindeki iki boyutlu doğal taşınımı sayısal olarak incelemiştir. Üç kanatçık uzunluğu için, Grashof

sayısının 9.0×10^3 ile 1.0×10^5 arasındaki değerlerinde kanatçık uzunluğuna göre farklı akış şekilleri tanımlamıştır.

Shyy ve Rao [201], dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisine yerleştirilmiş boyut oranı 1 olan, farklı sıcaklıkta tutulan iki düşey plaka arasında havanın kaldırma kuvveti etkisindeki iki boyutlu akışı için sayısal hesaplamalar yapmışlardır. Kanalın yarı genişliğine göre yazılan Grashof sayısının 10^5 değeri için hesaplamalar yapmışlar ve zaman bağımlı akış ve sıcaklık alanlarını elde etmişlerdir.

Kanghi ve ark. [202], sonlu kalınlık ve iletkenliğe sahip bölmeler içeren kapalı ortamlarda, laminer doğal taşınım ve iletimi çalışmışlardır. İki düşey duvarı farklı sıcaklıkta tutulan, diğer duvarları adyabatik olan yatay sığ kapalı ortamlarda paralel akış yaklaşımını kullanarak analitik çözüm elde etmiş ve aynı problemi sonlu farklar yöntemi yardımıyla sayısal olarak çözmüşlerdir. Rayleigh sayısının 10^5-10^7 değerleri, boyut oranının $A=H/L \leq 0.2$ değerleri ve $C= l/L$ (bölme kalınlığı/kapalı ortam yüksekliği) 0 ile 15 arasındaki değerleri, bölme ısı iletim katsayısının akışkanın ısı iletim katsayısına oranının, 10^{-4} ile 10^{11} arasındaki değerlerini çalışmışlardır. Prandtl sayısını 0.72 olarak seçmiş, bölme sayısını 0 ile 5 arasında değiştirmiş ve her bir parametrenin ortalama Nusselt sayısı ve akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisini belirlemişlerdir.

Riffat ve Kohal [203], iki bölme arasındaki açıklık boyunca doğal taşınımı deneysel olarak incelemişlerdir. Bölmelerden biri termostatik olarak kontrol edilen ısıtıcılarla ısıtılırken, diğer bölme ısıtılmamıştır. Açıklık boyunca olan debinin iki bölge arasındaki sıcaklık farkının bir fonksiyonu olduğunu bulmuşlardır.

Yang ve Tang [204], izole edilmiş ısıtılmış düşey bir plaka içeren kübik bir kapalı ortamdaki doğal taşınımı deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir.

Singhal ve Kumar [205], iki büyük kapalı ortam arasına yerleştirilmiş yatay dikdörtgensel bir aralık boyunca olan daimi olmayan, kaldırma kuvvetinin doğurduğu akışı sayısal olarak incelemişlerdir. Aralıktaki akış şekli ve boyunca olan ilgili ısı geçiş şekline bağlı olarak üç farklı akış rejimi tanımlanmışlardır: İletim rejimi ($Ra \leq 1200$), çarpaz akım akış rejimi ($1300 \leq Ra \leq 4000$) ve titreşimli akış rejimi ($Ra > 4000$).

Liu ve Tao [206], içerisine paralel iki düşey plakadan oluşan düşey bir kanalın yerleştirildiği dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisinde, iç plakaların ve ortamın

sınırlayıcı duvarlarının farklı sıcaklıkta tutulması sonucu oluşan doğal taşınımı sayısal olarak incelemişlerdir. Rayleigh sayısının 10^2 ile 10^7 arasındaki değerlerinde, Prandtl sayısının 1 değerinde, kanal genişliğinin etkisini araştırmış ve bu etkinin düşük Rayleigh sayısı bölgesinde önemli iken, yüksek Rayleigh sayısı bölgesinde önemsiz olduğunu belirlemişlerdir.

Benmaddar ve Lacroix [207], bir duvarı ısıtılmış ve kanatçıklar içeren, diğer duvarları adyabatik bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımı incelemişlerdir. $10^5 < Ra < 10^8$ arasındaki Rayleigh sayılarını, 0-3 arasındaki kanatçık sayısını, boyutsuz kanatçık uzunluğunun (l/H), 0.3 ve 0.75 değerlerini ve kanatçıkların yerçekimi vektörüne paralel ve dik olması durumlarını ele almışlar ve herbir büyüklüğün zaman bağımlı davranış üzerindeki etkisini belirlemişlerdir. Isıtılmış duvarda ortalama ısı geçiş katsayısının, şiddetli bir şekilde Rayleigh sayısı ve kanatçık sayısına bağlı olduğunu, buna karşın kanatçıkların boyuna çok az duyarlı olduğunu göstermişlerdir.

Sun ve Emery [208], ayrıntı iç ısı kaynakları ve bir iç engel içeren iki boyutlu hava dolu bir kapalı ortamdaki (*conjugate*) doğal taşınımı sayısal olarak incelemişlerdir.

Sri Jayaram ve ark. [209], alt ve üst duvarları yalıtılmış, sağ ve sol duvarları eşsıcaklıkları olarak farklı sıcaklıkta tutulan ve ortasına yerleştirilmiş mükemmel iletken ince bir bölme içeren dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisindeki yüzey ışıması ve doğal taşınımı birlikte incelemişlerdir. Boyut oranı etkisi yanında, farklı yüzey emisivitelerinin bu iki ısı geçiş şeklinin etkileşimi üzerindeki etkisini belirlemişlerdir.

Farklı Sınır Koşullarına Maruz Kapalı Ortamlar

Torrance ve ark. [210], zeminde, merkeze yerleştirilmiş küçük sıcak bir noktanın sebep olduğu kapalı ortam içerisindeki doğal taşınım için deneysel bir çalışma yapmışlardır. Çalışmada, sıcak cisim sıcaklığı ve ortam yüksekliğine bağlı olan Grashof sayısı, $8 \times 10^5 - 1 \times 10^{10}$ arasında değiştirilmiştir. Torrance ve Rockett [211], aynı durumu sayısal olarak incelemişlerdir.

Chu ve ark. [212], kapalı ortamın düşey duvarlarının birinde bir ısı kaynağı bulunması ve duvarın kalan kısmının adyabatik olması, karşı duvarın daha düşük sıcaklıkta tutulması, üst ve alt yüzeylerin yalıtılmış veya daha düşük sıcaklıkta

olması durumu için $Pr=0.71$ ve $0 \leq Ra \leq 10^5$ için sayısal hesaplamalar ve akış gözleme deneyleri yapmışlardır.

Chao ve ark. [213], alt yüzeyi yarı ısıtılmış ve yarı adyabatik ve üst yüzeyi soğutulmuş eğik bir kutu içerisindeki doğal taşınımı deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir. Alt yüzeyin yarısı ısıtıldığında tek bir hücre çifti oluştuğunu bulmuşlardır.

Acharya ve Goldstein [214], homojen bir şekilde dağılmış iç enerji kaynakları içeren dıştan ısıtılmış düşey veya eğik karesel kapalı ortamlar içerisindeki iki boyutlu doğal taşınımı sayısal olarak incelemiş, Rayleigh sayısının 10^7 'ye kadar olan değerleri ve eğim açısının 30° , 60° ve 90° değerleri için sonuçlar elde etmişlerdir. Dış Rayleigh sayısının, iç Rayleigh sayısından daha büyük olması ve iç Rayleigh sayısının dış Rayleigh sayısından daha büyük olması durumlarını karşılaştırmalı olarak ele almışlardır.

Anderson ve Lauriat [19], düşey duvarlarından biri eş sıcaklıklı olarak soğutulmuş ve alt yüzeyi bir sabit ısı akısına veya sabit sıcaklık koşuluna sahip kare şeklindeki bir kapalı ortam içerisindeki akışı deneysel ve sayısal olarak incelemişlerdir.

10^6-10^{10} arasındaki akı Rayleigh sayıları için yapılan hesaplamalar ve deneysel sonuçlar, ısıtılmış duvara komşu kararsız düşey sıcaklık basamağına rağmen, Benard şekli kararsızlıkların olmadığını ve tek bir hücre şeklinin var olduğunu göstermiştir.

Poulikakos [215], düşey duvarlarının birinde ısıtılmış ve soğutulmuş bölgelere sahip bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımı incelemiş ve A/H boyut oranı ve Ra_H' nin etkisini belirlemişlerdir.

Kirkpatrick ve Bohn [216], bir kübik kapalı ortam içerisinde sıcak ve soğuk duvarların dört farklı yerleşimi için, Rayleigh sayısının yüksek değerlerinde deneyler yapmışlardır. Bütün deneylerde alttan ısıtma durumu için üst ve yan duvarların sıcak, soğuk ve adyabatik olmasına göre farklı yerleşimleri tanımlamışlardır. Herbir yerleşim durumunda, ortalama Nusselt sayısı için korelasyonlar vermişlerdir.

November ve Nansteel [217], soğutulmuş bir düşey duvara sahip, alttan kısmen ısıtılmış ve su ile doldurulmuş bir boşluktaki doğal taşınımı analitik ve sayısal olarak incelemişlerdir. Ayrıca, aktif duvarlardaki karma sınır koşulunun neden olduğu ısı akısı tekilliklerinden etkilenen Nusselt sayısının dikkatli bir şekilde belirlenmesi üzerinde durmuşlardır.

Bassani ve ark. [218], kapalı ortamlardaki doğal taşınım çalışmalarında, *adyabatik-eşsıcaklık karma sınır koşulları* nın tekil davranışını incelemişlerdir.

Valencia ve Frederick [219], karşılıklı düşey duvarları yarı-aktif ve yarı-yalıtılmış kare şeklindeki hava doldurulmuş boşluklarda beş farklı durum ve Rayleigh sayısının 10^3-10^7 arasındaki değerleri için doğal taşınımı sayısal olarak incelenmişlerdir. Yücel ve Türkoğlu [220], [219]'a oldukça benzer bir çalışmada, yan duvarlarda bulunan sıcak ve soğuk şerit büyüklüklerinin ısı geçişi üzerindeki etkisini belirlemişlerdir. Sabit bir soğutucu büyüklüğü için artan ısıtıcı büyüklüğü ile ve sabit bir ısıtıcı büyüklüğü için artan soğutucu büyüklüğü ile ısı geçişinin nasıl değiştiğini belirlemişlerdir.

Zia ve ark. [221], bir yerel iç ısı kaynağı içeren farklı şekilde ısıtılmış bir kapalı ortamdaki daimi ve daimi olmayan, iki boyutlu, laminer doğal taşınım ısı geçişini sayısal olarak incelemişlerdir.

Chu ve Hichox [222], bir magma tabakasındaki (*magma chamber*) taşınımsal geçişi anlayabilmek için tabakayı, alttan yerel olarak ısıtılan bir kapalı ortam şeklinde modellemiş ve bu model için deneysel ve sonlu elemanlar yöntemini kullanarak sayısal çalışmalar yapmışlardır. Tabanın merkezine $1/4$ uzunlukta elektriksel olarak ısıtılmış bir şerit yerleştirilmiş ve üst yüzey sabit sıcaklıkta tutulmuştur. Magma taşınımının, yüksek viskozite değişim özelliği mısır şurubunun (*corn syrup*) iş akışkanı olarak kullanılmasıyla benzeştirilmiştir. Sonuçta, ısıtılmış şeritten yükselen merkezi bir alevin sürdüğü iki ters yönde dönen hücrenin varlığını göstermişlerdir.

Keyhani ve ark. [223], çıkıntı (*protruding*) ısı kaynakları içeren üst duvarı soğutulmuş, dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınım boyut oranının etkisini deneysel olarak incelemişlerdir.

Close ve ark. [224], doymuş (*saturated*) ve doyma civarında (*near saturated*) gaz-buhar karışımı ile doldurulmuş, içerisine bir ısı kaynağı yerleştirilmiş, eşsıcaklıklı bir kübik ortam içerisindeki doğal taşınımı deneysel olarak incelemişlerdir.

May [225], homojen bir biçimde dağıtılmış enerji kaynakları içeren sabit sıcaklıklı dört rijit plakayla sınırlanmış eğimli karesel bir kutudaki doğal taşınımı sayısal olarak incelemiştir. 0° , 15° , 30° ve 45° eğim açılarını ve Rayleigh sayısının $10^4-1.5 \times 10^5$ arasındaki değerlerini ve Prandtl sayısının 7 değerini çalışmış ve her bir parametrenin akış ve ısı geçişi üzerindeki etkisini belirlemiştir.

Hasnaoui ve ark. [226], alt kısmından kısmen (yerel) ısıtma uygulanan kapalı bir oyuk içerisindeki doğal taşınımı sonlu farklar yöntemiyle sayısal olarak incelemiştir. Isı kaynağının boyu ve yerinin akışkan akışı ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisini elde etmişlerdir.

Angirasa ve Mahajan [227], L şeklindeki köşelerden olan doğal taşınımındaki iki boyutlu akışkan akışı ve ısı geçişi için sayısal bir çalışma yapmışlardır. Düşey duvar, sıcak eşsıcaklıklı iken, yatay duvar, hem adyabatik hem de dış ortam sıcaklığında soğuk eşsıcaklıklı olarak ele alınmıştır. Boyut oranının düşey duvardan olan geçiş (transport) üzerindeki etkisini ayrıntılı olarak incelemiştir. Rayleigh sayısının 10^5-10^9 arasındaki değerleri gözönüne alınarak, Nusselt sayısı korelasyonları tanımlamışlardır.

Heindel ve ark. [228-231], yaptıkları çalışmalarda, düşey duvarlarından biri soğutulmuş, diğer duvarında ayrık ısı kaynaklarına sahip dikdörtgenel bir kapalı ortam içerisindeki iki ve üç boyutlu laminer doğal taşınımı deneysel ve sayısal olarak incelemiştir.

Chinnakotla ve ark. [232], simetrik olmayan bir şekilde ısıtılmış L şeklindeki köşelerden iki boyutlu kaldırma kuvvetinin doğurduğu akış ve ısı geçişi için parametrik sayısal bir çalışma yapmışlardır. Yatay ve düşey duvarların ikisini de eşsıcaklıklı ve dış ortam sıcaklığının üzerinde tutulduğunu varsaymışlardır. Yatay yüzey sıcaklığı, boyut oranı ve Prandtl sayısının etkilerini incelemiştir. Ayrıca, duman kullanılarak akış gözleme deneyleri de yapmışlardır.

Ganzarolli ve Milanez [233], alttan ısıtılmış ve yanlardan simetrik olarak soğutulmuş bir kapalı ortam içerisindeki daimi doğal taşınımı sayısal olarak incelemiştir. Ra_H sayısının 10^3-10^7 arasındaki değerlerini, Pr sayısının 0.7 ve 7.0 değerlerini ele almış ve boyut oranı, L/H , $1'$ den $9'$ a kadar değiştirilmiştir. Sabit duvar sıcaklığı ve sabit ısı akısı olmak üzere sınır koşullarının iki farklı durumunu ele almışlardır. Yapıyı daha iyi anlayabilmek için ayrıca bir skala analizi yapmışlardır.

Ju ve Chen [234], elektronik aletlerin soğutulması ile ilgili yaptıkları bir çalışmada, bir düşey duvarında beş çıkıntı ısıtıcı bulunan, üstten soğutulan bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımını ısı geçişini, çıkıntı ısıtıcılardaki iletimi de gözönüne alarak (*conjugate*), Rayleigh sayısının 5.0×10^5 ve 1.0×10^7 arasındaki değerlerinde sonlu kontrol hacmi yöntemiyle sayısal olarak incelemiştir.

Baytaş [235], içerisinde homojen olarak dağıtılmış sinüzoidal olarak sürülen bir ısı kaynağı bulunan, duvarları sabit sıcaklıkta tutulan, iki boyutlu karesel bir kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımı incelemiştir. Sinüzoidal olarak sürülen ısı kaynağının farklı peryotlarının, ısı geçişi üzerindeki etkilerini belirlemiş ve periyodik sürücü kuvvetin frekansı, sistemin doğal frekansına eşit olduğunda rezonansın meydana geldiğini ve ısı geçişinin arttığını göstermiştir.

Oh ve ark. [236], düşey yüzeyleri boyunca farklı şekilde ısıtılmış bir karesel kapalı ortam içerisinde ısı üreten, iletken bir cismin olması durumunu ele almışlardır. Söz konusu akış, iki sıcaklık farkı tarafından sürülmektedir: Kapalı ortam boyunca olan sıcaklık farkı ve ısı kaynağının neden olduğu sıcaklık farkı.

Shim ve Hyun [237], içerisinde iç ısı üretimi olan, düşey duvarları farklı sıcaklıkta tutulan, karesel bir kapalı ortamda zaman bağımlı doğal taşınımı incelemiş ve iç Rayleigh sayısı ($Ra_i = g\beta QL^5/\nu\kappa$) / dış Rayleigh sayısı ($Ra_e = \beta g\Delta TL^3/\nu\kappa$) oranının değerlerine göre zaman skalalarını ve oluşan akış şekillerini tanımlamışlardır.

Pratik önemine rağmen, yukarıda literatür çalışmalarında da verildiği üzere, komşu duvarların farklı sıcaklıkta tutulduğu kapalı ortamlar içerisindeki doğal taşınım ile ilgili sadece birkaç çalışmaya rastlanmıştır [19, 217, 233]. Bu çalışmalarda da kullanılan sınır koşulları esasen buradakinden farklıdır. Örneğin, November ve Nansteel [217] düşey duvarlarından biri soğutulmuş, alttan kısmen ısıtılmış ve diğer duvarları adyabatik, Ganzarolli ve Milanez [233] ise, alttan ısıtılmış ve yanlardan simetrik olarak soğutulmuş bir kapalı ortamı ele almışlardır. Söz konusu incelemeler, düşey kapalı ortam ve daimi durum için gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada ise, komşu duvarları farklı sıcaklıkta, diğer duvarları adyabatik olan iki boyutlu, eğik dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisindeki daimi ve daimi olmayan doğal taşınım incelenmiştir. Daimi durumda, boyut oranı, Prandtl sayısı, eğim açısı ve Rayleigh sayısı gibi parametrelerin akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkileri belirlenmiştir. Daimi olmayan durumda ise, komşu iki duvarın sıcaklıklarının, sırasıyla, aniden artırılması ve azaltılmasının akış ve ısı geçişini nasıl etkilediği, daimi duruma ne kadar sürede ulaşıldığı ve daimi duruma ulaşımın şekli belirlenmiştir. Elde edilen fiziksel yapıları aydınlatmak için, ilgili problem saf iletim durumu için analitik olarak çözülmüştür. Ayrıca, Prandtl sayısının akış üzerindeki etkisini daha iyi tanımlayabilmek için bir skala analizi yapılmıştır. Yazılan programın doğruluğunu sınamak için, program, literatürde çözümü mevcut başka problemlere uyarlanmış ve elde edilen sonuçlar literatür verileriyle karşılaştırılmıştır.

2. YAPILAN ÇALIŞMALAR

Bu çalışmada incelenen fiziksel durum, koordinatlar ve sınır koşulları ile birlikte Şekil 6' da verilmiştir. Eğim açısının $\phi=0^\circ$ durumu için, sol yan ve üst duvar, sırasıyla, T_H ve T_C sıcaklıklarında tutulurken, sağ yan ve alt duvar, mükemmel bir şekilde yalıtılmıştır. Bütün duvarların, geçirgen olmayan bir yapıya sahip olduğu kabulü yapılmıştır. Kapalı ortamın üçüncü boyutu (Şekil 6' ya dik yönde) akış ve ısı geçişinin iki boyutlu kabul edilebilmesi için yeterince büyüktür.

2.1 Temel Denklemler

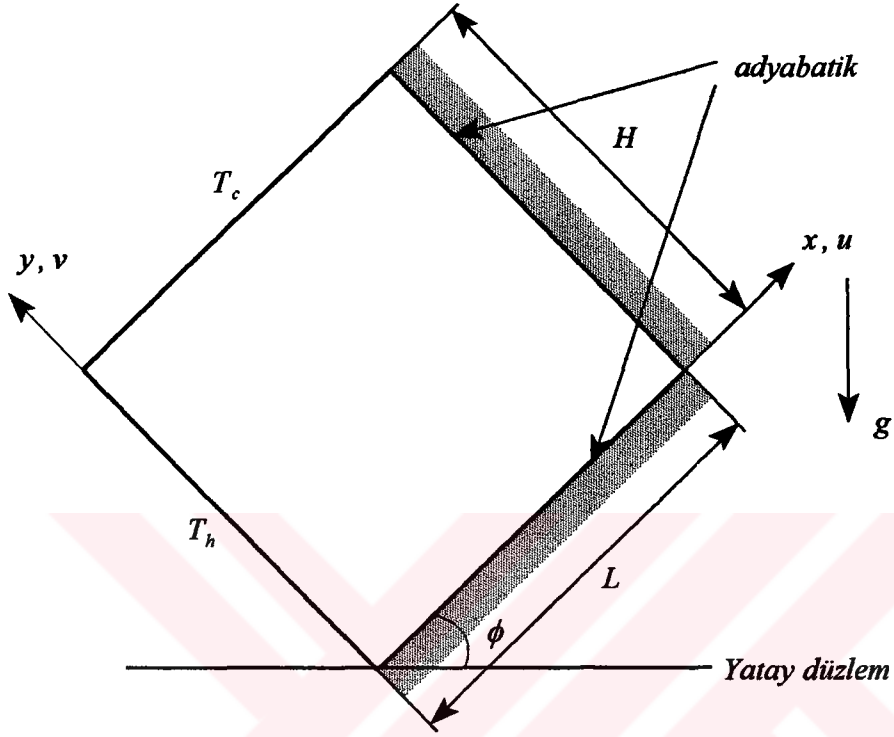
Kapalı ortamlar içerisindeki doğal taşınım için temel denklemler, kütle, momentum ve enerji için korunum denklemleridir. Sıkıştırılabilir, değişken özellikli bir akışkan için, bu denklemler vektör formunda şu şekilde verilir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{DV}{Dt} = \nabla \cdot \tau - \nabla \cdot p + \rho B \quad (2)$$

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \nabla \cdot q_c + S \quad (3)$$

Burada, ρ , akışkanın yoğunluğunu, t , zaman değişkenini, V , hız operatörünü, τ , gerilme tensörünü, p , statik basıncı, B , cisim kuvvetini (*body force*), c_p , akışkanın sabit basınçtaki özgül ısısını, T , sıcaklığı, q_c iletim akısını ve S ise kaynak terimini göstermektedir. Ayrıca, ∇ , basamak operatörünü (*gradient operator*), $\nabla \cdot$, diverjans operatörünü ve D/Dt toplam türevi ($\partial/\partial t + \nabla \cdot V$) göstermektedir. Bilinmeyenler V , p ve T için bu eşitlikleri tamamlamak için, ayrıca τ ve q_c için ilgili ifadeler, hal denklemi, transport özellik değişimleri ve B ve S ' nin yapısı hakkında bilgi sahibi



Şekil 6. Çalışmada incelenen geometri ve sınır koşulları.

olmak gerekmektedir. Çoğu doğal taşınım durumu için yutulma ve basınç işi terimleri küçük ve bu nedenle ihmal edilebilir olduğundan, (3) denkleminde yer almamaktadır. Newtonumsu bir Fourier akışkanı için, τ ve q_c ,

$$\tau = \mu \nabla V + \mu (\nabla V)^T, \quad q_c = k \nabla T \quad (4)$$

ile verilir. Burada, μ ; dinamik viskoziteyi, k ; ısı iletim katsayısını ve $()^T$ ise tranpozeyi göstermektedir.

Kapalı ortam doğal taşınım problemlerinde, akışı oluşturan sürücü kuvvet momentum denklemindeki cisim kuvveti vektörü B' dir. Bu kuvvet, yerçekimi, merkezkaç kuvveti, bir elektrostatik alan veya benzeri bir etki alanından kaynaklanmaktadır. Kapalı ortam doğal taşınım problemlerinde öncelikle baskın olan cisim kuvvet alanı, yerçekimidir. Bu durumda, cisim kuvveti vektörü B , yerçekimi vektörü g olmaktadır. Benzer şekilde, enerji denklemindeki hacimsel ısı kaynağı terimi değişik kaynaklardan ortaya çıkabilir: Isı üreten akışkan veya radyasyon yutan veya yayan bir akışkan.

Böylelikle, laminer doğal taşınım için iki boyutlu (x, y) kartezyen koordinat sisteminde kütle, momentum ve enerji için korunum kanunları şu denklemlerle verilir:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (5)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = F_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (6)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = F_y - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (7)$$

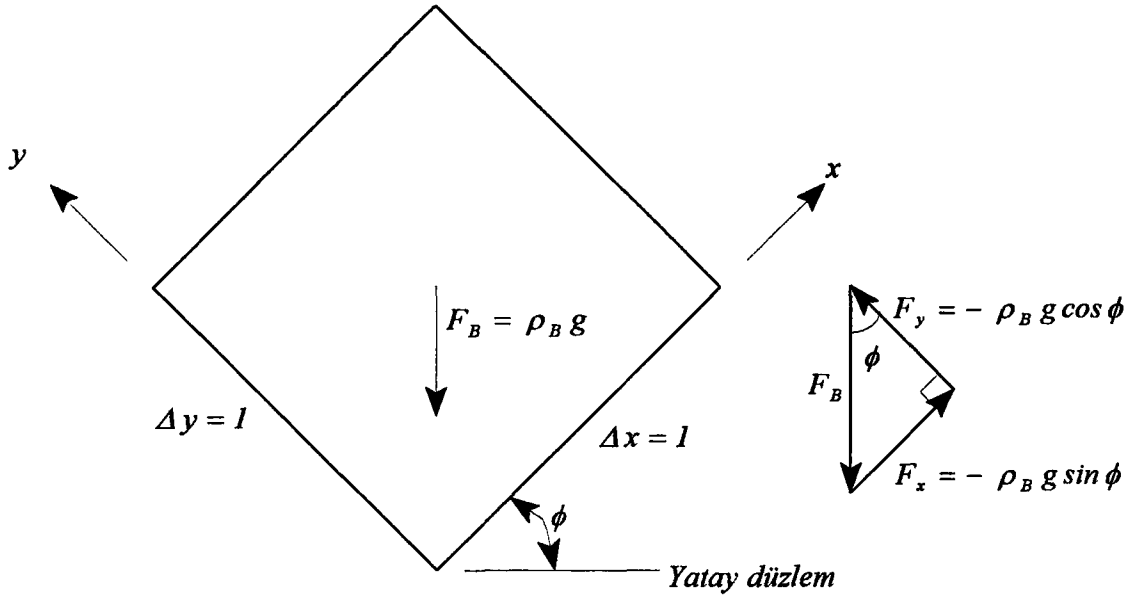
$$\rho c_p \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (8)$$

Bu denklemler sırasıyla, süreklilik denklemi, x ve y yönlerindeki momentum denklemleri ve enerji denklemidir. Doğal taşınım ile ilgili çalışmalarda, akış hızlarının çok düşük olması nedeniyle enerji denklemindeki sürtünme yutulması (*viscous dissipation*) terimi genelde ihmal edilmektedir. Bu eşitliklerdeki bağımlı değişkenler, x ve y yönündeki hızlar, $u(x, y)$ ve $v(x, y)$, basınç, $p(x, y)$, ve sıcaklık $T(x, y)$ ' dir. F_x ve F_y akışkan cisim kuvvetleridir. ρ , c_p , μ ve k büyüklükleri, sırasıyla, akışkanın yoğunluğunu, sabit basınçtaki özgül ısısını, moleküler viskozitesini ve ısı iletkenliğini göstermektedir. Yukarıda da bahsedildiği gibi, akışı oluşturan esas sürücü kuvvet cisim kuvveti terimleri F_x ve F_y dir. Akışkan hareketi ve ısı geçişinin eşzamanlı olarak birleştirilmesi bu terimler boyunca gerçekleştirilir. Şekil 7' den görüldüğü üzere, birim hacimdeki akışkan elemanı üzerinde toplam cisim kuvvetinin negatif düşey yöndeki bileşeni $\rho_B g$ kuvvetidir. Burada, ρ_B , sıcaklık bağımlı yoğunluk ve g ise yerçekimi ivmesidir. Koordinat yönlerindeki birim hacim akışkan elemanı üzerindeki cisim kuvvetleri,

$$F_x = -\rho_B g \sin \phi$$

$$F_y = -\rho_B g \cos \phi \quad (9)$$

Bu kuvvetleri akışkanın sıcaklığına bağlamak için çok iyi bilinen *Boussinesq yaklaşımı* uygulanmaktadır. Bu yaklaşım, küçük sıcaklık farkları için geçerli olup; cisim kuvveti terimindeki yoğunluk sıcaklıkla değişirken, temel denklemlerin kalan terimlerindeki yoğunluğun sabit olarak düşünülmesini öngörmektedir. Hacimsel ısı genleşme katsayısının, β , tanıtılmasıyla, (9) denklemindeki yoğunluk sıcaklıkla şu şekilde ilişkilendirilebilir:



Şekil 7. Birim hacimdeki akışkan elemanına etkiyen cisim kuvvetleri.

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho_B}{\partial T} \right)_p = \beta \quad (10)$$

Burada, ρ , akışkanın ortalama yoğunluğunu, ρ_B , değişen yoğunluğu ve p alt indisi, sabit basıncı göstermektedir. Bu denklemdeki türev için bir sonlu fark ilişkisi kullanılarak, yüzey kuvveti terimindeki yoğunluk,

$$\rho_B = -\rho \beta (T - T_i) + \rho_i \quad (11)$$

şeklinde yazılır. Burada i alt indisi, akışkanın bir referans durumunu göstermektedir. (11) denklemini, (9) denklemindeki yoğunluğa taşırsak, yüzey kuvveti terimleri şu şekilde yazılabilir:

$$F_x = (\rho \beta (T - T_i) - \rho_i) g \sin \phi$$

$$F_y = (\rho \beta (T - T_i) - \rho_i) g \cos \phi \quad (12)$$

(6) ve (7) denklemleri, (12) denkleminde verilen yüzey kuvveti terimleriyle yeniden düzenlenirse,

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = (\rho \beta (T - T_i) - \rho_i) g \sin \phi - \frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (13)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = (\rho \beta (T - T_i) - \rho_i) g \cos \phi - \frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (14)$$

(13) ve (14) denklemleri, (5) nolu süreklilik ve (8) nolu enerji denklemi ile birlikte kapalı ortamlardaki daimi-durum doğal taşınımı yöneten denklemleri oluştururlar.

2. 1. 1 Akım Fonksiyonu - Girdap Formülasyonu

Bu çalışmada, yukarıda verilen ilkel değişkenler (u , v , p ve T) cinsinden denklemlerin çözümü için akım fonksiyonu-girdap formülasyonu kullanılmıştır. Bu formülasyon kullanılarak bağımlı değişkenlerin, dolayısıyla denklemlerin sayısı dörtten üçe düşmektedir. Böylelikle hesaplamalar daha kısa sürede yapılabilmektedir. Formülasyonun esası, x -yönündeki momentum denkleminin y ile türevini almak, y -yönündeki momentum eşitliğinin ise x ile türevini almaktır. Türevi alınmış y momentum eşitliğinin, x momentum eşitliğinden çıkarılmasıyla basınç terimlerini ortadan kaldırılmış olmaktadır.

İki boyutlu kartezyen koordinat sistemi için girdap ifadesi,

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (15)$$

şeklinde yazılabilir. Ayrıca, akım fonksiyonu için,

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad , \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (16)$$

yazılır. Bu tanımlamalarla, kütle ve momentum denklemleri akım fonksiyonu-girdap şeklinde,

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\zeta \quad (17)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \nu \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) - \beta g \left(\frac{\partial T}{\partial y} \sin \phi - \frac{\partial T}{\partial x} \cos \phi \right) \quad (18)$$

olarak verilir. Bu denklemler akım fonksiyonu denklemi ve girdap transport denklemi olarak adlandırılır. Görüldüğü gibi, girdap transport denklemi zaman bağımlı şekilde verilmiştir. Bu şekilde verilmesinin amacı, hem zaman bağımlı problemlerle uğraşmak, hem de daimi problemleri, zaman bağımlıymiş gibi düşünüp (*false transient*) çözüme yardımcı olmaktır.

2. 1. 2 Boyutsuzlaştırma

Başka araştırmacıların yapmış oldukları çalışmalarla birlikte genellik sağlamak ve istenmeyen sayısal hatalara engel olmak için denklemlerin boyutsuz şekilde yazılması uygun olacaktır. Uzunluk, hız ve sıcaklık için ilgili referans büyüklükler seçilerek elde edilen ve bu çalışmada kullanılan boyutsuz büyüklükler şu şekilde tanımlanmıştır:

$$X = \frac{x}{H} \quad Y = \frac{y}{H}$$

$$U = \frac{u}{\alpha/H} \quad V = \frac{v}{\alpha/H}$$

$$\Psi = \frac{\psi}{\alpha} \quad \xi = \frac{\zeta}{\alpha/H^2}$$

$$\theta = \frac{T-T_c}{T_h-T_c}$$

$$\tau = \frac{t}{H^2/\alpha} \quad (19)$$

Şekil 6' da görüldüğü üzere, H , model yüksekliğini, T_h ve T_c ise, sırasıyla, sıcak ve soğuk duvar sıcaklıklarını göstermektedir. Bu boyutsuz büyüklüklerin kullanımı ile kütle, momentum ve enerjinin korunumu için yazdığımız denklemler akım fonksiyonu - girdap şeklinde boyutsuz olarak

$$\xi = \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} \right) \quad (20)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial \tau} + U \frac{\partial \xi}{\partial X} + V \frac{\partial \xi}{\partial Y} = Pr \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial Y^2} \right) - Gr Pr^2 \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \sin \phi - \frac{\partial \theta}{\partial X} \cos \phi \right) \quad (21)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \quad (22)$$

şeklinde ifade edilir. Burada görülen boyutsuz parametreler, Prandtl sayısı, Pr , ve Grashof sayısıdır, Gr , ve

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (23)$$

$$Gr = \frac{g \beta H^3 (T_h - T_c)}{\nu^2} \quad (24)$$

şeklinde tanımlanmışlardır. Doğal taşınım ile ilgili başka bir boyutsuz parametre Rayleigh sayısıdır, Ra , ve

$$Ra = Gr Pr \quad (25)$$

şeklinde tanımlanır.

2.2 Sınır Koşulları

Çalışmada kullanılan sınır koşulları, Şekil 6' dan görülmektedir. Bütün rijit duvar yüzeylerinde kaymayan akış koşulu, $u = v = 0$, sol yan ve üst duvarda eş sıcaklık ve sağ yan ve alt duvarda ise adyabatik sınır koşulu kullanılmıştır (eğim açısının 0° olması durumu). Kullanılan fiziksel sınır koşulları boyutlu şekilde şunlardır:

$$\begin{aligned}
 T = T_h \quad u = v = 0 \quad x = 0 \quad \text{ve} \quad 0 < y < H \\
 \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad u = v = 0 \quad x = L \quad \text{ve} \quad 0 < y < H \\
 \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad u = v = 0 \quad y = 0 \quad \text{ve} \quad 0 < x < L \\
 T = T_c \quad u = v = 0 \quad y = H \quad \text{ve} \quad 0 < x < L
 \end{aligned} \quad (26)$$

Bu sınır koşulları, boyutsuz şekilde yazılacak olursa,

$$\begin{aligned}
 \theta = 1 \quad U = V = 0 \quad X = 0 \quad \text{ve} \quad 0 < Y < 1 \\
 \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0 \quad U = V = 0 \quad X = a, \quad \text{ve} \quad 0 < Y < 1
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \quad U = V = 0 \quad Y = 0 \quad \text{ve} \quad 0 < X < a, \\ \theta = 0 \quad U = V = 0 \quad Y = 1 \quad \text{ve} \quad 0 < X < a, \end{aligned} \quad (27)$$

elde edilir.

Duvarlarda kaymayan akış koşulunun öngörülmesi, akım fonksiyonun, $\psi = \text{sabit}$ olmasını sağlar. Bundan dolayı, bütün duvarlarda bu değer rastgele olarak, $\psi = 0$ alınmıştır. Bu koşul, çözüm bölgesi içine veya dışına, belirli bir kütle girişinin veya çıkışının olmadığını göstermektedir.

Genelde, katı bir cidarda girdabın değeri, cidardaki bir nokta etrafında akım fonksiyonunun Taylor serisi açılımından faydalanılarak bulunur [238]. Girdap için duvarlardaki sınır koşulu yazılırken, (20) ifadesinden faydalanılmıştır. Bu ifadeden, akım fonksiyonu için, duvarın konumuna göre, bir üç-nokta ileri veya geri fark şekli kullanılarak girdap için sınır koşulu hesaplanmıştır. Bu ilişki,

$$\xi_w = \pm 2 \frac{(\Psi_{w\pm 1} - \Psi_w)}{\Delta n^2} + O(\Delta n) \quad (28)$$

ifadesi ile verilir. Burada, Δn ; duvar ile duvardan bir sonraki ağ noktası arasındaki ağ boyutunu, w , alt indisi duvarı göstermektedir. İşaretin + veya - olması ise n' nin negatif veya pozitif x veya y yönünde olmasına bağlıdır.

Literatürde, girdabın duvarlardaki değerlerini tamamlamak için farklı sınır koşulları da kullanılmaktadır. Örneğin, Wilkes ve Churchill [40], Roache [239] tarafından verilen ikinci dereceden bir formülasyon kullanmışlardır. Bu formülasyon, Ψ için duvar yakınında üçüncü dereceden bir polinom interpolasyonu kullanarak,

$$\xi_w = \pm \left(\frac{7\Psi_w - 8\Psi_{w\pm 1} + \Psi_{w\pm 2}}{2(\Delta n)^2} \right) + O(\Delta n)^2 \quad (29)$$

şeklinde yazılabilir. Buradaki ikinci dereceden doğruluk, sadece eşdağlı ağ yapılarında garanti edilmekte ve eş dağılı olmayan ağ sistemlerinde ise bu doğruluk derecesi ortadan kalkmaktadır. Bundan dolayı, ikinci dereceden formülasyon, sadece ağın eşdağlı olması durumunda kullanılabilir. Ayrıca, (28) eşitliğinin, $O(\Delta n)$ mertebesinde kesme hatası olmasına rağmen, (29) eşitliğiyle verilen, ikinci dereceden kesme hatasına sahip olan yöntemlerden genellikle daha kararlı çözümler verdiği literatürde verilmektedir [91]. Bu nedenle, bu çalışmada, duvarlardaki girdap ifadesi için, hem daha kararlı çözümler elde etmek, hem de gerek eşdağlı, gerekse eşdağlı olmayan ağ sistemlerinde kullanılacak bir genellik arz etmesi nedeniyle (28) eşitliği kullanılmıştır.

Köşerlerdeki girdap değerleri için, köşeye en yakın iki komşu duvardaki noktalardaki girdap değerlerinin ağırlıklı ortalaması kullanılmıştır.

2.3 Çözüm Yöntemi

Girdap, akım fonksiyonu ve sıcaklık cinsinden ifade edilen kütle, momentum ve enerjinin korunumu için boyutsuz şekildeki temel denklemler kartezyen koordinatlarda, ϕ bağımlı değişkeni için şu genel transport denklemiyle ifade edilebilir:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial\tau} + \left(\frac{\partial}{\partial X} \rho U \phi - \Gamma \frac{\partial\phi}{\partial X} \right) + \left(\frac{\partial}{\partial Y} \rho V \phi - \Gamma \frac{\partial\phi}{\partial Y} \right) = S(X, Y) \quad (29)$$

Burada, $S(X, Y)$; kaynak terimini, Γ ; bir değişme (*exchange*) katsayısını ve ρ ise bir sabiti temsil etmektedir. Herbir bağımlı değişken için kullanılan katsayılar Tablo 1'de verilmiştir.

Tablo 1. (29) nolu denklemdeki parametrelerin tanımlanması.

Fonksiyon	ϕ	ρ	Γ	$S(X,Y)$
Sıcaklık	θ	1	1	0
Girdap	ξ	1	Pr	$Ra Pr \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \cos \phi - \frac{\partial \theta}{\partial Y} \sin \phi \right)$
Akım fonksiyonu	Ψ	0	1	ξ

Çalışmada, hem eşdağlı (*uniform*), hem de eşdağlı olmayan (*non-uniform*) bir ağ yapısı kullanılmıştır. Eşdağlı olmayan bir ağ yapısı Şekil 8' de şematik olarak verilmiştir. Bu şekilde, ağ büyüklüklerinin sabit kalması ($\Delta X1 = \Delta X2$ ve $\Delta Y1 = \Delta Y2$) durumunun eşdağlı bir ağ yapısına karşılık geldiği açıktır. Herbir hesaplama için kullanılan ağ şu kriterler gözönünde bulundurularak seçilmiştir:

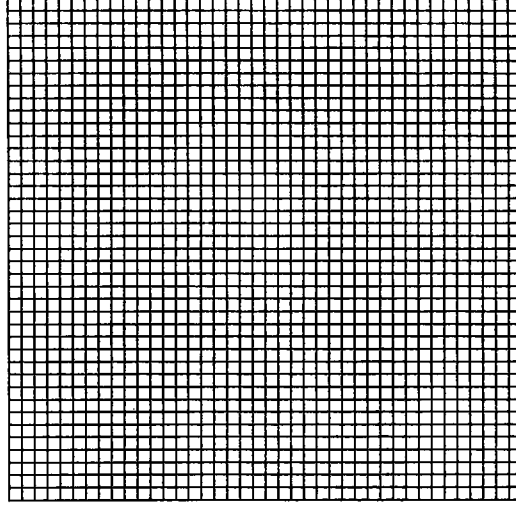
- Sayısal doğruluk,
- Kararlılık,
- Hesaplama zamanı.

