

**T.C.
SÜLEYMAN DEMİREL ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**DÜŞÜK PRANDTL SAYISINA SAHİP AKIŞKANIN DOĞAL
KONVEKSİYON HAREKETİNİN İNCELENMESİ**

Ali ORAL

**Danışman
Dr. Öğr. Üyesi Ramazan SELVER**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ
MAKİNA MÜHENDİSLİĞİ ANABİLİM DALI
ISPARTA - 2019**



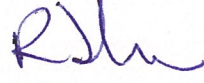
© 2019 [Ali ORAL]

TEZ ONAYI

Ali ORAL tarafından hazırlanan "**Düşük Prandtl Sayısına Sahip Akışkanın Doğal Konveksiyon Hareketinin İncelenmesi**" adlı tez çalışması aşağıdaki jüri üyeleri önünde Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü **Makine Mühendisliği Anabilim Dalı**'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak başarı ile savunulmuştur.

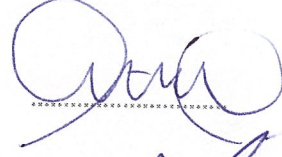
Danışman

Dr. Öğr. Üyesi Ramazan SELVER
Süleyman Demirel Üniversitesi



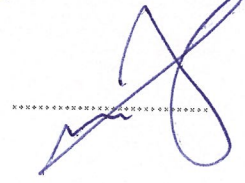
Jüri Üyesi

Prof. Dr. Osman İPEK
Süleyman Demirel Üniversitesi



Jüri Üyesi

Dr. Öğr. Üyesi Ergün KORKMAZ
Isparta Uygulamalı Bilimler Üniversitesi



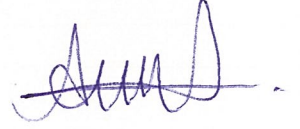
Enstitü Müdürü

Doç. Dr. Şule Sultan UĞUR

TAAHHÜTNAME

Bu tezin akademik ve etik kurallara uygun olarak yazıldığını ve kullanılan tüm literatür bilgilerinin referans gösterilerek tezde yer aldığını beyan ederim.

Ali ORAL



İÇİNDEKİLER

	Sayfa
İÇİNDEKİLER.....	i
ÖZET	ii
ABSTRACT	iii
TEŞEKKÜR.....	iv
ŞEKİLLER DİZİNİ	v
ÇİZELGELER DİZİNİ	vi
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. KAYNAK ÖZETLERİ	3
3. MATERYAL VE METOT	10
4. ÖNEMLİ BOYUTSUZ PARAMETRELER.....	16
4.1. Matematiksel Formülasyon	16
4.2. Basitleştirilmiş 2-D Denklemler.....	19
4.3. Normalleştirme ve Boyutsal Analiz	20
5. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA.....	28
6. SONUÇLAR.....	36
7. KAYNAKLAR	37
ÖZGEÇMİŞ.....	40

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

DÜŞÜK PRANDTL SAYISINA SAHİP AKIŞKANIN DOĞAL KONVEKSİYON HAREKETİNİN İNCELENMESİ

Ali ORAL

Süleyman Demirel Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Makine Mühendisliği Anabilim Dalı

Danışman: Dr. Öğr. Üyesi Ramazan SELVER

Yapmış olduğumuz çalışmada, silindirik deney kabı içerisindeki akışkanın alt kısmına ısıtıcı levha yerleştirilmiştir. Deney kabının çevresi yalıtım amaçlı ısı iletim katsayısı çok düşük olan pleksiglas malzemeden üretilmiştir. Deney kabına eklenen ısıtıcı levha sayesinde akışkanın alt tarafı sabit sıcaklıkta tutulabilmektedir. Alt yüzeyden ısıtılan bu deney sistemi üst kısımdan bir soğutucu piston eklenerek soğutulmaktadır. Kullanılan ısıtıcı levha T_h değerimizi oluştururken, üst kısımda yer alan soğutucu piston T_c değerimizi oluşturmaktadır. Bu ısıtma neticesinde oluşan doğal konveksiyon hareketleri Fluent programı ile iki boyutlu olarak incelenmiş ve karşılaştırılmıştır. Araştırmamızda akışkan olarak düşük Prandtl sayısına sahip sıvı metal galium akışkanı kullanılmıştır. Oluşturulan doğal konveksiyon hareketi ile birlikte eşsıcaklık eğrileri ve akım çizgileri, sabit yer çekimi vektörü altında hesaplatılmış ve çizdirilmiştir. T_h sıcaklığı ile T_c sıcaklığı arasındaki sıcaklık farkının akışkanın doğal konveksiyon hareketine olan etkisi incelenmiştir. Bu konfigürasyonda doğal konveksiyon etkisi sonucu oluşan hız vektörlerinin büyüklükleri akışkanın ısıtıcı duvara yakın olan bölgelerinde daha hızlı iken soğutucu duvara yakın bölgelerinde ise daha yavaş olarak hareket ettiği gözlemlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Doğal konveksiyon, sıvı akışkan metal, Fluent Programı, silindirik kap, akım çizgileri, normal yerçekimi vektörü.

2019, 40 sayfa

ABSTRACT

M. Sc. Thesis

INVESTIGATION OF NATURAL CONVECTION FLOW WITH LOW PRANDTL NUMBER

Ali ORAL

**Süleyman Demirel University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Mechanical Engineering Department**

Supervisor: Asst. Prof. Dr. Ramazan SELVER

In our study, the heating plate added to the bottom of the cylindrical container. The insulation around the container is made of plexiglass which has a very low thermal conduction coefficient. Bottom of this cylindrical system can be kept at a constant temperature. This system is heated from the underside and also cooled by adding a cooler piston top of it. In the bottom of the heater plate creating the value of T_h , and the top of the cooler piston creating the value of T_c . In this study natural convection flow in a cylindrical plexiglass container configuration was investigated and compared by 2-dimensional Fluent Programme. Liquid metal gallium fluid that has low Prandtl number is used in our study. The effect of temperature difference; between T_h temperature and T_c temperature on natural convection motion of the fluid was investigated. Isothermal profile curves generated with natural convection movement and stream lines, under constant gravity vector is computed and plotted. In this configuration, the size of the natural convection velocity vectors which located close to heater wall is faster than the natural convection velocity vectors of cooler wall.