Duvarlara yakın bölgede fonksiyonların basamakları yüksek olduğundan, bu bölgelerde oldukça sık bir ağ yapısı tanımlanmalıdır. Bu gerek şart dikkate alınarak, çalışmada kullanılan eşdağlı olmayan ağ ;

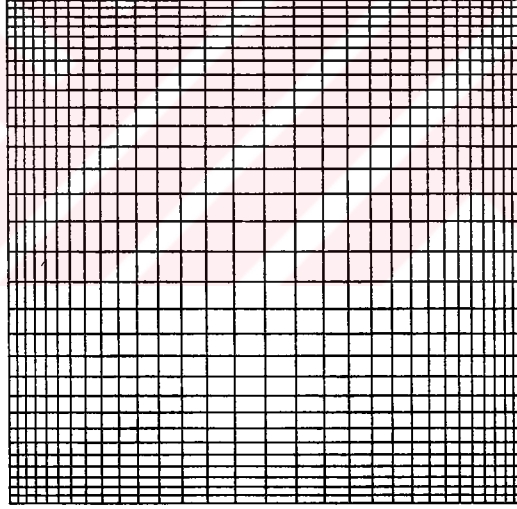
$$S_{n+1} = S_n + \Delta S_n$$

$$\Delta S_n = \lambda \Delta S_{n-1} \quad \text{veya} \quad \frac{\Delta S_n}{\lambda} \quad (30)$$

eşitliği ile tanımlanmıştır. Burada, S , yerel konumu, ΔS_n , ağ genişliğini, λ , ağ genişletme veya daraltma faktörünü ve n ise X veya Y koordinatını göstermektedir. ΔS_n 'i veren eşitliğin sağ tarafı duvardan uzaklaşılmasına veya duvara yaklaşılmasına bağlıdır. Bu çalışmada, X veya Y pozitif yönünde, uzunluğun veya yüksekliğin yarısına kadar, λ 'nın çarpım şeklinde olduğu birinci ifade (ağ



(a)



(b)

Şekil 8. Çalışmada kullanılan eşdağılı ve eşdağılı olmayan ağ yapıları için birer örnek.
(a) 41x41' lik eşdağılı, (b) 31x31' lik eşdağılı olmayan bir ağ yapısı.

yarısından sonra, λ' nın bölen şekilde olduğu ikinci ifade (ağ daralması) kullanılmıştır. λ ise 1.1-1.2 arasında seçilmiştir. Bu eşitlik kullanılarak, sıcaklık ve hız için yüksek basamakların beklenildiği kapalı ortamın katı duvarları yakınında yoğunluğu daha yüksek bir ağ yapısı tanımlanmaktadır. Çalışmada kullanılan eşdağlı ve eşdağlı olmayan ağ yapıları için birer örnek Şekil 8' de verilmiştir. Şekil 8a 41x41' lik eşdağlı bir ağ yapısını, Şekil 8b ise 31x31' lik eşdağlı olmayan bir ağ yapısını göstermektedir.

Sonlu farklar yönteminde türevler için Taylor serisi açılımından yararlanılmaktadır. Eşdağlı olmayan bir ağ yapısı için (Şekil 9) bir (i, j) noktası civarında bu açılımlar,

$$\phi_{i-1,j} = \phi_{i,j} - \left. \frac{\partial \phi}{\partial X} \right|_{i,j} \Delta X1_{i,j} + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} \right|_{i,j} (\Delta X1_{i,j})^2 + HOT(\Delta X1_{i,j})^3$$

$$\phi_{i+1,j} = \phi_{i,j} + \left. \frac{\partial \phi}{\partial X} \right|_{i,j} \Delta X2_{i,j} + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} \right|_{i,j} (\Delta X2_{i,j})^2 + HOT(\Delta X2_{i,j})^3$$

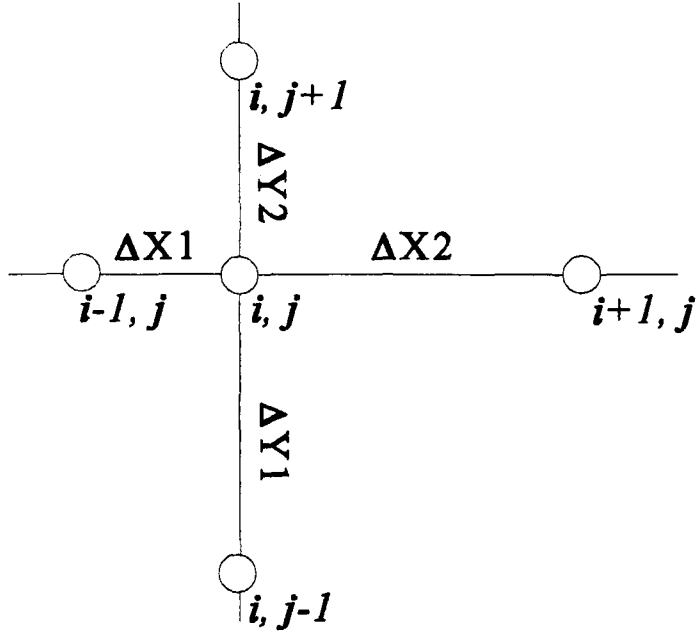
$$\phi_{i,j-1} = \phi_{i,j} - \left. \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right|_{i,j} \Delta Y1_{i,j} + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2} \right|_{i,j} (\Delta Y1_{i,j})^2 + HOT(\Delta Y1_{i,j})^3$$

$$\phi_{i,j+1} = \phi_{i,j} + \left. \frac{\partial \phi}{\partial Y} \right|_{i,j} \Delta Y2_{i,j} + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2} \right|_{i,j} (\Delta Y2_{i,j})^2 + HOT(\Delta Y2_{i,j})^3$$

(31)

(31) denkleminde verilen açılımlardan faydalanılarak, birinci ve ikinci mertebeden türevler için ilgili açılımlar elde edilebilir.

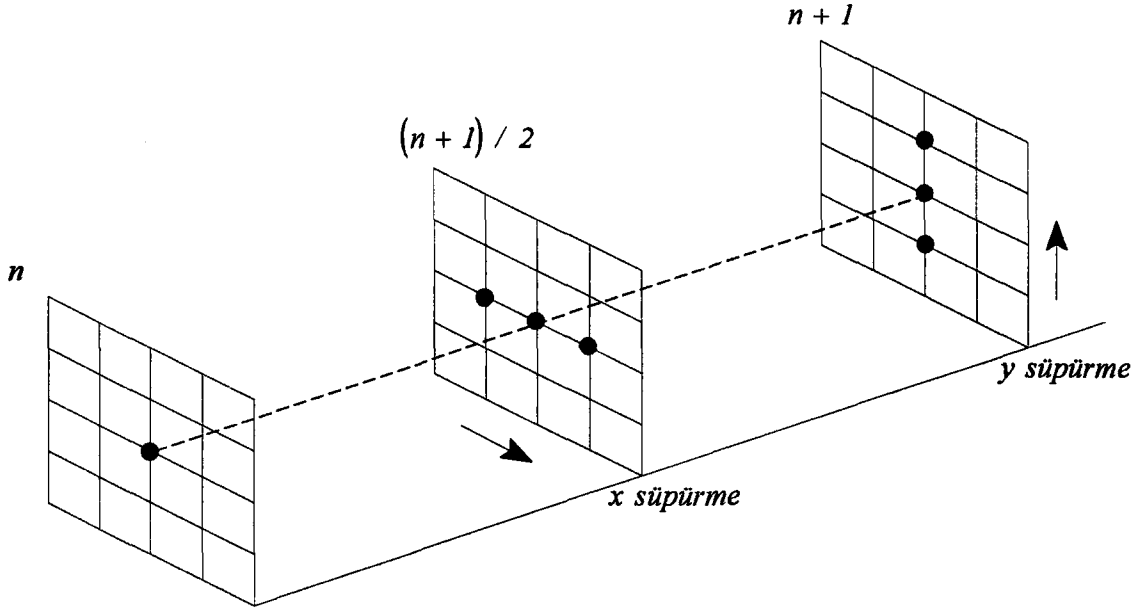
Çalışmada, girdap transport ve enerji denklemi için *ADI (Alternating Direction Implicit) yöntemi* kullanılırken, akım fonksiyonu denkleminin çözümünde *SOR (Successive Over-Relaxation) yöntemi* kullanılmıştır.



Şekil 9. Eşdağılı olmayan sonlu fark ağının şematik gösterimi.

2.3.1 ADI Yöntemi

ADI, girdap transport ve enerji denkleminin çözümünde en yaygın şekilde kullanılan yöntemdir. Bu yöntem, ilk olarak Peaceman ve Rachford [240] ve Douglas ve Rachford [241] tarafından önerilmiştir. ADI' deki yaklaşımın ana esası, bir zaman bağımlı problemi iki eşit zaman adımı üzerinden iki probleme bölmektir. Birinci yarı zaman adımında, x yönündeki türevler kapalı (*implicit*) şekilde ifade edilirken, y yönündeki türevler açık (*explicit*) bir şekilde ifade edilmektedir. İkinci yarı zaman adımında ise, y yönündeki türevler kapalı olarak ifade edilirken, x yönündekiler açık olarak ifade edilmektedir (Şekil 10). Bu şekil bir formülleme *Thomas algoritması* ile hızlı bir şekilde çözülebilecek *tridiagonal matrislere* yol vermektedir [242].



Şekil 10. ADI yönteminde hesaplama şeklinin şematik gösterimi [243].

Bu giriş bilgisinden sonra (29) eşitliğiyle verilen genel ifade, ADI yaklaşımı ile yazılacak olursa, herbir yarı zaman adımı için şu denklemler elde edilir:

Birinci yarı zaman adımı:

$$\rho \frac{\phi_{i,j}^* - \phi_{i,j}^n}{\Delta\tau/2} + \rho U_{i,j}^n \frac{\phi_{i+1,j}^* - \phi_{i-1,j}^*}{\Delta X_{1,i,j} + \Delta X_{2,i,j}} + \rho V_{i,j}^n \frac{\phi_{i,j+1}^n - \phi_{i,j-1}^n}{\Delta Y_{1,i,j} + \Delta Y_{2,i,j}} - 2\Gamma \left(\frac{\phi_{i+1,j}^* + SX_{i,j} \phi_{i-1,j}^* - (1 + SX_{i,j}) \phi_{i,j}^*}{\Delta X_{1,i,j} (SX_{i,j}^2 + SX_{i,j})} + \frac{\phi_{i,j+1}^n - SY_{i,j} \phi_{i,j-1}^n - (1 + SY_{i,j}) \phi_{i,j}^n}{\Delta Y_{1,i,j} (SY_{i,j}^2 + SY_{i,j})} \right) - SU_{i,j}^n = 0 \quad (32)$$

İkinci yarı zaman adımı:

$$\rho \frac{\phi_{i,j}^{n+1} - \phi_{i,j}^*}{\Delta\tau/2} + \rho U_{i,j}^* \frac{\phi_{i+1,j}^* - \phi_{i-1,j}^*}{\Delta X 1_{i,j} + \Delta X 2_{i,j}} + \rho V_{i,j}^* \frac{\phi_{i,j+1}^{n+1} - \phi_{i,j-1}^{n+1}}{\Delta Y 1_{i,j} + \Delta Y 2_{i,j}} - 2\Gamma \left(\frac{\phi_{i+1,j}^* + SX_{i,j} \phi_{i-1,j}^* - (1 + SX_{i,j}) \phi_{i,j}^*}{\Delta X 1_{i,j} (SX_{i,j}^2 + SX_{i,j})} + \frac{\phi_{i,j+1}^{n+1} - SY_{i,j} \phi_{i,j-1}^{n+1} - (1 + SY_{i,j}) \phi_{i,j}^{n+1}}{\Delta Y 1_{i,j} (SY_{i,j}^2 + SY_{i,j})} \right) - SU_{i,j}^n = 0 \quad (33)$$

Burada, üst indis * ile, ara zaman adımındaki değerler gösterilmektedir. $SX_{i,j}$ ve $SY_{i,j}$ sırasıyla x ve y yönleri için ağ genişleme veya daralma oranlarını göstermekte olup,

$$SX_{i,j} = \Delta X 2_{i,j} / \Delta X 1_{i,j}$$

$$SY_{i,j} = \Delta Y 2_{i,j} / \Delta Y 1_{i,j} \quad (34)$$

şeklinde tanımlanmışlardır. Burada,

$$\Delta X 1_{i,j} = \Delta X_{i-1,j} \quad \Delta X 2_{i,j} = \Delta X_{i+1,j} \quad \Delta Y 1_{i,j} = \Delta Y_{i,j-1} \quad \Delta Y 2_{i,j} = \Delta Y_{i,j+1} \quad (35)$$

olarak tanımlanmaktadır. $SU_{i,j}^n$ ise girdap transport ve enerji terimi için şu değerleri almaktadır:

Girdap transport denklemi için;

$$SU_{i,j}^n = Gr Pr \left(\frac{\theta_{i+1,j}^n - \theta_{i-1,j}^n}{\Delta X 1_{i,j} + \Delta X 2_{i,j}} \sin \phi - \frac{\theta_{i,j+1}^n - \theta_{i,j-1}^n}{\Delta Y 1_{i,j} + \Delta Y 2_{i,j}} \cos \phi \right) \quad (36)$$

Enerji denklemi için;

$$SU_{i,j}^n = 0 \quad (37)$$

Yukarıdaki denklemlerde, zaman terimi hariç bütün türevler için merkezi fark açılımı kullanılmıştır. Çalışmada genel olarak ise, zaman türevi için yine yukarıda verildiği şekliyle bir ileri yön açılımı, ikinci dereceden konum (yayılm terimleri) ve kaldırma kuvveti türevleri için merkezi fark yaklaşımı, birinci dereceden konum türevleri (taşınım terimleri) için ise merkezi fark yaklaşımı yanında upwind ve hybrid yaklaşımları da kullanılmıştır. Bu yaklaşımların ana esası bir sonraki alt bölümde verilmektedir.

2. 3. 2 Taşınım Terimlerinin Açılımı İçin Kullanılan Yaklaşımlar

Bu çalışmada, taşınım terimleri için farklı yaklaşımlar denenmiş ve bunlardan en uygun olan hesaplamalarda kullanılmıştır. Bu yaklaşımlar yukarıda verilen *merkezi fark yaklaşımı*, *upwind yaklaşımı* ve *hybrid yaklaşımı*dır. (32) ve (33) denklemlerinde verildiği üzere, merkezi fark yaklaşımında taşınım terimleri için bir merkezi fark açılımı kullanılmaktadır.

Upwind yaklaşımında ise, açılımlar yazılırken hız değerleri gözönüne alınır. Pozitif hızlar için geri fark açılımı kullanılırken, negatif hızlar için ileri fark açılımı kullanılmaktadır. Esasen, iki ağ noktası arasındaki taşınım özelliği, iki noktadaki değerlerin ortalaması yerine upwind değeri olarak alınmaktadır.

Hybrid yaklaşımında ise, bir *ağ Reynolds sayısı* veya *Peclet sayısı* ana belirleyici etken olarak tanımlanmaktadır. Düşük potansiyel değerlerinde (zorlanmış taşınım için *Reynolds sayısı* - doğal taşınım için *Grashof sayısı*) yayılım (difüzyon) daha baskındır ve merkezi farkın kullanılması daha uygundur. Yüksek potansiyel değerlerinde ise taşınım daha baskındır ve upwind yaklaşımı daha uygundur. Hybrid yaklaşımı, merkezi yaklaşım ve upwind yaklaşımını birleştirmektedir. Ağ Reynolds sayısı veya Peclet sayısı olarak tanımlanan değer 2' den büyük olduğunda, merkezi fark yaklaşımından upwind fark yaklaşımına dönmektedir. Ağ Reynolds sayısı veya Peclet sayısı,

$$Re_{ağ} = |U| \Delta X / \Gamma \quad \text{veya} \quad |V| \Delta Y / \Gamma \quad (38)$$

şeklinde tanımlanmaktadır. Hybrid yaklaşımı, literatürde de verildiği üzere upwind yaklaşımının kararlılığı ile merkezi fark yaklaşımının doğruluğunu birleştirdiğinden tercih edilmektedir [244]. Çalışmada herbir yaklaşım sırayla denenmiş ve elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır. Merkezi fark yaklaşımı küçük potansiyel değerleri için oldukça doğru sonuçlar vermesine karşın, yüksek potansiyel değerlerinde kararlılık problemleri doğurmaktadır. Upwind yaklaşımı ile çok yüksek potansiyel değerlerinde dahi oldukça kararlı sonuçlar elde edilmesine rağmen, muhtemel olan yanlış yayılım (*false diffusion*) nedeniyle elde edilen sonuçların doğruluğundan şüphe duyulmaktadır. Bu etki daha ince bir ağ yapısıyla azaltılabilir. Ancak, bu durumda da, kararlı çözümler elde etmek için gerekli süre artmaktadır. Hybrid yaklaşımı ise bu her iki yaklaşımın mahzurlarını ortadan kaldırıp, üstünlüklerini birleştirmektedir.

2. 3. 3 SOR Yöntemi

Çalışmada akım fonksiyonu denkleminin çözümünde *SOR* (*Successive- Over Relaxation*) yöntemi kullanılmıştır. Bu yöntemin esası birçok kitapta verilmektedir. SOR yöntemi, 1950' lerde Gauss-Seidel yönteminin bir extrapolasyonu olarak geliştirilmiştir [245]. Bu yöntem, özellikle denklem sayısı çok fazla olduğunda ve sistemin katsayılar matrisi *sparse* olduğunda, başka bir deyişle, elemanların çoğu 0 olduğunda Gauss yok etme (*Gauss elimination*) gibi direkt (*direct*) yöntemlere göre önemli avantaj sağlamaktadır. Herhangi bir iteratif yöntem gibi, SOR, matrisin sadece 0 olmayan elemanları için çalışır ve bundan dolayı matrisin *sparse* olma avantajını kullanmaktadır. Buna karşın, direkt yöntemler hesaplama sırasında sıfır olan elemanların yerinde sıfır olmayan elemanları alır ve bundan dolayı, depolama gereksinimleri artar ve verim azalır.

(17) numaralı eşitlikle verilen akım fonksiyonu denklemi, eşdağlı olmayan bir ağ yapısı için ayrıştırılıp, Gauss- Seidel yöntemi ile çözülecek şekilde düzenlenirse,

$$\Psi_{i,j}^n = \frac{1}{\left(\frac{2(1+SX_{i,j})}{AX_{i,j}} + \frac{2(1+SY_{i,j})}{AY_{i,j}} \right)} \left(\frac{2}{AX_{i,j}} (\Psi_{i+1,j}^n + SX_{i,j} \Psi_{i-1,j}^{n+1}) + \frac{2}{AY_{i,j}} (\Psi_{j+1}^n + SY_{i,j} \Psi_{i,j-1}^{n+1}) + \xi_{i,j}^n \right)$$

Burada,

$$AX_{i,j} = \Delta XI_{i,j}^2 (SX_{i,j} + SX_{i,j}^2)$$

ve

$$AY_{i,j} = \Delta YI_{i,j}^2 (SY_{i,j} + SY_{i,j}^2) \quad (39)$$

Burada, n ve $n+1$ ardışık iki iterasyon seviyesini göstermektedir. SOR yöntemi, Gauss-Seidel yöntemi ile elde edilen yukarıdaki değeri,

$$\Psi_{i,j}^{n+1} = (1-w)\Psi_{i,j}^n + w\Psi_{i,j}^{GS} \quad (40)$$

şeklinde extrapole etmektedir. Burada, w bir sonraki alt bölümde de açıklanacağı gibi, üst-gevşetme faktörü olup, $1 < w < 2$ aralığında değerler almaktadır. $w=1$ için bu formülasyonunun, Gauss Seidel yöntemini vereceği açıktır. En az iterasyonu veren, w 'nin optimum değerinin belirlenmesi oldukça önemlidir. Bu konuya, bir sonraki alt bölümde değinilmiştir.

Bu çalışmada yakınsamayı hızlandırmak için akım fonksiyonu denklemi ara zaman adımında da çözümlenerek, ikinci yarı zaman adımında ara zaman adımındaki değerler kullanılarak bulunan ara hızlar kullanılmıştır.

2. 3. 4 Gevşetme (Relaxation)

Yakınsamaya yardımcı olmak, başka bir deyişle iraksamayı önlemek için isminden de anlaşıldığı gibi, SOR yönteminde bir üst gevşetme (*over-relaxation*) parametresi, w , kullanılmıştır. Girdap transport denkleminin çözümünde ise bir alt gevşetme (*under-relaxation*) parametresi kullanılmıştır. Enerji denkleminin çözümünde ise böyle bir parametreye ihtiyaç duyulmamıştır. Bu parametre, denklemlere

$$\phi_{i,j}^* = \phi_{i,j}^n + w (\phi_{i,j}^* - \phi_{i,j}^n) \quad (41)$$

şeklinde uyarlanmıştır. w için optimum değerler herbir durum için *deneme ve yanılma* yoluyla bulunmuştur. Bulunan bu değerler, Tablo 2' de verilmiştir. Görüldüğü gibi bu değerler sabit bir değerler olmayıp belirli aralıklarda değişmektedir. Gevşetme parametresinin bu aralıklarda alacağı değer, özellikle ağ noktası sayısından (başka bir deyişle, ağ büyüklüğünden) önemli derecede etkilendiği görülmüştür. Bu nedenle, optimum değer belirlenirken, herhangi bir ağ yapısı için, en küçük Rayleigh sayısında belirlenen değer, daha büyük Rayleigh sayılarında aynı şekliyle kullanılmıştır. Örneğin, 31×31 ' lik eşdağlı olmayan bir ağ yapısı için bu değer, girdap transport denklemi için 0.5 iken, akım fonksiyonu için, 1.85 olarak belirlenmiştir.

Tablo 2. Gevşetme faktörü için kullanılan optimum değerler.

ϕ	θ	ξ	Ψ
w_{opt}	-	$0.4 - 0.6$	$1.7 - 1.9$

Dirichlet tipi sınır koşullarına maruz bir Laplace denkleminin çözümünde, en az sayıda iterasyonu veren gevşetme faktörü w' nin optimum değeri, şu formülasyonla hesaplanabilir [246]:

$$w_{opt} = \frac{2}{1 + (1 - \rho_j^2)^{1/2}} \quad (42)$$

Burada, ρ_j Jacobi yönteminin spektral çapı olup,

$$\rho_j = \frac{1}{1/(\Delta X)^2 + 1/(\Delta Y)^2} \left(\frac{1}{(\Delta X)^2} \cos \frac{\pi}{N_x} + \frac{1}{(\Delta Y)^2} \cos \frac{\pi}{N_y} \right) \quad (43)$$

Burada, N_x ve N_y , eş dağılı bir ağ yapısı için x ve y yönlerindeki ağ noktası sayısıdır. Bu çalışmada, hem Dirichlett, hem de Neuman tipinde sınır koşulu içeren, akım fonsiyonunu veren Poisson denklemi için bu ifade eşdağılı bir ağ yapısının kullanılması durumunda denenmiştir. Örneğin, 41x41' lik bir eşdağılı ağ yapısı için kullanıldığında ($N_x=41$, $N_y=41$, $\Delta X=0.025$, $\Delta Y=0.025$), ρ_j ve w_{opt} için şu değerler elde edilmiştir:

$$\rho_j = 0.9970658 \quad , \quad w_{opt} = 1.8577877$$

Elde edilen bu değerlerin, aynı durum için deneme-yanılma yoluyla elde edilenlerle uyum sağladığı görülmüştür. Eşdağılı ağ kullanımı durumunda, diğer ağ boyutlarında, yukarıdakine benzer şekilde, (42) ve (43) eşitliklerinden gevşetme parametresinin optimum değeri belirlenmiştir.

2.3.5 Yakınsama Kriteri

Çalışmada yakınsamayı kontrol etmek için

$$\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \left| \phi_{i,j}^* - \phi_{i,j}^n \right| \leq \varepsilon_{yk} \quad (44)$$

şeklinde bir yakınsama kriteri tanımlanmıştır. Bu kriter daimi çözümlerde, daimi çözüme ulaşıp ulaşılmadığının bir ölçüsüdür. ϕ bağımlı değişkene karşılık gelip, Ψ , ξ ve θ '

yı temsil etmektedir. Burada ϵ_{yk} , seçilen bir yakınsama parametresi olup, ağ ve Rayleigh sayısına göre farklı değerler almıştır. Bu değerın yakınsak, doğru sonuçların elde edilebileceği bir değerin ötesinde azaltılması sonuçları önemli derecede etkilemezken, toplam olarak hesaplama için harcanması gereken zamanı artırmaktadır. Bu çalışmada bu değer, $10^5 - 10^2$ arasında değiştirilmiştir.

2. 3. 6 Hız Bileşenlerinin Hesaplanması

x ve y yönündeki yatay ve düşey boyutsuz hız bileşenleri, U ve V , (16) denklemindeki boyutlu şekilleri,

$$U = \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \quad , \quad V = -\frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (45)$$

şeklinde boyutsuz şekle dönüştürülmüştür. Akım fonksiyonu alanı belirlendikten sonra, yukarıdaki hız eşitlikleri için bir merkezi fark açılımı yazılarak, kolay bir şekilde hız alanları belirlenmiştir. Bu açılımlar,

$$U_{i,j} = \frac{\Psi_{i,j+1} - \Psi_{i,j-1}}{\Delta Y1_{i,j} + \Delta Y2_{i,j}}$$

$$V_{i,j} = \frac{\Psi_{i-1,j} - \Psi_{i+1,j}}{\Delta X1_{i,j} + \Delta X2_{i,j}} \quad (46)$$

şeklinde yazılmıştır.

2. 3. 7 Nusselt Sayısı

Mühendislik bakış açısından, kapalı ortam içerisindeki akışın en önemli özelliği kapalı ortam boyunca olan ısı geçiştir. Eş sıcaklıklı duvarlardaki (sıcak ve soğuk duvarlar), duvarlardan olan ısı geçişini gösteren yerel Nusselt sayısı, sıcak ve soğuk duvarlar için sırasıyla,

$$Nu_y = - \left. \frac{\partial \theta}{\partial X} \right|_{\text{duvar}} \quad (47)$$

$$Nu_x = - \left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{\text{duvar}} \quad (48)$$

bağıntılarıyla verilir. İfadelerden de görüldüğü üzere, birinci dereceden türevler için, duvarın konumuna göre ileri veya geri fark açılımı uygulanarak duvar boyunca olan yerel Nusselt sayısı belirlenir. Eşdağlı bir ağ durumu için ileri veya geri fark şekli yerine sıcaklığın birinci dereceden türevi için üçüncü dereceden bir sonlu fark şekli tanımlanabilir:

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial n} \right)_{\text{duvar}} = \frac{-\theta_{k+2} + 6\theta_{k+1} - 3\theta_k - 2\theta_{k-1}}{6 \Delta n} \quad (49)$$

Burada, k duvar üzerindeki düğüm noktasını göstermekte olup, i ve j 'yi temsil etmektedir. n ise x ve y 'ye karşılık gelmektedir. (49) eşitliğindeki θ_{k-1} noktası hayali bir noktadır ve sıcak ve soğuk duvarlar için enerji eşitliği yazılarak (yüzey enerji dengesinden) [247] hesaplanır. Bu,

$$\theta_m = 0 \quad (50)$$

ifadesini verir. Bu ifade için ikinci dereceden bir merkezi fark kullanılarak, θ_{k-1} için,

$$\theta_{k-1} = 2\theta_k - \theta_{k+1} \quad (51)$$

ifadesi elde edilir. (45) eşitliği ile verilen bu değer (43) denkelemine taşınırsa,

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial n} \right)_{\text{duvar}} = \frac{-7\theta_k + 8\theta_{k+1} - \theta_{k+2}}{6 \Delta n} \quad (52)$$

elde edilir. Böylece duvarlardaki yerel Nusselt sayısı,

$$Nu_n = \frac{7\theta_k - 8\theta_{k+1} + \theta_{k+2}}{6 \Delta n} \quad (53)$$

şeklinde ifade edilebilir. Eşdağılı olmayan ağ durumunda ise, duvarın konumuna göre

$$Nu_Y = - \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)_{X=0} = \frac{\theta_{1,j} - \theta_{2,j}}{\Delta X 2_{1,j}} \quad (54)$$

$$Nu_X = - \left(\frac{\partial \theta}{\partial Y} \right)_{Y=1} = \frac{\theta_{i,jN-1} - \theta_{i,jN}}{\Delta Y 1_{i,jN}} \quad (55)$$

Görüldüğü üzere (54) ve (55) numaralı eşitlikler, O (n) derecesinden bir doğruluğa sahiptir. Sıcaklık basamağı için birinci dereceden doğruluğa sahip bu ileri veya geri fark yerine ikinci dereceden, O(n²), doğruluk derecesine sahip bir merkezi fark açılımı kullanılırsa, X=0' daki duvarda,

$$Nu_Y = - \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)_{X=0} = \frac{\theta_{0,j} - \theta_{2,j}}{\Delta X 1_{1,j} + \Delta X 2_{1,j}} \quad (56)$$

eşitliği elde edilir. Yine yüzey enerji dengesini kullanarak, hayali $\theta_{0,j}$ noktası için (50) eşitliğinden,

$$\theta_{0,j} = 2\theta_{1,j} - \theta_{2,j} \quad (57)$$

Bu değer (56) eşitliğinde yerine taşınırsa,

$$Nu_Y = \frac{2(\theta_{1,j} - \theta_{2,j})}{\Delta X 1_{1,j} + \Delta X 2_{1,j}} \quad (58)$$

elde edilir. Elde edilen bu ifade ikinci dereceden doğruluk derecesine sahiptir. Dikkat edilirse, $\Delta X 1_{1,j} = \Delta X 2_{1,j}$ alınırsa, (58) ifadesi, (54) ifadesine dönüşecektir. Bu bağlamda, birinci dereceden bir doğruluk derecesine sahip olduğu verilen (54) eşitliğinin, aslında ikinci dereceden bir doğruluğa sahip olduğu anlaşılır.

Sıcak ve soğuk duvarlar için ortalama Nusselt sayıları ise,

$$\overline{Nu_Y} = \int_0^l Nu_Y dY \quad (59)$$

$$\overline{Nu_X} = \frac{1}{a_r} \int_0^{a_r} Nu_X dX \quad (60)$$

integralleriyle hesaplanır. Bu integraller *Simpson kuralı* kullanılarak sayısal integrasyonla hesaplanabilir [248].

2. 4 Geliştirilen Bilgisayar Programının Tanıtılması

Bu çalışmada, eğik dikdörtgensel kapalı ortamlardaki daimi ve geçici rejimde laminar doğal taşınımı çözmek için bir bilgisayar programı geliştirilmiştir. Program, FORTRAN programlama dilinde yazılmıştır.

Uygun bir zaman adımı $\Delta \tau$ seçildikten sonra, (n) seviyesinden $(n+1)$ seviyesine zamanın ilerletilmesi için şu süreç izlenmiştir:

1. Zamanı ilerlet, $\tau^{(n+1)} = \tau^{(n)} + \Delta \tau$.
2. $\theta_{ij}^{(n+1)}$ değerlerini bulmak için enerji denklemini çöz (ADI).
3. $\theta_{ij}^{(n+1)}$ değerlerini kullanarak, $\xi_{ij}^{(n+1)}$ değerlerini bulmak için girdap transport denklemini çöz (ADI).
4. $\xi_{ij}^{(n+1)}$ değerlerini kullanarak $\Psi_{ij}^{(n+1)}$ değerlerini bulmak için akım fonksiyonu denklemini çöz (SOR).
5. $\Psi_{ij}^{(n+1)}$ değerlerini kullanarak duvarlardaki ξ_{wall} girdap değerlerini hesapla.
6. $\Psi_{ij}^{(n+1)}$ değerlerini kullanarak $U_{ij}^{(n+1)}$ ve $V_{ij}^{(n+1)}$ hız değerlerini hesapla.
7. Yakınsama kriterini kontrol et.
8. Yakınsamanın sağlanıp, sağlanmamasına göre hesaplamaları durdur veya başa dönerek hesaplamalara devam et.

3. BULGULAR VE TARTIŞMA

3. 1 İletim

Şekil 6' de verilen kapalı ortam içerisindeki doğal taşınımın incelenmesine geçmeden önce, akışkan hareketinin ortaya çıkmadığı, dolayısıyla enerji geçişinin sadece iletimle olduğu durumu incelemek faydalı olacaktır. İzafi olarak daha basit bir çevre içerisindeki transport prosesinde mevcut fiziksel mekanizmaların çalışılması oldukça önemlidir. Ayrıca, aranan bu iletim çözümü, hem programın doğruluğunun onaylanması, hem de taşınım durumunda ortaya çıkan ısı geçiş mekanizmalarının daha iyi bir biçimde anlaşılmasında faydalı olacaktır.

Akışkan hareketi olmaması durumunda (22) nolu enerji denklemi

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} = 0 \quad (61)$$

veya kısa gösterimle

$$\nabla^2 \theta = 0 \quad 0 < Y < 1, \quad 0 < X < 1 \quad (62)$$

şeklinde ifade edilir. Bu denklem iletim durumu için temel denklem olup, "Laplace denklemi" diye bilinir. İkinci dereceden, eliptik bir yapıya sahip bu denklem, çözüm için her iki yönde iki sınır koşuluna ihtiyaç duymaktadır. Bu sınır koşulları:

$$X = 0' \text{ da} \quad \theta = 1$$

$$X = 1' \text{ de} \quad \frac{\partial \theta}{\partial X} = 0$$

$$Y = 0' \text{ da} \quad \frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0$$

$$Y = 1' \text{ de } \theta = 0 \quad (63)$$

Değişkenlere ayırma (*Seperation of variables*) yöntemi [249,250] kullanılarak (61) denklemini (63) ile verilen sınır koşulları ile birlikte çözülerek,

$$\theta(X, Y) = 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin \beta_m}{\beta_m \cosh \beta_m} \cosh \beta_m (1-X) \cos \beta_m Y \quad (64)$$

ifadesi elde edilmiştir. Burada β_m ,

$$\cos \beta_m = 0 \quad (65)$$

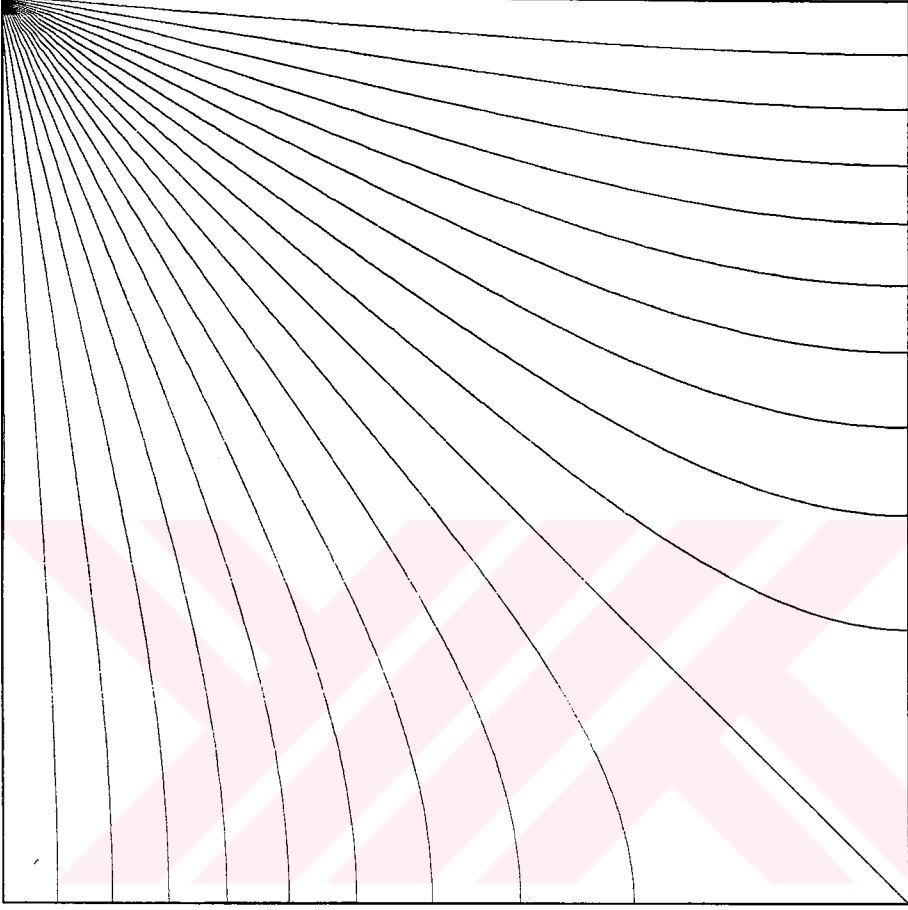
ifadesinin pozitif kökleridir. Buradan,

$$\beta_m = \frac{(2m-1)\pi}{2} \quad (66)$$

olarak belirlenmiştir.

Şekil 11' de bu ifadeden elde edilen sıcaklık alanı verilmektedir. Görüldüğü üzere, akışkan hareketinin gözönüne alınmadığı iletim rejimi durumunda eşsıcaklık eğrileri diagonal olarak simetrik bir yapıda yerleşmişlerdir. İleride de açıklanacağı üzere, taşınımın ısı geçişi üzerindeki etkisi, esasen, bu diagonal simetrik yapıdan sapma veya eşsıcaklık eğrilerinin çarpılması şeklinde kendini gösterecektir. Karma sınır noktası olarak adlandırılan [218], eşsıcaklıklı yüzeylerin birleştiği nokta (süreksizlik noktası) civarında eşsıcaklık eğrileri birbirlerine oldukça yakın dağılmıştır. Bu da, bu bölgede yüksek ısı akısının varlığına delildir.

(62) eşitliği ile verilen iki boyutlu daimi ısı iletimi problemi (63) ile verilen sınır koşulları altında sayısal olarak da çözülmüştür. Bunun için, ana programda Rayleigh sayısının değeri için sıfır değerini almak, $Ra = 0$, yeterli olacaktır. 41×41 ' lik bir ağ yapısı ile elde edilen sonuç nitelik olarak Şekil 11' de verilenin aynıdır. Nicelik olarak da, elde edilen sonuçlar analitik çözüm sonuçları ile karşılaştırıldığında, hata seviyesinin binde



Şekil 11. İletim çözümü.

mertebesinde olduğu görülmüştür. Bu da programın doğru çalıştığını göstermektedir. Bir sonraki bölümde, programın doğruluğu daha karmaşık problemler üzerinde test edilecektir.

3.2 Daimi Laminer Doğal Taşınım

Bu kısımda Şekil 6' da verilen geometri için daimi (zaman bağımsız) doğal taşınım incelenmiştir. Öncelikle geliştirilen bilgisayar programının doğruluğu araştırılmıştır. Bu amaçla, program literatürde çözümü mevcut problemlere uygulanmış ve bu problemler için çözümler elde edilmiştir. Elde edilen sonuçlar literatür verileriyle karşılaştırılıp, programın doğruluğu sorgulanmıştır.

3.2.1 Programın Test Edilmesi

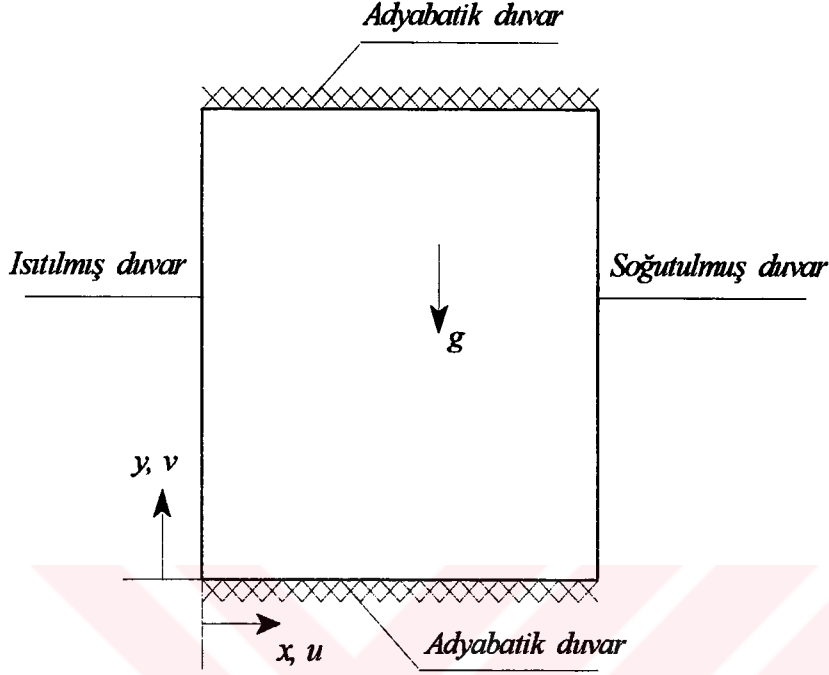
Geliştirilen programın doğruluğunu test edip, onaylamak için literatürde mevcut sayısal ve deneysel sonuçlardan yararlanılmıştır. Bu amaçla iki farklı geometri ele alınmıştır. Bu bölümün alt bölümlerinde bu iki geometri tanıtılacak, bu geometriler için elde edilen sonuçlar sunulacak ve son olarak literatür verileriyle karşılaştırılıp, programın ne ölçüde doğru çalıştığı belirlenecektir.

3.2.1.1 Düşey Duvarları Farklı Sıcaklıkta Tutulan Karesel Kapalı Ortam

Bu kısımda, farklı şekilde ısıtılmış düşey duvarlara ve yalıtılmış yatay duvarlara sahip karesel bir kapalı ortam (Şekil 12) içerisindeki kaldırma kuvvetinin doğurduğu akış ele alınmıştır. Elde edilen çözümler, doğal taşınım ile ilgili birçok çalışmada karşılaştırma için bir *bench mark* olarak hizmet eden, Richardson interpolasyonu ile elde edilmiş, de Vahl Davis [45]' in çözümleri ile karşılaştırılmıştır. Bu durum için, dört farklı Rayleigh sayısında, $Ra = 10^3, 10^4, 10^5$ ve 10^6 ve $Pr = 0.71$ değerinde elde edilen sonuçlar akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri cinsinden Şekil 13' de verilmiştir.