Keywords: Natural convection, liquid metal fluid, Fluent program, cylindrical container, streamlines, normal gravity ($1g$) vector.

2019, 40 pages

TEŞEKKÜR

Lisans ve halen sürdürdüğüm yüksek lisans eğitimim süresi boyunca, bilgisini ve deneyimlerini benden esirgemeyen her türlü destek ve imkanı sağlayan değerli danışman hocam Dr. Öğr. Üyesi Ramazan SELVER' e teşekkürlerimi sunarım.

Yapmış olduğum çalışmalarında benden yardımlarını esirgemeyen ve manevi destek sağlayan Dr. Öğr. Üyesi Ela KATI' ya teşekkür etmeyi bir borç bilirim.

Ek olarak, eğitim hayatım boyunca maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen değerli babam Hamit ORAL' a, annem Rahile ORAL' a ve abim Kutlu ORAL' a sonsuz sevgilerimi sunarım.

Ali ORAL
ISPARTA, 2019

ŞEKİLLER DİZİNİ

	Sayfa
Şekil 2.1. Silindirik kap konfigürasyonunun şematik gösterilişi.....	8
Şekil 2.2. Isıtıcı levha fotoğrafı.....	8
Şekil 3.1. Silindirik kap konfigürasyonunun yandan gösterilişi.....	11
Şekil 3.2. Silindirik kap konfigürasyonunun 2-boyutlu $Ar=H/D=1.0$ değerinde nümerik çalışmadaki resminin şematik olarak gösterilişi.	12
Şekil 3.3. Yerçekimi vektörünün uygulandığı silindirik kap konfigürasyonunun 2 boyutlu $Ar=H/D=1.0$ nümerik çalışmadaki resminin şematik olarak gösterilişi.....	12
Şekil 3.4. Silindirik kap konfigürasyonunun 2-boyutlu $Ar=H/D=1.0$ nümerik çalışmadaki resminin grid tasarımının şematik gösterimi	13
Şekil 3.5. Silindirik kap konfigürasyonunun 2-boyutlu $Ar=H/D=1.0$ nümerik çalışmadaki detay özellikleri	14
Şekil 5.1. Doğal konveksiyon hareketi yapan $(Th-Tc)= \Delta T=24\text{ }^{\circ}\text{C}$ akışkanın çizgisel akım çizgileri görüntüsü	29
Şekil 5.2. Doğal konveksiyon hareketi yapan $(Th-Tc)= \Delta T=24\text{ }^{\circ}\text{C}$ akışkanın katmansal akım çizgileri görüntüsü	29
Şekil 5.3. Doğal konveksiyon hareketi yapan $(Th-Tc)= \Delta T=24\text{ }^{\circ}\text{C}$ akışkanın katmansal sıcaklık dağılımı görüntüsü	30
Şekil 5.4. Doğal konveksiyon hareketi yapan $(Th-Tc)= \Delta T=24\text{ }^{\circ}\text{C}$ akışkanın çizgisel sıcaklık dağılımı görüntüsü	30
Şekil 5.5. Doğal konveksiyon hareketi yapan $(Th-Tc)= \Delta T=24\text{ }^{\circ}\text{C}$ akışkanın 2 boyutlu hız vektörleri görüntüsü	31
Şekil 5.6. Doğal konveksiyon hareketi yapan akışkanın yatay $h/4$, $h/2$ ve $3h/4$ eksenlerde $(Th-Tc)=\Delta T=24\text{ }^{\circ}\text{C}$ oluşturduğu hız vektörleri...	32
Şekil 5.7. $Th=320\text{ K}$, $Tc=296\text{ K}$ $(Th-Tc)= \Delta T=24\text{ }^{\circ}\text{C}$ sıcaklığındaki konfigürasyonunun yatay eksenlerdeki sıcaklık profilleri	33
Şekil 5.8. $Th=320\text{ K}$, $Tc=296\text{ K}$ $(Th-Tc)= \Delta T=24\text{ }^{\circ}\text{C}$ sıcaklığındaki $Ar=H/D=1.0$ konfigürasyonun hız profilleri	34

ÇİZELGELER DİZİNİ

	Sayfa
Çizelge 3.1. Metal Galium Akışkanı Fiziksel Özellikleri.....	14



SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

Ar	Boyutsal oran, (H/D)
C _p	Özgöl ısı sığası, (J/kg.K)
g	Yerçekimi ivmesi, (m/s ²)
Gr	Grashof sayısı, ($g \beta \Delta T H^3 / \nu^2$)
H	Akışkanın silindir içerisindeki dikey yüksekliği, (m)
k	Isıl iletkenlik katsayısı, (W/m.K)
Pr	Prandtl sayısı, (ν/α)
Ra	Rayleigh sayısı, [$Gr Pr = (g \beta \Delta T H^3 / \nu \alpha)$]
Re	Reynolds sayısı, (UH / ν)
T	Sıcaklık, (°C)
T _C	Soğutucu duvar sıcaklığı, (°C)
T _H	Isıtıcı duvar sıcaklığı, (°C)
ΔT	Sıcaklık farkı, (°C)
ΔT_{kr}	Kritik sıcaklık farkı, (°C)
V _r	r- yöndeki boyutsuz hız
r	Boyutsuz koordinat
z	Boyutsuz koordinat
V _z	z-yöndeki boyutsuz hız
ρ	Yoğunluk, (kg/m ³)
ν	Kinematik viskozite, (m ² /s)
μ	Dinamik viskozite, (N.s/m ²)
r	Boyutsuz koordinat
z	Boyutsuz koordinat
V _z	z-yöndeki boyutsuz hız
V _g	Doğal konveksiyon hız, [$g \beta \Delta T H^2 / \nu$] (m/s)
β_T	Isıl genleşme sabiti, (1/K)
α	Isıl difüzyon katsayısı, (m ² /s)
N-S	Navier Stokes
$\delta_{\nu, r}$	Viskoz sınır tabaka kalınlığı, (m)
θ	Boyutsuz sıcaklık, [(T-T _C)/(T _H -T _C)]

1. GİRİŞ

Dünyanın gelişimini ve ilerlemesini insanların buluşları sağlar. İnsanoğlunun her buluşu bir başka buluşu tetiklemiş; bu döngü sayesinde dünya hızla gelişmiştir. İnsanlık tarihinin en önemli buluşlarından birisi de yarı iletken malzemelerin üretimidir.