Şekilden görüldüğü üzere, $Ra = 10^3$ için, akış alanının merkezine yerleşmiş tek bir girdabın akım çizgileri vardır. Buna karşılık gelen eşsıcaklık eğrileri düşey duvarlara paraleldir. Bu da, ısı geçişinin çoğunun iletimle gerçekleştiğini göstermektedir. Taşınımın etkisi eşsıcaklık eğrilerinin düşeyden ayrılması olarak kendini göstermektedir. Girdap, kesit

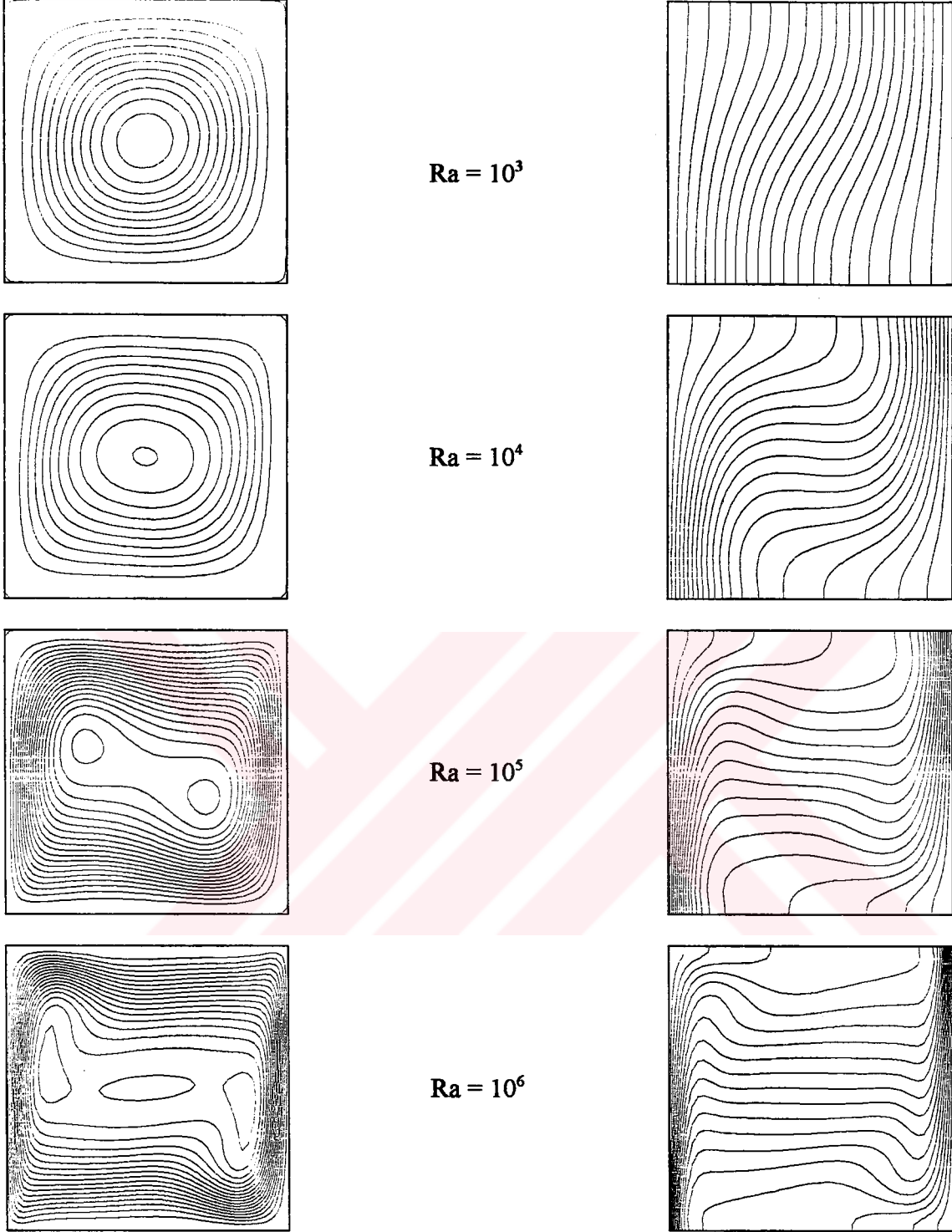
boyunca olan yatay sıcaklık basamağı ile üretilir. Bu basamak, $\partial\theta/\partial X$, pozitif (saat ibreleri yönünde dönen) bir girdaba neden olacak şekilde, her yerde negatiftir.



Şekil 12. Düşey duvarları farklı şekilde ısıtılmış ve yatay duvarları adyabatik karesel bir kapalı ortam.

Rayleigh sayısı arttıkça ($Ra = 10^4$) merkez akım çizgileri eliptik bir şekle çarpılır ve eş sıcaklık eğrilerinde taşınımın etkisi daha fazla hissedilir. Sıcaklık basamakları, bu durum için düşey duvarlar yakınında daha şiddetlidir, fakat merkezde kaybolur. Bu davranış $Ra = 10^5$ e kadar devam eder ve merkez akım çizgisi daha fazla yayılır ve ortam içerisinde iki ikincil girdap ortaya çıkar. İkincil girdaplar çevredeki (*periphery*) akış tarafından taşındığından, uzun eksenini akış yönünde eğilmiştir. Viskoz sınır tabaka içerisindeki taşınımla olan ısı geçişi, sıcaklık dağılımını, sıcaklık basamaklarının sifira yakın olacağı veya negatif girdap verecek bir şekilde işaretini değiştireceği bir değere kadar değiştirir. Bu da, öz bölgesinde ikincil girdapların ortaya çıkmasına neden olur.

[251] nolu referansta verildiği gibi karesel kapalı ortam içerisindeki ikincil girdaplar ana akıştaki bir kararsızlıktan kaynaklanmayıp, sıcaklık alanının taşınımsal (konvektif)



Şekil 13. Karşılıklı düşey duvarları farklı şekilde ısıtılan bir kapalı ortam için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.

bozulmasının bir sonucudur. Markatos ve Pericleous [46], elde ettikleri sonuçlar için aynı değerlendirmeyi yapmışlardır. Rayleigh sayısı arttıkça, termal sınır tabakaların gelişimi duvarların yakınında $\partial\theta/\partial X'$ i şiddetlendirmektedir. Herbir tabaka içerisindeki taşınım kapalı ortamın merkezinde negatif bir $\partial\theta/\partial X'$ e yol vermektedir. Bundan dolayı, bir girdap kuyusu, yoğunlaşmış girdap üretim bölgelerini ayırır ve iki ikincil girdap oluşur. $Ra < 10^5$ için sürtünme yayılması (*viscous diffusion*) bu girdapların gelişimini engellemektedir.

Rayleigh sayısını 10^6 ya artırmak, ikincil girdapların duvara daha fazla yaklaşmasına ve daha aşağılara taşınmasına neden olur. Kesitin merkezinde saat ibreleri yönünde dönen üçüncü bir girdap görülür. Diğer iki girdap arasındaki kaymayı azaltmak için bu son girdabın saat ibrelerinin tersi yönde dönmesi beklendiğinden, bu sonuç şaşırtıcı olabilir. Mallinson ve Davis [251] bunu, merkezde küçük pozitif bir sıcaklık basamağının olmasına bağlamıştır. İkincil girdaplar arasındaki sürtünme yayılımı ortaya çıkabilecek herhangi bir saat ibrelerinin tersi yönde dönen girdabı yutmaktadır. Bu durumda, ısı geçişinin çoğu duvarlar yakınında hızlı bir şekilde hareket eden akışkan içerisinde taşınım olmaktadır. Düşey duvarlara komşu sınır tabakalar Rayleigh sayısının bu değeri için incelenmiştir. Merkez bölgede sıcaklık dağılımında, alttan yukarı doğru artan değerlerde katmanlaşma görülmektedir.

Tablo 3' te birçok önemli büyüklük yerleriyle birlikte verilmiştir. Seçilen büyüklüklerin *benchmark* çözümlere göre hataları % 1' den daha azdır. Tabloda verilen büyüklükler eş dağılı bir ağ geometrisinde, 21×21 ve 41×41 ($h_1 = \Delta X = \Delta Y = 1/20$ ve $h_2 = \Delta X = \Delta Y = 1/40$) lık ağ durumlarında elde edilen sonuçlardan *Richardson yöntemiyle* ekstrapole edilmiştir. Kesme hataları h^2 ile doğru orantılı olduğundan ekstrapole edilmiş değer

$$f = \frac{h_2^2 f_1 - h_1^2 f_2}{h_2^2 - h_1^2} \quad (67)$$

şeklinde yazılır. Burada f_1 ve f_2 , h_1 ve h_2 ağ genişliklerinde elde edilen sonuçlardır.

Bu büyüklükler,

$|\Psi_{mid}|$: Kapalı ortamın merkezindeki akım fonksiyonu.

$|\Psi_{max}|$: Kapalı ortam içerisinde akım fonksiyonunun en yüksek değeri.

$|U_{max}|$: Kapalı ortamın düşey orta ekseninde en yüksek yatay hız değeri.

$|V_{max}|$: Kapalı ortamın yatay orta ekseninde en yüksek düşey hız değeri.

\overline{Nu} : $X=0'$ da (ısıtılmış duvarda) ortalama Nusselt sayısı.

Nu_{max} : $X=0'$ da (ısıtılmış duvarda) yerel Nusselt sayısının en yüksek değeri.

Nu_{min} : $X=0'$ da (ısıtılmış duvarda) yerel Nusselt sayısının en düşük değeri.

Ayrıca aynı geometri için literatürde verilmiş deneysel bağıntılar da mevcuttur. Bajorek ve Lloyd [185], yaptıkları deneysel çalışmalar sonucu yukarıda incelenen geometri için sıcak duvardaki ortalama Nusselt sayısını

$$\overline{Nu} = 0.111 Gr^{0.30} \quad (68)$$

şeklinde en küçük karelerle elde edilen bir korelasyon ile ifade edilebileceğini göstermişlerdir. Başka bir deneysel çalışmada ise, Hamady ve ark. [154], yine aynı geometri ve sınır koşullarında, Rayleigh sayısının 10^4 - 10^6 değerlerinde, sıcak duvardaki ortalama Nusselt sayısı için

$$\overline{Nu} = 0.175 Ra^{0.275} \quad (69)$$

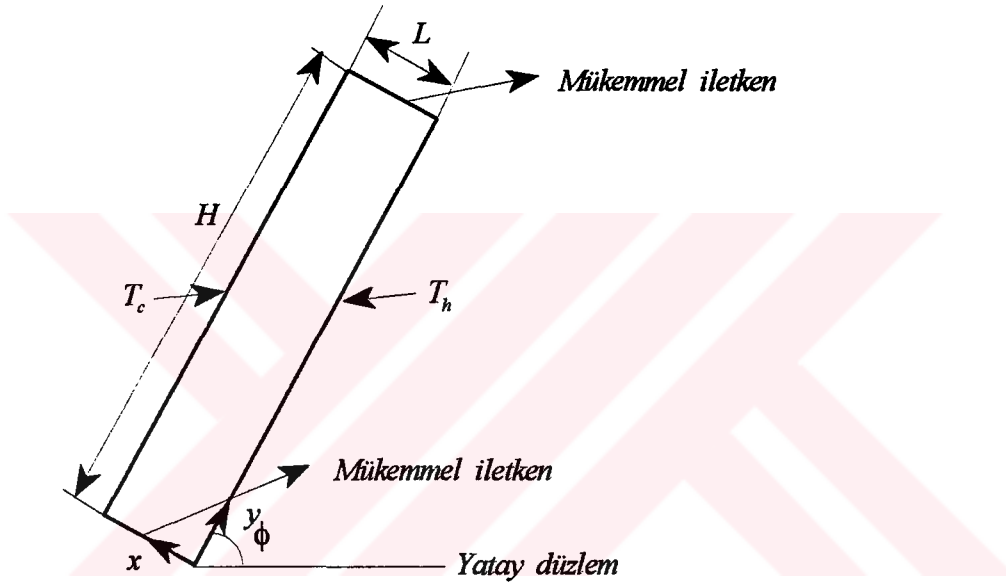
eşitliğini tanımlamış ve bu eşitliğin ölçülen değerleri asgari % 3' lük bir sapma ile korele ettiğini belirtmişlerdir. Her iki çalışmada verilen korelasyonlarla bu çalışmada verilen değerler arasında yaklaşık % 10' luk bir fark vardır. Bu fark, deneysel muhtemel belirsizlikler ve yukarıdaki eşitliklerin birer korelasyon bağıntısı olduğu düşünüldüğünde kabul edilebilir seviyededir.

Tablo 3. Çalışmadan elde edilen sonuçların De Vahl Davis' in [49] benc mark çözümleriyle karşılaştırılması.

α	10^3			10^4			10^5			10^6		
	Bu Çalışma	Davis' in çalışması	% Fark	Bu Çalışma	Davis' in çalışması	% Fark	Bu Çalışma	Davis' in çalışması	% Fark	Bu Çalışma	Davis' in çalışması	% Fark
$ \Psi_{mid} $	1.172	1.174	0.17	5.087	5.071	0.31	9.176	9.111	0.71	16.445	16.320	0.76
$ \Psi_{max} $	1.172	1.174	0.17	5.087	5.071	0.31	9.645	9.612	0.34	16.954	16.750	1.20
U_{max}	3.618	3.648	0.83	16.225	16.178	0.29	35.007	34.730	0.79	65.874	64.630	1.89
V_{max}	3.683	3.697	0.38	19.645	19.617	0.14	68.858	68.590	0.39	215.35	219.36	1.86
\bar{Nu}	1.118	1.118	0	2.234	2.243	0.40	4.486	4.519	0.74	8.945	8.800	1.62
Nu_{max}	1.511	1.505	0.39	3.531	3.528	0.08	7.773	7.717	0.72	18.254	17.925	1.80
Nu_{min}	0.691	0.692	0.10	0.589	0.586	0.51	0.729	0.729	0	0.975	0.989	1.44

3. 2. 1. 2 Düşey Duvarları Farklı Sıcaklıkta Tutulan Eğik Kapalı Ortam

Geliştirilen bilgisayar yazılımı, ayrıca, 60° eğimli düşey duvarları farklı sıcaklıkta tutulan, yatay duvarları mükemmel iletken olan (diğ er bir deyiş le lineer bir sıcaklık dağılımı kabü lü yapılmı ş tır) dikdörtgen sel bir kapalı ortam iç erisindeki boyut oranının 5 değ eri iç in Elsherbiny ve ark. [176] tarafından deneysel olarak incelenmi ş Ş ekil 14 'de verilen durum ele alınmı ş tır.



Ş ekil 14. Düşey duvarları farklı sıcaklıkta ısıtılan yatay duvarları mükemmel iletken olan 60° eğimli dikdörtgen sel bir kapalı ortam. İkinci test problemi.

Elsherbiny ve ark. [176], 60° iç in en yüksek %11.5 ve en düşük %3.3'lük bir sapma ile ölçümleri ilişkilendiren ampirik bir bağıntı vermi ş tir:

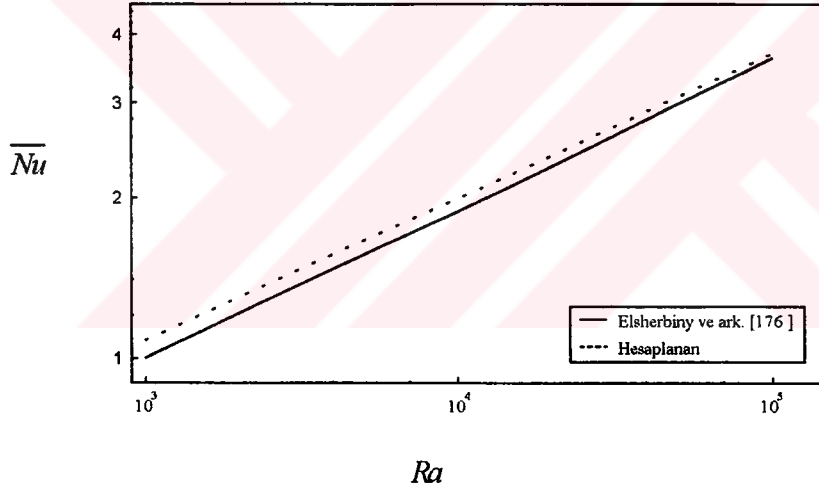
$$Nu_I = \left[1 + \left\{ 0.936 Ra^{0.314} / (1+G) \right\}^7 \right]^{1/7}$$

$$G = 0.5 \left[1 + (Ra / 3160)^{20.6} \right]^{0.1}$$

$$Nu_{II} = (0.104 + 0.175 / A) Ra^{0.283}$$

$$Nu = \left[Nu_I, Nu_{II} \right]_{max} = Nu_{60} \quad (70)$$

Bu çalışmada geliştirilen bilgisayar programı kullanılarak, ilgili durumda, farklı Rayleigh sayıları için elde edilen ortalama Nusselt sayıları, Elsherbiny ve ark. [176]'nın deneysel çalışmasından elde etmiş korelasyonla karşılaştırılmış ve Şekil 15' de verilmiştir.

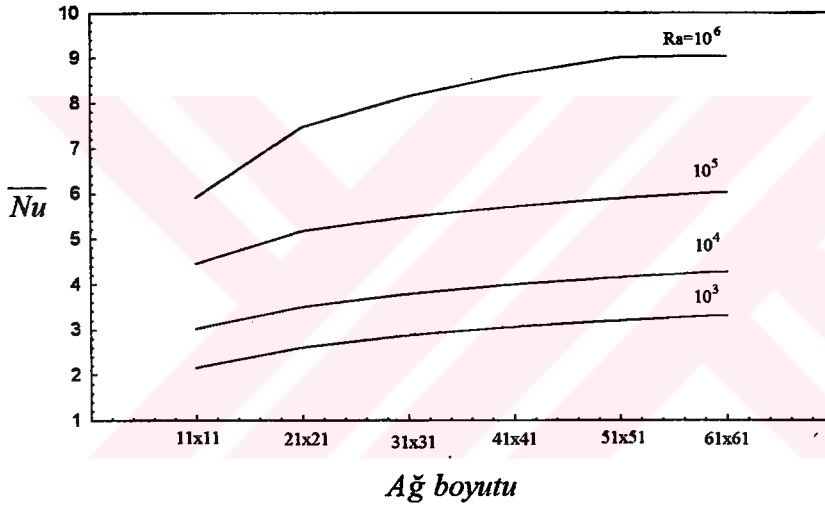


Şekil 15. Eğik dikdörtgenel kapalı ortam durumunda elde edilen Nu-Ra ilişkisinin Elsherbiny ve ark. [176]'nin deneysel sonuçlarıyla karşılaştırılması.

Şekil 15' den de görüldüğü üzere, ilgili durum için bu çalışmada hesaplanan ortalama Nusselt sayısı değerleriyle Elsherbiny ve ark. [176]'nin vermiş olduğu deneysel korelasyon sonuçları oldukça uyumludur.

3. 2. 2 Ağ Bağımlılığı

Çalışmada, herbir durum için daha önceden verildiği gibi, sayısal doğruluk, kararlılık ve hesaplama zamanı kriterleri gözönünde bulundurularak ağ seçimi yapılmıştır. Bu kısımda yalnızca eğim açısının, $\phi = 0^\circ$ değeri, boyut oranının, $a_r = 1$ değeri, Prandtl sayısının, $Pr = 0.71$ değeri ve Rayleigh sayısının, $Ra = 10^3$, 10^4 , 10^5 ve 10^6 değerlerini kapsayan durum için ağ bağımlılık sonuçları verilecektir.



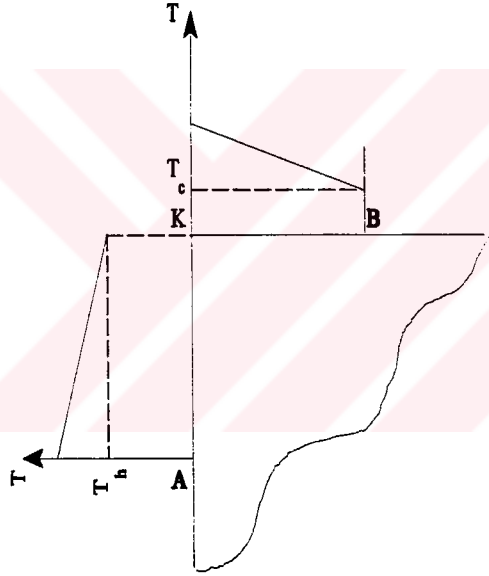
Şekil 16 . Ağ noktası sayısının ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi.

Şekil 16' da eşdağlı ağ durumu için, ortalama Nusselt sayısının, ağ boyutuyla değişimi verilmiştir. Görüldüğü üzere, artan ağ noktası sayısı (azalan ağ genişliği ile) ortalama Nusselt sayısı artarken, artış eğimi azalmaktadır. Ayrıca bu eğim, Rayleigh sayısına da şiddetli bir şekilde bağlı olup, özellikle düşük Rayleigh sayılarında ağın yeterince büyük olmasına rağmen sonuçlar hala ağ bağımlıdır. Bu etki yüksek Rayleigh sayısı değerlerinde daha azdır. Örneğin, ağı 41x41' den 61x61' e inceltmek, ortalama Nusselt sayısında, Rayleigh sayısının, $Ra=10^3$ değeri için, % 7.82' lik bir artışa neden olurken, $Ra=10^6$ için

% 4.51' lik bir artışa neden olmaktadır. Rayleigh sayısının düşük değerleri için eşsıcaklık eğrileri iletim limitine yakındır ve köşe noktasının toplam ısı geçişi üzerindeki etkisi oldukça şiddetlidir. Artan Rayleigh sayısı, kaba ağlar (*coarse mesh*) için önemli olup, incelen ağ (*refine mesh*) ile birlikte azalmaktadır. Farklı durumlar için başka testler yapılmış ve bu test sonuçları da, bu durumu doğrulamıştır. Farklı Rayleigh sayılarında ağ değişiminin kapalı ortamın merkezindeki akım fonksiyonu değeri üzerindeki etkisi incelendiğinde ise, kullanılan ağı 41x41' den 61x61' e inceltmek, Rayleigh sayısının 10^3 değeri için merkezdeki akım fonksiyonu üzerinde % 0.22' lik bir artışa, Rayleigh sayısının 10^6 değeri için ise % 0.4' lük bir artışa neden olmaktadır. Görüldüğü üzere, aynı tür bir ağ inceltmesi, ortalama Nusselt sayısını çok önemli bir şekilde etkilemesine karşın, kapalı ortamın merkezindeki akım fonksiyonu değeri üzerinde ihmal edilebilir seviyede bir etkiye sahiptir. Diğer bir deyişle, ağı 41x41' den 61x61' e inceltmekle kapalı ortam içerisindeki sıcaklık dağılımı ve akış alanının neredeyse aynı kalmasına karşın, sıcak duvardaki ısı geçişi bu değişimden oldukça şiddetli bir şekilde etkilenmektedir. Bunun nedeni eşsıcaklıklı duvarları birleştiren köşedeki *sıcaklık süreksizliği* dir. Bu nedenle bu süreksizlik noktasında bazı yaklaşımların yapılması gerekmektedir. Bassani ve ark. [218] tarafından verildiği üzere, bu noktadaki ısı akısı integrali alınamayan bir tekillik oluşturduğundan toplam ısı geçişi Q, sınırsızdır. Bu nedenle, ağı inceltildikçe ısı geçişi giderek artmaktadır. Bu ağ bağımlılığını önlemenin bir yolu, bir duvarın sıcaklığından, diğer duvarın sıcaklığına geçişte iyi tanımlanmış bir sıcaklık dağılımı kullanmaktır [233]. Bu türden bir yaklaşım, çalışılan problemde yeni parametreler ortaya çıkarmakta ve bir mühendislik uygulamasında çalışılan konfigürasyona bağlı olmaktadır. Bazı araştırmacılar, uygulaması en kolay olan, ağ bağımlı olan köşedeki düğüm noktasında komşu eşsıcaklıklı duvarların sıcaklıklarının ağırlıklı ortalamasını alan yaklaşımı kullanmışlardır. Yukarıda verilen sonuçlardan görüldüğü gibi bu türden bir yaklaşımla elde edilen ısı geçişi sonuçları ağ bağımlıdır.

Bu çalışmada, bu ağ bağımlılığı ortadan kaldırmak için yeni bir yaklaşım tanıtılmış ve kullanılmıştır. Bu yaklaşımda, her iki duvardan köşeye oldukça yakın bir bölgede lineer bir sıcaklık dağılımı kullanılmaktadır. Şekil 17' de bu yaklaşımın esası verilmiştir. Görüldüğü üzere eşsıcaklıklı duvarlarda, duvarların birleştiği köşeye yakın bölgelerde sıcaklığın sıcak duvarın sıcaklığından soğuk duvarın sıcaklığına kadar lineer bir şekilde değiştiği öngörülmüştür. Başka bir deyişle eşsıcaklıklı duvarların [AK] ve [KB] doğruları ile gösterilen kısımlarının mükemmel iletken olduğu kabulü yapılmıştır. Burada en önemli

noktalardan biri, A ve B noktalarının yerlerinin nasıl belirleneceği sorusudur. Bu noktalar, eşsıcaklıklı duvarların birleştiği köşeye oldukça yakın olan noktalarda seçilmiştir. Örneğin, boyut oranı 1 olan bir kapalı ortamda her iki eşsıcaklıklı duvar için [AK] ve [KB] doğrularının uzunluğu, eşsıcaklıklı duvar uzunluğunun 1/20'si kadar tanımlanmıştır. Böylelikle geometrik olarak tanımlanan sıcaklıklar herbir ağ durumu için aynı kalmaktadır. Bu yeni yaklaşım kullanılarak köşe noktasındaki süreksizliğin en fazla etkilendiği $Ra=10^3$ durumu için yeniden kullanılan farklı eşdağılı bir ağ yapısı için ağ boyutunun ortalama Nusselt sayısı üzerinde etkisi incelenmiştir. Ağın 41x41'den 61x61'e incelmesinin ortalama Nusselt sayısı üzerinde sadece % 1 civarında bir artışa neden olduğu görülmüştür. Bu etkinin artan Rayleigh sayısıyla daha da azalacağı önceden verilmişti.



Şekil 17. Köşe noktasında sıcaklık süreksizliği için kullanılan yaklaşımın şematik gösterimi.

3. 2. 3 Boyut Oranının Etkisi

Bu kısımda, Şekil 6' da verilen dikdörtgensel kapalı ortam için beş farklı boyut oranı, $\alpha_r = 0.25, 0.50, 1.00, 2.00$ ve 4.00 , ele alınmış ve herbir boyut oranında, eğim açısının sabit bir değerinde, $\phi = 0^\circ$, sabit bir Prandtl sayısı için, $Pr = 0.71$, Rayleigh sayısının $10^3 \leq Ra \leq 10^7$ arasındaki değerleri incelenmiştir. Hem boyut oranı, hem de Rayleigh sayısının ayrı ayrı akış alanı ve ısı geçişi üzerindeki etkileri belirlenmiştir. Burada, boyut oranı, α_r , aynı zamanda, sıcak duvarın uzunluğunun soğuk duvarın uzunluğuna oranıdır. Boyut oranının aldığı değere göre dikdörtgensel kapalı ortam şu şekilde tanımlanmıştır.

$\alpha_r = 1$ için *karesel kapalı ortam*

$\alpha_r < 1$ için *uzun kapalı ortam*

$\alpha_r > 1$ için *sığ kapalı ortam*

Herbir durum için elde edilen akış ve sıcaklık alanları ve bunların değerlendirilmesi aşağıda verilmiştir.

Karesel Kapalı Ortam

Şekil 18, farklı Rayleigh sayıları için karesel bir kapalı ortamdaki ($\alpha_r = 1$) akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrilerini göstermektedir. Şekil 18a' dan görüldüğü gibi, $Ra = 10^3$ için akım çizgileri yaklaşık olarak merkeze yerleşmiş tek bir hücreyi ve ilgili sıcaklık eğrileri de diagonal olarak simetrik bir yapı oluşturarak saf (*pure*) iletimin özelliklerini göstermektedir. Saat ibreleri yönündeki zayıf dönme tarafından sıcak duvar boyunca kaldırılan sıcak akışkan, alçalan soğuk akışkan tabakası tarafından soğuk tavan civarında aniden soğutulmaktadır. Sıcak ve soğuk akışkan akımlarının etkileşimi eşsıcaklık eğrilerinin sağ üst çeyrekte yayılmasına ve sol alt çeyrekte sıkışmasına neden olmaktadır. Artan Rayleigh sayısıyla, hücre merkezi, kapalı ortamın sağ alt köşesine doğru kaymaktadır. Artan taşınımsal (konvektif) hareketin bir sonucu olarak ısıtılmış düşey duvar ve soğutulmuş tavan yakınında sıcaklık

basamakları daha şiddetli olmakta ve soğuk akışkan kapalı ortamın alt kısmını kaplamaya çalışmaktadır (Şekil 18b). $Ra = 10^5$ 'te (Şekil 18c) ısıtılmış ve soğutulmuş duvarlara bitişik bir sıcaklık sınır tabakası (termal sınır tabaka) oluşumu gözlenmektedir. Rayleigh sayısı 10^6 ve 10^7 'ye çıkarılarak daha da artırılırsa, sınır tabakalar daha fazla ayırt edilebilir olmaktadır (Şekil 18d ve 18e). Düşey duvarlarından farklı şekilde ısıtılan kapalı ortamdaki akışla (Bkz. Bölüm 2.3.1.1) karşılaştırıldığında ana fark, akışın simetrik olmayışıdır.

Isıtılmış duvardaki sıcaklık basamağı altta en yüksek değeri alıp, alttan yukarı doğru azalmaktadır. Sıcaklık basamağının benzer değişimi, sol köşede en yüksek basamak elde edilmek üzere soğutulmuş tavanda da gözlenmektedir. Bundan dolayı, sıcak duvardan olan ısı akısı, alttan yukarı azalırken, soğuk tavanda soldan sağa azalmaktadır. $Ra \geq 10^5$ için eşsıcaklık eğrileri kapalı ortamın üst yarısında artarak katmanlı olma eğilimindedir ve akışkan öz bölgesinde izafi olarak durgundur.

Sığ Kapalı Ortamlar

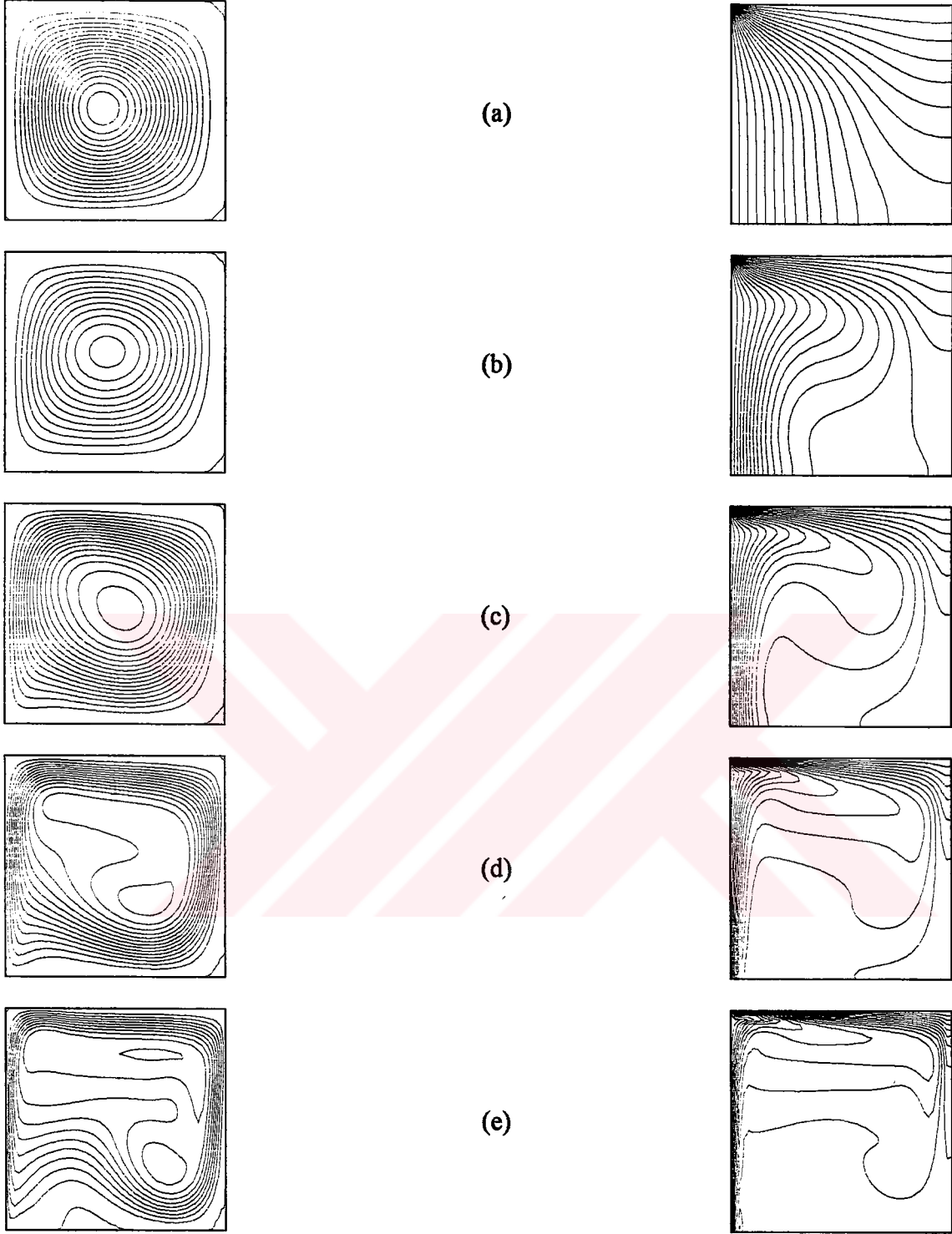
Sığ kapalı ortamları temsil eden $\alpha_r = 2.00$ ve $\alpha_r = 4.00$ için akış alanı ve sıcaklık dağılımları sırasıyla Şekil 19 ve 20' de verilmiştir. Karesel kapalı ortamdaki duruma benzer olarak, Rayleigh sayısının 10^6 değerine kadar saat ibreleri yönünde dönen tek bir hücre gözlenmektedir. $Ra = 10^7$ 'de alt sağ bölgede ikinci bir hücre gözlenmektedir. Düşük Rayleigh sayıları için merkezi, ısıtılmış duvara yakın olarak yerleşmiş hücre, bütün kapalı ortamı kaplayamaz ve eşsıcaklık eğrileri yaklaşık olarak saf iletimin özelliklerini göstermektedir. Artan Rayleigh sayısıyla, hücrenin merkezi x-ekseni boyunca soldan sağa hareket etmekte ve daha fazla eşdağlı (üniform) olarak bütün kapalı ortamı doldurmaktadır. Bu yapı, $\alpha_r = 4.00$ için Şekil 20' den de görüldüğü gibi artan boyut oranıyla daha fazla belirgin olmaktadır. Şekil 20a-c' den de görüldüğü gibi, $Ra = 10^3$ 'te kapalı ortamın sadece bir yarısı kaplı iken, $Ra = 10^4$ 'te kaplanan bölge, kapalı ortamın $3/4$ 'üne genişler ve $Ra = 10^5$ 'te bütün kapalı ortam işgal edilmektedir. Şekillerden görüldüğü üzere, $Ra = 10^3$ 'te eşsıcaklık eğrileri sol köşe bölgesi hariç yaklaşık olarak ısıtılmış duvara paraleldir. Bu durumda akışkan eş sıcaklıklı soğuk bir hazne (*reservoir*) olarak hizmet eder ve sıcak duvardan bu hazneye olan ısı geçişi esasen iletimlidir. Rayleigh sayısı arttıkça, ısıl olarak aktif bölgenin soğuk tavandan yalıtılmış düşey duvara doğru genişlemesine neden olan taşınım sayesinde, eşsıcaklık eğrileri kapalı ortamın diagonalı boyunca çarpılır. Buna karşın,

çok yüksek Rayleigh sayılarında bile, sadece sol yan duvar süreksizlik köşesi civarında termal sınır tabaka oluşur.

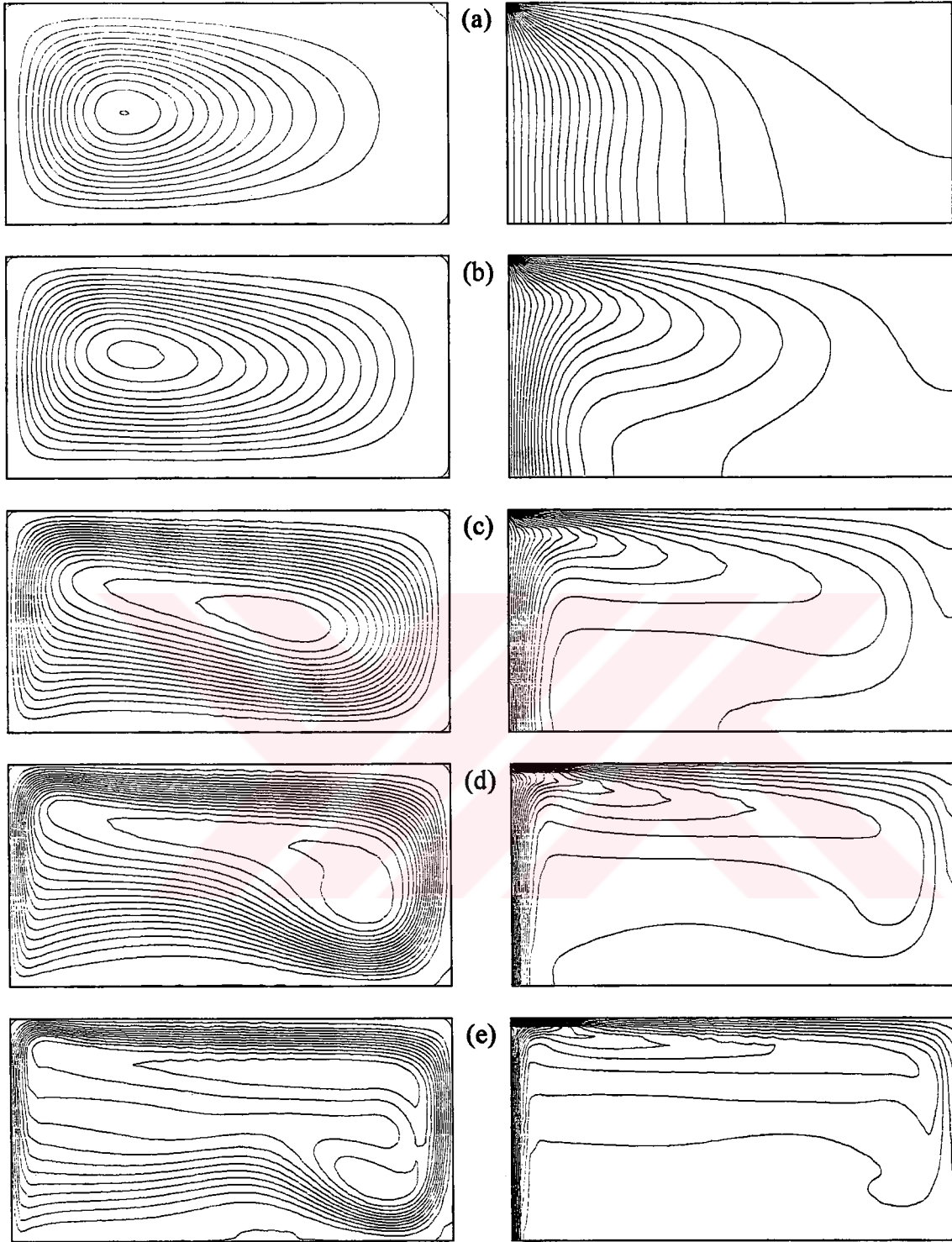
Uzun Kapalı Ortamlar

Şekil 21 ve 22, sırasıyla, uzun kapalı ortam olarak gözönüne alınan, boyut oranları, $a_r=0.50$ ve $a_r=0.25$ olan kapalı ortamlardaki akış ve ısı geçişi üzerinde boyut oranı ve Rayleigh sayısının etkisini göstermektedir. $Ra = 10^3$ 'te akım çizgilerinin ve eşsıcaklık eğrilerinin yapısı akış alanının zayıf, tek bir hücre dönmesi ile tanımlandığını ve her iki boyut oranında da ısı geçişinin esasen iletimle olduğunu göstermektedir. Bu durum için tek hücrenin merkezi tavana yakın bir noktaya yerleşmiştir. $a_r = 0.50$ için Rayleigh sayısı arttıkça dönme şiddetlenmekte ve hücrenin merkezi aşağıya doğru kaymaktadır. Diğer taraftan, $a_r = 0.25$ için, düşük Rayleigh sayısı değerlerinde ($Ra \leq 10^5$), Rayleigh sayısının değişimi, saf iletiminkine benzer bir rejimi koruyarak akış ve sıcaklık alanlarını önemli derecede etkilemez. Bu durumda, hücre bütün kapalı ortamı kaplayamamaktadır. Daha yüksek Rayleigh sayısı değerlerinde, ($a_r = 0.50$ için $Ra \geq 10^5$ ve $a_r = 0.25$ için $Ra \geq 10^6$ olduğunda), akış ısı olarak aktif olmayan duvarların kesiştiği sol alt köşe hariç, bütün kapalı ortamı kaplamakta ve alt duvar, akış şiddetli bir şekilde sınırlamaya çalışmaktadır. Artan Rayleigh sayısı ile, eşsıcaklık eğrileri sıcak duvar ve soğuk tavan boyunca sıkıştırılır ve kapalı ortamın çoğu sıcak akışkanla işgal edilmektedir. Bu etki sayesinde, tek hücre hem düşey, hem de yatay yönde akış yönündeki çok az bir çarpılma ile genişlemektedir. Bu genişleme $a_r = 0.50$ için $Ra = 10^6$ 'da ve $a_r = 0.25$ için $Ra \geq 10^7$ 'de sınır tabakaların ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Sınır tabakalardaki taşınım, sıcaklık basamaklarının işaretini değiştirdiğinden dolayı, öz bölgesinde ikincil bir hücre oluşumu gözlenmektedir (Şekil 22e).