Bu buluş, transistörlerin ve entegre devre gibi elektronik malzemelerin, televizyonların, bilgisayarların, saatlerin, videoların, kameraların, robotların, otomobillerin, uçakların, uzay araçlarının ve günümüzde kullanılan tüm haberleşme sistemlerinin kalbini oluşturan malzemelerin ortaya çıkmasına sebep olmuştur. Görüldüğü gibi yarı iletkenler, elektronğin her alanında kullanılırlar. Bu nedenle teknolojinin en değerli unsurlarıdır diyebiliriz. Yarı iletkenler sayesinde teknolojinin oluşmasını ve ilerlemesini sağlamış diyebiliriz (Solmaz ve Çopur, 2004).

Selver vd. (1998), tarafından incelenen ve son zamanlarda yarı iletken ve difüzyon tekniklerinde teori ve pratiğin beraber gelişmesi sonucunda çok güçlü transistörlerle birlikte küçük-ölçekte, orta-ölçekte ve yoğun-ölçekte entegre devreler imal edilebilmiştir. Bazı örneklerde bu sahaların da üzerine çıkılıp çok yoğun ve süper yoğun ölçekli entegre devrelerle bir bilgisayarın tüm elektronik devresi bir çip içine sığdırılabilir hale gelmiştir. Böylece ilk çıktıkları yıllarda ancak kısıtlı işlemleri yapabilen dev boyutlarda üretilen bilgisayarlar yerini küçük boyutlara sahip bilgisayarlara bırakmıştır.

Teknolojinin yapı taşı oluşturan yarı iletkenler, modern dünyanın vazgeçilmez unsuru haline gelmişlerdir. Bu gelişmeler birçok araştırmacının dikkatini çekmiştir. Yarı iletken malzemelerin temeli kristal kalitelerinin arttırılmasıdır ve son yıllarda ileri teknolojiler kullanılarak yapıları geliştirilmeye çalışılmıştır. Yarı iletken malzeme üretiminin temelini oluşturan kristallerin kalitesinin arttırılması için yapılan çalışmalarda en önemli husus kristallerin büyümesi (gelişmesi) sürecinde etkili olan ısı ve kütle alışverişleridir.

Isı ve kütle alışverişleri; cebra konveksiyon, doğal konveksiyon, manyetik alan içerisindeki manyetik konveksiyon ve yüzey gerilimli konveksiyon gibi hareketlerle gerçekleşmektedir.

Yeryüzünde her zaman ve her yerde doğal konveksiyon hareketlerinin var olmasından dolayı, yüzey gerilim hareketi yapan konveksiyon içerisinde, doğal konveksiyon etkisi her zaman kendini gösterecektir.

Doğal konveksiyon hareketi; sıcaklık farklılıklarından ortaya çıkan yoğunluk farklılıklarıyla oluşmaktadır. Yoğunluk, yer çekimi vektörü doğrultusuna paralel ve yer çekimi vektörüyle aynı yönlü olacak şekilde artarak değişmektedir. Bu durum uzay çalışmalarına katkı sağlamıştır. Selver'in çalışmalarında bu durumlar nümerik olarak Fluent CFD Programı ile 2 boyutlu olarak çözdürülmüştür.

2. KAYNAK ÖZETLERİ

Langlois (1985), yapmış olduğu çalışmasında kristal kalitesini arttırmak için yapılan işlemlerde eriyik halindeki konsantrasyonun dağılımlarını incelemiştir. Düzgün olmayan dağılımların kristalinin heterojen yapıda olduğunu söylemiştir. Bu heterojen yapıyı istenmeyen ve önemli bir kusur olarak adlandırmıştır. Çünkü yarı iletken endüstrisinde temel amaç kristalin mümkün olduğunca homojen yapıya sahip şekilde üretiminin sağlanmasıdır (Xu ve Li, 2005).

Kapalı sistemlerde doğal konveksiyon hareketlerinin zararlı etkisi yeni bir problem değildir. Son 30 yılda çeşitli makaleler ve sayısal sonuçlar sık sık yayınlanmaktadır. Bir çok mühendislik ve bilimsel alanda bu taşınım hareketleri sınırlandırılmaya çalışılır, böylece istenilen kalitede homojenlik sağlanmış olur (Sathiyamoorthy M. ve Chamkha A., 2010).

Sıvı metaller çok yüksek ısı transfer katsayılarına sahiptirler, bu özellikler sıvı metallerin ayırt edici özelliklerinden biridir (Fritzch vd., 2015). Sıvı metallerdeki bu yüksek ısı transferi özelliği, çelik döküm, yarı iletken endüstrisi gibi birçok sektörde dikkatleri çekmiştir. Yarı iletken endüstrisinde kristal üretiminde kullanılmalarını sağlamıştır (Taler, 2016).

Sıvı metallerdeki doğal konveksiyon hareketleri, oluşturulacak kristalin gelişmesini doğrudan etkiler. Düşük Prandtl sayısına sahip sıvı metallerde ısı transferi özellikleri iyi olduğundan dolayı kristal kalitesi olumsuz etkilenebilir (Kaneda vd., 2005).

Platt vd. (1991), Bir sıvı içindeki yoğunluk farklılıkları genellikle sıcaklık eşitsizlikleri ve kompozisyondaki farklılıklardan kaynaklanmaktadır. Bu yoğunluk farklarından kaynaklanan sıvı hareketlerine doğal konveksiyon denir. Bir akışkandaki bir yoğunluk gradyanının sıvı hareketine yol açıp açmadığı, yerçekimine göre gradyanın yönüne bağlıdır. Yoğunluk gradyanı, yerçekimi vektörü ile aynı yönde olursa stabil bir durum mevcuttur ve akış söz konusu değildir. Eğer akışkan yukarıdan ısıtılırsa ağır akışkan aşağıda, hafifleyen akışkan ise yukarıda duracak şekilde akış meydana gelecektir. Özellikle kare ve dikdörtgen konfigürasyonlarda sıvı metal galium akışkanı üzerine çok nümerik hesap yapılmıştır. Bu konfigürasyonlara belirli bir duvarından ısı verilerek akışkanın yatay eksenlerdeki doğal konveksiyon hareketleri incelenmiştir.