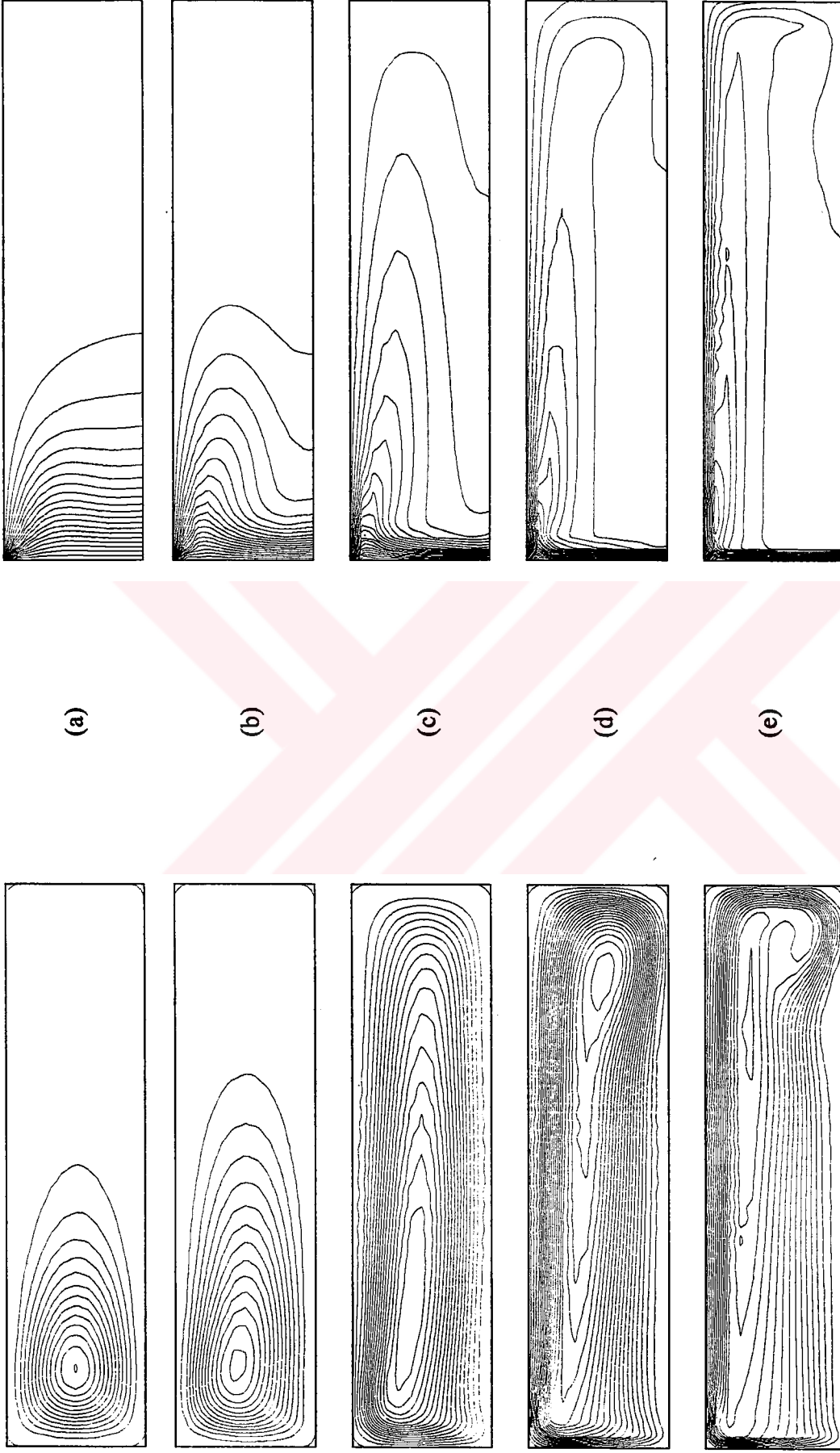
Rayleigh sayısının farklı boyut oranları için ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi Şekil 23' de gösterilmiştir. Düşük Rayleigh sayılarında ($Ra \leq 10^4$), özellikle uzun kapalı ortamlar için ($a_r < 1$) Rayleigh sayısının ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi önemli değildir. Rayleigh sayısı 10^4 'ün ötesinde artırıldığında bu etki önemli olmaktadır. Nu-Ra ilişkisi karesel ($a_r = 1$) ve sıg ($a_r > 1$) kapalı ortamlar için $Ra = 10^4$ 'ün ve uzun kapalı ortamlar ($a_r > 1$) için $Ra = 10^5$ 'in ötesindeki Rayleigh sayıları için yaklaşık olarak $Nu \sim Ra^{1/4}$ kuvvet kanununa uymaktadır. Şekil 24' ten boyut oranının ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi



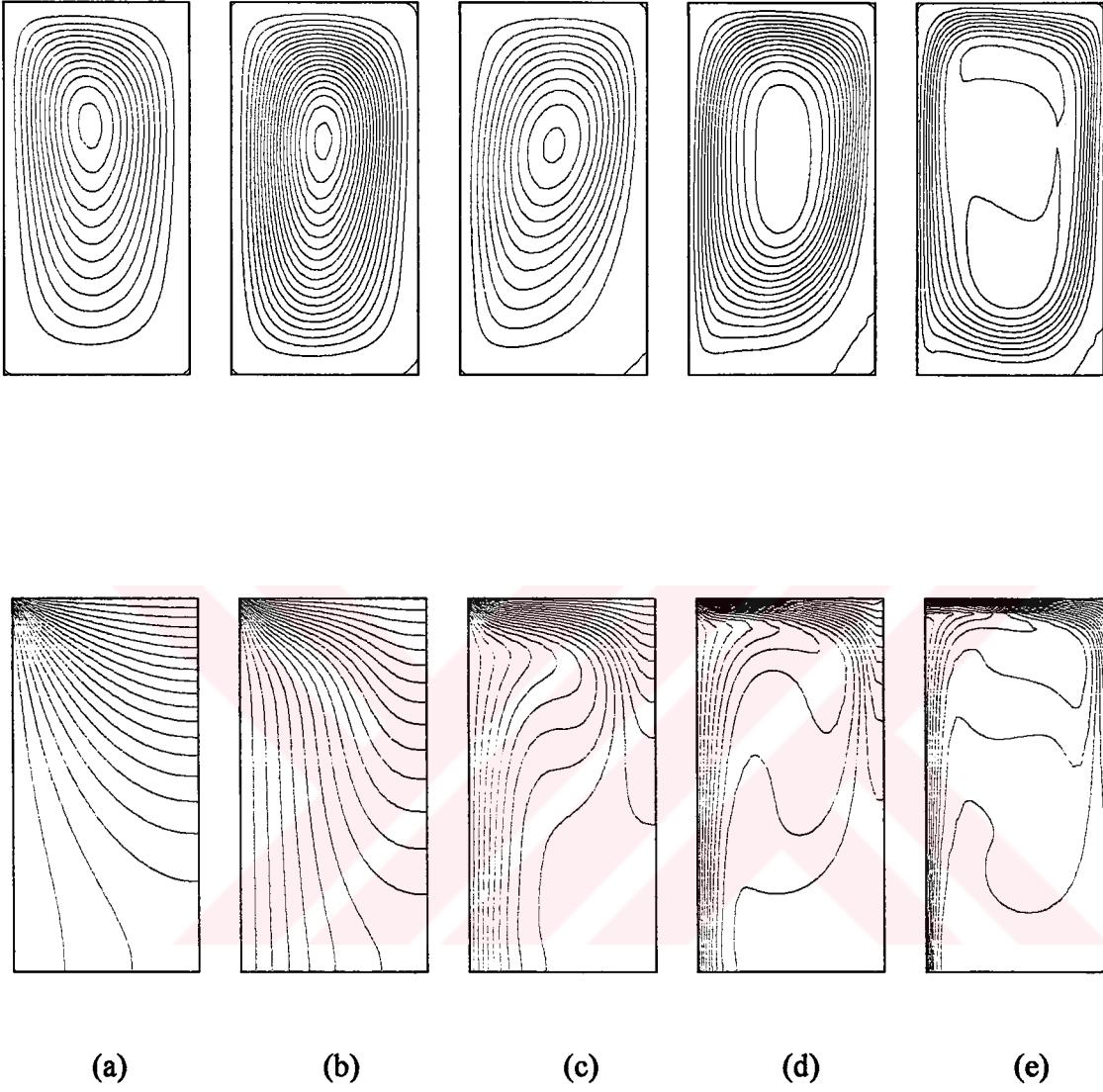
Şekil 18. Karesel bir kapalı ortam için ($a_r = 1$) akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri
 (a) $Ra = 10^3$ (b) $Ra = 10^4$ (c) $Ra = 10^5$ (d) $Ra = 10^6$ (e) $Ra = 10^7$.



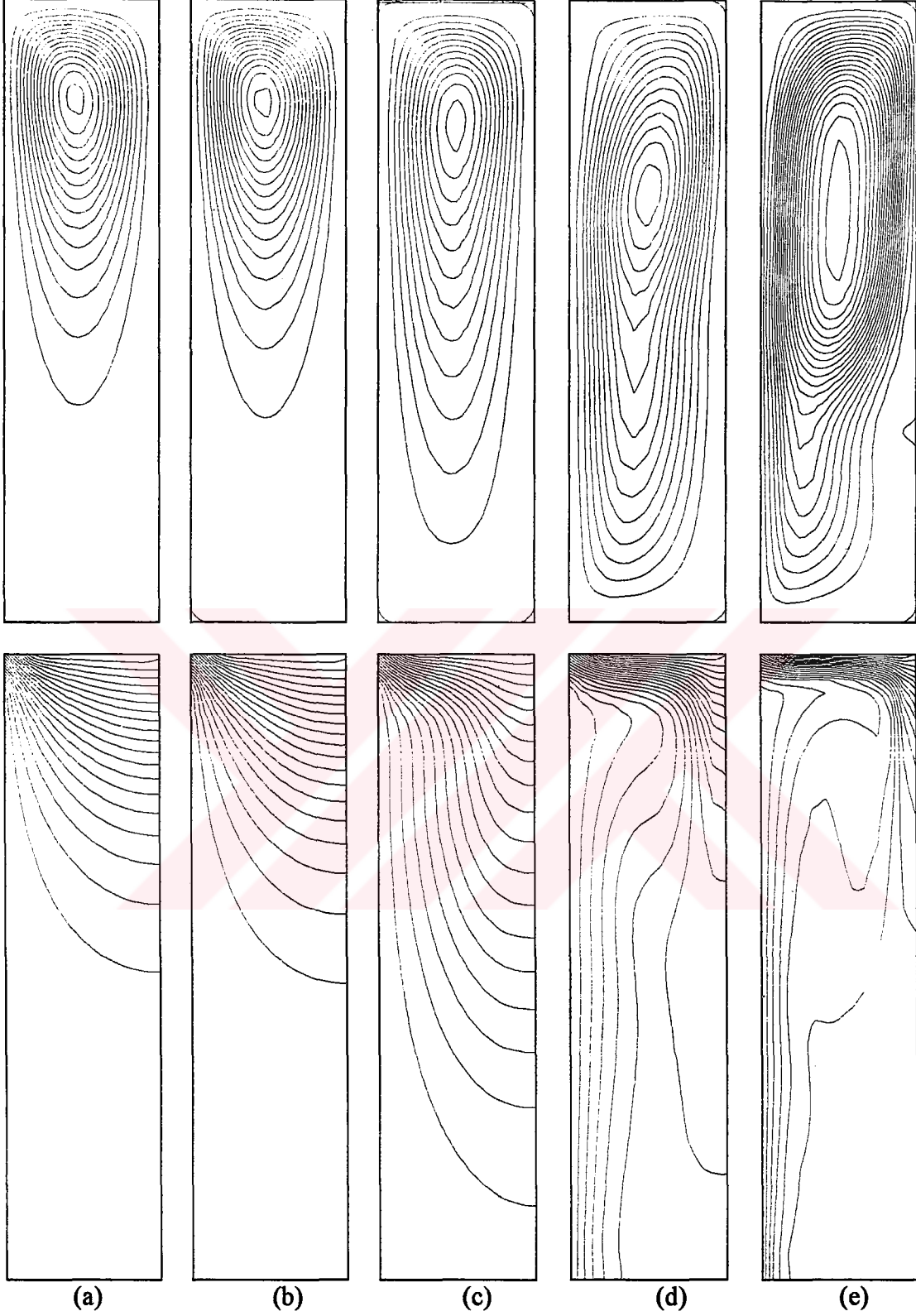
Şekil 19. Boyut oranı 2 olan ($a_r = 2.00$) sığ bir kapalı ortam için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri (a) $Ra = 10^3$ (b) $Ra = 10^4$ (c) $Ra = 10^5$ (d) $Ra = 10^6$ (e) $Ra = 10^7$.



Şekil 20. Boyut oranı 4 olan ($a_r = 4,00$) sığ bir kapalı ortam için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri
 (a) $Ra = 10^3$ (b) $Ra = 10^4$ (c) $Ra = 10^5$ (d) $Ra = 10^6$ (e) $Ra = 10^7$.



Şekil 21. Boyut oranı $1/2$ ($a_r = 0.50$) uzun bir kapalı ortam için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri (a) $Ra = 10^3$ (b) $Ra = 10^4$ (c) $Ra = 10^5$ (d) $Ra = 10^6$ (e) $Ra = 10^7$.

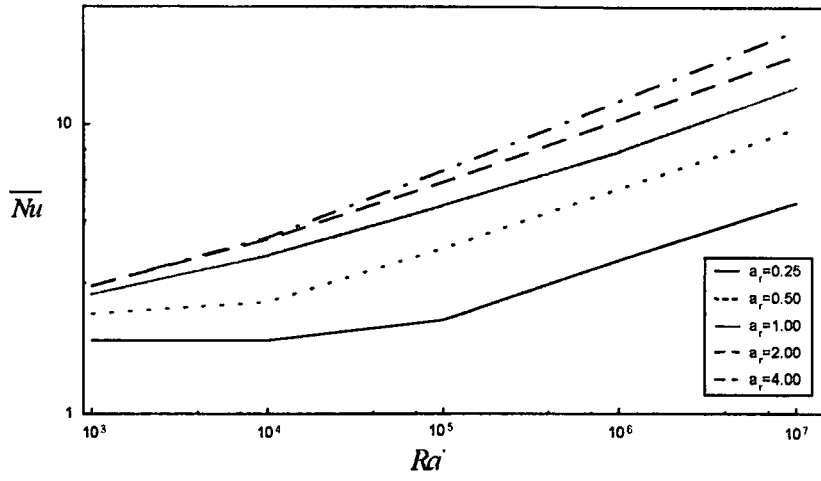


Şekil 22. Boyut oranı 1/4 ($a_r = 0.25$) olan uzun bir kapalı ortam için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri (a) $Ra = 10^3$ (b) $Ra = 10^4$ (c) $Ra = 10^5$ (d) $Ra = 10^6$ (e) $Ra = 10^7$.

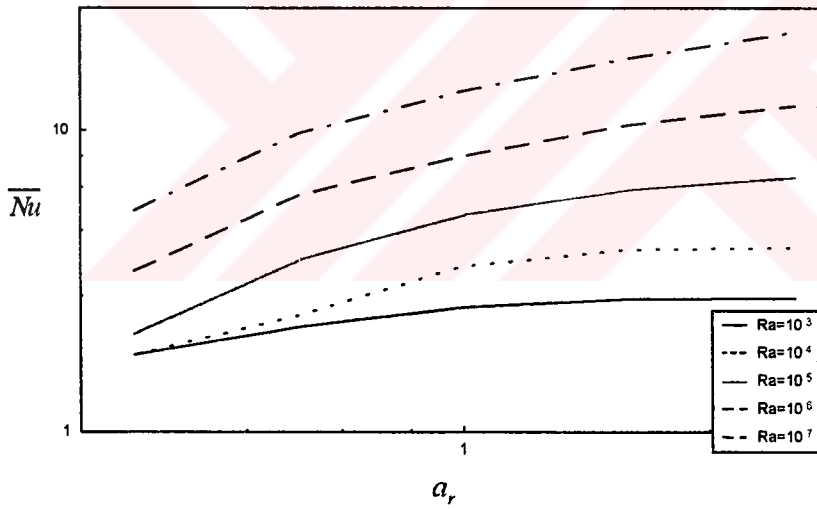
daha açık bir şekilde görülmektedir. Şekilden gözleneceği gibi uzun ve sıg kapalı ortamlar için boyut oranının ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi önemli derece farklılık göstermektedir. Uzun kapalı ortam durumu için, ortalama Nusselt sayısının boyut oranına bağımlılığı sabit bir Rayleigh sayısı için $Nu - \alpha_r$ eğrisinde daha keskin bir eğimle gösterilebilir. Eğrilerin eğimi, boyut oranı azaldıkça daha şiddetli bir boyut oranı etkisinin olduğunu göstererek artmaktadır. Diğer yandan, sıg kapalı ortamlar için, ortalama Nusselt sayısı özellikle düşük Rayleigh sayılarında boyut oranına çok az bağlıdır. Bu durum için, ortalama Nusselt sayısının boyut oranı üzerindeki bu duyarsızlığı boyut oranı yüksek olduğunda soğuk tavanın kısmen aktif olmayan bölgesine bağlanabilir.

Bu çalışmadan elde edilen sonuçların [45] ve [46] numaralı referans çalışmaların sonuçları ile karşılaştırılması Şekil 25' te verilmiştir. Yüksek Rayleigh sayılarında, $Ra \geq 10^6$, bu çalışmadan elde edilen sonuçlarla referans çalışmalardaki sonuçlar arasında ayırt edilebilir bir fark yoktur. Buna karşın, düşük Rayleigh sayılarında, $Ra \leq 10^5$, bu çalışmadan elde edilen ortalama Nusselt sayısı değerleri referanslarda verilen değerlerden oldukça yüksektir. Bu fark esasen fiziksel sınır koşullarındaki farklılıktan kaynaklanmaktadır. Bu çalışmada, bir yan duvardan ısıtılıp üstten soğutulan bir kapalı ortam gözönüne alınmışken, referans çalışmalarda bir yan duvardan ısıtılıp diğer yan duvardan soğutulan kapalı ortam gözönüne alınmıştır. Düşük Rayleigh sayılarında baskın olan enerji geçiş mekanizması iletimdir ve yandan soğutma durumu ile karşılaştırıldığında üstten soğutma uygulama durumunda ısının sıcak duvardan soğuk duvara yayılması (difüzyonu) daha kısa mesafe almaktadır. Böylece, bu durum, görüldüğü gibi, daha yüksek ortalama Nusselt sayısı değerlerine neden olmaktadır. Yüksek Rayleigh sayılarında, sıcak duvarda sınır tabaka oluşmaktadır ve baskın olan ısı geçiş mekanizması taşınımdır. Orta seviyeli Rayleigh sayılarında, $10^5 \leq Ra \leq 10^6$, yayılım (difüzyon) ve taşınım karşılaştırılabilir seviyededir. Yine, daha etkin iletim sayesinde, soğuk tavan sistemi, soğuk yan duvar sisteminden daha iyi bir ısı geçiş verimine sahip olduğu görülmektedir.

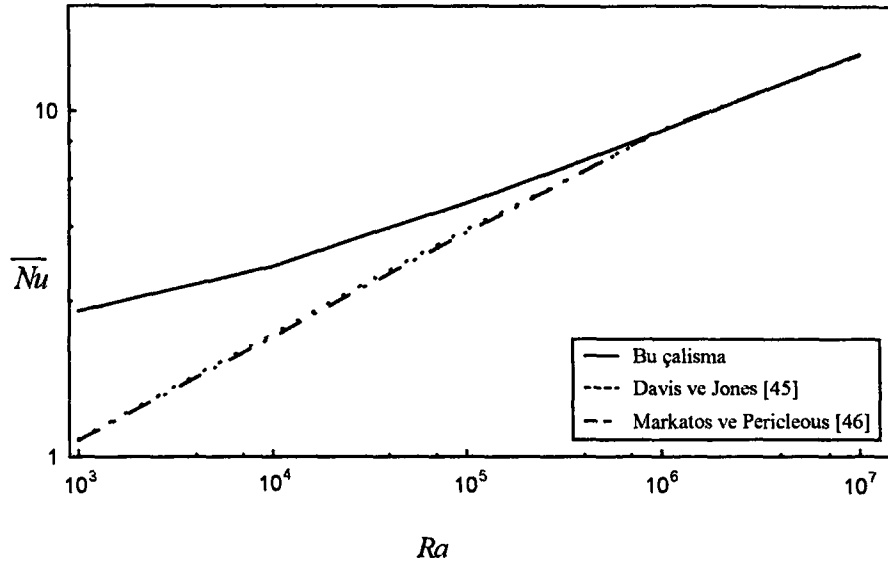
Şekil 26 ve 27' de sırasıyla, boyut oranının 1 olduğu ($\alpha_r = 1$) karesel kapalı ortam durumu için farklı Rayleigh sayılarında, yatay orta eksenindeki yatay hız profilleri ve düşey orta eksenindeki düşey hız profilleri verilmektedir. Bu profiller, karşılıklı duvarları farklı şekilde ısıtılmış kapalı ortam için elde edilenlere oldukça benzerdir. Fakat, şekillerden de görüldüğü üzere, yatay hız için kapalı ortamın yatay orta eksenine göre, düşey hız için ise kapalı ortamın düşey orta eksenine göre, düşey duvarları farklı şekilde ısıtılmış



Şekil 23. Ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ile değişimi.



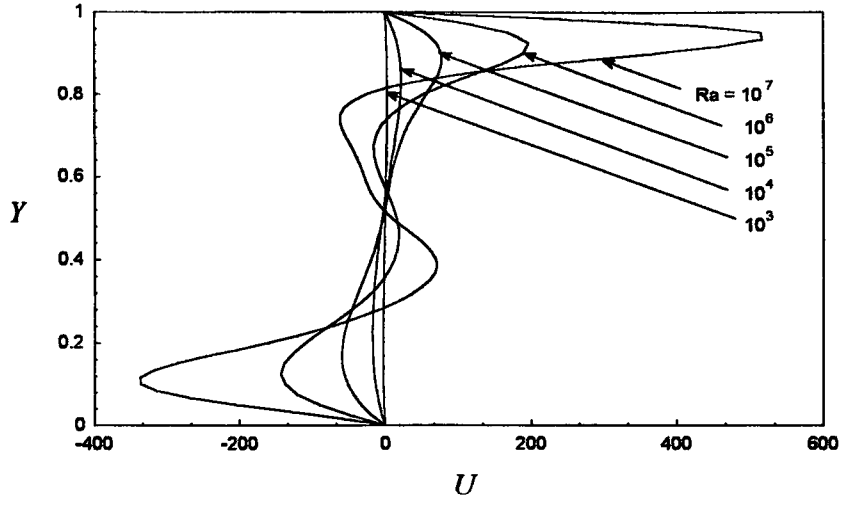
Şekil 24. Ortalama Nusselt sayısının boyut oranı ile değişimi.



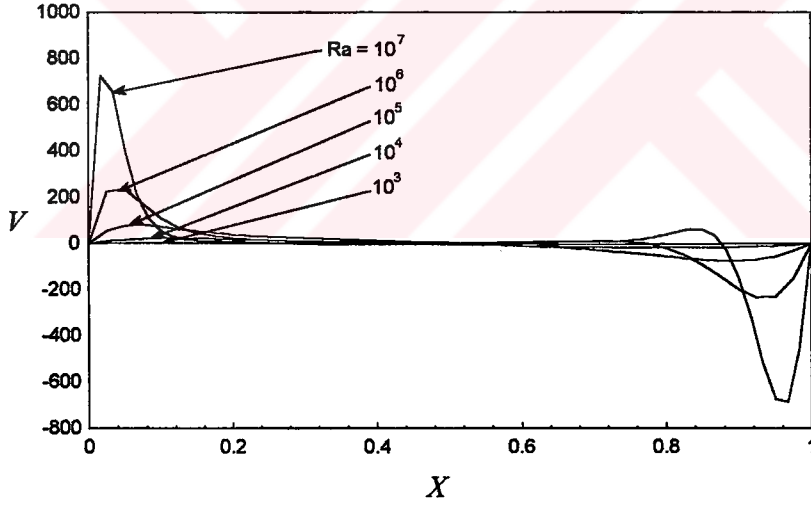
Şekil 25. Bu çalışmadan elde edilen sonuçların Davis ve Jones [45] ve Markatos ve Pericleous[46]' un elde ettikleri sonuçlarla karşılaştırılması.

ortamdakilerin aksine, simetrik olmayan bir yapıya sahiptir. Bu simetrik olmayan yapı, esasen, uygulanan sınır koşullarının yapısından kaynaklanmaktadır. Bu tür bir sınır koşulunun uygulanması durumunda, örneğin, yatay hız için elde edilen simetrik olmayan yapıya (Şekil 26), soğutulmuş akışkanın sağ adyabatik duvara yakın aşağı doğru akışı esnasında, kapalı ortamın üst kısmındaki akışkanı emmesi sebep olmaktadır.





Şekil 26. Yatay orta ekseninde yatay hızın yerel değişimi.



Şekil 27. Düşey orta ekseninde düşey hızın yerel değişimi.

3. 2. 4 Skala Analizi

Bundan sonraki kısımlarda faydalanmak üzere, özellikle de bir sonraki bölümde verilecek olan Prandtl sayısının etkisinin daha iyi anlaşılması için bir skala analizinin yapılması oldukça faydalı olacaktır. Skala analizi ile farklı büyüklükler için belirlenen skalalar, sayısal sonuçların daha iyi anlaşılmasına katkıda bulunacaktır.

Şekil 6' da verilen H yüksekliğindeki ve L uzunluğundaki iki boyutlu kapalı ortamı eğim açısının 0° değeri için ele alalım. Kapalı ortam, hava veya su gibi Newtonumsu bir akışkanla doldurulmuştur. Skala analizi yapılırken, zaman bağımlı yapı gözönüne alınacaktır. Başlangıçta kapalı ortam boyunca sıcaklık farkının oluşmasından önce kapalı ortam içerisinde akışkan eşsıcaklıklıdır ve hareketsizdir. Sonra, aniden, sol yan duvarın sıcaklığı ΔT kadar artırılırken, üst duvarın sıcaklığı ΔT kadar azaltılmaktadır.

Kapalı ortam içerisinde her noktada kütle, momentum ve enerjinin korunumunu yöneten denklemler daha önceden verilmiştir. Skala analizinin daha iyi anlaşılması için bu denklemler iki boyutlu yapıda aşağıda yeniden verilmiştir:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (71)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (72)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - g[1 - \beta(T - T_0)] \quad (73)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (74)$$

Bu denklemler yazılırken akışkanın bir Boussinesq-sıkıştırılmaz olarak modellendiği daha önceden verilmiştir. Diğer bir deyişle, y yönündeki momentum denklemindeki cisim kuvveti terimi hariç yoğunluk sabit olarak alınmıştır.

$t=0$ anından hemen sonra, eşsıcaklıklı duvarlardaki akışkan hareketsizdir. Bu da yan duvardaki enerji denkleminde, ısıl atalet ve duvara dik olan iletim arasındaki bir dengeyi göstermektedir:

$$\frac{\Delta T}{t} \approx \alpha \frac{\Delta T}{\delta_t^2} \quad (75)$$

Buradan da anlaşılacağı üzere ΔT , t ve δ_t , T , t ve x' deki değişimlerin skalalarıdır. Görüldüğü üzere (75) eşitliği (74) denkleminde $u = v = 0$ alınarak ve

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \ll \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (76)$$

olduğu kabul edilerek (Çünkü $t=0$ yakınında termal sınır tabaka kalınlığı δ_t kapalı ortamın yüksekliğinden çok küçüktür. Burada $y \sim H$, $x \sim \delta_t$ ile olarak skala edilmiştir.) yazılmıştır. (75) eşitliği $t=0$ anından hemen sonra her bir eş sıcaklıklı duvar, kalınlığı

$$\delta_t \approx (\alpha t)^{1/2} \quad (77)$$

şeklinde değişen bir tabakayla kaplanmaktadır.

Isıtılmış tabaka δ_t doğal olarak, ısıtılmış duvar boyunca yükselir. Bu yukarı yönlü hareketin hız skalasını elde etmek için öncelikle akım fonksiyonu-girdap yaklaşımındaki benzer bir mantıkla (72) ve (73) numaralı denklemlerden basıncın yok edilmesi gerekmektedir. Bu amaçla, x' e göre diferansiyeli alınan y-momentum denkleminde, y' ye göre diferansiyeli alınan x-momentum denklemini çıkarılırsa basınç terimleri ortadan kaldırılmış olur.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) \\ & = v \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \right] + g \beta \frac{\partial T}{\partial x} \end{aligned} \quad (78)$$

Bu yeni denklem üç ana grup terim içermektedir: Sol tarafta atalet terimleri ve sağ tarafta sürtünme ve kaldırma terimleri.

$$\underbrace{\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t}}_{\text{Atalet}} \quad \underbrace{v \frac{\partial^3 v}{\partial x^3}}_{\text{Sürtünme}} \quad \underbrace{g \beta \frac{\partial T}{\partial x}}_{\text{Kaldırma}} \quad (79)$$

Temsilci skalalar kullanılarak, (79) ifadesi,

$$\frac{v}{\delta_t t} \quad , \quad v \frac{v}{\delta_t^3} \quad \sim \quad g \beta \frac{\Delta T}{\delta_t} \quad (80)$$

halini alır. Bu dengedeki sürücü kuvvet, sonlu kaldırma etkisidir, $g \beta \Delta T / \delta_t$. Burada önemli olan, kaldırma etkisinin ataletle mi, yoksa sürtünme ile mi dengelendiğinin belirlenmesidir. (80) ifadesinde herbir terimi sürtünme skalasıyla bölüp, (77) ifadesini yeni ifadeye taşıyacak olursak,

$$\underbrace{\frac{1}{Pr}}_{\text{Atalet}} \quad \underbrace{1}_{\text{Sürtünme}} \quad \underbrace{\frac{g \beta \Delta T \delta_t^2}{v v}}_{\text{Kaldırma}} \quad (81)$$

elde edilir. Bu nedenle, Prandtl sayısı 1' den büyük olan akışkanlar için $t=0'$ daki momentum dengesi, kaldırma ve sürtünme arasında iken, Prandtl sayısı 1'den çok küçük olan akışkanlar için bu denge, kaldırma ile atalet arasındadır. Aşağıda her iki durum ayrı ayrı incelenmiştir:

Pr >> 1 akışkanları

$Pr \gg 1$ akışkanlarında kaldırma kuvvetinin, sütünme kuvveti ile dengelendiği anlaşılırsa, (81) ifadesi

$$l \approx \frac{g \beta \Delta T \delta_t^2}{\nu \nu} \quad (82)$$

halini alır. Buradan hız skalası,

$$\nu \approx \frac{\alpha}{H} Ra_H^{1/2} \quad (83)$$

olarak tanımlanır. Bu hız skalası su ve yağ gibi ($Pr > 1$) olan akışkanlar için geçerlidir.

İlk akışkan hareketi için hız skalasını tanımladıktan sonra, tekrar enerji eşitliğine geri dönülürse, yan duvardan akışkan tabakası δ_t' ye iletilen ısının sadece tabakayı inceltmek için harcanmayacağı, bu ısı girişinin bir kısmının ν hızıyla yükselen δ_t tabakası tarafından taşınacağı gerçeği ile karşılaşılır. Böylece, (74) ile verilen enerji eşitliğinde üç farklı etki arasında bir yarış ortaya çıkar:

$$\underbrace{\frac{\Delta T}{t}}_{\text{Atalet}} \quad \underbrace{\frac{\nu \Delta T}{H}}_{\text{Taşınım}} \quad \approx \quad \underbrace{\alpha \frac{\Delta T}{\delta_t^2}}_{\text{İletim}} \quad (84)$$

(84) eşitliğinden görüldüğü üzere, artan t ile taşınım etkileri artacak, atalet terimlerinin etkisi önemini kaybedecektir. Enerji eşitliği, duvardan iletilen ısı ile kaldırma tabakasının düşey olarak taşıdığı entalpi arasında bir dengeyi ifade ettiğinde bir son zamana, t_f' ye ulaşılır. Bu denge,

$$\nu \frac{\Delta T}{H} \approx \alpha \frac{\Delta T}{\delta_t^2} \quad (85)$$

olarak yazılırsa buradan t_f ,

$$t_f \approx \left(\frac{H\nu}{g\beta\Delta T\alpha} \right)^{1/2} \quad (86)$$

Bu t_f zamanında tabaka kalınlığı,

$$\delta_{i,f} \approx (\alpha t_f)^{1/2} \approx H Ra_H^{-1/4} \quad (87)$$

olacaktır. $\delta_{i,f}$ kalınlığındaki ısı tabakalara ek olarak, eş sıcaklıklı duvarlarda sürtünme (hız) duvar jetleri gelişir. Bu jetlerin kalınlığı δ_v , ısı tabakanın dışında $x \approx \delta_v$ kalınlığındaki bölge için (77) eşitliğindeki momentum dengesinden elde edilir. Bu bölgede kaldırma kuvveti etkisi az olup, atalet ve sürtünme arasında bir denge söz konusudur:

$$\frac{\nu}{\delta_v t} \approx \nu \frac{\nu}{\delta_v^3} \quad (88)$$

Buradan δ_v çekilirse,

$$\delta_v \approx (\nu t)^{1/2} \approx Pr^{1/2} \delta_i \quad (89)$$

elde edilir.

Çalışmada en fazla kullanılan parametrelerin ikisi, kapalı ortam içerisinde akım fonksiyonunun en yüksek değeri ψ_{max} ve sıcak duvardaki ortalama Nusselt sayısıdır. Bu nedenle elde edilen sonuçların değerlendirilmesi için bu parametreler için skalaların tanımlanması oldukça önemlidir. Burada her iki parametre için ilgili skalalar şu şekilde tanımlanmıştır:

$$\psi_{max} \approx \nu \delta_v \quad (90)$$

ν ve δ , için, (83 ve (89) ifadeleri, (90) ifadesinde yerine yazılırsa,

$$\psi_{max} \approx \alpha Ra_H^{1/4} Pr^{1/2} \quad (91)$$

ifadesi elde edilir. Benzer şekilde Nu için,

$$Nu \approx Ra^{1/4} \quad (92)$$

skalası tanımlanır.

Pr << 1 akışkanları

Prandtl sayısı 1' den küçük olan sıvı metaller gibi akışkanlar için kaldırma ve atalet dengesi kullanılarak ve benzer işlemler yapılarak ilgili skalalar şu şekilde tanımlanmıştır:

$$\nu \approx \frac{\alpha}{H} (Ra_H Pr)^{1/2} \quad (93)$$

$$t_f \approx \frac{H^2}{\alpha} (Ra Pr)^{-1/2} \quad (94)$$

$$\delta_{t,f} \approx H (Ra Pr)^{-1/4} \quad (95)$$

$$\psi_{max} \approx \alpha Ra_H^{1/4} Pr^{3/4} \quad (96)$$

$$Nu \approx (Ra Pr)^{1/4} \quad (97)$$

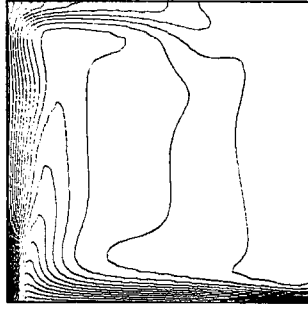
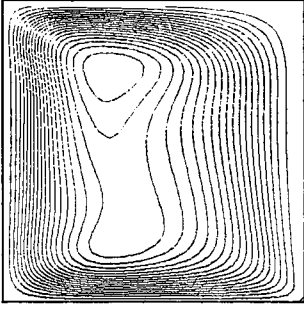
Görüldüğü üzere, $Pr \ll 1$ akışkanlarının ortalama Nusselt sayısı, $Pr \gg 1$ akışkanlarının aksine Prandtl sayısından bağımsızdır. Bu sonuç bir sonraki alt bölümde verilecek olan sayısal sonuçları desteklemektedir.

3. 2. 5 Prandtl Sayısının Etkisi

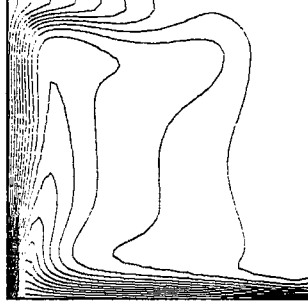
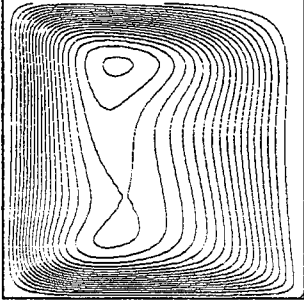
Bu kısımda, Şekil 6' da verilen geometride eğim açısının, $\phi=0^\circ$ değerinde, karesel bir kapalı ortam için ($\alpha_r=1$) sonuçlar elde edilmiştir. Prandtl sayısının beş farklı değeri ($Pr=0.01, 0.10, 1.00, 10.00$ ve 100.00) ele alınmıştır. Herbir Prandtl sayısında, Rayleigh sayısı artırılarak akış ve sıcaklık alanları elde edilmiş ve daha sonra farklı Prandtl sayıları için elde edilen bu sonuçlar karşılaştırmalı olarak incelenmiştir.

Şekil 28' de sabit bir Rayleigh sayısı için, $Ra = 10^6$, ele alınan beş farklı Prandtl sayısında akış ve sıcaklık alanları verilmektedir. $Pr=0.01$ için akış alanında merkezi akış alanının merkezine yerleşmiş bir ana girdap ve sağ alt ve üst köşelerde ana girdabın yönüne ters yönde dönen birer küçük girdap vardır. $Pr=0.10$ akışkanı için ana girdap şiddetlenmiştir. $Pr=1.00$ için ana girdap daha da şiddetlenmiş ve biraz çarpılmış ve sağ üst ve alt köşedeki girdabın şiddeti azalmıştır. Bu değer için, sıcak ve soğuk duvarlarda sınır tabakaların oluşumu gözlenmektedir. Prandtl sayısının daha da artan değerleri için, $Pr=10.00$ ve 100.00 akış alanındaki girdap biraz daha şiddetlenmiş ve öz bölgesi yatay olarak yayılmıştır. $Pr=10.00$ ve $Pr=100.00$ akış alanları karşılaştırıldığında oldukça benzer oldukları görülmektedir. Diğer bir deyişle $Pr<1$ akışkanları için Prandtl sayısı akış üzerinde oldukça önemli bir etkiye sahipken, $Pr>1$ akışkanları için bu etki ihmal edilebilir seviyededir. Sıcaklık alanlarında da benzer davranış göze çarpmaktadır. $Pr<1$ iken, Prandtl sayısı sıcaklık alanları üzerinde önemli seviyede bir etkiye sahipken, $Pr>1$ için elde edilen sıcaklık alanları hemen hemen birbirinin aynıdır.

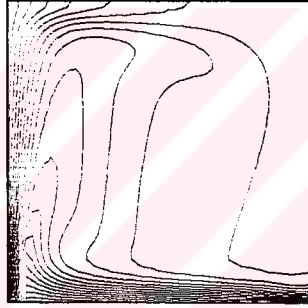
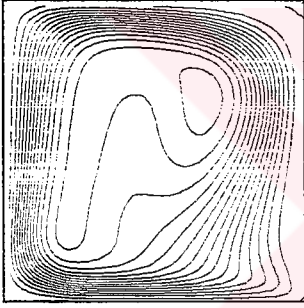
Prandtl sayısının etkisini daha iyi görmek için aynı Rayleigh sayısında, $Ra=10^6$, yine aynı Prandtl sayısı değerleri için sıcak duvar boyunca yerel Nusselt sayısının değişimleri elde edilmiş ve Şekil 28' de verilmiştir. Elde edilen değişim, yerel Nusselt sayısı, boyutsuz yatay sıcaklık dağılımı olarak tanımlandığından, Şekil 27' de verilen sıcaklık alanları ile oldukça iyi uyumaktadır. Düşük Prandtl sayısı bölgesinde ($Pr<1$) yerel Nusselt sayısı Prandtl sayısı ile önemli derecede değişirken yüksek Prandtl bölgesinde ($Pr>1$) ise artan Prandtl sayısından çok az etkilenmektedir. $Pr=1.0$ durumu ise, her iki durumla karşılaştırıldığında, $Pr>1$ durumuna daha yakın bir değişim göstermektedir. Şekil 27' de verilen akış ve sıcaklık alanları bu sonucu destekleyici niteliktedir. Ayrıca, bir önceki bölümde verilen skala analizi neticesinde böyle bir sonucun beklenildiğini hatırlamak yerinde olacaktır.



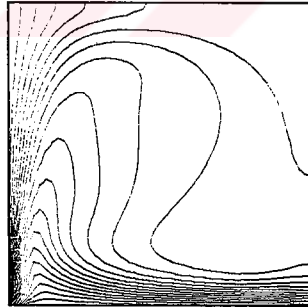
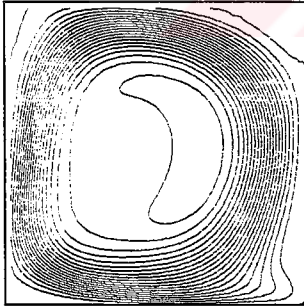
Pr = 100.00



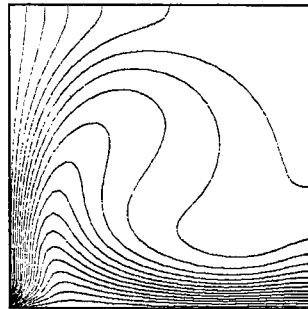
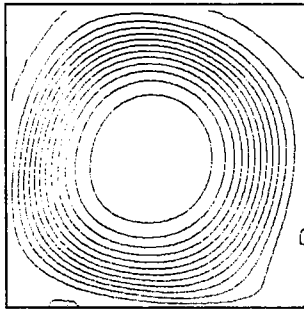
Pr = 10.0



Pr = 1.00



Pr = 0.10



Pr = 0.01

Şekil 28. Sabit bir Rayleigh sayısı için, $Ra=10^6$, Prandtl sayısının akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisi.

Şekil 30' da ise farklı Rayleigh sayıları için Prandtl sayısının sıcak duvardaki ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi verilmiştir. Rayleigh sayısının 10^2 değeri için akış alanında hakim olan rejim iletim olduğu için bütün Prandtl sayısı değerleri için aynı ortalama Nusselt sayısı değerleri elde edilmiştir. $Ra=10^3$ için ise akış alanı içerisinde taşınım etkileri biraz hissedilmesine rağmen, iletimle karşılaştırıldığında bu etkiler ihmal edilebilir seviyededir. Bu nedenle $Ra=10^3$ değerinde incelenen Prandtl sayısı değerleri için yaklaşık olarak aynı ortalama Nusselt sayısı değerleri elde edilmiştir. $Ra \geq 10^4$ için akış alanı içerisinde taşınım etkileri önemli derecede etkilidir. Bu nedenle Prandtl sayısının ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi sadece bu değerler için verilmiştir. Yine benzer şekilde, $Pr < 1$ akışkanları için, bu etki oldukça önemliyken (artan Prandtl sayısı ile ortalama Nusselt sayısı artmakta), $Pr > 1$ akışkanları için bu etki önemsizdir.

Prandtl sayısının kapalı ortam içerisindeki akış ve ısı geçişi üzerindeki bu etkisinin nedenini açıklamadan önce, Bejan [23] tarafından verilen, ısıtılmış düşey bir levha boyunca sınır tabaka akışı için skala analizinin incelenmesi oldukça yararlı olacaktır. Bejan, meydana gelen sıcaklık sınır tabakası δ_t ' nin hangi koşullar altında bir sürtünme~kaldırma dengesi veya bir atalet~kaldırma dengesinden oluştuğunu belirlemiştir (Kaldırma kuvveti olmaksızın akış olmayacağından bu değer ihmal edilemez). Yapılan skala analizi sıcaklık sınır tabakanın ataletle mi, yoksa sürtünme ile mi yönetildiğinin belirleyicisinin akışkanın özelliği olan *Prandtl sayısı* olduğunu vermiştir. Yüksek Prandtl akışkanları sürtünme~kaldırma dengesi ile yönetilen bir δ_t tabakası oluştururken, düşük Prandtl akışkanları atalet~kaldırma dengesi ile yönetilen bir δ_t tabakası oluşturmaktadır. Bejan, düşük ve yüksek Prandtl akışkanları için skalaları şu şekilde elde etmiştir:

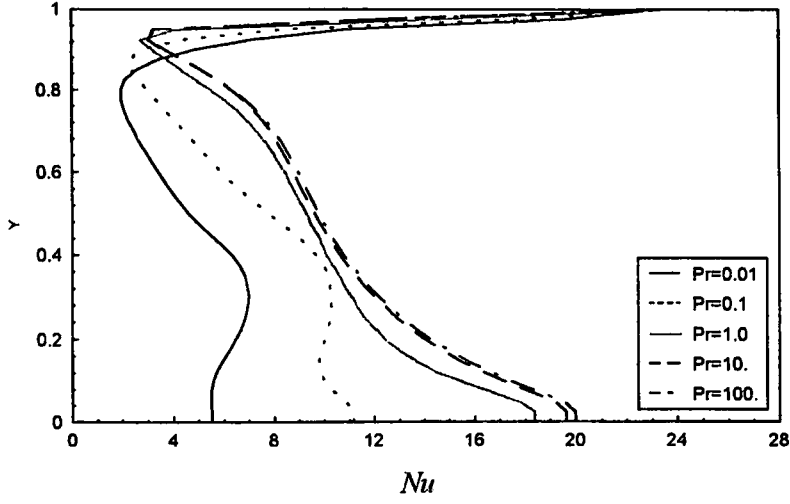
$Pr \gg 1$ akışkanları için, δ_t kalınlığındaki bir tabakada, sürtünme ve kaldırma arasındaki dengeyi kullanarak ilgili skalalar:

$$\delta_t \approx H Ra_H^{-1/4}$$

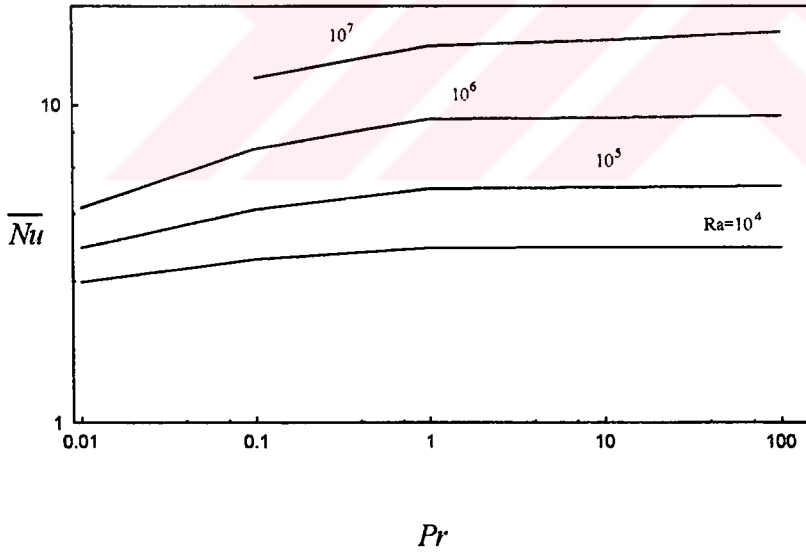
$$v \approx \frac{\alpha}{H} Ra_H^{1/2}$$

$$Nu \approx Ra_H^{1/4}$$

(97)



Şekil 29. $Ra=10^6$ için ısıtılmış duvar boyunca yerel Nusselt sayısının ısıtılmış düşey duvar boyunca değişimi.



Şekil 30. Ortalama Nusselt sayısının Prandtl sayısı ile değişimi.

$Pr \ll 1$ akışkanları için, δ , kalınlığındaki bir tabakada atalet ve kaldırma arasındaki dengeyi kullanarak ilgili skalalar:

$$\delta_t \approx H (Ra_H Pr)^{-1/4}$$

$$v \approx \frac{\alpha}{H} (Ra_H Pr)^{1/2}$$

$$Nu \approx (Ra_H Pr)^{1/4} \quad (98)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Görüldüğü gibi bu çalışmada elde edilen sonuçları destekleyici mahiyette, $Pr \gg 1$ durumu için akışla ilgili skalalar Pr' den bağımsızdır. Ayrıca, Arpacı ve Larsen [252] ve Arpacı [253] ortalama Nusselt sayısını

$$Nu \approx \left(\frac{Pr}{1+Pr} \right)^{1/4} Ra^{1/4} \quad (99)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Yüksek Prandtl sayıları için bu ifade,

$$Nu \approx Ra^{1/4} \quad (100)$$

halini alacaktır. Ayrıca, de Vahl Davis [41], Prandtl sayısının 7' den büyük olduğu durumlar için, ortalama Nusselt sayısı üzerinde ihmal edilebilir bir etkiye sahip olduğunu göstermiştir. Her iki sonuç da bu çalışmada elde edilen bulguları desteklemektedir.

Elde edilen sonuçlar, Prandtl sayısının tanımından irdelenebilir. Bilindiği üzere, Prandtl sayısı momentum yayılımının ısı yayılımına oranını vermektedir. Prandtl sayısı arttıkça, eğer sıcaklık alanı aynı kalıyorsa, taşınım etkileri kinematik viskozitenin yüksek değerleri nedeniyle zayıflayacaktır. Yüksek bir Prandtl sayısı, ayrıca taşınım alanı aynı

kalıyorsa, sıcaklık alanının daha yoğun(konsantre) bir dağılımına neden olan düşük termal yayılıma (diffüsite) karşılık gelmektedir. Dengede, taşınım etkisinin zayıflaması ve kaldırma etkisinin şiddetlenmesi, toplam geçiş prosesinin Prandtl sayısının değişimine duyarsız olmasına neden olarak birbirini karşılamaktadır.

Yüksek Pr akışkanları için hesaplamalar ısı iletkenliğin ısı kapasiteye oranının düşük olması nedeniyle daimi çözüme ulaşmak için daha uzun zamanlar gerektirdiğinden, daha yavaş bir şekilde yakınsadıkları görülmüştür. Örneğin $Pr=1.0$ değerinde, yakınsamış çözümler elde edebilmek için 1×10^{-4} lük bir zaman adımı yeterliyken, $Pr=100$ durumu 1×10^6 lik bir zaman adımını gerektirmektedir. Bu da, yüksek Pr akışkanları için daimi çözümlerin düşük Pr akışkanları için olandan daha uzun sürede elde edilmesine neden olmaktadır.



3. 2. 6 Eğim Açısının Etkisi

Bu kısımda ise, Şekil 6' da verilen eğik karesel ($\alpha_r=1$) bir kapalı ortam için, Prandtl sayısının sabit bir değerinde ($Pr=0.71$), eğim açısının akış alanı ve ısı geçişi üzerindeki etkisi araştırılmıştır. Rayleigh sayısının 10^3 ve 10^7 arasındaki değerlerinde, eğim açısı 0° ' den 360° 'ye kadar değiştirilmiştir. İncelenen eğim açısı aralığının bu kadar geniş tutulmasının nedeni (0° - 360°) incelenen sınır koşullarının simetrik olmayışdır. Oysa, karşılıklı düşey duvarlarının farklı sıcaklıkta tutulduğu simetrik sınır koşullarına sahip kapalı ortamlarda açıyı 0° - 180° arasında değiştirmek yeterli olacaktır. Çünkü, 180° - 360° için elde edilecek olan yapılar (akış ve sıcaklık alanları), 0° - 180° için elde edilecek olan yapıların simetriği olacaktır.

Şekil 6' dan görüldüğü gibi, eğim açısına bağlı olarak ilgili sınır koşulları sayesinde (farklı sıcaklıkta eş sıcaklıklı komşu duvarlar) farklı konfigürasyonlar elde edilmektedir. $\phi=0^\circ$ için, kapalı ortam bir düşey duvarından ısıtılan, üstten soğutulan bir şekildedir. $\phi=90^\circ$ için, alttan ısıtılan ve bir düşey duvarından soğutulan bir şekildedir. $\phi=180^\circ$ için, bir düşey duvarından ısıtılan ve alttan soğutulan bir konfigürasyona sahiptir. $\phi=270^\circ$ için ise, üstten ısıtılan ve bir düşey duvarından soğutulan bir kapalı ortama dönüşmektedir. Bütün durumlar için, kalan duvarlar adyabatiktir.

Sabit bir eğim açısında, Rayleigh sayısını belirli bir aralıkta değiştirerek ve farklı eğim açıları için bunu tekrarlayarak, eğim açısı ve Rayleigh sayısının akış alanı ve ısı geçişi üzerindeki etkileri ayrı ayrı belirlenmiştir. Rayleigh sayısı ve eğim açısının farklı değerleri için akış ve sıcaklık alanları, akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri cinsinden sırasıyla Şekil 31-38' de gösterilmiştir.

$\phi=0^\circ$ için, bir düşey duvarından ısıtılan ve üstten soğutulan bir kapalı ortama sahip olduğumuz belirtilmişti. Bu durum için başlangıç olarak $Ra=10^3$ ' te, akım çizgileri yaklaşık olarak merkeze yerleşmiş tek bir hücreyi oluşturmakta ve ilgili eş sıcaklık eğrileri diagonal olarak simetrik bir yapı oluşturarak saf iletimin özelliklerini sergilemektedir. Saat ibreleri yönündeki zayıf dönme, sıcak akışkanı, sıcak duvar boyunca yukarı kaldırmaktadır. Yukarı doğru hareket eden sıcak akışkan, soğuk akışkan tabakasını alçaltarak soğuk üst duvar civarında aniden soğutulmaktadır. Bundan dolayı, bu iki sıcak ve soğuk akışkan etkileşim halindedir. Bu etkileşim, eş sıcaklıklı eğrilerin sağ üst kısımda yayılmasına neden olur.

Rayleigh sayısı arttıkça hücrenin merkezi kapalı ortamın sağ alt köşesine doğru hareket etmektedir. Artan Rayleigh sayısı ile birlikte artan taşınımsal hareketin bir sonucu olarak, sıcak düşey duvar ve soğuk üst duvar yakınında sıcaklık basamakları daha şiddetli bir hal almakta ve soğuk akışkan kapalı ortamın alt kısmını kaplamaya çalışmaktadır. Rayleigh sayısının 10^5 değerinde, dönme sıcak ve soğuk duvarlara komşu sınır tabakaların gözlenebileceği bir dereceye kadar artmaktadır. Rayleigh sayısındaki daha fazla bir artışla birlikte ($Ra=10^6$ ve $Ra=10^7$) sınır tabakalar giderek incelmektedir. Ayrıca, Rayleigh sayısı arttıkça, kapalı ortamın merkez kısmının sıcaklıkta çok az bir değişimle izafi olarak aktif olmayan bir hal aldığı görülmektedir. Sonuç olarak bu eğim açısında akış için, artan Rayleigh sayısı ile üç farklı rejim meydana gelmektedir: İletim rejimi, geçiş rejimi (ara rejim) ve sınır tabaka rejimi.

$\phi=45^\circ$ durumunda oldukça ilginç bir yapı karşımıza çıkmaktadır (Şekil 32). $Ra=10^3$ için, birbirlerine ters yönde dönen iki simetrik hücre mevcuttur. Üstteki hücre saat ibrelerinin tersi yönde dönerken, alttaki hücre saat ibreleri yönünde dönmektedir. $Ra=10^4$ için hücrelerin simetrik yapısı korunmakta ve şiddetleri artmaktadır. $Ra=10^4$ ve $Ra=10^5$ arasında üst hücre dereceli bir şekilde artarken, alt hücre dereceli bir şekilde azalmakta ve simetrik yapı ortadan kalkmaktadır. Rayleigh sayısının 10^5 'in ötesindeki değerlerinde alttaki hücre yeniden iyileşmektedir. $Ra=10^5$, $Ra=10^6$ ve $Ra=10^7$ için alt hücrenin şekli incelendiğinde dereceli bir şekilde şiddetinin arttığı görülür. $Ra=10^7$ için alt ve üst hücreler yaklaşık olarak aynı büyüklükte olup, simetrik bir hal almışlardır. $\phi=0^\circ$ durumuna benzer bir şekilde, $Ra=10^3$ 'te, eşsıcaklık eğrileri, ısı geçişinin baskın şeklinin iletim olduğunu gösteren diagonal olarak simetrik bir yapıya sahiptir. $Ra=10^4$ 'te eş sıcaklık eğrilerinin yapısındaki çok az bir çarpılma ile aynı yapı korunmaktadır. Daha önceden verildiği üzere, eşsıcaklık eğrilerinin diagonal olarak simetrik olan bu yapıdan sapması taşınım etkilerine karşılık gelmektedir. $Ra=10^5$ 'te sıcak ve soğuk duvarlar boyunca sınır tabakalar görünebilir bir hal almaktadır. Rayleigh sayısı daha da arttırılırsa, ($Ra=10^6$ ve 10^7), bu sınır tabakaların daha fazla ayırt edilebilir bir hal aldığı görülmektedir. Kapalı ortamın kalan iç bölgesi ısı olarak aktif değildir. Aynı Rayleigh sayısı değeri için ($Ra=10^6$), $\phi=0^\circ$ ve $\phi=45^\circ$ için elde edilen akış alanları karşılaştırıldığında, $\phi=45^\circ$ için, akışkan üzerine etkiyen cisim kuvvetinin azalması nedeniyle, $\phi=0^\circ$ durumundakinden daha zayıf bir taşınımsal akış elde edildiği görülmektedir.

$\phi = 90^\circ$ için, başlangıç olarak $Ra = 10^3$ ' te sıcak akışkanı, sıcak duvar boyunca kapalı ortamın üst kısmına kaldırmaya çalışan saat ibrelerinin tersi yönde dönen zayıf bir döngü görülmektedir (Şekil 33). Şekilden görüldüğü üzere, bu durum için elde edilen sıcaklık dağılımı $Ra=0$ durumu için elde edilen diagonal olarak simetrik iletim dağılımından önemsiz derecede sapmaktadır. Rayleigh sayısı ve sonuç olarak kapalı ortamın içerisindeki dönme şiddeti arttıkça ($Ra=10^4$), sıcak akışkan düşey olarak sağ yan adyabatik yüzey boyunca yukarı doğru ve yatay olarak üst adyabatik duvar boyunca süpürülür. Bu akışkan daha sonra soğuk duvar boyunca düşey yönde aşağı akarken soğutulur. $Ra=10^5$ ' te dönme şiddeti sıcak ve soğuk duvarlara komşu sınır tabakaların gözlenebileceği bir dereceye kadar artmaktadır. Rayleigh sayısındaki daha fazla artış ($Ra=10^6$ ve 10^7) sınır tabaka kalınlığının azalmasına ve sonuç olarak enerji geçişinin artmasına neden olur. Görüldüğü gibi, $Ra \leq 10^5$ için merkezi dönme hücresi yaklaşık olarak silindirik bir şekildedir. $Ra=10^6$ ' da merkezi dönme hücresinin bu yapısı çarpılır ve $Ra=10^7$ ' de akış alanında ikinci bir hücre gözlenir. Isıtılmış alt duvardaki sıcaklık basamağı sol köşede en yüksek değerini alırken, soldan sağa azalmaktadır. Benzer şekilde, soğuk sol duvarda sıcaklık basamağı için en üstte bir en yüksek değer elde edilmektedir.

$\phi = 135^\circ$ için, Rayleigh sayısının 10^4 ' e kadar olan değerleri için silindirik şekilde, saat ibrelerinin tersi yönde dönen tek bir hücre gözlenmektedir (Şekil 34). Bu değerlerin ötesinde hücrenin silindirik yapısı bozulmakta ve Rayleigh sayısının 10^5 ' ten büyük değerleri için sıcak ve soğuk duvarlara komşu sınır tabakalar oluşmaktadır. Kapalı ortamın üst kısmı, $Ra=10^6$ ve 10^7 için hidrodinamik olarak aktif değildir. Şekilden görüldüğü üzere, $Ra=10^3$ ' te eşsıcaklık eğrileri iletim rejimini gösteren diagonal olarak simetrik bir yapıdadır. Artan Rayleigh sayısı ile, diğer bir deyişle artan taşınım hareketi, eşsıcaklık eğrilerinin diagonal olarak simetrik olan yapısı çarpılır ve $Ra=10^6$ ve 10^7 için kapalı ortamın üst kısmı, bu bölgedeki akım çizgilerine benzer olarak, ısı olarak aktif olmayan şekilde kalır. Eşsıcaklıklı duvarlarda ise ısı sınır tabakalar artan Rayleigh sayısı ile görünür bir hal almaktadır.

$\phi = 180^\circ$ için, incelenen Rayleigh sayısı aralığı için saat ibrelerinin tersi yönde dönen tek bir hücre gözlenmiştir (Şekil 35). Artan Rayleigh sayısı ile, hücrenin merkezi kapalı ortamın köşegeni boyunca sağ üst köşeye doğru hareket etmektedir. Artan Rayleigh sayısı ile ayrıca; soğutma etkileri, soğuk alt duvara yakın bir bölgeye sınırlı kalırken, sıcak sağ duvarın ısıtma etkisi giderek önem kazanmaktadır.

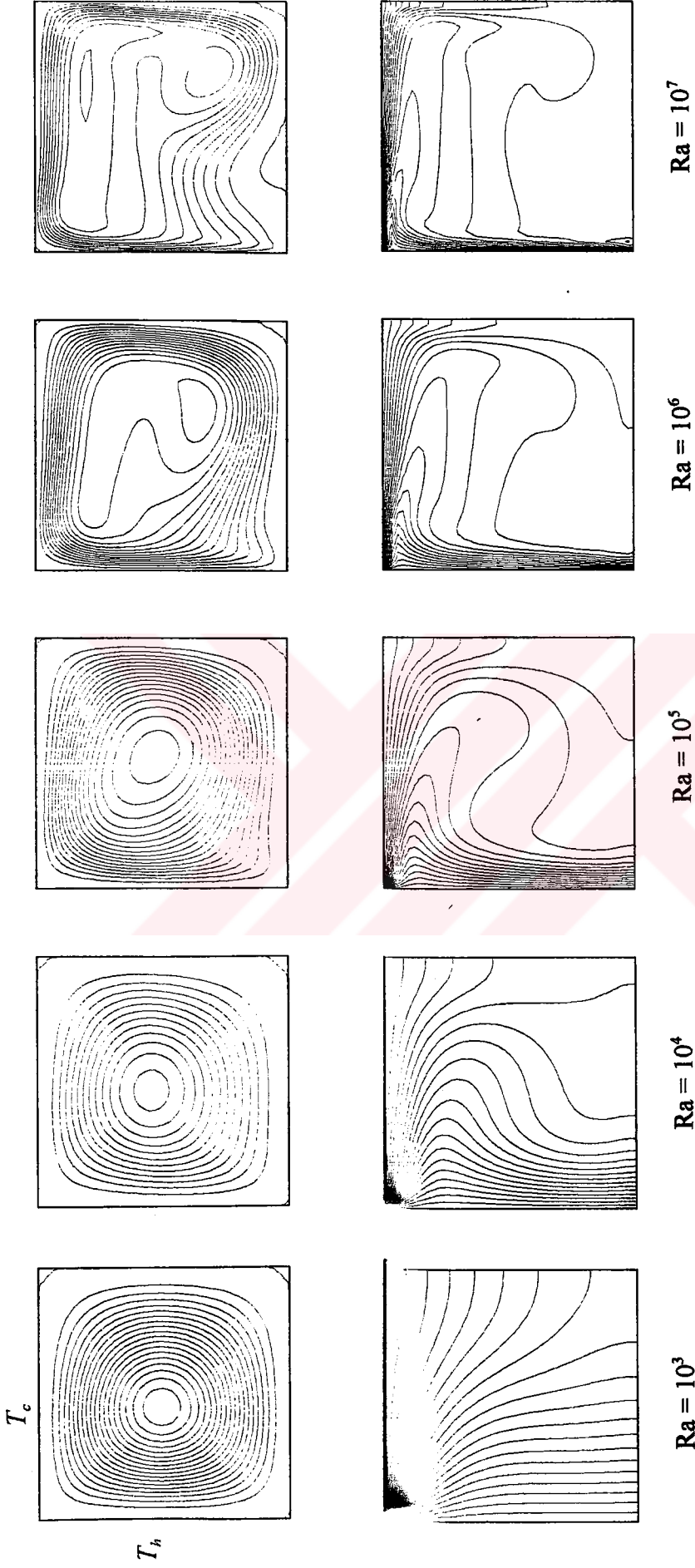
$\phi = 225^\circ$ için, incelenen bütün Rayleigh sayıları için birbirlerine ters yönde dönen iki simetrik hücre gözlenmiştir. Rayleigh sayısının daha yüksek değerleri için ($Ra=10^6$ ve 10^7) sıcak ve soğuk duvarlar civarında sınır tabakalar oluşmakta ve kapalı ortamın alt ve üst kısmı ısı olarak aktif olmayan halde kalmaktadır. Artan Rayleigh sayısı ile birlikte iki hücrenin merkezi farklı sıcaklıkta tutulan eşsıcaklıklı duvarların birleştiği köşeye doğru giderek yaklaşmaktadır. Bütün Rayleigh sayısı değerleri için eşsıcaklık eğrilerinin simetrik yapısı korunmaktadır.

$\phi = 270^\circ$ için, yerçekimine göre kararlı koşullardan dolayı akış oldukça yavaştır (Şekil 37). Rayleigh sayısının dikkate alınan bütün değerlerinde saat ibrelerinin yönünde dönen tek bir hücre mevcuttur. Artan Rayleigh sayısı ile hücrenin merkezi sağ üst köşeye doğru kaymaktadır. Ayrıca, ısıtma etkileri ısıtılmış üst duvara yakın bir bölgeye sınırlı kalırken, soğuk sağ duvarın soğutma etkisi artarak önem kazanmakta ve kapalı ortamın büyük bir kısmını kaplamaktadır. Eşsıcaklık eğrileri ise üst duvarın stabilize etkisi nedeniyle giderek daha çok katmanlı olmaktadır.

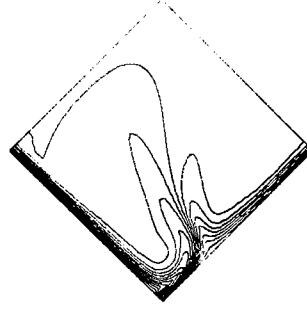
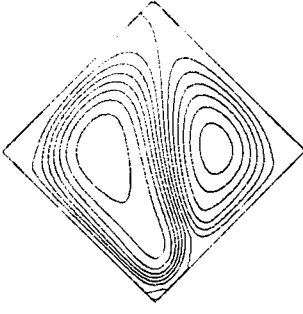
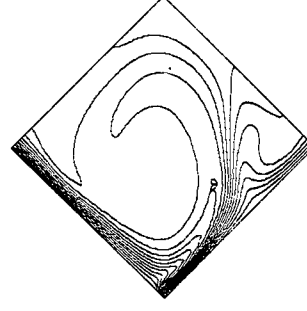
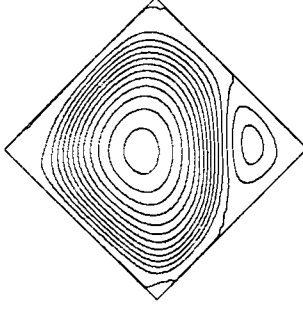
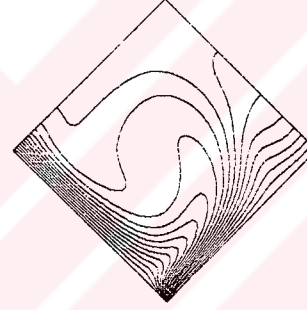
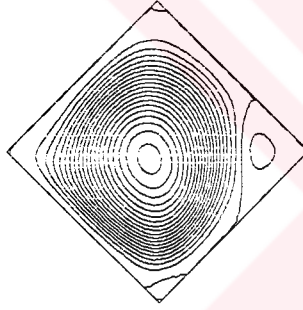
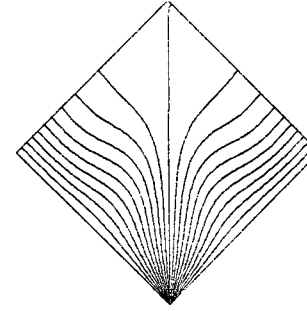
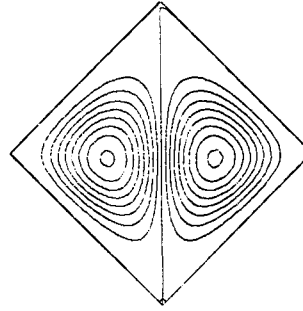
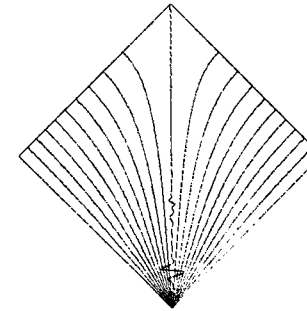
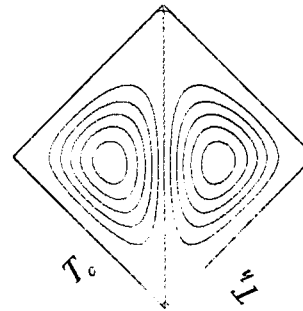
$\phi = 315^\circ$ için, Rayleigh sayısının küçük değerlerinde ($Ra=10^3$ ve 10^4) silindirik şekilde bir hücre mevcuttur. Artan Rayleigh sayısı ile ($Ra=10^5$), sıcak ve soğuk duvarlara bitişik sınır tabakalar oluşmaktadır. Rayleigh sayısındaki daha ileri bir artış, bu sınır tabakaların daha görünür bir hal almasını sağlamaktadır. Rayleigh sayısının yüksek değerleri için ($Ra=10^6$ ve 10^7), kapalı ortamın alt kısmı hidrodinamik olarak aktif değildir. Eşsıcaklık eğrilerinden de görüldüğü üzere, sıcaklık alanının diagonal olarak simetrik bir yapıdan (iletim rejimi), bir sınır tabaka yapısına döndüğü görülmektedir. Sınır tabaka rejiminde ($Ra \geq 10^5$), kapalı ortamın alt kısmı ısı olarak aktif olmayan bir hal almaktadır.

Gözönüne alınan bütün durumlar için akış alanı, farklı şekilde ısıtılmış düşey duvarlara sahip bir kapalı ortamdaki gibi simetrik olmadığı ilgili şekillerden görülebilir. Ayrıca, gerek hidrodinamik, gerekse ısı sınır tabaka kalınlıklarının eğim açısına şiddetli bir şekilde bağımlı oldukları görülmektedir.

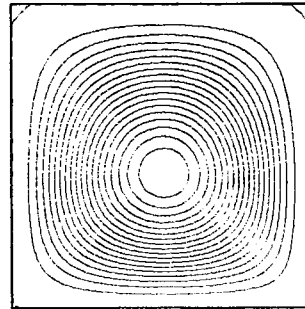
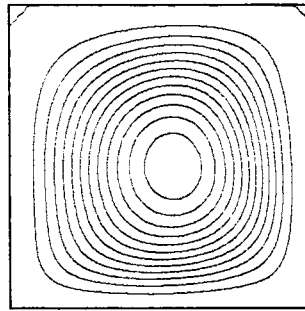
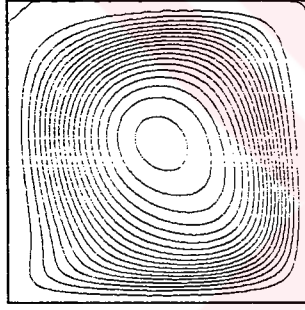
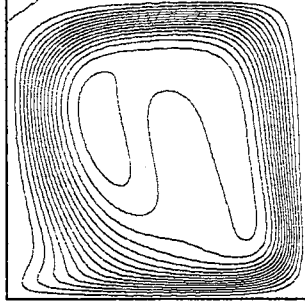
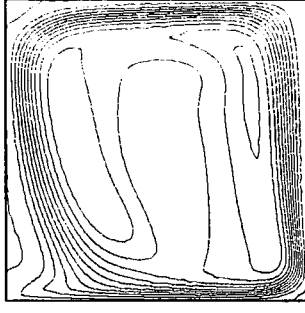
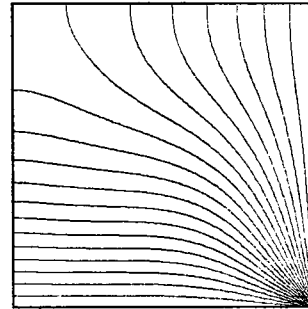
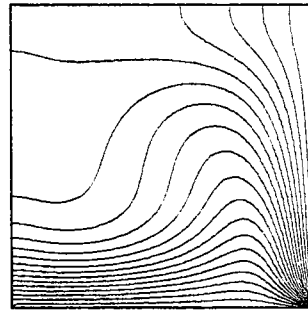
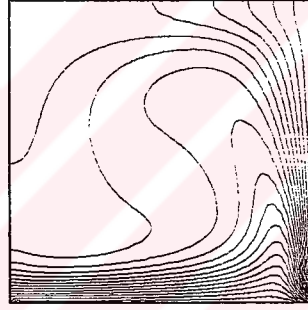
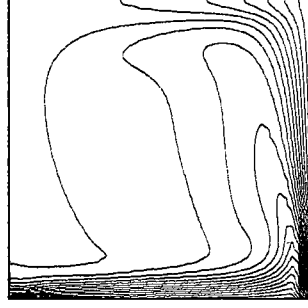
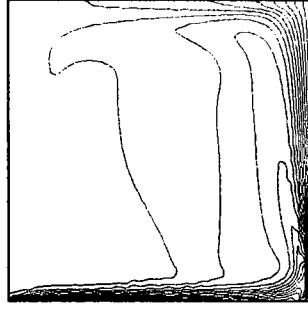
Rayleigh sayısının farklı değerleri için, eğim açısının ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi Şekil 39' da verilmiştir. Şekilden görüldüğü gibi eğim açısının 0° den (alttan ısıtma-bir yan duvardan soğutma durumu) doğal taşınım için sürücü potansiyeldeki azalma, ısı geçişinde azalmaya neden olmaktadır. $\phi = 45^\circ$ de bir en düşük değer elde edilmektedir. Bu değer in ötesindeki bir artış ısı geçişini artırmakta ve $\phi = 90^\circ$ de bir en yüksek değere ulaşılmaktadır. Eğim açısının $\phi = 90^\circ$ den 135° ye artırılması ortalama



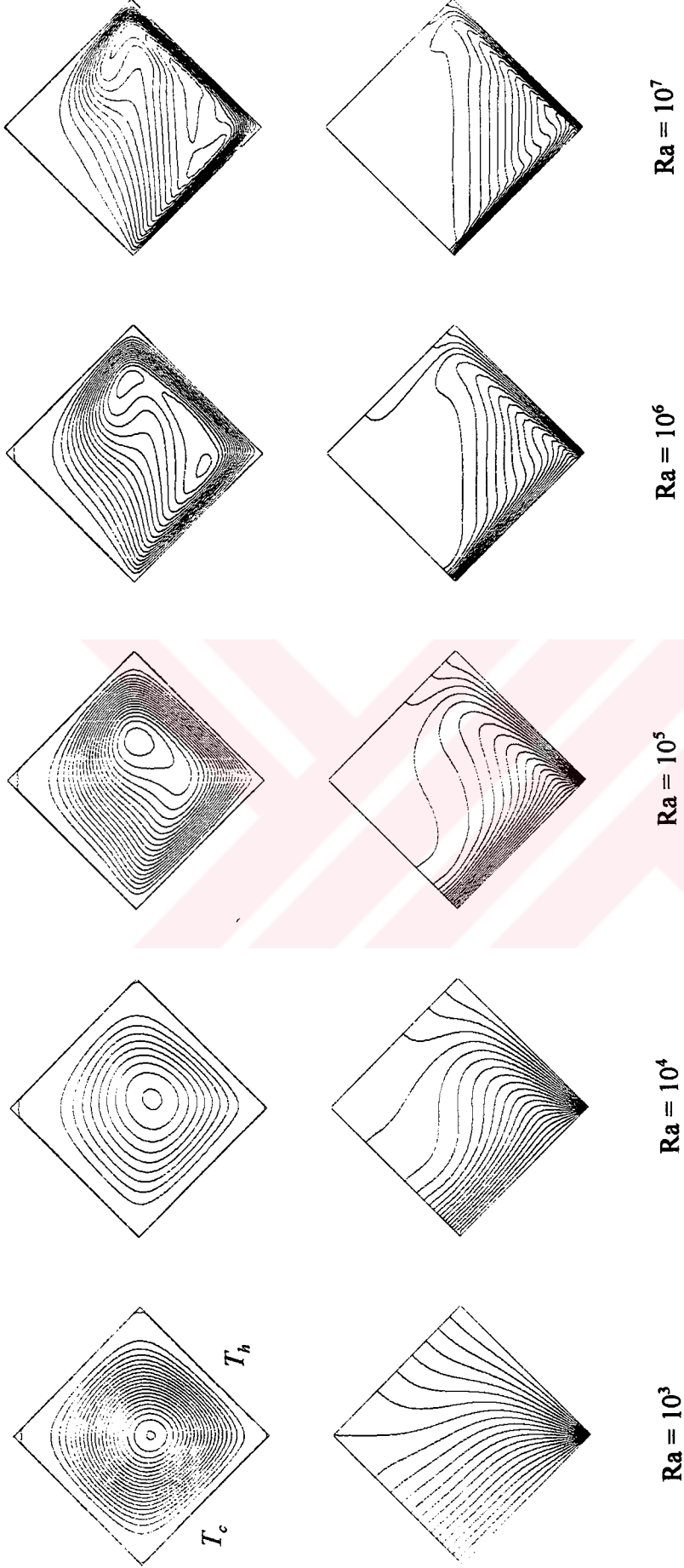
Şekil 31. $\phi = 0^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.


 $Ra = 10^7$

 $Ra = 10^6$

 $Ra = 10^5$

 $Ra = 10^4$

 $Ra = 10^3$

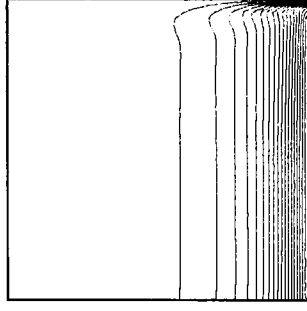
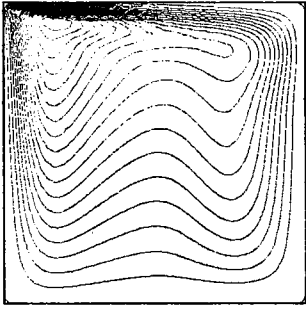
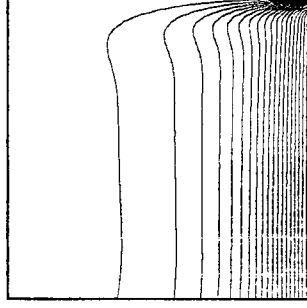
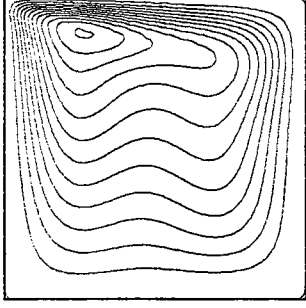
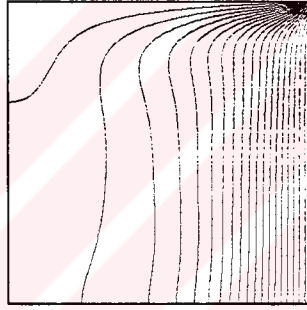
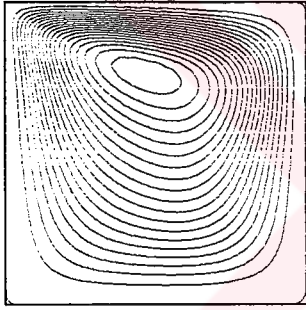
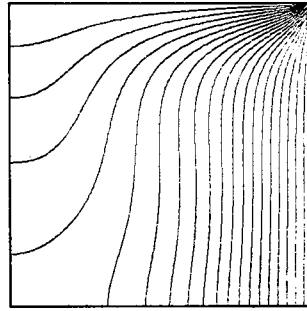
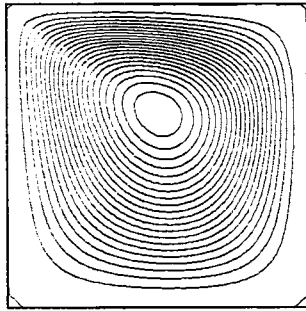
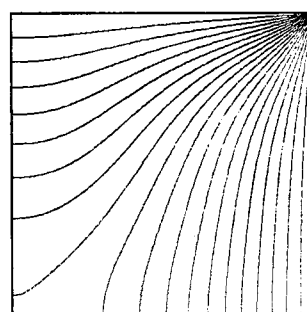
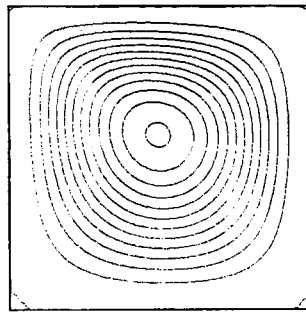
Şekil 32. $\phi = 45^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.

 T_h  $Ra = 10^7$ $Ra = 10^6$ $Ra = 10^5$ $Ra = 10^4$ $Ra = 10^3$

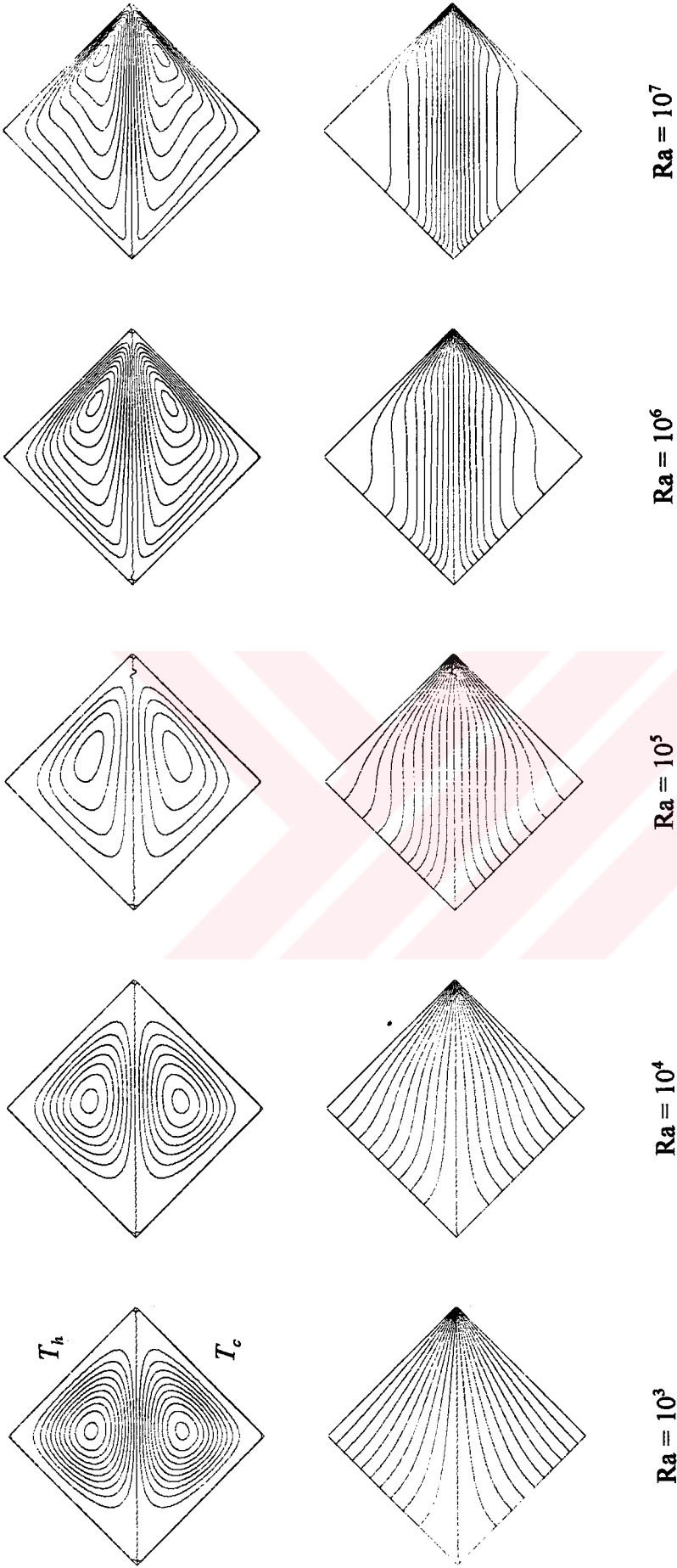
Şekil 33. $\phi = 90^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.