Pesso ve Piva (2009), yapmış oldukları araştırmada kapalı bir kare kap şeklindeki sistemde bulunan düşük Prandtl sayısına sahip yüksek yoğunluklu akışkan yan duvarlarından ısıtılmaya başlanmış ve akışkan sabit doğal konveksiyonu yapmaya başlamıştır. Bu oluşturulan laminer alanda Nusselt sayısı ile Prandtl sayısı arasındaki ilişki araştırılmıştır. Nusselt sayısının artması ile Prandtl sayısının da arttığı gözlemlenmiştir. Yüksek Rayleigh sayılarında bu ilişkinin daha belirgin olduğu görülmüştür.

Kamatoni vd. (1994), çalışmasında dik dairesel silindir kap içindeki galium eriği farklı duvarlarından ve farklı sıcaklıklar uygulanarak doğal konveksiyon osilasyonları deneysel olarak araştırılmıştır. Aşağıdan ısıtılan durumda ve Ar oranı sırasıyla 2, 3 ve 4 olacak şekilde ve eğim açlarına göre dik vaziyet olan 0 dereceden, 75 dereceye kadar değişen açılarda incelenmiştir. Bu osilasyonları tespit etmek için silindirin çevresi boyunca sıcaklık ölçümleri yapılmıştır. Kritik rayleigh sayıları ve osilasyon frekansları belirlenmiştir. Ar oranının 3 ve eğim açısının 0 ve 30 derece olduğu durumlarda süper kritik akış yapıları detaylı olarak incelenmiştir. Sonuç olarak, osilasyon genliği ılık akış ile soğuk akış arasındaki arayüz boyunca en büyük olduğu görülmüştür. Mevcut çalışma ile düşük prandtl sayısına sahip akışkanlarla ilgili bazı ilginç yüzdürme akışı fenomenlerini tanımlanmıştır. Kristal geliştiricileri için değerli bilgiler bulunmuştur.

Derebail ve Koster (1996), düşük Prandtl sayısına sahip sıvı metal galium akışkanı 2 mm' lik dar aralıklı bir test hücresindeki doğal konveksiyon hareketleri nümerik olarak incelemiştir. Deneysel çalışmalarla kıyaslanmıştır. İki boyutlu ve üç farklı üç boyutlu modeller sonlu elemanlar kodu yaklaşımıyla çözdürülmüş ve X-ışını görselleştirme deneyi ile karşılaştırılmıştır. İki boyutlu ve diğer üç boyutlu modellerde elde edilen sonuçlar arasında önemli farklılıklar tespit edilmiştir. Üç boyutlu modellemelerde test hücresinin sınırlayıcı katı duvarlarının dahil edilmesi ile sıvı galiumdaki deneysel çalışmalarla karşılaştırılabilir benzer sıcaklık dağılımı profilleri oluşmuştur.

Xu ve Li (2005), erimiş galium akışkanının sıcaklık gradyanı kaynaklı doğal konveksiyon hareketleri üzerine deneysel bir çalışma yapmışlardır. Akışkanın indüklenen sıcaklık ve hız alanları haritalanmıştır. Sabit sıcaklık altında çalışan standart sıcak film anemometresi yardımıyla mod hız profili ölçmek için kullanılmış ve sıcaklık profili standart bir T tipi termokupl kullanılarak ölçülmüştür. Elde edilen hız ve sıcaklık dağılımları önceki nümerik simülasyonlarla karşılaştırılmış ve sıcak duvar bölgelerinde daha yüksek benzerlikler görülmüştür. Soğuk bölgelerde ise deneysel ve nümerik ölçümler sapma oluşturmuştur.

Zennouhi vd. (2017), yapmış oldukları çalışmalarında düşük Prandtl sayısına sahip galium akışkanını kullanarak erime işlemini dikdörtgen bir muhafaza içinde ve farklı eğim açıları için iki boyutlu nümerik simülasyonu gerçekleştirilmiştir.

Sonlu hacim yöntemi ve entalpi porozite tekniği ve yapısal olmayan bir ağ kullanılarak sayısal bir kod geliştirilmiştir. Bu kodun doğruluğu, önceki çalışmalarındaki sonuçlarla karşılaştırıldığında ispatlanmıştır. Eğim açısının akış yapısı ve ısı transfer özellikleri üzerindeki etkisi ayrıntılı olarak incelenmiştir. Eğim açısının 90° 'den 0° 'ye düşürülmesiyle dikdörtgen boşluk içindeki erime oranının arttığı bulunmuştur.

Smirnov vd. (2017), alttan ısıtılan döner silindirik kaptaki serbest cıvanın konveksiyon hareketlerini incelemişlerdir. Prandtl sayısının 0.025' e eşit ve Ar değeri 1.0 olarak kabın dönmesinin etkilerini ve yatay duvarlardaki ısı transferini araştırmışlardır. Düşük Prandtl sayıları ile serbest konveksiyon, doğa ve teknolojide oldukça görülmektedir. Dünyanın dış çekirdeğindeki konveksiyon, çelik üretimi, eriyikten yarı iletken kristal geliştirilmesi, nükleer reaktörlerdeki ısı değişim işlemleri serbest konveksiyon hareketlerine örnek olarak verilebilir.

Obayedullah ve Chowdhury (2013), çalışmalarında dikdörtgen şeklindeki içten ısıtmalı bir kapta, manyetik alanın da varlığı ile oluşan doğal konveksiyon hareketini sonlu farklar yöntemi kullanılarak nümerik olarak incelemişlerdir. Konfigürasyonun taban kısmı homojen olmayacak biçimde ısıtılmış, üst duvar ise yalıtımlı olarak seçilmiştir. Sol ve sağ yan duvarlar ise sabit sıcaklıklarda sıcak ve soğuk olarak tutulmuştur. Rayleigh ve Hartmann sayılarının etkilerini nümerik sonuçlar olarak elde etmişlerdir. Elde edilen sonuçlar neticesinde sıcaklık, sıvı akışı ve ısı transferinin bu iki sayıya bağlı olarak değiştiğini gözlemlemişlerdir.