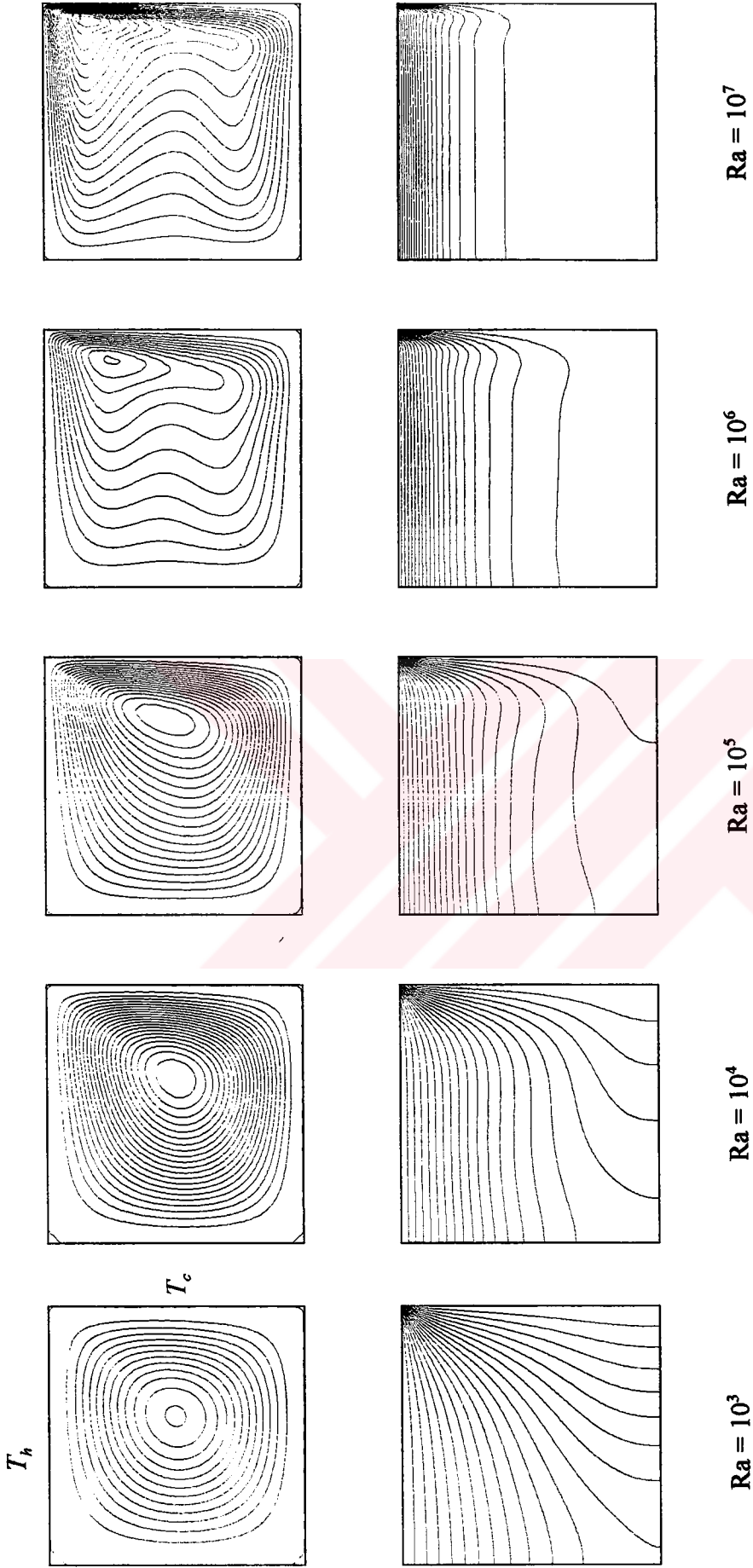
Şekil 34. $\phi = 135^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.


 $Ra = 10^3$

 $Ra = 10^4$

 $Ra = 10^5$

 $Ra = 10^6$

 $Ra = 10^7$
 T_h
 T_c

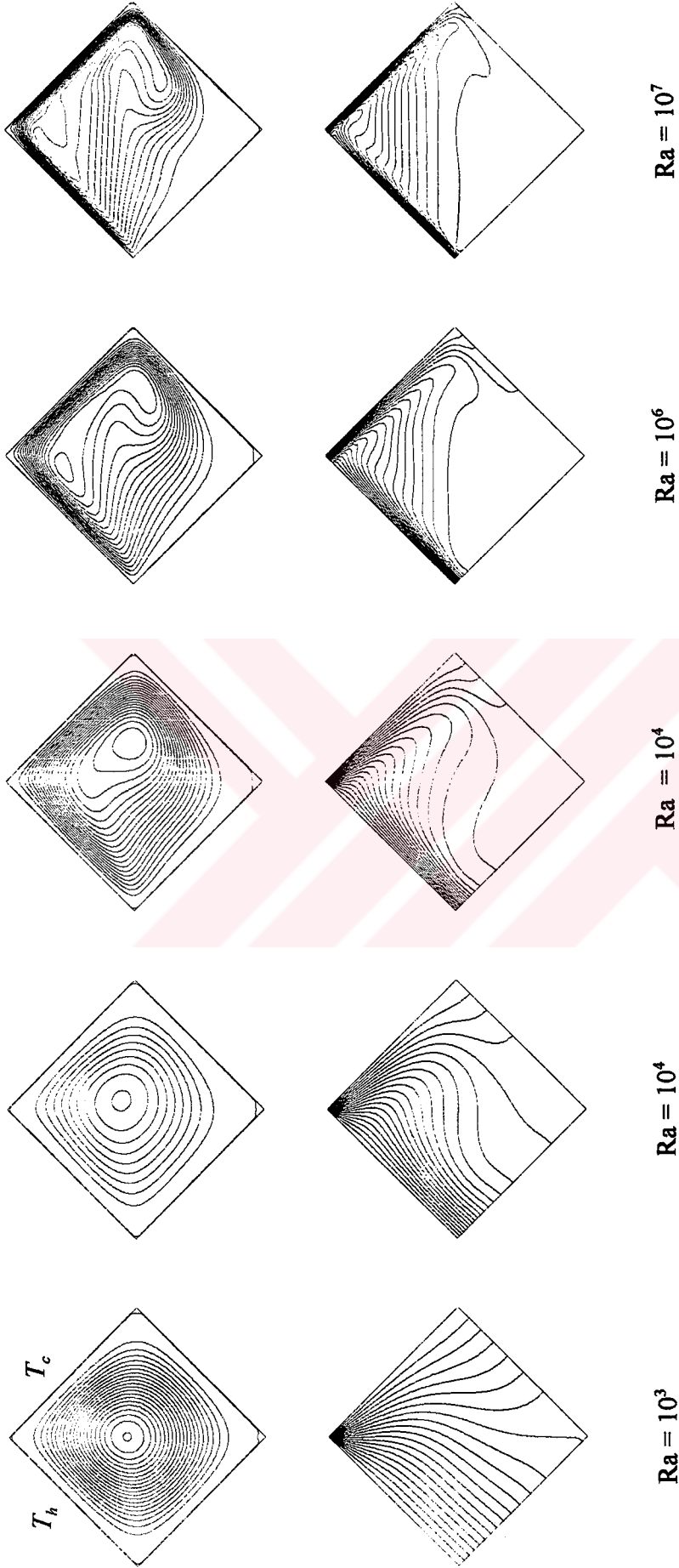
Şekil 35. $\phi = 180^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.



Şekil 36. $\phi = 225^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.



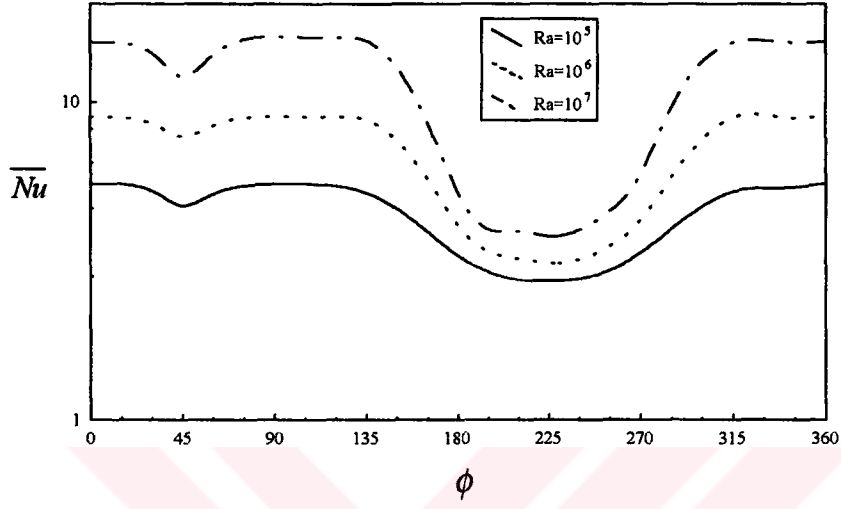
Şekil 37. $\phi = 270^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.



Şekil 38. $\phi = 315^\circ$ için akım çizgileri ve eşsıcaklık eğrileri.

Nusselt sayısı değerini pek etkilememektedir. Fakat daha yüksek değerler için ortalama Nusselt sayısı önemli derecede azalmakta ve $\phi = 225^\circ$ de ikinci bir en düşük değer elde edilmektedir. Eğim açısının 225° nin ötesinde artması ortalama Nusselt sayısında bir artışa sebep olmaktadır ve sonuçta $\phi = 360^\circ$ için bir döngü tamamlandığından $\phi = 0^\circ$ de elde edilen değere ulaşılmaktadır. Ortalama Nusselt sayısının, eğim açısına olan bu şiddetli bağımlılığının nedeni şekil 30-37' de verilen sıcaklık alanlarından açıkça anlaşılmaktadır.





Şekil 39. Farklı Rayleigh sayıları için ortalama Nusselt sayısının, eğim açısı ile değişimi.

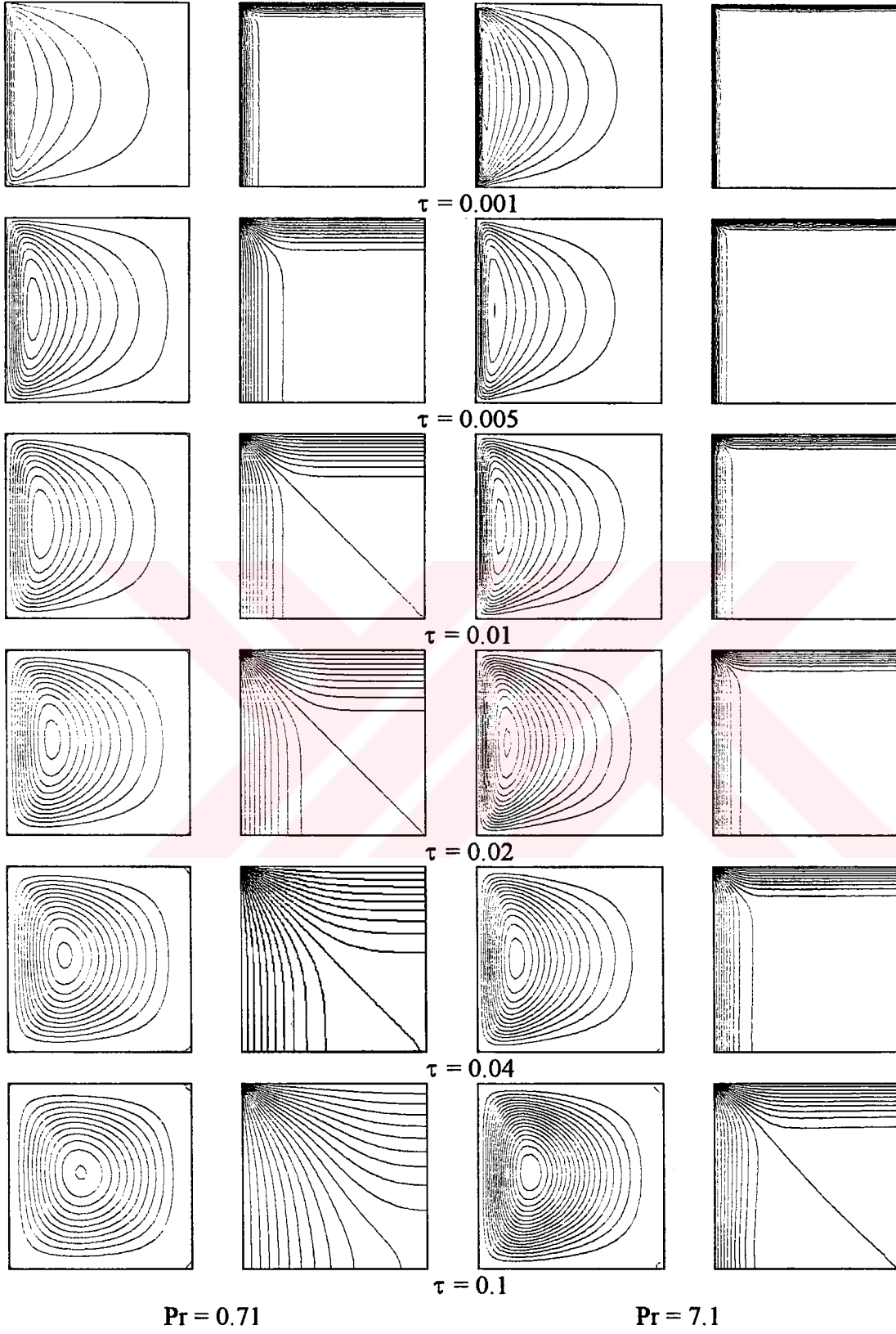
3. 2. 7 Zaman Bağımlı Doğal Taşınım

Bu kısımda, Şekil 6' daki iki boyutlu kapalı ortamda, boyut oranının 1 (karesel kapalı ortam), eğim açısının 0° değeri için iki boyutlu zaman bağımlı doğal taşınım incelenmiştir. Prandtl sayısının 0.71 (hava) ve 7.1 (su) değerleri ve Rayleigh sayısının 10^3-10^7 aralığındaki değerleri ele alınmıştır. Başlangıçta, karesel kapalı ortamın yüzeyleri ve kapalı ortam içerisindeki akışkan hareketsiz olup ısı dengededir, $T=T_0$. Bu başlangıç durumundan, $t=0$ anında, sol yan duvarın sıcaklığı aniden $T_h=T_0+\Delta T'$ ye çıkarılırken, üst duvarın sıcaklığı aniden $T_c=T_0-\Delta T'$ ye düşürülmektedir. Daha sonra, bu duvarların sıcaklıkları sabit tutulmaktadır. Alt ve sağ yan duvar yalıtılmıştır. Sınır koşullarındaki bu adım değişikliğinden sonra akış ve sıcaklık alanlarının gelişimi incelenmiştir.

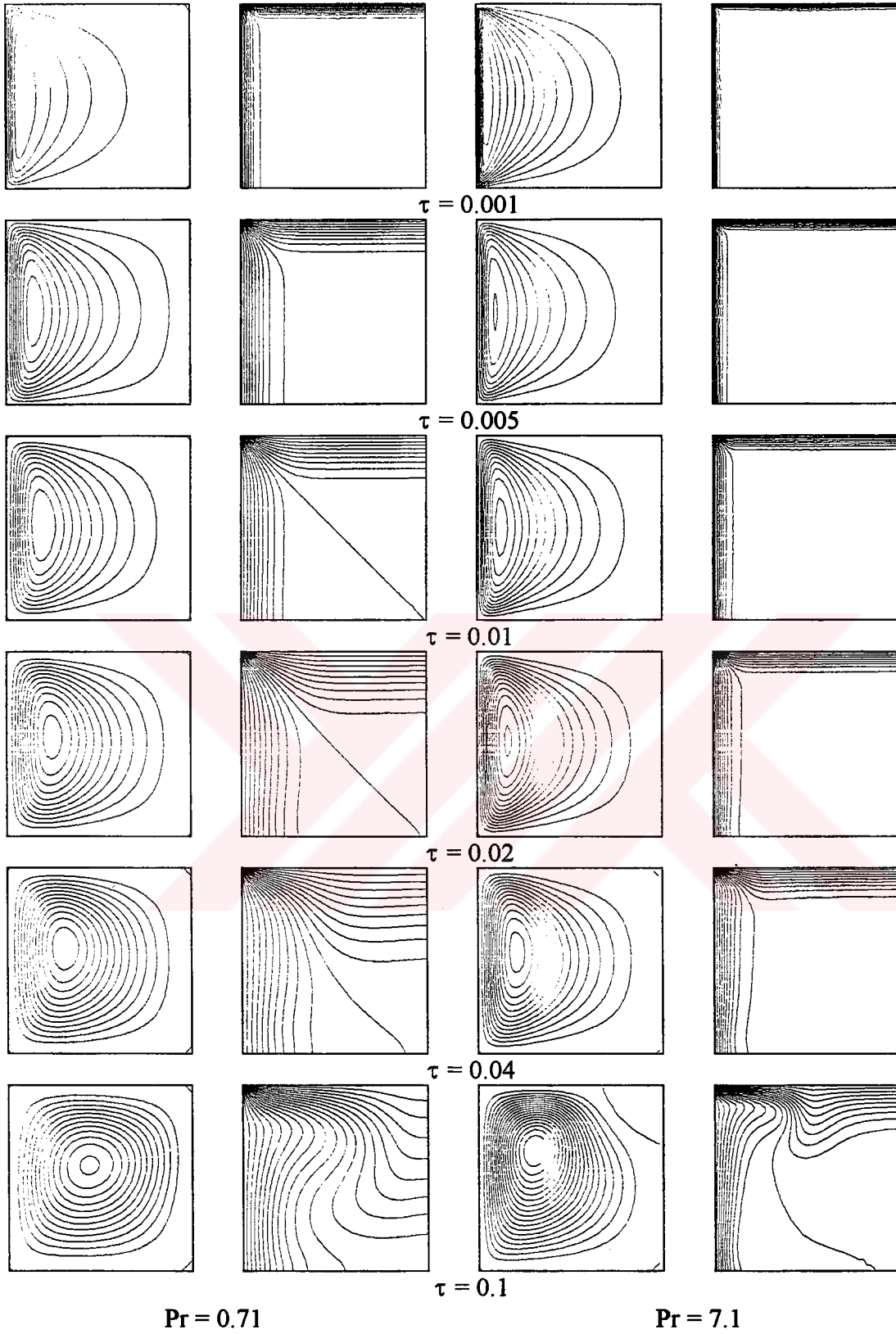
Bu kısımda ana amaç, Prandtl ve Rayleigh sayılarının yukarıda tanımlanan sınır koşullarına maruz bir kapalı ortam içerisindeki zaman bağımlı doğal taşınım üzerindeki etkisinin belirlenmesidir. Sabit bir Prandtl sayısında, Rayleigh sayısı artırılarak bu etki incelenmiştir. Bu geometride, ısı kaldırma sonucu oluşan akış saat ibreleri yönündedir. Başlangıçta, akışkanın sabit bir sıcaklıkta ve hareketsiz olduğu belirtilmişti. $\tau \geq 0'$ da, sol yan duvardaki ani bir ısıtma ve üst duvardaki ani bir soğutma eşsıcaklıklı duvarlar civarında keskin sıcaklık basamaklarına neden olmaktadır. Kapalı ortamın merkezinde, akışkan hala başlangıçtaki sabit sıcaklıktadır ve bundan dolayı $x=0'$ da sıcak duvar yakınlardaki akışkan yükselmeye başlar. Bu başlangıç gelişimini takiben, ısıtılan akışkan, kapalı ortamın soğuk üst duvarı boyunca akar. Daha sonra bu akış diğer yan duvara ulaşır ve bu duvar boyunca aşağı doğru akar ve sonuçta adyabatik alt duvarı geçerek tekrar, ısıtılmış sol yan duvara ulaşır. Prandtl sayısının 0.71 ve 7.1 değerlerinde ve Rayleigh sayısının 10^3-10^7 değerlerinde, akış ve sıcaklık alanlarının zamanla gelişimi Şekil 40-44' de gösterilmiştir.

Rayleigh sayısının incelenen bütün değerlerinde ($Ra=10^3 - 10^7$), ani yüklemekten hemen sonra, kapalı ortam içerisinde ısıtılmış duvara yakın tek bir hücre gözlenmektedir. İlk zamanlarda, taşınımsal hareket tamamen gelişmemiştir. Bundan dolayı eşsıcaklık eğrileri duvarlar yakınında sık ve birbirine paraleldir. Bu da, ısı geçişinde hakim olan mekanizmanın iletim olduğunu göstermektedir.

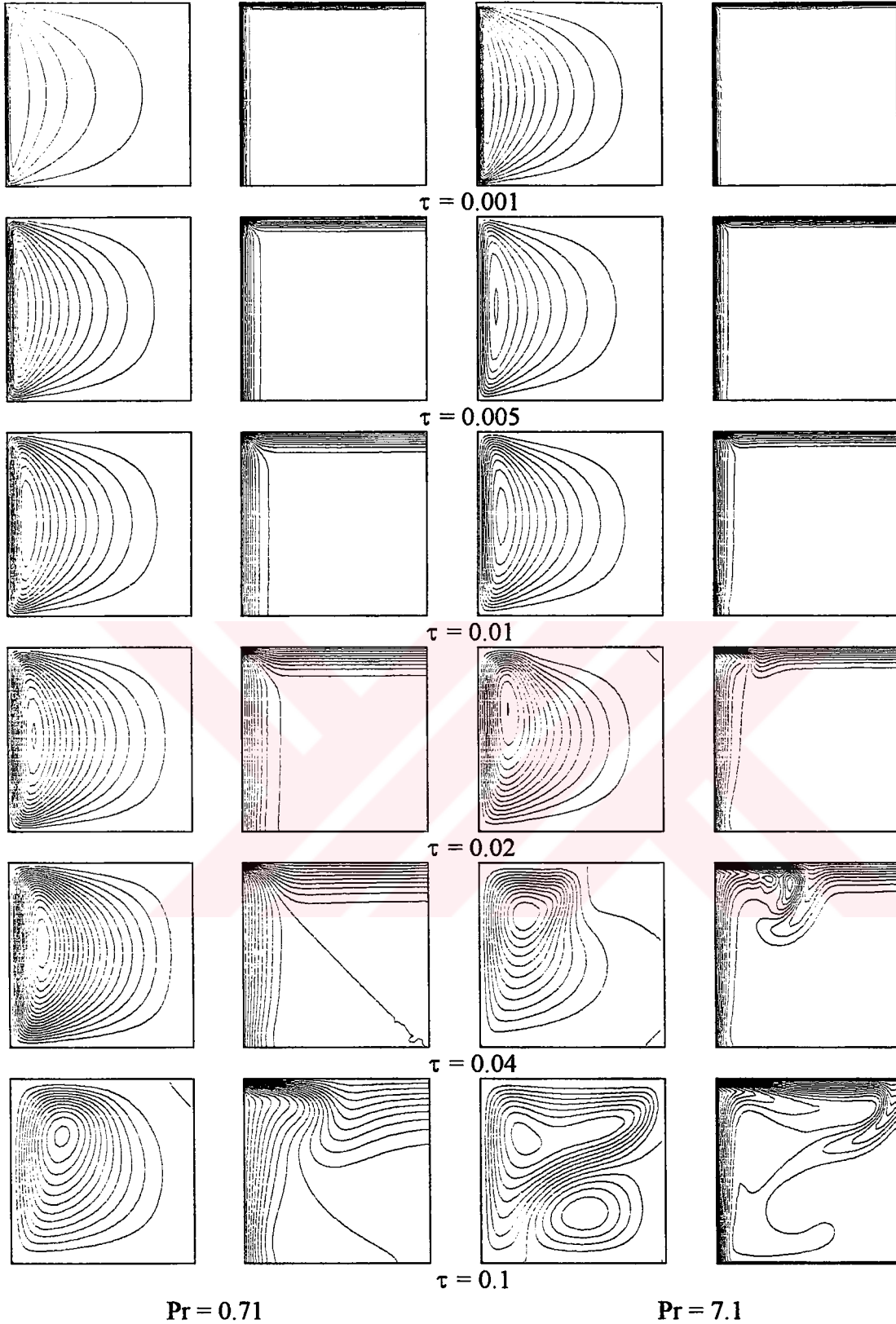
Şekil 40' ta verildiği gibi, $Pr=0.71$ ve $Ra=10^3$ durumunda $\tau=0.001'$ de akım çizgileri saat ibreleri yönünde dönen, zayıf, tek bir hücre oluşturmaktadır. Artan zaman ile birlikte akım çizgilerinin şiddeti artmakta ve sıcak duvarın yanına yerleşmiş hücre merkezi kapalı ortamın merkezine doğru kaymaktadır. $\tau=0.1'$ de hücre silindirik bir yapıdadır ve nerdeyse kapalı ortamın tamamını kaplamaktadır. Eşsıcaklık eğrileri incelendiğinde, başlangıçta, eşsıcaklıklı duvarlar boyunca ince sınır tabakaların oluştuğu görülmektedir. Merkezdeki akışkan, hala, başlangıçtaki sıcaklıktadır. $\tau=0.1'$ de, görüldüğü üzere, eşsıcaklık eğrileri diagonal simetrik bir şekil almaktadır. Bu da, daha önceden analitik olarak elde ettiğimiz iletim çözümünü tanımlamaktadır. Buradan da anlaşıldığı üzere, Rayleigh sayısının düşük değerlerindeki ısı geçişinde; iletim, baskın mekanizmadır. Aynı Rayleigh sayısında, $Ra=10^3$, $Pr=7.1$ için elde edilen ani akış alanları irdelenirse, akış alanının gelişiminin nitelik olarak $Pr=0.71$ durumundakine benzer olduğu görülür. Fakat, şekilden de görüldüğü üzere, bu durumda daimi çözüme ulaşmak $Pr=0.71$ durumuna göre daha uzun zaman almaktadır. $\tau=0.1'$ de $Pr=0.71$ için daimi çözüm elde edilmiş olmasına rağmen, $Pr=7.1$ için henüz elde edilememiştir. Bir zaman sonra, daimi durumda, $Pr=7.1$ için de, yine diagonal simetrik eşsıcaklık eğrileriyle tanımlanan iletim-baskın bir rejim elde edilmektedir. Rayleigh sayısı 10^4 e çıkarıldığında $Pr=0.71$ için elde edilen akış alanının gelişimi, nitelik olarak $Ra=10^3$ için elde edilmiş olana benzemektedir (Şekil 41). Fakat görüldüğü üzere $\tau=0.1$ anında, eş sıcaklık eğrilerinin diagonal simetrik yapısı bozulmuştur. Daha önceden de belirtildiği üzere, diagonal simetrik bir yapıdan sapma, ısı geçişinde taşınımsal etkilerin artmasına karşılık gelmektedir. $Pr=7.1$ durumu incelendiğinde, elde edilen akış alanının $Pr=0.71$ için elde edilenden oldukça farklı olduğu bulunmuştur. İlgili şekillerden de görüldüğü üzere, $Pr=7.1'$ de, esasında, $Ra \geq 10^4$ için, elde edilen ani akış alanları $Pr = 0.71$ için elde edilenlerden daha karmaşıktır. Örneğin, $Ra=10^5$ de $Pr=7.1$ için $\tau=0.1'$ de sağ alt köşede ikinci bir girdap ortaya çıkmaktadır (Şekil 42). $Ra=10^6$ ve 10^7 için (Şekil 43 ve 44), görüldüğü üzere, artan zaman adımıyla şiddetlenen taşınımsal hareketler sayesinde, sıcaklık alanları giderek katmanlaşmaktadır. Görüldüğü üzere, her iki Prandtl sayısında da, $\tau=0.1'$ de momentum ve sıcaklık sınır tabakaları tamamen oluşmuştur. Başka bir deyişle, ısı geçişinde hakim olan mekanizma taşınım olup, akış alanı sınır tabaka rejimindedir. Daimi duruma yaklaşıldıkça, artan akış katmanlaşması ile birlikte, akışın öz bölgesi izafi olarak durgun bir hal almaktadır.



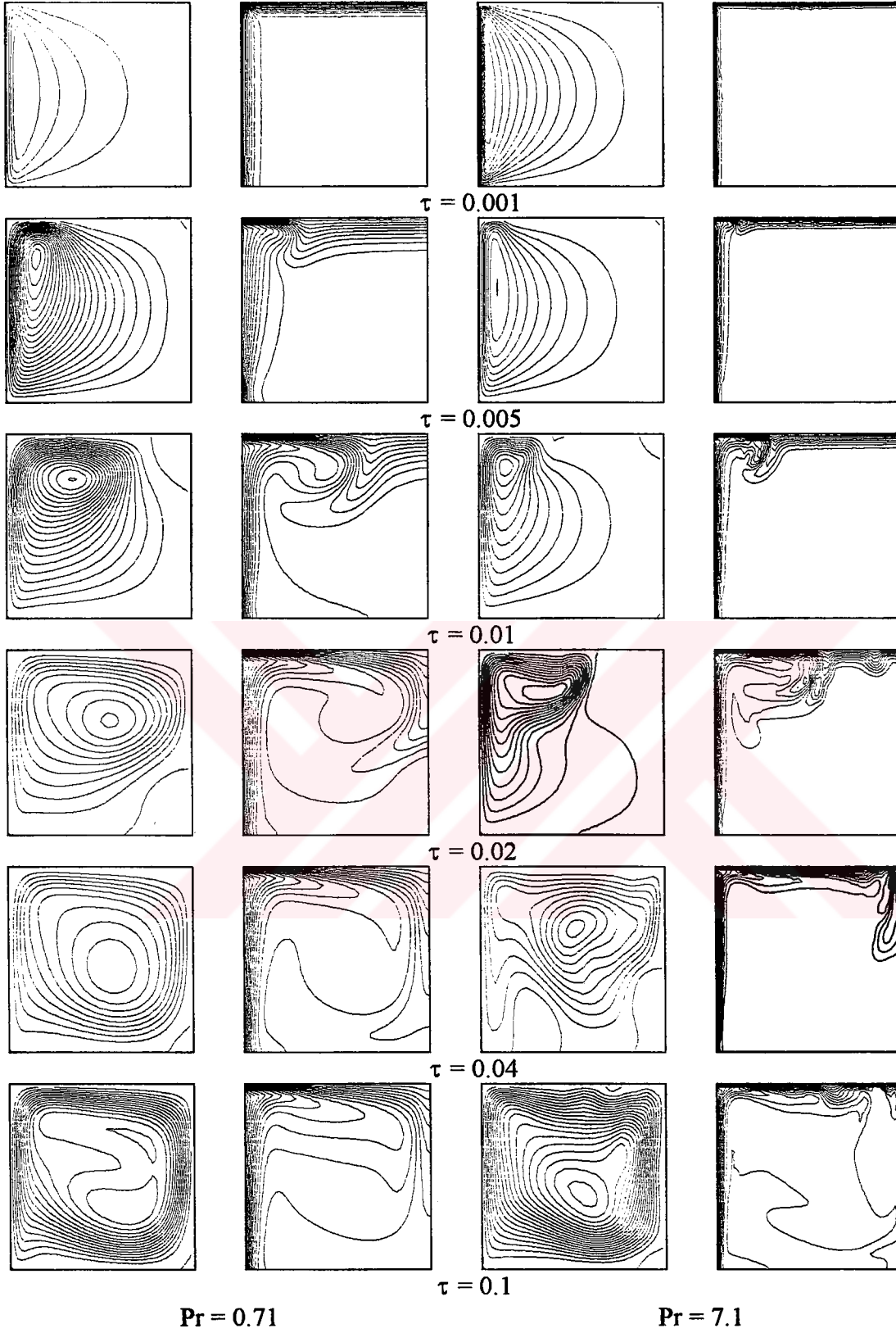
Şekil 40. $Ra = 10^3$ için akış ve sıcaklık alanının zamanla gelişimi.



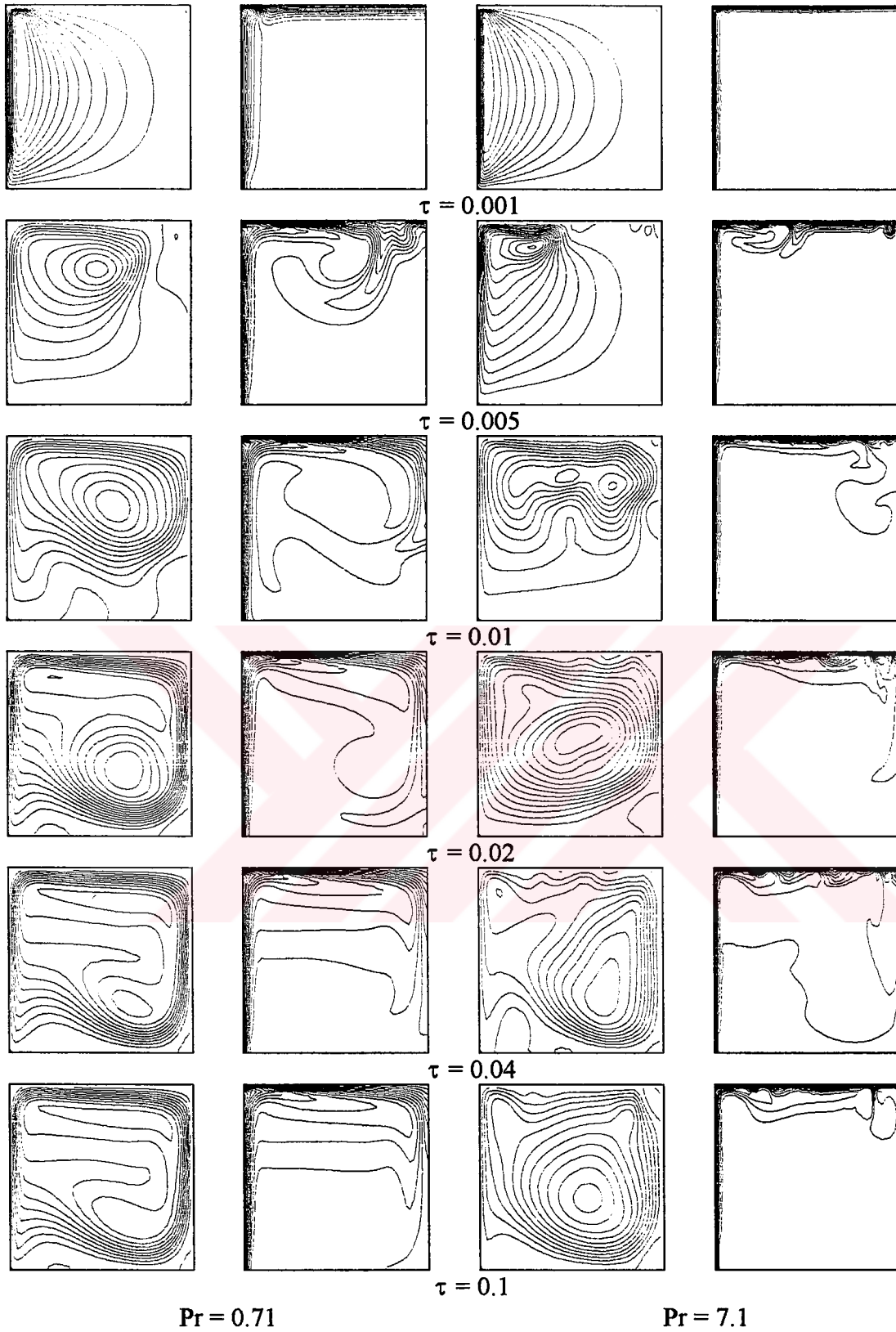
Şekil 41. $Ra = 10^4$ için akış ve sıcaklık alanının zamanla değişimi.



Şekil 42. $Ra = 10^5$ için akış ve sıcaklık alanlarının zamanla değişimi.



Şekil 43. $Ra = 10^6$ için farklı akış ve sıcaklık alanının zamanla gelişimi.



Şekil 44. $Ra = 10^7$ için akış ve sıcaklık alanlarının zamanla gelişimi.

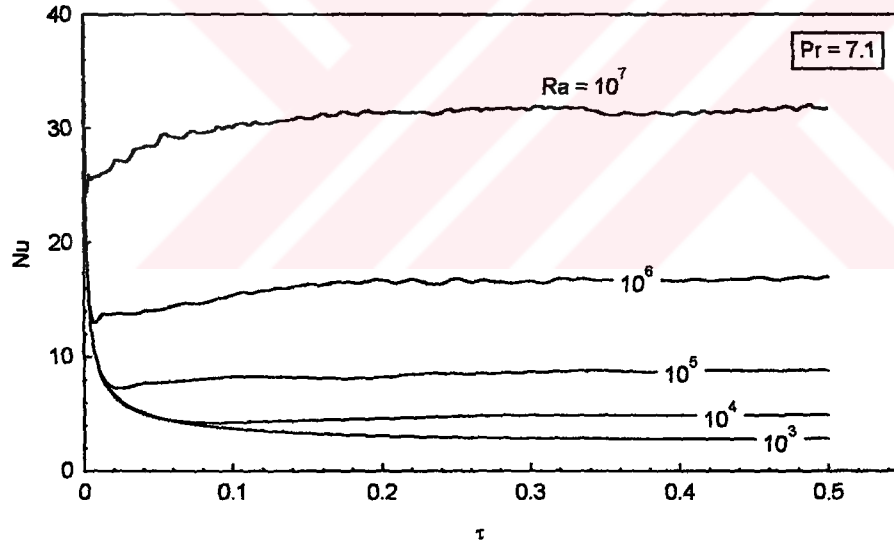
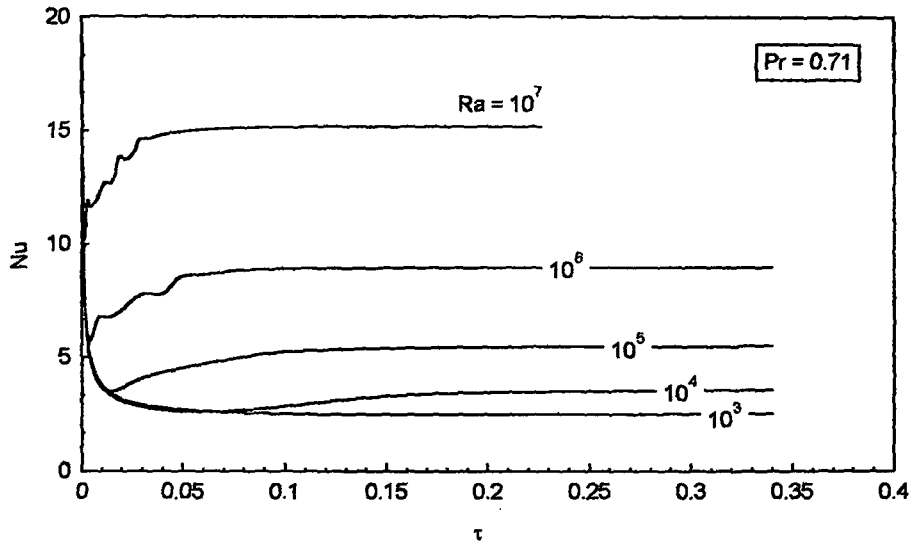
Şekillerden de görüldüğü üzere iletimin baskın olduğu peryot, hemen hemen Prandtl sayısından bağımsızdır. Ancak bu yapı, zaman bağımlılığının başlamasından sonra kısa bir süre için mevcuttur. İlerleyen zaman adımlarında, akış alanında taşınım etkilere hissedilmeye başladıkça Prandtl sayısına göre farklı davranış şekilleri ortaya çıkmaktadır.

Endüstriyel uygulamalardaki önem açısından düşünüldüğünde, en önemli parametrelerden biri, kapalı ortam boyunca olan ısı geçiş miktarıdır. Bu, en iyi Nusselt sayısı ile verilebilir. Şekil 45, yan ve üst duvarlardaki ani ısıtma ve soğutmaya karşı, kapalı ortamın ısıtılmış yan duvarındaki ortalama Nusselt sayısının cevabını vermektedir. Formülasyonda, enerji yutulması ve üretimi ihmal edildiğinden, bütün proses boyunca, kapalı ortam içerisinde ısı depolanmamaktadır. Bu nedenle soğuk üst duvardaki ortalama Nusselt sayısı da aynı davranışı göstermektedir. Şekilden görüldüğü üzere, zaman bağımlı prosesin başlangıcında yüksek sıcaklık basamakları mevcut olduğundan ortalama Nusselt sayısı oldukça yüksektir. Zaman ilerledikçe, sıcak ve soğuk duvarlar arasındaki sıcaklık farkı azalmakta, bu da, sürücü kuvvet ve ortalama Nusselt sayısının azalmasına neden olmaktadır. Ayrıca beklenildiği üzere, artan Rayleigh sayısı ile, ortalama Nusselt sayısı artmaktadır. $Ra=10^3$ için, Pr sayısının her iki değerinde de ($Pr = 0.71$ ve 7.1), ortalama Nusselt sayısı artan zaman ile tekdüzen (*monotonous*) şekilde azalmaktadır. Bu tekdüzen yapı, ilgili Rayleigh sayısında ($Ra=10^3$) baskın ısı geçiş mekanizması olan iletimle ilişkilidir. $Ra \geq 10^4$ için, ortalama Nusselt sayısı, artık tekdüzen bir davranış şekli göstermemektedir. $Ra=10^4$ için, önce bir minimum değere düşmekte, sonra artarak daimi durum değerine yaklaşmaktadır. Benzer bir davranış, $Ra=10^5$ için gözlenmiştir. Dikkatli bir şekilde incelenirse, ortalama Nusselt sayısı için minimumun oluşma noktası $Ra=10^5$ te $Ra=10^4$ ten daha erken bir zamanda elde edildiği görülür. Nusselt sayısındaki bu minimum, düşey bir levhadan olan zaman bağımlı doğal taşınım için, Goldstein ve Eckert [254] tarafından deneysel olarak belirlendiği üzere, iletimin baskın olduğu bir akış rejiminden taşınımın baskın olduğu bir akış rejimine geçişe karşılık gelmekte ve bu esnada ısı sınır tabaka kalınlığında bir maksimum elde edilmektedir. $Ra=10^6$ ve 10^7 için farklı davranışlar gözlenmiştir. $Pr=0.71$ için, Nu öncelikle bir minimuma düşmekte ve sonra bazı titreşimler göstererek daimi duruma ulaşmaktadır. $Pr=7.1$ için, Nu yeniden bir minimum değere düşmekte ve daha sonra bir ortalama değere

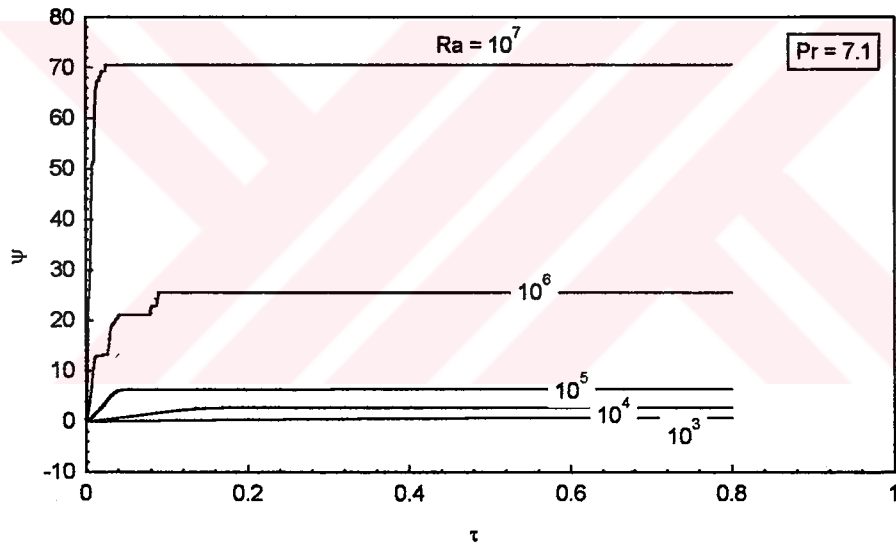
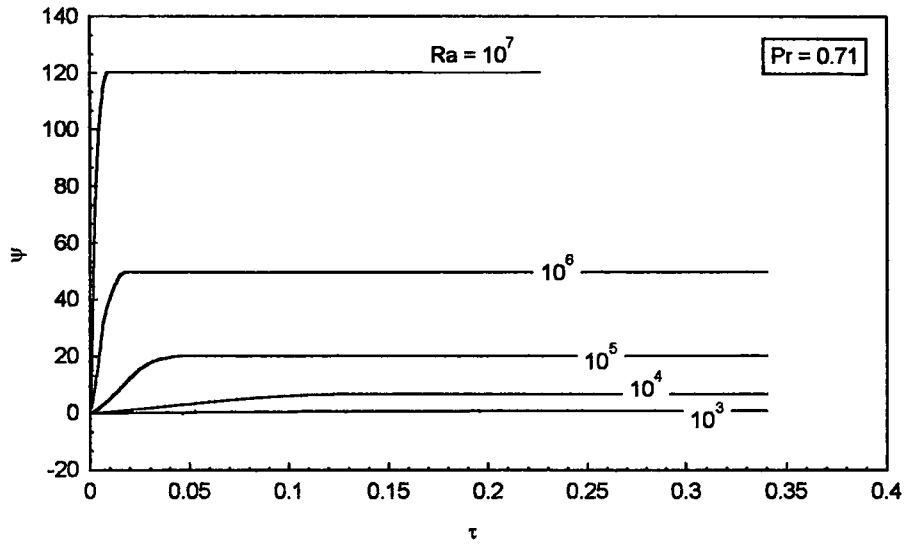
ulaşarak, bu değer etrafında titreşimler göstermektedir.

Şekil 46, kapalı ortam içerisinde maksimum akım fonksiyonunun zamanın fonksiyonu olarak gelişimini göstermektedir. $Pr=0.71$ ' de Rayleigh sayısının gözönüne alınan değerlerinde Ψ_{max} zamanla tekdüzen bir şekilde artarak, sonuçta asimptotik olarak belirli bir limite yaklaşmaktadır. $Pr=0.71$ ve $Ra \leq 10^5$ için, Ψ_{max} zaman izleri $Pr=0.71$ ' dekine benzerdir. $Ra=10^6$ ve 10^7 için tekdüzen olmayan bir yapı gözlenmiştir. Burada, Ψ_{max} daimi durum değerine bazı titreşimlerle yaklaşmaktadır. Artan Rayleigh sayısıyla, Ψ_{max} ' in daimi durum değerine, daha önceki bir zamanda (veya daha erken) ulaşıldığı görülmektedir. Ayrıca, kapalı ortam içerisindeki maksimum yatay ve düşey hızların zamanla olan değişimleri de sırasıyla Şekil 46 ve 47' de gösterilmiştir. Görüldüğü üzere, gerek U_{max} gerekse V_{max} Ψ_{max} ' a benzer bir davranış göstermiştir.

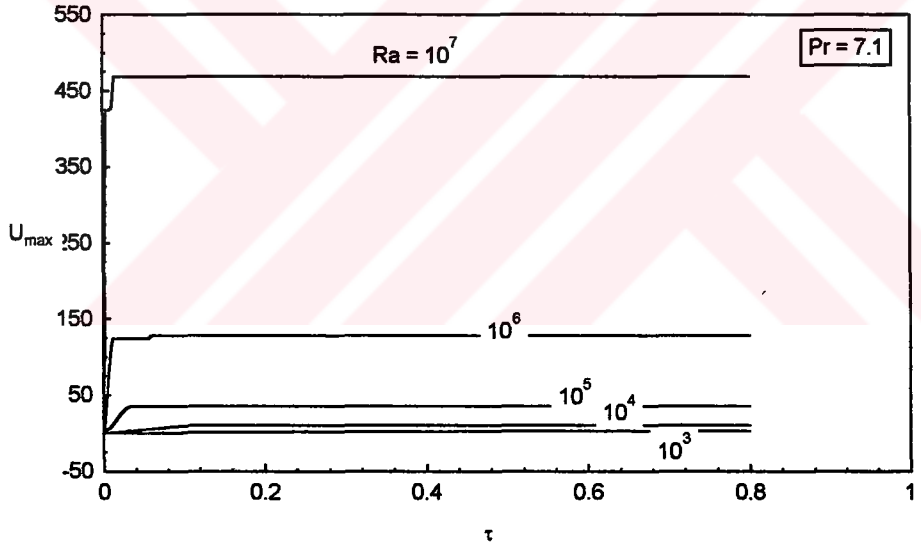
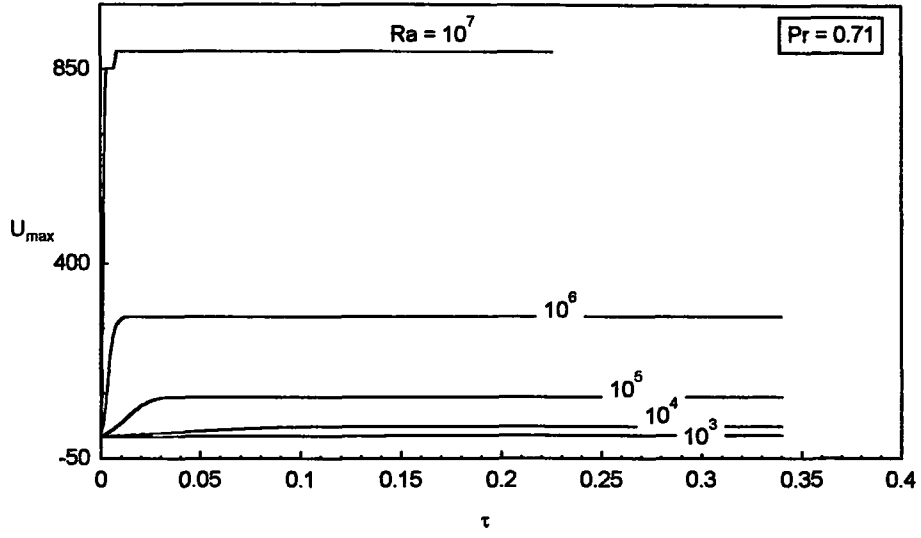
Literatürdeki çalışmaların birçoğunda akışın zaman bağımlı yapısını göstermek için, yukarıda yapıldığı gibi ortalama Nusselt sayısı, akım fonksiyonunun en yüksek değeri, yatay hızın en yüksek değeri, düşey hızın en yüksek değeri gibi parametreler kullanılmaktadır. Bu çalışmada da, benzer bir yaklaşımla akışın zaman bağımlılığını belirlemek için aynı parametreler kullanılmıştır. Ancak, ilgili şekillerden de görüldüğü üzere, özellikle $Pr=0.71$ için, $Ra=10^6$ ve 10^7 değerlerinde, zaman bağımlı yapıda Nu için gözlenen titreşimler, Ψ_{max} , U_{max} ve V_{max} için gözlenememiştir. Bu nedenle, zaman bağımlı yapının daha iyi açıklanabilmesi için bu parametreler yanında, iç akış alanının zaman tarihçelerine de ihtiyaç duyulmaktadır. Bu amaçla, bu çalışmada, özellikle yüksek değişimlerin beklenildiği yerlerde, yerel büyüklüklerin zaman tarihçeleri incelenmiştir. Şekil 48 ve 49' da, sırasıyla $Pr=0.71$ ve 7.1 için, Rayleigh sayısının 10^3-10^7 arasındaki değerlerinde, $X = 0.5$; $Y = 0.95$ ' de yerel yatay hızın ve $X = 0.05$; $Y=0.5$ ' de yerel düşey hızın zaman tarihçeleri görülmektedir. Şekilden görüldüğü gibi $Pr=0.71$ için, Rayleigh sayısının 10^3 , 10^4 ve 10^5 değerlerinde, yerel hız değerleri, zamanla düzgün bir şekilde artarak daimi durum değerlerine ulaşmaktadır. Görüldüğü üzere ani yüklemekten hemen sonra akış biraz yavaştır. Belirli bir zaman gecikmesinden sonra artış hızlanmaktadır. $Ra=10^6$ için hem yatay, hem de düşey hız için düzgün olmayan bir davranış gözlenmiştir. Yatay hız, başlangıçta hızlı bir artış göstermekte ve bir süre azaldıktan sonra daimi durum değerine ulaşmaktadır. Bunun nedeni ilk zaman periyodunda mevcut olan yüksek yerel Rayleigh sayılarıdır.



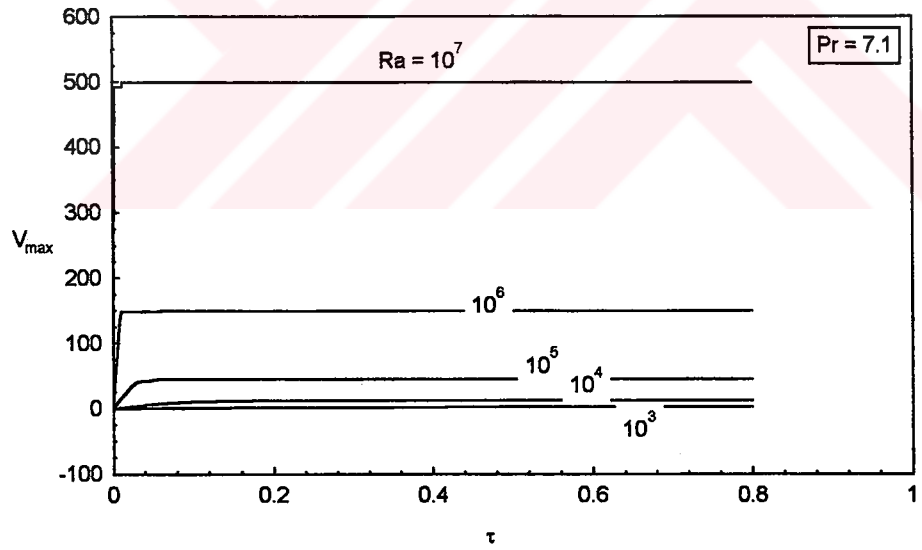
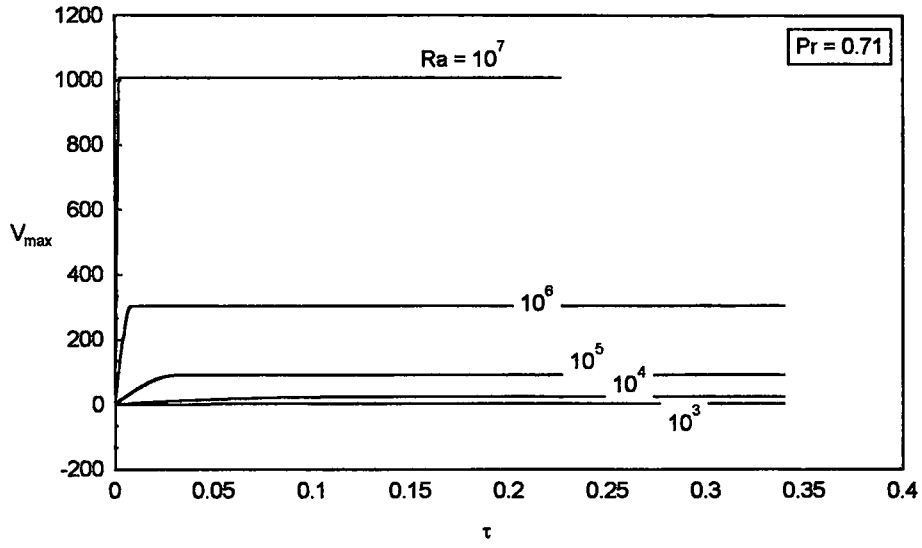
Şekil 45. Farklı Rayleigh sayılarında ortalama Nusselt sayısının zamanla değişimi.



Şekil 46. Farklı Rayleigh sayılarında maximum akım fonksiyonu değerinin zamanla değişimi.



Şekil 47. Farklı Rayleigh sayılarında maximum yatay hızın zamanla değişimi.



Şekil 48. Farklı Rayleigh sayılarında maximum düşey hızın zamanla değişimi.

İlerleyen zaman adımlarında ise, akıştaki karışma nedeniyle yerel Rayleigh sayısının akış üzerindeki etkisi azalmaktadır. Düşey hız ise, daimi durum değerine birkaç titreşim gösterdikten sonra ulaşmaktadır. Yine aynı Prandtl sayısı değerinde ($Pr=0.71$), $Ra=10^7$ için yatay ve düşey hızın zamanla değişimleri incelenirse daimi duruma yaklaşımın titreşimli olduğu görülür. Görüldüğü üzere, yüklemekten kısa bir süre sonra zamanla hızlı bir şekilde artmakta ve daimi durum değeri etrafında sönümlenen titreşimler göstermektedirler. $Pr=7.1$ durumunda ise, Rayleigh sayısının 10^6 ve 10^7 değerlerinde, yerel hız değerlerinde yüklemekten hemen sonra yüksek bir değere ulaşmakta ve daha sonra ortalama bir değer etrafında sönümlenemeyen titreşimler göstermektedirler. Görüldüğü üzere, Rayleigh sayısının 10^6 ' dan 10^7 ' e çıkarılması titreşimlerin frekansını ve genliğini artırmaktadır.

Zaman bağımlı bir süreçte, akış alanının, akışkanın hareketsiz durumundan başlayarak daimi duruma ulaşmaya kadar geçen süre oldukça önemlidir. Bu taşınım hareketlerinin tamamen oluştuğu zamanın bir ölçüsü olacaktır. Patterson ve Imberger [79] ve Hyun ve Lee [96], bu ısınma (*heatup*) zamanını, τ_h ; yüksek Rayleigh sayıları için, $O(Ra^{-1/4})$ ile skalalandırmışlardır. Şekil 48' de, $Pr=0.71$ ve $Ra=10^6$ ve 10^7 için verilen zaman tarihçeleri bu skala ile uyusmaktadır.

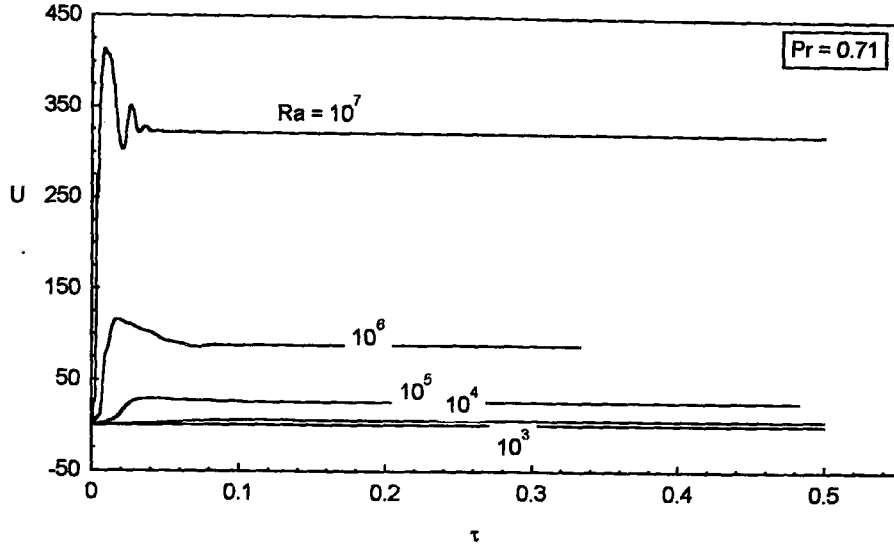
Kapalı ortamlarda zaman bağımlı doğal taşınım çalışmalarında en önemli sorulardan biri daimi duruma yaklaşımın şeklidir. Daha önceden literatür araştırması kısmında da verildiği gibi Patterson ve Imberger [79] karşılıklı düşey duvarları ani sıcaklık değişimlerine maruz bırakılan iki boyutlu dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisinde, skala argümanlarını kullanarak birkaç boyutsuz parametre cinsinden zaman bağımlı akış için geniş bir sınıflama vermişlerdir. Çalışmalarındaki en önemli sonuçlardan biri hangi durumda daimi duruma yaklaşımın titreşimli olduğunun belirlenmesidir. Bu tür bir davranış için kriterin,

$$Ra > Pr^4 A^{-4} \quad (101)$$

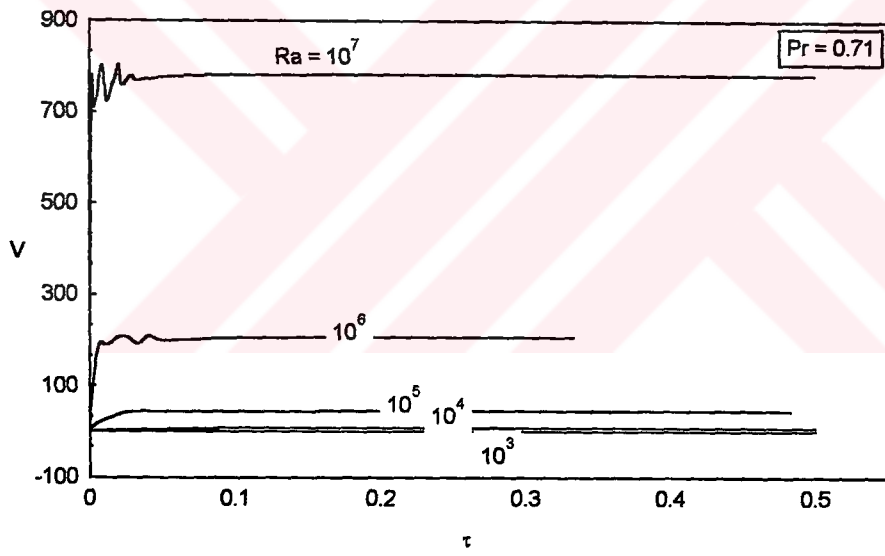
olduğunu tanımlamışlardır. Bu çalışmada farklı sınır koşulları kullanıldığı için Patterson ve Imberger [79]' in tanımladığı kriterin bu çalışma için ne kadar geçerli olduğunun belirlenmesi gerekmektedir. $Pr=0.71$ için Prandtl sayısının değerinin küçük olması ve boyut oranının bire eşit olması ($A=1$) nedeniyle bu

kriter her durumda sağlanmaktadır. Şekil 48' den görüldüğü üzere bu durumda, bu tür bir davranış, sadece $Ra=10^6$ ve 10^7 için gözlenmiştir. Rayleigh sayısının bu değerleri, akış alanında sınır tabakaların meydana geldiği ve ısı geçişinde taşınım etkilerinin hakim olduğu duruma karşılık gelmektedir. Sonuç olarak, $Pr=0.71$ durumunda, daimi duruma titreşimli yaklaşımın, sadece, Rayleigh sayısının bir sınır tabaka tipi akış oluşturacak kadar yüksek olduğunda görülmektedir. $Pr=7.1$ olduğunda ise (101) kriteri, Rayleigh sayısının yaklaşık olarak $Ra>2.5 \times 10^3$ değerleri için sağlanmaktadır. $Pr=0.71$ durumuna benzer şekilde, daimi duruma yaklaşımın titreşimli olması için sınır tabak şekli bir akışın var olması gerekmektedir. Rayleigh sayısının bu tür akış şeklini sağlayacak kadar yüksek olması durumunda, $Pr=7.1$ için, $Pr=0.71$ durumu ve Patterson ve Imberger [79]' in tanımladığı durumdan farklı sönümlenmeyen titreşimli davranışlar gözlenmiştir. Bu titreşimler ana hücrenin boyutunun ve konumunun değişmesi ile ilgili olduğu sonucuna varılmıştır.

Elde edilen sonuçların değerlendirilmesi açısından en önemli sorulardan biri, gözlenen zaman bağımlı yapının fiziksel yerine, sayısal karakterde olup olmadığıdır. Bunu anlamak için, ağı incelterek birkaç ağda ve sabit bir ağda birkaç zaman adımında bu davranışlar gözlenmiştir. Sonuçta, ilgili şekillerle verilen zaman bağımlı yapıların, 41x41' lik bir ağ büyüklüğü ötesindeki ağ inceltmesinden pek etkilenmediği ve dolayısıyla fiziksel karakterde oldukları anlaşılmıştır.

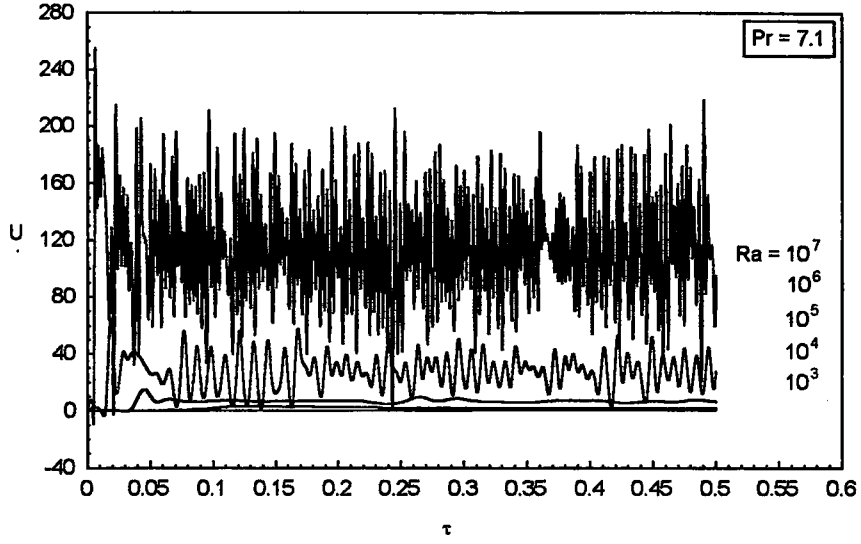


(a)

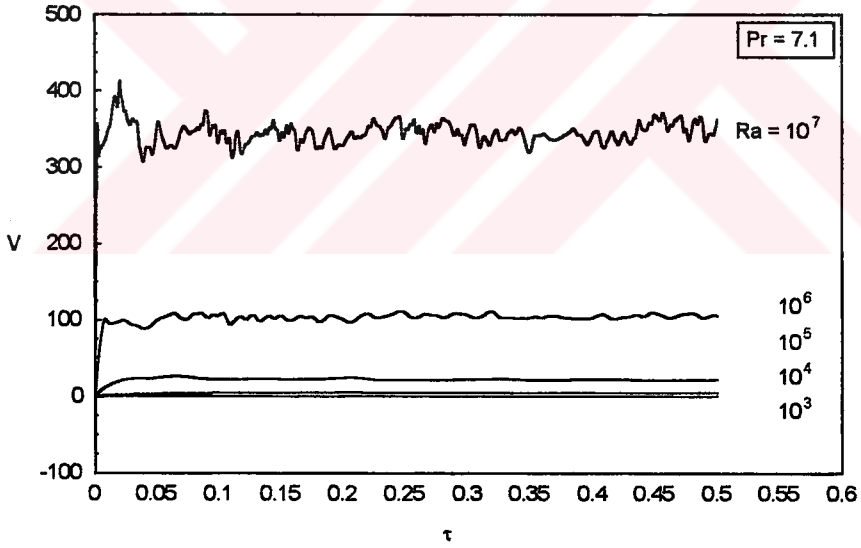


(b)

Şekil 49. Farklı Rayleigh sayılarında, $Pr = 0.71$ (hava) için (a) $X=0.5$; $Y=0.95$ noktasında yatay hızın (b) $X=0.05$; $Y=0.5$ noktasında düşey hızın zamanla değişimi.



(a)



(b)

Şekil 50. Farklı Rayleigh sayılarında, $Pr = 7.1$ (su) için (a) $X=0.5$; $Y=0.95$ noktasında yatay hızın (b) $X=0.05$; $Y=0.5$ noktasında düşey hızın zamanla değişimi.

4. SONUÇLAR

Bu çalışmada, komşu duvarları farklı sıcaklıkta eşsıcaklıklı olarak tutulan iki boyutlu, eğik dikdörtgensel bir kapalı ortam içerisindeki kaldırma kuvvetinden kaynaklanan akış sayısal olarak incelenmiştir. Sayısal incelemede, Boussinesq yaklaşımı, akım fonksiyonu - girdap formülasyonu ve sonlu farklar yöntemi kullanılmıştır. Çalışmada, boyut oranının beş farklı değeri ($a, = 0.25, 0.50, 1.00, 2.00, 4.00$), eğim açısının $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ değerleri, Prandtl sayısının $0.01 \leq Pr \leq 100$ değerleri ve Rayleigh sayısının $10^2 \leq Ra \leq 10^7$ değerleri ele alınmıştır. Çalışmadan elde edilen ana sonuçlar şu şekilde sıralabilir:

- Çalışmada geliştirilen bilgisayar programı, dikdörtgensel kapalı ortamlarda doğal taşınımın sözkonusu olduğu alanlarda çalışan araştırmacılara ilgilendikleri durumdaki akış ve sıcaklık alanları, ortam boyunca olan ısı geçişi gibi karakteristikleri kısa bir süre içerisinde elde etmeleri için oldukça kullanışlı ve esnek bir araç sağlamaktadır.

- Çalışmada farklı parametreler kullanarak, çok farklı durumlar incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar, komşu duvarların farklı sıcaklıkta tutulduğu dikdörtgensel kapalı ortamları içeren uygulama alanlarında faydalı olabilir.

- Navier-Stokes denklemlerinden basıncın yok edilmesiyle çıkarılan akım fonksiyonu - girdap denklemleri iki boyutlu çalışmalar için oldukça kullanışlı olup, çok daha kısa sürede sonuçlar vermektedir.

- Enerji ve girdap transport denklemlerinin çözümünde kullanılan ADI yöntemi, bant matrislere yol verdiği için oldukça kullanışlıdır.

- Denklemlerin çözümünde iraksamayı önlemek, yakınsamaya yardımcı olmak için, girdap transport denkleminde bir alt gevşetme parametresi ve akım fonksiyonu denkleminde bir üst gevşetme parametresi kullanılmıştır. Enerji denkleminin çözümünde ise böyle bir parametreye ihtiyaç duyulmamıştır.

● Bağımlı değişkenler için yüksek basamak değerleri sadece cidarlar yakınında söz konusu olduğundan eşdağlı bir ağ yapısı yerine, eşdağlı olmayan bir ağ yapısının kullanımı hesaplama süresinde ekonomiklik sağladığı görülmüştür.

● Taşınım terimleri için kullanılan hybrid yaklaşımı, upwind yaklaşımının kararlılığı ile, merkezi fark yaklaşımının doğruluğunu birleştirerek oldukça kararlı ve doğru sonuçlar verdiği gözlenmiştir.

● İncelenen geometri, ilgili sınır koşulları altında iletim durumu için analitik olarak çözülmüştür ($Ra=0$). İletim durumunda eşsıcaklık eğrileri diagonal simetrik bir yapıda yerleşmiştir. Taşınım durumu için sayısal incelemelerde, düşük Rayleigh sayısı değerleri ($Ra \leq 10^3$) için elde edilen sıcaklık alanlarının iletim çözümünden elde edilenlere benzer olduğu bulunmuştur. Buradan Rayleigh sayısının düşük değerlerinde ısı geçişinde hakim olan mekanizmanın iletim olduğu sonucuna varılmıştır ve akış için bir iletim rejimi tanımlaması yapılmıştır.

● Geliştirilen programın doğru çalışıp çalışmadığını sınamak için, literatürde deneysel ve sayısal çözümler mevcut bazı kapalı ortam doğal taşınım problemleri (düşey duvarların farklı sıcaklıkta eşsıcaklıklı tutulduğu düşey ve eğik dikdörtgensel kapalı ortamlar gibi) ele alınmıştır. Elde edilen sonuçların literatür verileriyle oldukça uyumlu olduğu gösterilmiştir.

● Eşsıcaklıklı duvarların birleştiği köşedeki sıcaklık süreksizliği için literatürde, genelde komşu iki noktanın sıcaklıklarının aritmetik ortalamaları kullanılmaktadır. Bu yaklaşım, bu çalışmada denenmiş, fakat bu yaklaşım kullanılarak elde edilen akış ve sıcaklık alanları kullanılan ağdan bağımsız iken, eşsıcaklıklı duvarlar için elde edilen Nusselt sayılarının özellikle düşük Rayleigh sayılarında şiddetli bir şekilde ağ bağımlı olduğu görülmüştür. Bu ağ bağımlılığı ortadan kaldırmak için yeni bir yaklaşım tanıtılmıştır. Kullanılan yeni yaklaşım, eşsıcaklık duvarları birleştiği köşeye (süreksizlik noktası) yakın küçük bir bölgede sıcaklığın lineer değiştiği varsayımına dayanmaktadır. Bu yeni yaklaşımın ağ bağımsız çözümler verdiği görülmüştür.

● Eğim açısının 0° olması durumu (düşey yan duvarlarından biri ısıtılan, üstten soğutulan ve diğer duvarları adyabatik olan bir dikdörtgensel bir kapalı ortamı temsil ediyor) için boyut oranının akış ve sıcaklık alanları üzerindeki etkisi belirlenmiştir. $Ra \leq 10^6$ için bütün boyut oranlarında akış alanı içerisinde tek bir hücre gözlenmiştir. $Ra=10^7$ durumu için, $a_r=0.25$ olan uzun kapalı ortam durumu hariç ikincil bir hücrenin ortaya çıktığı görülmüştür. Uzun kapalı ortam durumu için ($a_r < 1$) düşük Rayleigh sayısı bölgesinde ($Ra \leq 10^4$) ortalama Nusselt sayısı pek değişmezken, yüksek Rayleigh sayısı bölgesinde ($Ra \geq 10^5$) şiddetli bir şekilde Rayleigh sayısına bağlı olduğu bulunmuştur. Karesel ve sığ kapalı ortamlar için ($a_r \geq 1$) ortalama Nusselt sayısı, artan Rayleigh sayısı ile tekdüzen bir şekilde arttığı ve özellikle yüksek Rayleigh sayılarında kapalı ortamın büyük bir bölümünün soğuk akışkan tarafından işgal edildiği görülmüştür. Bütün boyut oranları için Rayleigh sayısının artan değerine göre akış için üç farklı rejim tanımlanmıştır: İletim rejimi, geçiş rejimi (ara rejim), sınır tabaka rejimi.

● Karşılıklı düşey duvarları farklı sıcaklıklarda tutulan kapalı ortamlar için elde edilen sonuçlarla karşılaştırıldığında, özellikle iletim rejiminin baskın olduğu durumda, bu çalışmadan elde edilen (komşu duvarların farklı sıcaklıkta eşsıcaklıklı tutulması) ısı geçiş miktarlarının daha fazla olduğu elde edilmiştir. Yüksek Rayleigh sayısı bölgesinde bu üstünlük ortadan kalkmaktadır. Akış alanları karşılatırıldığında ise, kullanılan sınır koşullarının şekli yüzünden elde edilen yapı, düşey duvarların farklı sıcaklıkta tutulduğu kapalı ortamda olduğu gibi simetrik bir akış alanının oluşmadığı gözlenmiştir.

● $Pr < 1$ akışkanları (sıvı metaller) için Prandtl sayısı akış ve sıcaklık alanları ve duvardaki yerel ve ortalama Nusselt sayısı üzerinde önemli bir etkiye sahipken, $Pr > 1$ akışkanları (yağlar) bu etkinin ihmal edilebilir bir seviyede olduğu görülmüştür. Elde edilen bu sonuç bir skala analizi ve literatürde mevcut deneysel ve sayısal çalışma sonuçlarıyla desteklenmiştir.

● Eğik dikdörtgensel kapalı ortam durumu için eğim açısının değişiminin, akış ve sıcaklık alanı üzerinde çok önemli bir etkiye sahip olduğu belirlenmiştir. Ayrıca, eğim açısının ortalama Nusselt sayısı üzerindeki etkisi de belirlenmiş ve eğim açısının 45° ve 225° değerleri için en düşük değerler elde edilmiştir.

● $t=0$ anında sol yan duvar ve üst duvarın, sırasıyla, aniden ısıtılması ve soğutulması durumunda Prandtl ve Rayleigh sayısının zaman bağımlı davranış üzerinde etkili olduğu belirlenmiştir. Literatürde verilen, düşey yan duvarları farklı sıcaklıkta tutulan kapalı ortamlarda daimi duruma yaklaşımın titreşimli olması için gerekli kriterin sağlanması durumunda, Rayleigh sayısı bir sınır tabaka akışı oluşturacak kadar yüksek olduğunda titreşimli davranışlar gözlenmiştir. Prandtl sayısının artması, akış ve sıcaklık alanının daha karmaşık bir yapıda ilerlemesine neden olmaktadır.



5. ÖNERİLER

Bu çalışma, komşu duvarları farklı sıcaklıkta tutulan dikdörtgensel kapalı ortamlardaki doğal taşınım için bir temel oluşturmuştur. Gelecekte, bu konuda yapılacak çalışmalarda şunlar göz önüne alınmalıdır:

- Doğadaki birçok olay üç boyutlu ve türbülanslıdır. Bu çalışmada, iki boyutlu durum için kullanılan matematiksel formülasyonlar ve sayısal çözümleme yöntemi üç boyutlu durum için düzenlenmelidir. Yüksek Rayleigh sayılarında oluşacak türbülanslı akış, uygun bir türbülans modeli seçilerek incelenmelidir.

- Bu çalışmada, kaldırma terimi hariç, bütün termofiziksel özellikler sabit olarak dikkate alınmıştır (Boussinesq yaklaşımı). Termofiziksel özelliklerin değişken olarak göz önüne alınması daha doğru sonuçlara yol verecektir.

- Bu çalışmada, eşsıcaklıklı duvarların haricindeki duvarlarda adyabatik sınır koşulu kullanılmıştır. Daha gerçekçi sonuçlar elde edilmesi açısından, adyabatik sınır koşulu yerine bu duvarlarda meydana gelen iletim etkileri de dikkate alınmalıdır (*conjugate problem*).

- Burada, zaman bağımlı incelemede, komşu duvarların sıcaklıklarının aniden artırılması ve azaltılması ve daha sonra bu değerlerde sabit tutulması durumları ele alınmıştır. Bu durum için akış ve sıcaklık alanlarının nasıl geliştiği belirlenmiştir. Ayrıca, pratikte var olan sınır koşullarının zaman bağımlı olması durumu ve bu tür bir sınır koşulunun akış ve sıcaklık alanlarının gelişimindeki etkileri ele alınmalıdır.

- Bu çalışmada geliştirilen bilgisayar programı kullanılarak, çok daha farklı fiziksel geometri ve sınır koşulları incelenebilir (örneğin, bölmeli kapalı ortamlar, iç ısı kaynakları içeren kapalı ortamlar). Bu bağlamda problemin pratikten gelmesi çok daha kullanışlı sonuçların elde edilmesine vesile olacaktır.

- Son bir hatırlatma olarak, komşu duvarları farklı sıcaklıkta eşsıcaklıklı tutulan kapalı ortamlardaki doğal taşınım ile ilgili deneysel çalışmalara şiddetle ihtiyaç vardır. Burada incelenen yapıyla ilgili yapılacak olan deneysel çalışmalar, fiziksel ve matematiksel modelin geliştirilmesinde yapılan kabullerin ne derece doğru olduğu hakkında fikir verecektir.

6. KAYNAKLAR

1. Yang, K.T., Natural Convection in Enclosures, In: Handbook of Single Phase Convective Heat Transfer. Kakaç, S., Shah, R., Aung, W. (Eds.), New York, John Wiley Sons Inc., 1987.
2. Catton, I., Natural Convection in Enclosures, 6th Int. Heat Transfer Conference, 1978, Toronto, Symposium Proceedings, Vol. 6, 13-30.
3. Gebhart, B., Jaluria, Y., Mahajan, R.L. , Sammakia, Buoyancy-Induced Flows and Transport, Hemisphere Publishing Corp., Washington, 1988.
4. Korpela, S.A., Lee, Y., Drummond, J. E., Heat Transfer Through Double Pane Window, J. Heat Transfer, 104 (1982) 539-544.
5. Cha, C.K., Jaluria, Y., Recirculating Mixed Convection Flow for Energy Extraction, Int. J. Heat Mass Trans., 27, 10 (1984) 1801-1812.
6. Incropera, F.P., Convection Heat Transfer in Electronic Equipment Cooling, J. Heat Transfer, 110, 4 (1988) 1097-1111.
7. Peterson, G.P., Ortega, A., Thermal Control of Electronic Equipment and Devices, Adv. Heat Transfer, 20 (1990) 181-214.
8. Bennon, W.D. , Incropera, F.P., A Continuum Model for Momentum, Heat and Species Transport in Binary Solid-Liquid Phase Change Systems, II: Application to Solidification in a Rectangular Cavity, Int. J. Heat Mass Trans., 30 (1987) 2171-2187.
9. Ostrach, S., Fluid Mechanics in Crystal Growth, The 1982 Freeman Scholar Lecture, J. Fluids Eng., 105 (1983) 5-10.
10. Whittle, G.E., Computation of Air Movement and Convective Heat Transfer Within Buildings, Int. J. Ambient Energy , 7, 3 (1986) 151-164.
11. Murakami, S. , Kato, S., Numerical and Experimental Study on Room Airflow-3-D Predictions Using the k- ϵ Turbulence Model, Building and Environment, 24, 1 (1989) 85-97.
12. Jones, P.J., Whittle, G.E., Computational Fluid Dynamics for Building Air Flow Prediction- Current Status and Capabilities, Building and Environment, 27, 3 (1992) 321-338.
13. Yamamoto, T., Ensor, D.S., Sparks, L.E., Evaluation of Ventilation Performance for Indoor Space, Building and Environment, 29, 4 (1994) 191-296.
14. Awbi, H.B., Application of Computatinal Fluid Dynamics in Room Ventilation, Building and Environment, 24, 1 (1989) 73-84.

15. Gan, G., Awbi, H.B., Numerical Simulation of the Indoor Environment, Building and Environment, 29, 4 (1994) 449-459.
16. Nielsen, P.V., Flow in Air Conditioned Rooms, Doktora Tezi, Technical University of Denmark, 1974.
17. Anderson, R., Natural Convection Research and Solar Building Applications, Passive Solar J., 3, 1 (1986) 33-76.
18. Markatos, N.C., Malin, M.R., Mathematical Modelling of Buoyancy-Induced Smoke Flow in Enclosures, Int. J. Heat Mass Trans., 25, 1 (1982) 63-75.
19. Anderson, R., Lauriat, G., The Horizontal Natural Convection Boundary Layer Regime in a Closed Cavity, 8th Int. Heat Transfer Conf., 1986, San Francisco, Symposium Proceedings, Vol. 4, 1453-1458.
20. Niu, J., van der Kooi, J., Two-Dimensional Simulation of Airflow and Thermal Comfort in a Room with Open-Window and Indoor Cooling Systems, Energy and Buildings, 18 (1992) 65-75.
21. Niu, J., van der Kooi, J., Indoor Climate in Rooms with Cooled Ceiling Systems, Building and Environment, 29, 1 (1994) 283-290.
22. Hsieh, S.-S., Yang, S.-S., Transient Three-Dimensional Natural Convection in a Rectangular Enclosure, Int. J. Heat Mass Trans., 39, 1 (1996) 13-26.
23. Bejan, A., Convection Heat Transfer, John Wiley Sons Inc., New York, 1984.
24. Özışık, M.N., Heat Transfer A Basic Approach, McGraw-Hill Book Co., New York, 1985.
25. Ostrach, S. Natural Convection in Enclosures, J. Heat Transfer, 110 (1988) 1175-1190.
26. de Vahl Davis, G., Finite Difference Methods for Natural and Mixed Convection in Enclosures, 8th Int. Heat Transfer Conf., 1986, San Francisco, Symposium Proceedings, Vol. 1, 100-109.
27. Hoogendoorn, C.J., Natural Convection in Enclosures, 8th Int. Heat Transfer Conf., 1986, San Francisco, Symposium Proceedings, Vol. 1, 111-120.
28. Lewis, J. A., Free Convection in Commercial Insulating Materials, Doktora Tezi, Graduate Division of Applied Math., Brown University, Providence, RI, 1950.
29. Ostrach, S., Laminar Natural Convection Flow and Heat Transfer of Fluids with and without Heat Sources in Channels with Constant Wall Temperatures, NACA TN 2863, 1952.

30. Batchelor, G.K., Heat Transfer by Free Convection across a Closed Cavity Between Vertical Boundaries at Different Temperatures, Q. Appl. Math., 12, 3 (1954) 209-233.

31. Ostrach, S., A Boundary Layer Problem in the Theory of Free Convection, Doktora Tezi, Graduate Division of Applied Math, Brown University, Providence, RI, 1950.

32. Pillow, A.F., The Free Convection Cell in Two Dimensions, Aeeronautical Research Laboratory, Rept. A79, 1952.

33. Martini, W.R., Churchill, S.W., Natural Convection Inside a Horizontal Cylinder, AIChE J., 6 (1960) 251-257.

34. Eckert, E.R.G., Carlson, W.O., Natural Convection in Air Layer Enclosed Between Two Vertical Plates with Different Temperatures, Int. J. Heat Mass Trans., 2 (1961) 106-129.

35. Elder, J.W., Laminar Free Convection in a Vertical Slot, J. Fluid Mech., 23 (1965) 77-98.

36. Elder, J.W., Turbulent Free Convection in a Vertical Slot, J. Fluid Mech., 23 (1965) 99-111.

37. Gill, A.E., The Boundary Layer Regime for Convection in Rectangular Cavity, J. Fluid Mech., 26, 3 (1966) 515-536.

38. Vest, C.M., Arpacı, V.S., Stabilizing of Natural Convection in a Vertical Slot, J. Fluid Mech., 36 (1969) 1-15.

39. Wilkes, J.O., The Finite Difference Computation of Natural Convection in an Enclosed Rectangular Cavity, Doktora Tezi, University of Michigan, Ann Arbor, MI, 1963.

40. Wilkes, J.O., Churchill, S.W., The Finite Difference Computation of Natural Convection in a Rectangular Enclosure, AIChE J., 12 (1966) 161-166.