Kirchartz ve Oertel (1998), Termal konveksiyon ısı ve kütle transferlerini doğada ve teknolojide meydana getiren önemli bir mekanizmadır. Güneş enerji sistemleri, elektronik soğutma ekipmanları, birçok pratik sistemler, jeofizik alanı, astrofizik ve meteoroloji gibi geniş mühendislik dallarında geniş uygulama alanlarına sahiptir.

Son 25 yılda mikroelektronik endüstrisi tarafından yarı iletken materyallerin tek kristal kalitesinin geliştirilmesine olan ilgi artmıştır. Elektronik cihazların performansı sıklıkla imal edildiği substratın yapısal homojenliğine bağlıdır (Neumann, 1990).

Selver vd. (1998) osilasyonlu veya türbülanslı konveksiyonun varlığının kristal kalitesini düşürmeye sebep verdiğini belirtmişlerdir.

Önceki çalışmalarda araştırmacılar genellikle kararlı halin oluşmasını engelleyen problemlere odaklanmışlardır (Ostrach, 1972; Catton, 1978; Crespo vd., 1988; Fontaine vd., 1988).

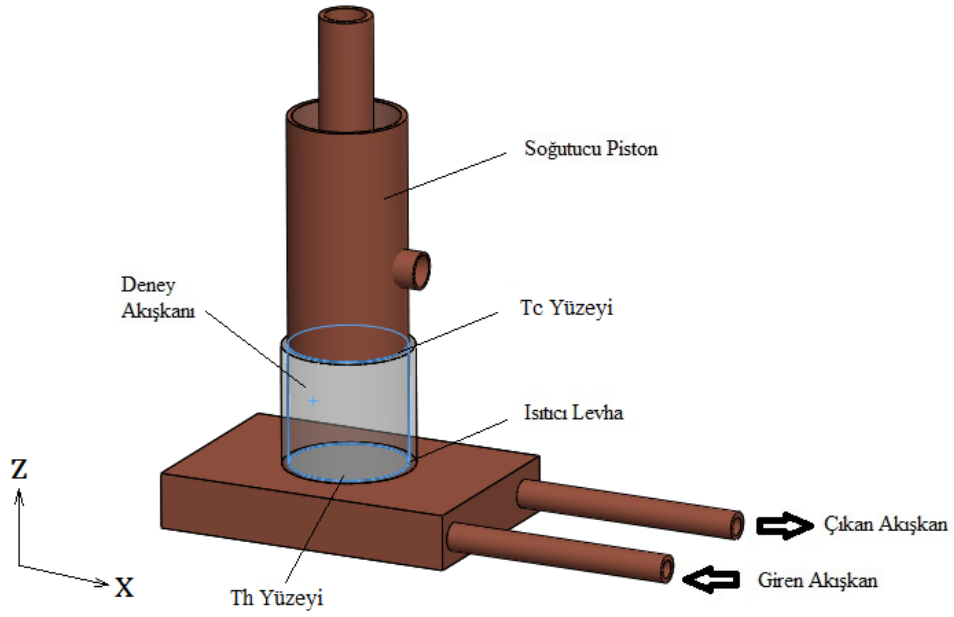
Ostrach (1972) ve Catton (1978) tarafından mükemmel çıkarımlar yapılmıştır. Sonradan Crespo vd. (1988) ve Fontaine vd. (1988) akış süreçleri ve termal alanlarının değişkenlik safhalarını nümerik olarak araştırmışlardır. Yukarıda bahsedilen literatürlerde, son yıllarda daha homojen yapıda kristal üretim ihtiyacı yönelimli katılaşmayı yoğun araştırma konusu haline getirmiştir. Kristalin gelişimindeki prosesler sıcaklık gradyanlarını içerir. Bu sıcaklık gradyanları doğal konveksiyona neden olabilecek yoğunluk farklarına yol açabilir.

Geçmişte birçok araştırmacı sıvı metallerin dairesel silindir bir kap içerisindeki osilasyonlu doğal konveksiyon hareketlerini farklı sıcaklıklarda incelemişlerdir. Çünkü bu temel konfigürasyon birçok kristal gelişimi konfigürasyonunun ana şeklini oluşturur. Müller, Crespo, Neumann, Kamatoni akışın belirli bir Rayleigh ötesinde osilasyonlu hale geldiğini ve kritik Ra sayısının silindir yükseklik – çap oranına ($Ar=H/R$) bağlı olduğunu bulmuşlardır.

Hem dikey hem de yatay gradyanların varlığında osilasyon ve zamana bağlı termal konveksiyon hareketleri Müller vd. (1987) tarafından gösterilmiştir. Yüzdürme kaynaklı konveksiyon çalışmalarında yüksek ve düşük Prandtl sayısına sahip akışkanların deneysel, teorik ve nümerik araştırmalarına dayanarak, doğal konveksiyonun dikey bölge erime konfigürasyonunda önemli bir özellik olduğunu belirtmişlerdir (Müller vd., 1984, 1987; Baumgaartl, 1989).

Kamatoni vd. (1994) çalışmasında silindir çevresi boyunca çeşitli yerlerde ölçüm yapmış, silindirin eğim açısına ve Rayleigh sayısına bağlı olarak çeşitli osilasyon desenleri göstermişlerdir.

Bizim yapmış olduğumuz tez çalışmasında ise Şekil 2.1' de görüldüğü gibi, ısıtıcı levha tarafından sıvı metal galium akışkanımızın içinde bulunduğu pleksiglas silindirin alt tabanı ısıtılmaktadır. Bu ısıtma esnasında silindirin yan yüzeylerinden herhangi bir ısı kaybı olmadığı kabul edilmektedir. İstenilen T_h sıcaklığına getirilen ısıtıcı levha T_h değerimizi oluşturur. Silindirik konfigürasyonumuzun üst kısmında ise soğutucu piston görev yapmaktadır. Bu soğutucu piston sayesinde T_c değerimizi ayarlamış ve sabit değerde tutulmuştur.