41. de Vahl Davis, G., Laminar Natural Convection in a Rectangular Cavity, Int. J. Heat Mass Transf., 11 (1968) 1675-1693.

42. de Vahl Davis, G., Mallinson, G.D., A Note on Natural Convection in a Vertical Slot, J. Fluid Mech., 72 (1975) 87-101.

43. Bar-Cohen, A., Rohsenow, W.M., Thermally Optimum Spacing of Vertical, Natural Convection Between Heated Cooled Parallel Plates, J. Heat Transfer, 106 (1984) 116-123.

44. de Vahl Davis, G., Jones, I.P., Natural Convection in a Square Cavity, a Comparison Exercise, Int. J. Num. Meth. Fluids, 13 (1983) 227-248.

45. de Vahl Davis, G., Natural Convection in a Square Cavity, a Benchmark Solution, Int. J. Num. Meth. Fluids, 13 (1983) 249-264.
46. Markatos, N.C., Pericleous, K.A., Laminar and Turbulent Natural Convection in an Enclosed Cavity, Int. J. Heat Mass Trans., 27, 5 (1984) 755-772.
47. Haldenwang, P., Unsteady Numerical Simulation by Chebyshev Spectral Methods of Natural Convection at High Rayleigh Numbers, HTD, 60 (1986) 45-51.
48. Pu, W., Spline Method of Fractional Steps in Numerical Model of Unsteady Natural Convection Flow at High Rayleigh Number, Num. Heat Transfer, 11 (1987) 95-112.
49. Henkes, R.A.W.M., Lankhorst, A.M., Hoogendoorn, C.J., Structure of the Laminar Natural Convection Flow in a Square Cavity Heated from the Side for Infinitely Large Rayleigh Number, HTD, 99 (1989) 9-16.
50. Schaladow, S.G., Patterson, J.C., Street, R.L., Transient Flow in a Side-Heated cavity at High Rayleigh Numbers: A Numerical Study, J. Fluid Mech., 200 (1989) 121-148.
51. Janssen, R.J.A., Henkes, R.A.W.M., Influence of Prandtl Number on Instability Mechanisms and Transition in a Differentially Heated Square Cavity, J. Fluid Mech., 290 (1995) 319-344.
52. Ostrach, S., Natural Convection in Enclosures- Advances in Heat Transfer, Vol. 8, Academic Press, New York, 1972.
53. Newell, M.E., Schmidt, E.W., Heat Transfer by Laminar Natural Convection Within Rectangular Enclosures, J. Heat Transfer, 92, 1 (1970) 159-168.
54. Korpela, S.A., Gözüüm, D., Baxi, C.B., On the Stability of the Conduction Regime of Natural Convection in a Vertical Slot, Int. J. Heat Mass Trans., 16 (1973) 1683-1690.
55. Pepper, D.W., Harris, S.D., Numerical Simulation of Natural Convection in Closed Container by a Fully Implicit Method, J. Fluids Eng., 99 (1977) 649-656.
56. Bergholz, R.F., Instability of Steady Natural Convection in a Vertical Fluid Layer, J. Fluid Mech., 84 (1978) 743-768.
57. Jones, I.P., A Numerical Study of Natural Convection in an Air-Filled Cavity: A Comparison with Experiment, Num. Heat Transfer, 2 (1979) 193-207.
58. Ramanan, N., Korpela, S.A., Multigrid Solution of Natural Convection in a Vertical Slot, Num. Heat Transfer, 15 (1989) 329-339.

59. Davidson, L., Calculation of the Turbulent Buoyancy-Driven Flow in a Rectangular Cavity Using an Efficient Solver and Two Different Low Reynolds Number $k-\epsilon$ Models, Num. Heat Transfer, 18 (1990) 129-145.
60. Cheesewright, R., King, K.J., Ziai, S. Experimental Data for the Validation of Computer Codes for the Prediction of Two-Dimensional Buoyant Cavity Flows, HTD, 60 (1986) 75-81.
61. Lee, Y., Korpela, S.A., Multicellular Natural Convection in a Vertical Slot, J. Fluid Mech., 126 (1983) 91-121.
62. Schinkel, W.M.M., Linthorst, S.J.M., Hoogendoorn, C.J., The Stratification in Natural Convection in Vertical Enclosures, J. Heat Transfer, 105 (1983) 267-272.
63. Novak, M.H., Nowak, E.S., Natural Convection Heat Transfer in Slender Window cavities, J. Heat Transfer, 115 (1993) 476-479.
64. Imberger, J., Natural Convection in a Shallow Cavity with Differentially Heated End Walls- Part 3. Experimental Results, J. Fluid Mech., 65 (1974) 247-260.
65. Cormack, D.E., Leal, L.G., Imberger, J., Natural Convection in a Shallow Cavity with Differentially Heated End Walls. Pt.1. Asymptotic Theory, J. Fluid Mech., 65, 2 (1974) 209-229.
66. Cormack, D.E., Leal, L.G., Seinfeld, J.H., Natural convection in a Shallow Cavity with Differentially Heated End Walls. Pt.2. Numerical Solutions, J. Fluid Mech., 65, 2 (1974) 231-246.
67. Cormack, D.E., Stone, G.P., Leal, L.G., The Effect of Upper Surface Conditions on Convection in a Shallow Enclosure with Differentially Heated End Walls, Int. J. Heat Mass Trans., 18 (1974) 635-648.
68. Bejan, A., Tien, C.L., Natural Convection in Horizontal Space Bounded by Two Concentric Cylinders with Different End Temperatures, Int. J. Heat Mass Trans., 22 (1979) 919-927.
69. Shiralkar, G. S., Tien, C.L., A Numerical Study of Laminar Natural Convection in Shallow Cavities, J. Heat Transfer, 103 (1981) 226-231.
70. Tichy, J., Gadgil, A., High Rayleigh Number Laminar Convection in Low Aspect Ratio Enclosures with Adiabatic Horizontal Walls and Differentially Heated Vertical Walls, J. Heat Transfer, 104 (1982) 103-110.
71. Hart, J.E., Low Prandtl Number Convection Between Differentially Heated End Walls, Int. J. Heat Mass Trans., 26, 7 (1983) 1069-1074.

72. Drummond, J.E., Korpela, S.A., Natural Convection in a Shallow Cavity, J. Fluid Mech., 182 (1987) 543-564.
73. Lage, J.L., Bejan, A., The Resonance of Natural Convection in an Enclosure Heated Periodically from the Side, Int. J. Heat Mass Trans., 36, 8 (1993) 2027-2038.
74. Fusegi, T., Hyun, J.M., Laminar and Transitional Natural Convection with Complex and Realistic Conditions, Int. J. Heat Fluid Flow, 15, 4 (1994) 258-268.
75. Kwak, S., Hyun, J.M., Natural Convection in an Enclosure Having a Vertical Sidewall with Time-Varying Temperature, J. Fluid Mech., 329 (1996) 65-88.
76. Hurle, D.T.J., Temperature Oscillations in Molten Metals and Their Relationship to Growth Stria in Melt-Grown Crystals, Philos. Mag., 13 (1966) 305-310.
77. Hurle, D.T.J., Jakeman, E., Johnson, C.P., Convective Temperature Oscillations in Molten Galium, J. Fluid Mech., 64, 3 (1974) 565-576.
78. Gill, A.E., A Theory of Thermal Oscillations in Liquid Metals, J. Fluid Mech., 64, 3 (1974) 577-588.
79. Patterson, J., Imberger, J. Unsteady Natural Convection in Rectangular Cavity, J. Fluid Mech., 100 (1980) 65-86.
80. Yewell, R., Poulidakos, D., Bejan, A., Transient Natural Convection Experiments in Shallow Enclosures, J. Heat Transfer, 104 (1982) 533-538.
81. Patterson, J., On the Existence of an Oscillatory Approach to Steady Natural Convection in Cavities, J. Heat Transfer, 106 (1984) 104-108.
82. Ivey, G.N., Experiments on Transient Natural Convection in a Cavity, J. Fluid Mech., 144 (1984) 389-401.
83. Briggs, D.G., Jones, D.N., Two-Dimensional Periodic Natural Convection in a Rectangular Enclosure of Aspect Ratio One, J. Heat Transfer, 107 (1985) 850-854.
84. Jones, D.N., Briggs, D.G., Periodic Two-Dimensional Cavity Flow: Effect of Linear Horizontal Thermal Boundary Condition, J. Heat Transfer, 111 (1989) 86-91.
85. Paolucci, S., Chenoweth, D.R., Transition to Chaos in a Differentially Heated Vertical Cavity, J. Fluid Mech., 201 (1989) 379-410.
86. Schaladow, S.G., Oscillatory Motion in a Side-Heated Cavity, J. Fluid Mech., 213 (1990) 589-610.
87. Paolucci, S., Direct Numerical Simulation of Two-Dimensional Turbulent Natural Convection in an Enclosed Cavity, J. Fluid Mech., 215 (1990) 229-262.

88. Le Quere, P., Transition to Unsteady Natural Convection in a Tall Water-Filled Cavity, Phys. Fluids A, 2 (1990) 503-514.
89. Kamotani, Y., Sahraoui, T., Oscillatory Natural Convection in Rectangular Enclosures Filled with Mercury, J. Heat Transfer, 112 (1990) 253-255.
90. Papanicolau, E., Jaluria, Y., Transition to a Periodic Regime in Mixed Convection in a Square Cavity, J. Fluid Mech., 239 (1992) 489-509.
91. Küblbeck, K., Berker, G.B., Straub, J., Advanced Numerical Computations of Two-Dimensional Time-Dependent Free Convection in Cavities, Int. J. Heat Mass Trans., 23 (1980) 203-217.
92. Staehle, B., Hahne, E., Overshooting and Damped Oscillations of Transient Natural Convection Flows in Cavities, 7th. Int. Heat Transfer Conf., 1986, Munich, Symposium Proceedings, Vol. 2, 287-292.
93. Vasseur, P., Robillard, L., Natural Convection in a Rectangular Cavity with Wall Temperature Decreasing at a Uniform Rate, Warme-u. Stoffübertr., 16 (1982) 199-207.
94. Nicolette, V.F., Yang, K.T., Lloyd, J.R., Transient Cooling by Natural Convection in a Two-Dimensional Square Enclosure, Int. J. Heat Mass Trans., 28 (1985) 1721-1732.
95. Hall, J.D., Bejan, A., Chaddock, J.B., Transient Natural Convection in a Rectangular Enclosure with One Heated Wall, Int. J. Heat Fluid Flow, 9 (1988) 396-404.
96. Hyun, J.M., Lee, J.W., Transient Natural Convection in a Square Cavity of a Fluid with Temperature-Dependent Viscosity, Int. J. Heat Fluid Flow, 9 (1988) 278-285.
97. Hyun, J.M., Lee, J.W., Numerical Solutions for Transient Natural Convection in a Square Cavity with Different Sidewall Temperatures, Int. J. Heat Fluid Flow, 10 (1989) 146-151.
98. Lage, J.L., Bejan, A., The Ra-Pr Domain of Laminar Natural Convection in an Enclosure Heated from the Side, Num. Heat Transfer, 19 (1991) 21-41.
99. Bark, F.H., Alavyon, F., Dahlkid, A.A., On Unsteady Free Convection in Vertical Slots due to Prescribed Fluxes of Heat or Mass at the Vertical walls, J. Fluid Mech., 235 (1992) 665-689.
100. Tagawa, T., Ozoe, H. Effect of Prandtl Number on Computational Schemes on the Oscillatory Natural Convection in an Enclosure, Num. Heat Transfer, 30 (1996) 271-282.
101. Kamakura, K., Ozoe, H., Oscillatory Phenomena of Low- Prandtl-Number Fluids in a Rectangular Cavity, Num. Heat Transfer, 30 (1996) 427-437.

102. Wakitani, S., Formation of Cells in Natural Convection in a Vertical Slot at Large Prandtl Number, J. Fluid Mech., 314 (1996) 299-314.
103. Wakitani, S., Computation of Multicellular Solutions in Natural Convection in an Air-Filled Vertical Cavity, J. Heat Transfer, 119 (1997) 97-101.
104. Yang, H.Q., Yang, K.T., Xia, Q., Periodic Laminar Convection in a Tall Vertical Cavity, Int. J. Heat Mass Trans., 32, 11 (1989) 2199-2207.
105. Kazmierczak, M., Chinoda, Z., Buoyancy-Driven Flow in an Enclosure with Time Periodic Boundary Conditions, Int. J. Heat Mass Trans., 35 (1992) 1507-1518.
106. Xia, Q., Yang, K.T., Linear Response of the Temperature and Flow Fields in a Square Enclosure to Imposed Wall Oscillations, 9th Int. Heat Transfer Conf., 1990, Jerusalem, Israel, Symposium Proceedings, Vol. 3, 271-276.
107. Xia, Q., Yang, K.T., Mukutmoni, D., Effect of Imposed Wall Temperature Oscillations on the Stability of Natural Convection in a Square Enclosure, J. Heat Transfer, 117 (1995) 113-120.
108. Antohe, B.V., Lage, J.L., A Dynamic Thermal Insulator: Inducing Resonance Within Fluid Saturated Porous Medium Enclosure Heated Periodically from the Side, Int. J. Heat Mass Trans., 37, 5 (1994) 771-782.
109. Lage, J.L., Convective Currents Induced by Periodic Time-Dependent Vertical Density Gradient, Int. J. Heat Fluid Flow, 15, 3 (1994) 233-240.
110. Vargas, J.V.C., Bejan, A., Optimization Principle for Natural Convection Pulsating Heating, J. Heat Transfer, 117 (1995) 942-947.
111. Antohe, B.V., Lage, J.L., Amplitude Effect on Convection Induced by Time Periodic Horizontal Heating, Int. J. Heat Mass Trans., 39, 6 (1996) 1121-1133.
112. Kazmierczak, M., Muley, A., Steady and Transient Natural Convection in a Horizontal Porous Layer: The Effects of Thin Top Fluid Layer and Oscillating Bottom Wall Temperature, Int. J. Heat Fluid Flow, 15, 1 (1994) 30-41.
113. Mantle, J., Kazmierczak, M., Hiawy, B., The Effect of Temperature Modulation on Natural Convection in a Horizontal Layer Heated from Below: High-Rayleigh Experiments, J. Heat Transfer, 116 (1994) 614-620.
114. Cless, H.C., Prescott, P.J., Effect of Time Varying Thermal Boundary Conditions on the Oscillatory Natural Convection of a Low-Prandtl-Number Fluid, Num. Heat Transfer, 29 (1996) 645-669.
115. Cless, H.C., Prescott, P.J., Effect of Time Marching Schemes on Predictions of Oscillatory Natural Convection in Fluids of Low Prandtl Number, Num. Heat Transfer, 29 (1996)

575-597.

116. Polazhaev, V.I., Numerical Solution of a System of Two-Dimensional Unsteady Navier-Stokes Equations for a Compressible Gas in a Closed Region, Fluid Dynamics, 2 (1967) 70-74.

117. MacGregor, R.K., Emery, A.F., Free Convection Through Vertical Plane Layers-Moderate and High Prandtl Number Fluids, J. Fluid Mech., 91 (1969) 391-403.

118. Rubel, A.R., Landis, F., Laminar Natural Convection in a Rectangular Enclosure with Moderately Large Temperature Differences, Physc. Fluids Suppl. II, 12 (1969) 208-220.

119. Leonardi, E., Reizes, J.A., Convective Flows in Closed Cavities with Variable Fluid Properties, Num. Heat Transfer , 387 (1981) 65-73.

120. Zhong, Z.Y., Yang, K.T., Lloyd, J.R., Variable Property Effects in Laminar Natural Convection in a Square Enclosure, J. Heat Transfer, 107 (1985) 133-138.

121. Chenoweth, D.R., Paolucci, S., Natural Convection in an Enclosed Vertical Air Layer with Large Horizontal Temperature Differences, J. Fluid Mech., 169 (1986) 173-210.

122. Paolucci, S., Chenoweth, D.R., Departure from the Boussinesq Approximation in Laminar Benard Convection, Phys. Fluids, 30 (1987) 21-33.

123. Gray, D.D., Girgini, A., The Validity of Boussinesq Approximation for Liquids and Gases, Int. J. Heat Mass Trans., 19 (1976) 545-551.

124. Kakaç, S., Aung, W., Viskanta, R., Natural Convection: Fundamentals and Applications, Hemisphere Publishing Corp., New York, 1985.

125. Hortman, M., Peric, M., Scheuerer, G., Finite Volume Multigrid Prediction of Laminar Natural Convection: Bench-Mark Solutions, Int. J. Numer. Meth. Fluids., 11 (1990) 189-207.

126. Fang, Z., Paraschivoiu, I., Numerical Solutions of Natural Convection in Enclosure With Boundary Condition Switching Method, J. Thermophysics Heat Transfer, 6, 2 (1992) 265-272.

127. Sun, Y.S., Emery, A.F., Multigrid Computation of Natural Convection in Enclosures with a Conductive Baffle, Num. Heat Transfer , 25 (1994) 575-592.

128. Shu, C., Khoo, B.C., Yeo, K.S., Chew, Y.T., Application of GDQ Scheme to Simulate Natural Convection in a Square Cavity, Int. Com. Heat Mass Trans., 21, 6 (1994) 809-817.

129. Onyejekwe, O.O., Finite Analytic Numerical Solution of Buoyancy Induced Flow in a Rectangular Cavity, Int. Com. Heat Mass Trans., 21, 4 (1994) 549-560.

130. Chen, C.J., Chen, H.C., Finite Analytic Numerical Method for Two-Dimensional Navier-Stokes Equations, J. Comput. Phys., 53 (1984) 209-226.
131. Minkowycz, W.J., Sparrow, E.M., Schneider, G.E., Pletcher, R.H., Handbook of Numerical Heat Transfer, John Wiley and Sons Inc., New York, 1987.
132. Syrjala, S., Higher Order Penalty-Galerkin Finite Element Approach to Laminar Natural Convection in a Cavity, Num. Heat Transfer , 29 (1996) 197-210.
133. Drummond, J.E., Yovichin, A.J., McKee, J.P., The Effect of Upwind Formulations on Secondary Flows in a Thermally Driven Cavity, ASME/JSME Thermal Engineering Proc., 1 (1991) 147-154.
134. Ozoe, H., Yamamoto, K., Churchill, S.W., Sayama, H., Three-Dimensional, Numerical Analysis of Laminar Natural Convection in a Confined Fluid Heated from Below, J. Heat Transfer, 98 (1976) 202-207.
135. Viskanta, R., Kim, D.M., Gau, C., Three-Dimensional Natural Convection Heat Transfer of a Liquid Metal in a Cavity, Int. J. Heat Mass Trans., 29, 3 (1986) 475-485.
136. Le Peutrec, Y., Lauriat, G., Effect of the Heat Transfer at the Side Walls on Natural Convection in Cavities, J. Heat Transfer, 112 (1990) 370-378.
137. Webb, B.W., Bergman, T.L., Three-Dimensional Natural Convection from a Vertical Heated Plates with Adjoining Cool Surfaces, J. Heat Transfer, 114 (1992) 115-120.
138. Lee, T.L., Lin, T.F., Transient Three-Dimensional Convection of Air in a Differentially Heated Cubic Cavity, Int. J. Heat Mass Trans., 39, 6 (1996) 1243-1255.
139. Hsieh, S.-S., Yang, S.-S., Flow Structure and Temperature Measurements in a 3-D Vertical Free Convective Enclosure at High Rayleigh Numbers, Int. J. Heat Mass Trans., 40, 6 (1997) 1467-1480.
140. Seki, N., Fukusado, S., Yamaguchi, A., An Experimental Study of Free Convective Heat Transfer in a Parallelogramic Enclosure, J. Heat Transfer, 105 (1983) 433-439.
141. Poulidakos, D., Bejan, A., Natural Convection Experiments in a Triangular Enclosure, J. Heat Transfer, 105 (1983) 652-655.
142. Kaviany, M., Effect of a Proturbence on Thermal Convection in a Square Cavity, J. Heat Transfer, 106 (1984) 830-834.
143. Engelman, M.S., Sani, R.L., A Numerical Study of Natural Convection During an Inpackage Pasteurisation Process, HTD, 26 (1983) 103-107.

144. Vafai, K., Etefagh, J., The Effect of Sharp Corners on Buoyancy Driven Flows with Particular Emphasis on Outer Boundaries, Int. J. Heat Mass Trans., 33 (1990) 2311-2328.
145. Ormiston, S.J., Raithby, G.D., Hollands, K.G.T., Numerical Predictions of Natural Convection in a Trombe Wall System, Int. J. Heat Mass Trans., 29, 6 (1986) 869-877.
146. Uygur, S., Pasif Sistemlerde Türbülanslı Doğal Taşınım, Doktora Tezi, İstanbul Teknik Üniversitesi, İstanbul, 1993.
147. Uygur, S., Eğrican, N., Modeling of Natural Turbulent Flow in a Passively Heated Zone, Energy Convers. Mgmt., 37, 5 (1996) 505-520.
148. Lam, S.W., Gani, R., Symons, J.G., Experimental and Numerical Studies of Natural Convection in Trapezoidal Cavities, J. Heat Transfer, 111 (1989) 372-377.
149. Evren-Selamet, E., Simulation of Laminar Buoyancy-Driven Flows in an Enclosure, Doktora Tezi, University of Michigan, Ann Arbor, 1991.
150. Evren-Selamet, E., Arpacı, V.S., Borgnakke, C., Simulation of Laminar-Driven Flows in an Enclosure, Num. Heat Transfer, 22 (1992) 401-420.
151. Lewandowski, W.M., Khubeiz, M.J., Experimental Study of Laminar Natural Convection in Cells with Various Convex and Concave Bottoms, J. Heat Transfer, 114 (1992) 94-98.
152. Lacroix, M., Natural Convection Heat Transfer Around Two Heated Horizontal Cylinders Inside a Rectangular Cavity Cooled from Above, Num. Heat Transfer, 21 (1992) 37-54.
153. Al-ani, N., Nansteel, M.W., Natural Convection in a Partial Sector-Shaped Enclosure: Experimental Results, J. Heat Transfer, 115 (1993) 133-138.
154. Hamady, F.J., Lloyd, J.R., Yang, K.T., Yang, H.Q., A Study of Natural Convection in a Rotating Enclosure, J. Heat Transfer, 116 (1994) 136-143.
155. Kimura, T., Takeuchi, M., Miyagawa, K., Effects of Inner Rotating Horizontal Cylinder on Heat Transfer in a Differentially Heated Enclosure, Heat Transfer- Japanese Research, 24, 6 (1995) 504-516.
156. Moh, J.H., Bergman, T.L., Kuo, D.C., Simulation of Two-Dimensional, Low-Pr Natural Convection in Harmonically Oscillated, Differentially Heated Enclosure, Num. Heat Transfer, 31 (1996) 1-19.
157. Forbes, R.E., Cooper, J.W., Natural Convection in a Horizontal Layer of Water Cooled From Above to Near Freezing, J. Heat Transfer, 97 (1975) 47-53.

158. Lin, D.S., Nansteel, M.W., Natural Convection in a Square Enclosure Containing Water Near Its Density Maximum, Int. J. Heat Mass Trans., 30, 11 (1987) 2319-2329.
159. Ivey, G.N., Hamblin, P.F., Convection Near the Temperature of Maximum Density for High Rayleigh Number, Low Aspect Ratio Rectangular Cavities, J. Heat Transfer, 111 (1989) 100-105.
160. Ishikawa, M., Hirata, T., Tamaki, H., Heat Transfer Correlations of Natural Convection with Density Inversion in a Vertical Enclosure, Heat Transfer- Japanese Research, 22, 6 (1993) 596-610.
161. Nishimura, T., Hyashida, Y., Mineoka, M., Oscillatory Natural Convection of Water Near the Density Extremum at High Rayleigh Numbers, Int. J. Heat Mass Trans., 40, 14 (1997) 3449-3465.
162. Larson, D.W., Viskanta, R., Transient Combined Laminar Free Convection and Radiation in a Rectangular Enclosure, J. Fluid Mech., 78 (1978) 68-85.
163. Meyer, B.A., Mitchell, J.W., El-Wakil, M.M., The Effect of Thermal Wall Properties on Natural Convection in Inclined Rectangular Cells, J. Heat Transfer, 104 (1982) 111-117.
164. Kim, D.M., Viskanta, R., Study of the Effects of Wall Conductance on Natural Convection in Differentially Oriented Square Cavities, J. Fluid Mech., 144 (1984) 153-176.
165. Le Peutrec, Y., Lauriat, G., Effects of the Heat Transfer at the Side Walls on Natural Convection in Cavities, J. Heat Transfer, 112 (1990) 370-378.
166. Hart, J.E., On Sideways Diffusive Instability, J. Fluid Mech., 49 (1971) 279-289.
167. Arnold, J.N., Catton, I., Edwards, D.K., Experimental Investigation of Natural Convection in Inclined Rectangular Regions of Differing Aspect Ratios, J. Heat Transfer, 98 (1976) 67-71.
168. Hollands, K.G.T., Unnny, T.E., Raithby, G.D., Konicek, L., Free Convective Heat Transfer Across Inclined Air Layers, J. Heat Transfer, 98 (1976) 189-193.
169. Linthorst, S.J.M., Schinkel, W.M.M., Hoogendoorn, Natural Convection in Enclosures, HTD, 8 (1980) 39-46.
170. Wirtz, R.A., Tseng, F., Natural Convection Across Tilted, Rectangular Enclosures of Small Aspect Ratio, HTD, 8 (1980) 47-54.
171. Ozoe, H., Sayama, H., Churchill, S.W., Natural Convection in an Inclined Square Channel, Int. J. Heat Mass Trans., 17 (1974) 401-406.

172. Ozoë, H., Yamamoto, K., Sayama, H., Churchill, W., Natural Circulation in an Inclined Rectangular Channel Heated on One Side and Cooled on the Opposing Side, Int. J. Heat Mass Trans., 17 (1974) 1209-1217.

173. Ozoë, H., Sayama, H., Churchill, S.W., Natural Convection Patterns in a Long Inclined Rectangular Box Heated from Below Part I. Three-Directional Photography, Int. J. Heat Mass Trans., 20 (1977) 123-129.

174. Ozoë, H., Sayama, H., Churchill, S.W., Natural Convection Patterns in a Long Inclined Rectangular Box Heated from Below Part II. Three-Dimensional Numerical Results, Int. J. Heat Mass Trans., 20 (1977) 131-139.

175. Ozoë, H., Fujii, K., Lior, N., Churchill, S.W., Long Rolls Generated by Natural Convection in an Inclined, Rectangular Enclosure, Int. J. Heat Mass Trans., 26, 10 (1983) 1427-1438.

176. Elsherbiny, S.M., Raithby, G.D., Hollands, K.T., Heat Transfer by Natural Convection Across Vertical and Inclined Air Layers, J. Heat Transfer, 104 (1982) 96-102.

177. Inaba, H., Fukuda, T., An Experimental Study of Natural Convection in an Inclined Rectangular Cavity Filled with Water at Its Density Extremum, J. Heat Transfer, 106 (1984) 109-115.

178. Hamady, F.J., Lloyd, J.R., Yang, H.Q., Yang, K.T., Study of Local Natural Convection Heat Transfer in an Inclined Enclosure, Int. J. Heat Mass Trans., 32, 9 (1989) 1697-1708.

179. Elsherbiny, S. M., Free Convection in Inclined Air Layers Heated from Above, Int. J. Heat Mass Trans., 39, 18 (1996) 3925-3930.

180. Sundström, L.-G., Kimura, S., On Laminar Free Convection in Inclined Rectangular Enclosures, J. Fluid Mech., 313 (1996) 343-366.

181. Upton, T.D., Watt, D.W., Experimental Study of Transient Natural Convection in an Inclined Rectangular Enclosure, Int. J. Heat Mass Trans., 40, 11 (1997) 2679-2690.

182. Nansteel, M.W., Grief, R., Natural Convection in Undivided and Partially Divided Rectangular Enclosures, J. Heat Transfer, 103 (1981) 623-629.

183. Nansteel, M.W., Grief, R., An Investigation of Natural Convection in Enclosures with Two- and Three-Dimensional Partitions, Int. J. Heat Mass Trans., 27, 4 (1984) 561-571.

184. Nansteel, M.W., Grief, R., Natural Convection Heat Transfer in Complex Enclosures at Large Prandtl Number, J. Heat Transfer, 105 (1983) 912-915.

185. Bajorek, S.M., Lloyd, J.R., Experimental Investigation of Natural Convection in Partitioned Enclosures, J. Heat Transfer, 104 (1982) 527-532.

186. Lin, N.N., Bejan, A., Natural Convection in a Partially Divided Enclosure, Int. J. Heat Mass Trans., 26, 12 (1983) 1867-1878.

187. Chang, L.C., Yang, K.T., Lloyd, J.R., Radiation-Natural Convection Interactions in Two-Dimensional Complex Enclosures, J. Heat Transfer, 105 (1983) 89-95.

188. Jetli, R., Acharya, S., Zimmerman, E., Influence of Baffle Location on Natural Convection in a Partially Divided Enclosure, Num. Heat Transfer , 10 (1986) 521-536.

189. Zimmerman, E., Acharya, S., Free Convection Heat Transfer in a Partially Divided Vertical Enclosure with Conducting End Walls, Int. J. Heat Mass Trans., 30, 2 (1987) 319-331.

190. Nishimura, T., Shiraishi, M., Kawamura, Y., Natural Convection Heat Transfer in Enclosures with an Off-Center Partition, Int. J. Heat Mass Trans., 30, 8 (1987) 1756-1758.

191. Frederich, R.L., Valencia, A., Heat Transfer in a Square Cavity with Conducting Partition on Its Hot Wall, Int. Com. Heat Mass Trans., 16 (1989) 347-354.

192. Neymark, J., Charles, R., Kirkpatrick, A., Anderson, R., High Rayleigh Number Natural Convection in Partially Divided Air and Water Filled Enclosures, Int. Com. Heat Mass Trans., 32, 9 (1989) 1671-1679.

193. Kelkar, K.M., Patankar, S.V., Numerical Prediction of Natural Convection in Square Partitioned Enclosures, Num. Heat Transfer , 17, (1990) 269-285.

194. Chen, K.S., Ku, A.C., Chen, C.H., Investigation of Natural Convection in Partially Divided Rectangular Enclosures Both with and without an Opening in the Partition Plate: Measurement Results, J. Heat Transfer, 112 (1990) 648-652.

195. Olson, D.A., Glicksman, L.R., Ferm, H.M., Steady-State Natural Convection in an empty and Partitioned Enclosures at High Rayleigh Numbers, J. Heat Transfer, 112 (1990) 640-647.

196. Kanghi, A, Ben Yedder, R., Bilgen, E., Natural Convection and Conduction in Enclosures with Multiple Vertical Partitions, Int. J. Heat Mass Trans., 34, 11 (1991) 2819-2825.

197. Zhang, Z., Bejan, A., Lage, J.L., Natural Convection in a Vertical Enclosure with Internal Permeable Screen, J. Heat Transfer, 113 (1991) 377-383.

198. Karki, K.C., Sathyamurthy, P.S., Patankar, S.V., Natural Convection in a Partitioned Cubic Enclosure, J. Heat Transfer, 114 (1992) 410-417.

199. Hawkins, L.E., Khan, J.A., Yao, G., Numerical Solution of Buoyancy-Driven Flow Through Small Openings Between Two Enclosures, HTD, 198 (1992) 105-112.
200. Facas, G.N., Natural Convection in a Cavity with Fins Attached to Both Vertical Walls, J. Thermophys. Heat Transfer, 7, 4 (1993) 555-560.
201. Shyy, W., Rao, M.M., Simulation of Transient Natural Convection Around an Enclosed Vertical Channel, J. Heat Transfer, 115 (1993) 946-954.
202. Kanghi, A., Bilgen, E., Vasseur, P., Natural Convection in Shallow Enclosures with Multiple Conducting Partitions, Warme-u. Stoffubertr., 30 (1994) 55-62.
203. Riffat, S.B., Kohal, J.S., Experimental Study of Interzonal Natural Convection Through and Aperture, Applied Energy, 48 (1994) 305-313.
204. Yang, M., Tang, W.Q., Three-Dimensional Natural Convection in an Enclosure with an Internal Isolated Vertical Plate, J. Heat Transfer, 117 (1995) 619-625.
205. Singhal, M., Kumar, R., Unsteady Buoyancy Exchange Flow Through a Horizontal Partition, J. Heat Transfer, 117 (1995) 515-520.
206. Liu, J.P., Tao, W.Q., Numerical Analysis of Natural Convection Around a Vertical Channel in a Rectangular Enclosure, Heat and Mass Transfer, 31 (1996) 313-321.
207. Benmadda, M., Lacroix, M., Transient Natural Convection from a Finned Surface for Thermal Storage in an Enclosure, Num. Heat Transfer, 29 (1996) 103-114.
208. Sun, Y.S., Emery, A.F., Effects of Wall Conduction, Internal Heat Sources and an Internal Baffle on Natural Convection Heat Transfer in a Rectangular Enclosure, Int. J. Heat Mass Trans., 40, 4 (1997) 915-929.
209. Sri Jayaram, K., Balagi, C., Venkateshan, I., Interaction of Surface Radiation and Free Convection in an Enclosure with a Vertical Partition, J. Heat Transfer, 119 (1997) 641-645.
210. Torrance, K.E., Orloff, C., Rockett, J.A., Experiments on Natural Convection in Enclosures with Localized Heating from Below, J. Fluid Mech., 36, 1 (1969) 21-31.
211. Torrance, K.E., Rockett, J.A., Numerical Study of Natural Convection in an Enclosure with Localized Heating from Below - Creeping Flow to the Onset of Laminar Instability, J. Fluid Mech., 36, 1 (1969) 33-54.
212. Chu, H.H.-S., Churchill, S.W., Patterson, C.V.S., The Effect of Heater Size, Location, Aspect Ratio, and Boundary Conditions on Two-Dimensional, Laminar, Natural Convection in Rectangular Channels, J. Heat Transfer, 98 (1976) 194-201.

213. Chao, P.K.-B., Ozoe, H., Churchill, S.W., Lior, N., Laminar Natural Convection in an Inclined Rectangular Box with the Lower Surface Half-Heated and Half-Insulated, J. Heat Transfer, 105 (1983) 425-432.

214. Acharya, S., Goldstein, R.J., Natural Convection in an Externally Heated Vertical or Inclined Square Box Containing Internal energy Sources, J. Heat Transfer, 107 (1985) 855-866.

215. Poulidakos, D., Natural Convection in a Confined Fluid-Filled Space Driven by a Single Vertical Wall with Warm and Cold Regions, J. Heat Transfer, 107 (1985) 867-875.

216. Kirkpatrick, A.T., Bohn, M., An Experimental Investigation of Mixed Cavity Natural Convection in the High Rayleigh Number Regime, Int. J. Heat Mass Trans., 29, 1 (1986) 69-82.

217. November, M., Nansteel, M.W., Natural Convection in Rectangular Enclosures Heated from Below and Cooled Along One Side, Int. J. Heat Mass Trans., 30, 11 (1987) 2433-2440.

218. Bassani, J.L., Nansteel, M.W., November, M., Adiabatic-Isothermal Mixed Boundary Conditions in Heat Transfer, Int. J. Heat Mass Trans., 30, 5 (1987) 903-909.

219. Valencia, A., Frederick, R.L., Heat Transfer in Square Cavities with Partially Active Vertical Walls, Int. J. Heat Mass Trans., 32, 8 (1989) 1567-1574.

220. Yücel, N., Türkoğlu, H., Natural Convection in Rectangular Enclosures with Partial Heating and Cooling, Wärme-u. Stoffübertr., 29 (1994) 1-7.

221. Zia, J.L., Xin, M.D., Zhang, H.J., Natural Convection in Externally Heated Enclosure Containing a Local Heat Source, J. Thermophys., 4, 2 (1990) 233-238.

222. Chu, T.Y., Hichox, C.E., Thermal Convection with Large Viscosity Variation in an Enclosure with Localized Heating, J. Heat Transfer, 112 (1990) 388-395.

223. Keyhani, M., Chen, L., Pitts, D.R., The Aspect Ratio Effects on Natural Convection in an Enclosure with Protruding Heat Sources, J. Heat Transfer, 113 (1991) 883-891.

224. Close, D.J., Peck, M.K., White, R.F., Mahoney, K.J., Buoyancy-Driven Heat Transfer and Flow Between Wetted Heat Source and Isothermal Cube, J. Heat Transfer, 113 (1991) 371-376.

225. May, H.-O., A Numerical Study on Natural Convection in an Inclined Square Enclosure Containing Internal Heat Sources, Int. J. Heat Mass Trans., 34, 4/5 (1991) 919-928.

226. Hasnaoui, M., Bilgen, E., Vasseur, P., Natural Convection Heat Transfer in Rectangular Cavities Partially Heated from Below, J. Thermophys. Heat Trans., 6, 2 (1992) 255-264.

227. Angirasa, D., Mahajan, R.L., Natural Convection from L-Shaped Corners with Adiabatic and Cold Isothermal Horizontal Walls, J. Heat Transfer, 115 (1993) 149-157.

228. Heindel, T.J., Ramadhyani, S., Incropera, F.P., Laminar Natural Convection in a Discretely Heated Cavity: I-Assesment of Three-Dimensional Effects, J. Heat Transfer, 117 (1995) 902-909.

229. Heindel, T.J., Incropera, F.P., Ramadhyani, S., Laminar Natural Convection in a Discretely Heated Cavity: II - Comparisons of Experimental and Theoretical Results, J. Heat Transfer, 117 (1995) 910-917.

230. Heindel, T.J., Ramadhyani, S., Incropera, F.P., Conjugate Natural Convection from an Array of Discrete Heat Sources: Part 1-Two-and Three-Dimensional Model Validation, Int. J. Heat Fluid Flow, 16, 5 (1995) 501-510.

231. Heindel, T.J., Incropera, F.P., Ramadhyani, S., Conjugate Natural Convection from an Array of Discrete Heat Sources: Part 2 - A Numerical Parametric Study, Int. J. Heat Fluid Flow, 16, 5 (1995) 511-518.

232. Chinnakotla, R.B., Angirasa, D., Mahjan, R.L., Parametric Study of Buoyancy-Induced Flow and Heat Transfer from L-Shaped Corners with Asymmetrically Heated Surfaces, Int. J. Heat Mass Transfer, 39, 4 (1996) 851-865.

233. Ganzarolli, M.M., Milanez, L.F., Natural Convection in Rectangular Enclosures Heated from Below and Symmetrically Cooled from the Sides, Int. J. Heat Mass Transfer, 38, 6 (1995) 1063-1073.

234. Ju, Y., Chen, Z., Numerical Simulation of Natural Convection in an Enclosure with Discrete Protruding Heaters, Num. Heat Transfer , 30 (1996) 207-218.

235. Baytaş, A.C., Buoyancy-Driven Flow in an Enclosure Containing Time Periodic Internal Sources, Heat and Mass Transfer, 31 (1996) 113-119.

236. Oh, J.Y., Ha, M.Y., Kim, K.C., Numerical Study of Heat Transfer and Flow of Natural Convection in an Enclosure with a Heat-Generating Conducting Body, Num. Heat Transfer , 31 (1997) 289-303.

237. Shim, Y.M., Hyun, J.M., Transient Confined Natural Convection with Internal Heat Generation, Int. J. Heat Fluid Flow, 18, 3 (1997) 328-333.

238. Elkaim, D., Reggio, M., Camarero, R., Simulating Two- Dimensional Turbulent Flow by Using the k- ϵ Model and the Vorticity-Stream FunctionFormulation, Int. J. Num. Meth. Fluids, 14 (1992) 961-980.

239. Roache, P.J., *Computational Fluid Dynamics*, Hermosa, Albuquerque, New Mexico, 1991.
240. Peaceman, D.W., Rachford, H.H., The Numerical Solution of Parabolic and Elliptic Differential Equations, J. Soc. Ind. Appl. Math., 3 (1955) 29-41.
241. Douglas, J., Rachford, H.H., On the Numerical Solution of Heat Conduction Problems in Two and Three Space Variables, Trans. Amer. Math. Soc., 82 (1956) 421-439.
242. Anderson, D.A., Tannehill, J.C., Pletcher, R.H., *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*, Hemisphere Publishing Co., Cambridge, 1984.
243. Hoffmann, K.A., *Computational Fluid Dynamics for Engineers*, Engineering Education System Pub., Austin, Texas, 1989.
244. Patankar, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Co., Washington, 1980.
245. Jaluria, Y., Torrance, K.E., *Computational Heat Transfer*, Springer-Verlag, Berlin, 1991.
246. Fletcher, C.A.J., *Computational Techniques for Fluid Dynamics 2*, Springer-Verlag, Berlin, 1991.
247. Incropera, F.P., DeWitt, D.P., *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, Second Edition, John Wiley Sons Inc., New York, 1985.
248. Wylie, C.R., Barrett, *Advanced Engineering Mathematics*, McGraw-Hill Book Co., Singapore, 1985.
249. Arpacı, V.S., *Conduction Heat Transfer*, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, 1966.
250. Özişik, M.N., *Heat Conduction*, John Wiley and Sons Inc., New York, 1980.
251. Mallinson, G.D., de Vahl Davis, G., Three Dimensional Natural Convection in an Enclosed Cavity, J. Fluid Mech., 83 (1977) 1-31.
252. Arpacı, V.S., Larsen, P.V., *Convection Heat Transfer*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1984.
253. Arpacı, V.S., Two Thermal Microscales for Natural Convection and Heat Transfer, HTD, 60 (1986) 117-131.
254. Goldstein, R.J., Eckert, E.R.G., The Steady and Transient Free Convection Boundary Layer on a Uniformly Heated Vertical Plate, Int. J. Heat Mass Transfer, 1 (1960) 208-218.

7. ÖZGEÇMİŞ

Orhan Aydın, 1972 yılında Trabzon' da doğdu. 1987 yılında Samsun Çarşamba Lisesi' nden mezun oldu. 1991 yılında KTÜ Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümü' nden lisans, 1994 yılında ise KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Makina Mühendisliği Anabilim Dalı' ndan yüksek lisans derecelerini aldı. Aynı yıl KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Makina Mühendisliği Anabilim Dalı' nda doktora öğrenimine başladı. 1993 yılından bu yana KTÜ Fen Bilimleri Enstitüsü' nde araştırma görevlisi olarak çalışmaktadır. Yurt içi ve yurt dışı bildirileri ve makaleleri vardır. İngilizce bilmektedir. Evli ve bir çocuk babasıdır.