Şekil 2.1. Silindirik kap konfigürasyonunun şematik gösterilişi



Şekil 2.2. Isıtıcı levha fotoğrafı

Düşük Prandtl sayısına sahip ($Pr=0.0207$) metal galium akışkanının aşağıdan ısıtılan silindirik kap konfigürasyonumuzdaki doğal konveksiyon hareketi incelenmiştir. Isı transfer katsayısı yüksek olan metal galium akışkanı aşağıdan ısıtıldıkça üst kısmı ile sıcaklık farkı oluşmaya başlamıştır. Silindir içerisinde kararlı haldeki akışkanın çizgisel ve katmansal akım hatları, çizgisel ve katmansal eşsıcaklık eğrileri ve hız vektörleri nümerik olarak çizdirilerek akış alanları araştırılmıştır.

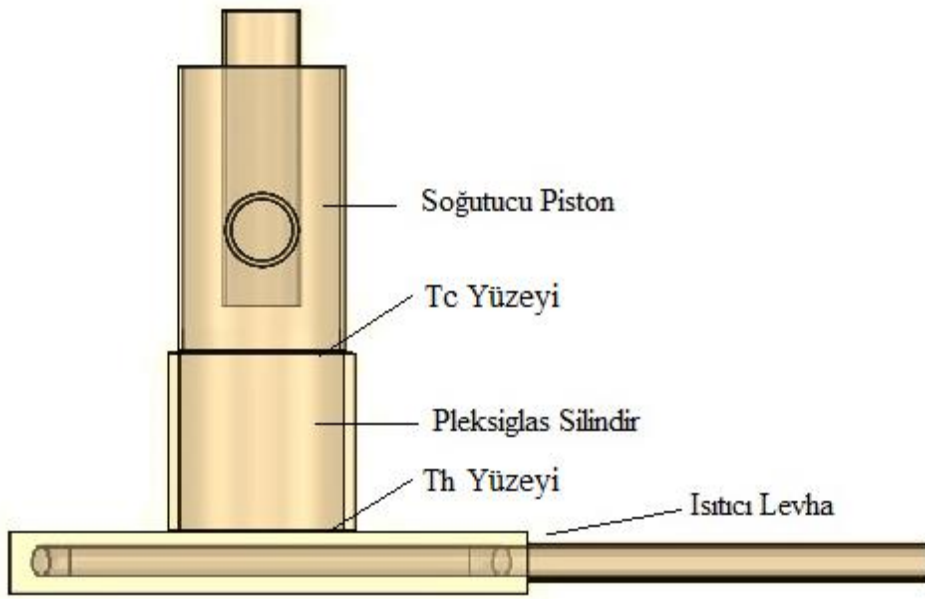


3. MATERYAL ve METOT

Bu çalışmada Gambit programı ile konfigürasyonumuzun şekli çalışmamızdaki değerlere uygun ölçülerde 2 boyutlu olarak çizdirilmiş ve grid yapıları oluşturulmuştur. Daha sonra bu çizim Gambit programı ile uyumlu olarak çalışan Fluent programına aktarılmıştır. Konfigürasyonumuza Prandtl sayısı oldukça düşük olan sıvı metal galium akışkanının değerleri el ile yazılıp akışkan olarak belirlenmiştir. Kararlı akış olacak şekilde, standart yer çekimi ivmesi değerleri girilmiştir.

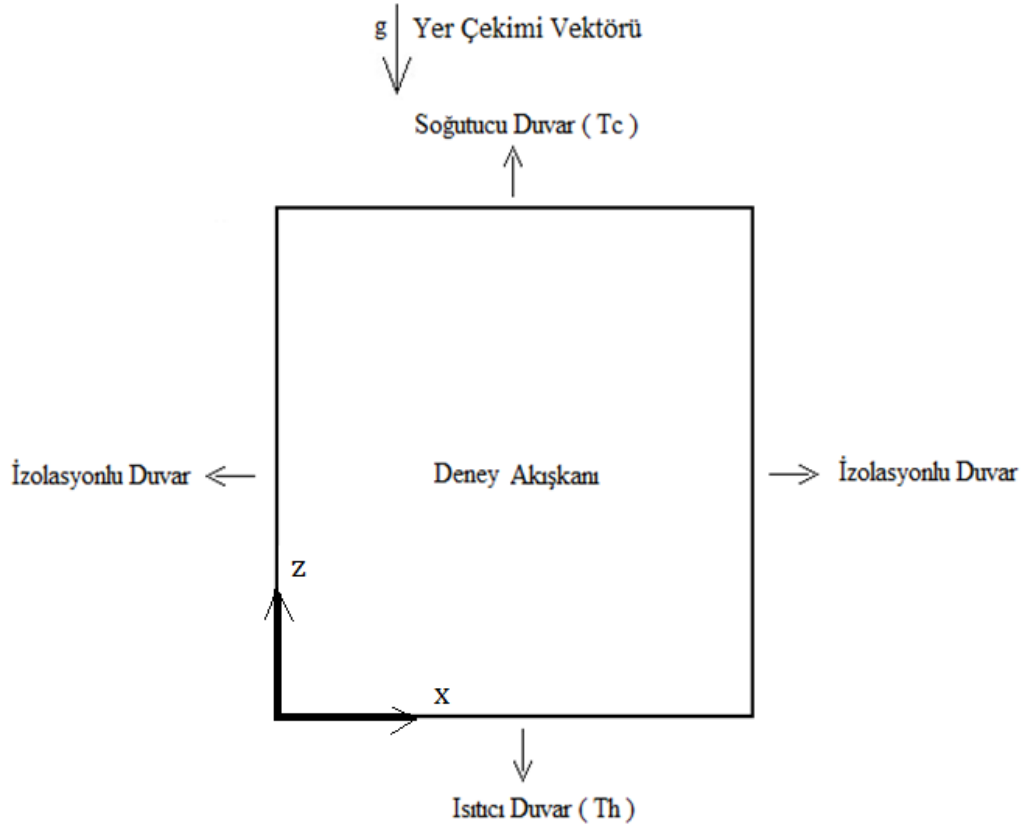
Ansys programı bünyesinde bulunan Fluent programı ile oluşturulan bu konfigürasyonumuz sonlu farklar yöntemi kullanılarak çözdürülmüştür. Fluent programında çözüm esnasında silindirik konfigürasyonun alt kısmında ısıtma görevini üstlenen ısıtıcı levha var kabulü ile istenilen sıcaklık değeri verilerek ısıtılmıştır. Bu konfigürasyonumuzun üst kısmında ise soğutucu piston mevcutmuş gibi düşünerek istenilen sıcaklık değeri verilerek soğutulmuştur. Böylece soğutucu piston istenilen sıcaklık derecesinde sabit tutulmuştur. Silindirik konfigürasyonumuzun yan yüzeylerinin yalıtımlı pleksiglas malzemeden yapıldığı düşünülmüştür. Pleksiglas malzeme yüzeyinden ortama olan ısı transferinin olmadığı varsayılmıştır ve programa öyle girilmiştir. Böylece yan yüzeylerden bir ısı kaybı olmamıştır. Nümerik çalışma akışkanın fiziksel özellikleri ile birlikte konfigürasyonun sınır şartlarına göre hazır hale getirilmiştir. Başlangıç şartlarında; alttaki sıcak duvar, üstteki soğuk duvar ve ortam sıcaklık değerleri eşit olup; tüm nümerik hesaplamalarda ortam sıcaklığı baz alınmıştır. Ayrıca soğuk duvar sıcaklık değeri ortam sıcaklığında sabit kalmak şartıyla sıcak duvar sıcaklığı adım adım arttırılarak problem çözdürülmüştür. Oluşan bu sıcaklık farkı neticesinde ısıtılan bölgedeki akışkanın yoğunluğu soğutulan bölgedeki akışkanın yoğunluğuna göre azalmakta ve yoğunluğu düşük olan akışkan yukarıya doğru g yerçekimi vektörüne paralel olarak yukarıya doğru ilerlemiştir. Yukarıya doğru ilerleyen akışkan, sıcaklık değeri etrafındaki akışkan partiküllerinin sıcaklık değeri ile termik dengeye gelince kadar yukarıya ilerler. Bu ilerleme akışkan hareketinde devamlılık meydana getirir. Bu devamlılık sonrası ısını kaybeden akışkan aşağı

tarafa doğru yoğunluğundan dolayı yönelir. Aşağı tarafa doğru yönelen akışkan etrafındaki komşu akışkan partikülleri sayesinde biraz ısı kazanır ve aşağıya doğru iniş hızı azalmış olur. Fakat akışkanın fiziksel özelliğinden dolayı ısısal genleşme nedeniyle yukarıya doğru devamlı ve hızlı çıkan akışkan partikülleri, silindir içerisinde bir sirkülasyon yapmış olur. Sirkülasyon hızı ve boyu, üst ve alt duvar sıcaklık farkı değerine bağlı olarak değişmektedir. Nümerik olarak çözdürülen problemin 3-boyutlu olması gereken konfigürasyon aşağıdaki Şekil 3.1' de gösterilmiştir.

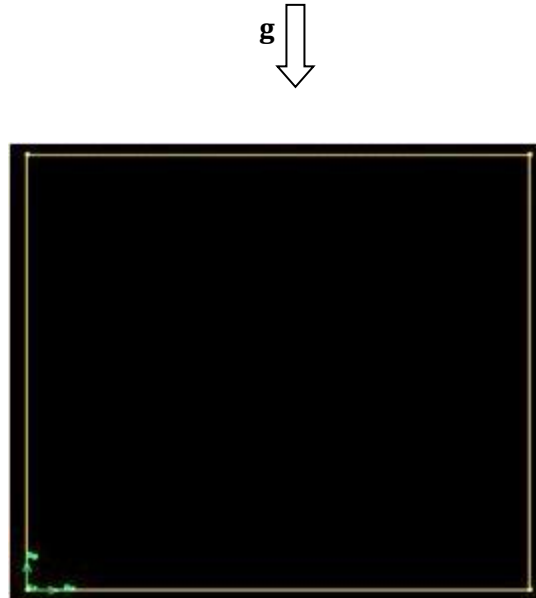


Şekil 3.1. Silindirik kap konfigürasyonunun yandan gösterilişi

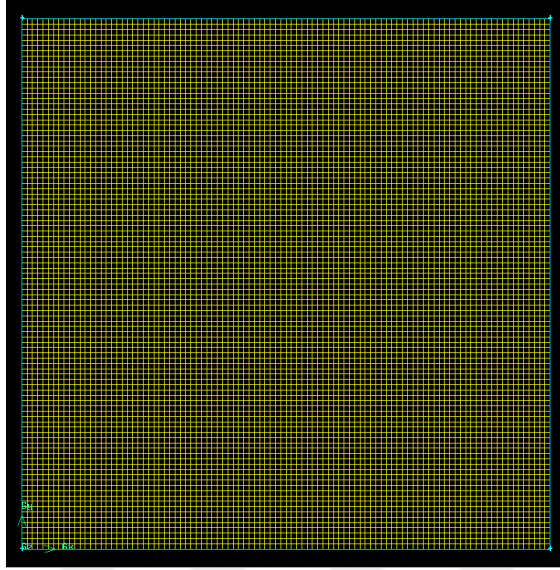
Nümerik çözüm yaptırmak için, Fluent Programına uyumlu olan Gambit Software yardımıyla geometrik modeli, sınır şartlarından başka homojen grid yapısı tasarlanmıştır. Fluent çözümde akışkanın akış tipi laminar seçilerek, akışkan hareketi esnasında süreklilik denklemi, momentum denklemleri ve enerji denklemi SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) algoritması ile çözdürülmüştür. Şekil 3.2' de iki boyutlu geometrik modeli oluşturulan konfigürasyonun x-z düzlemindeki kesidi alınmıştır. Sınır şartlarında; taban ısıtıcı duvar, sol ve sağ dikey duvarlar izolasyonlu duvar ve tavan ise soğutucu duvar olarak belirlenmiştir.



Şekil 3.2. Silindirik kap konfigürasyonunun 2-boyutlu $Ar=H/D=1.0$ değerinde nümerik çalışmadaki resminin şematik olarak gösterilişi

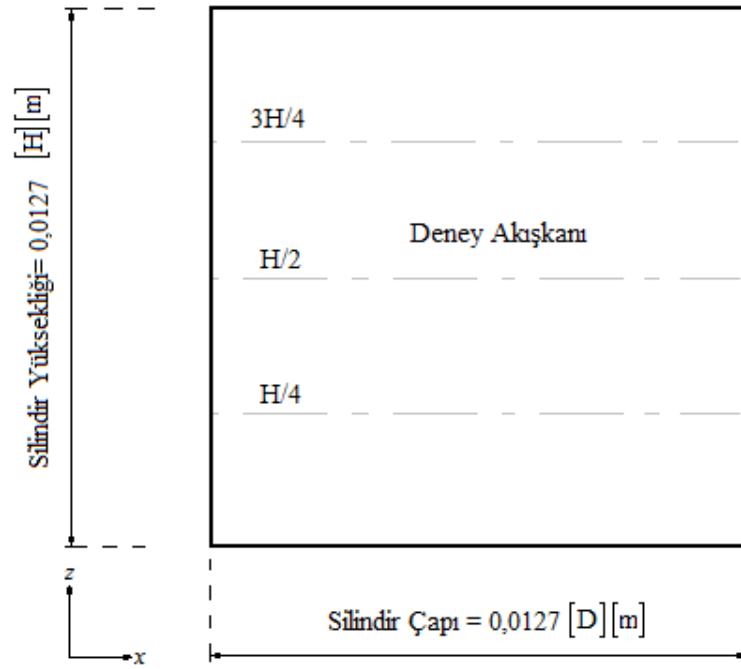


Şekil 3.3. Yerçekimi vektörünün uygulandığı silindirik kap konfigürasyonunun 2 boyutlu $Ar=H/D=1.0$ nümerik çalışmadaki resminin şematik olarak gösterilişi



Şekil 3.4. Silindirik kap konfigürasyonunun 2-boyutlu $Ar=H/D=1.0$ nümerik çalışmadaki resminin grid tasarımının şematik gösterimi

Bu nümerik çözüm için gerekli olan grid sayısı mümkün olduğunca sık ve üniform seçilerek, daha hassas ve yakınsak bir çözüm yaptırılmıştır. Oluşturulan grid yapısı kare formunda ve eşit yapıdadır. Çözümleme işleminde, geometrik modeli oluşturan konfigürasyon içerisindeki akışkanın dış ortam ile arasında herhangi bir ısı alış-verişinin olmadığı (adyabatik çözüm) ve iki boyutlu geometrik modelin çeperleri ile ortam arasında da radyasyon yolu ile ısı alış-verişi olmadığı kabulleri yapılmıştır. Akışkanın doğal konveksiyon hareketi soğuk duvar sıcaklığı $T_c=23\text{ }^{\circ}\text{C}$ ' de ve sıcak duvar sıcaklığı $T_H= 47\text{ }^{\circ}\text{C}$ ' de sabit tutularak, akışkan akım çizgileri Boussinesq yaklaşımı ile çözdürülmüştür.



Şekil 3.5. Silindirik kap konfigürasyonunun 2-boyutlu $Ar=H/D=1.0$ nümerik çalışmadaki detay özellikleri

Şekil 3.5' de görülen yatay eksenler sayesinde deney kabı dört eşit parçaya ayrılmış ve bu eksenlerdeki hız vektörleri birbirleri arasında kıyaslanmıştır. Silindirik konfigürasyonun 2-boyutlu şematik resminde yükseklik $H = 0.0127$ m ve genişlik $D = 0.0127$ m' dir. Boyutsal oran $Ar = H/R = 1.0$ ' dir. Nümerik olarak incelenen akışkanın fiziksel özellikleri Çizelge 3.1' de gösterilmiştir (Selver vd., 1998).

Çizelge 3.1. Metal Galium akışkanı fiziksel özellikleri (Selver vd., 1998)

	Özellikler	Birim	Değerler
1	Yoğunluk (ρ)	Kg/m^3	5907
2	Termal Kondüksiyon Katsayısı (k)	W/m.K	40.6
3	Termal Difüzyon Katsayısı (α)	m^2/s	0.1512×10^{-4}
4	Dinamik Viskozite (μ)	N.s/ m^2	0.0018524
5	Kinematik Viskozite (ν)	m^2/s	3.136×10^{-7}
6	Özgül Isı (C_p)	J/Kg.K	371
7	Isısal Genleşme Katsayısı (β)	$1/\text{K}$	1.260×10^{-4}
8	Prandtl Sayısı (Pr)	-	0.0207

Çalışmamızda konfigürasyon içerisindeki düşük Prandtl sayısına sahip sıvı metal galium akışkanının 9.81m/s^2 normal yerçekimi (1g) vektörü altında oluşan doğal konveksiyon hareketleri akım hatları nümerik olarak Fluent Programı kullanılarak 2 boyutlu olarak incelenmiştir.



4. ÖNEMLİ BOYUTSUZ PARAMETRELER

Bu bölümde, bu nümerik çalışmanın tasarımı ve analizinde kullanılan baskın parametrelerin elde edilmesi için boyutlandırma analizi ve sayısal formülasyon yapılmıştır. Bölüm aşağıdaki şekilde düzenlenmiştir: İlk olarak, problemin matematiksel bir formülasyonu sunulmuştur. İkinci olarak, basitleştirilmiş 2-D denklemleri çıkartılmış ve sonraki denklemlerde boyutsuzlaştırma analizi yapılmıştır. Son olarak, nümerik çalışmayı desteklemek için sayısal bir analiz örneği verilmiştir.

4.1. Matematiksel Formülasyon

Dikey silindir yan duvarı ısı alış-verişine karşı izoleli (termal olarak yalıtılmış) üst (tepe) ucu sabit sıcaklıkta tutulurken alt ucunun sıcaklık değerleri artırılıp konfigürasyon içerisindeki akışkanın akış hareketleri incelenmektedir. Uygulanan ısı sınır koşulları, sıcak bölgeden duvar boyunca soğuk bölgeye doğal konveksiyonlu akış gerçekleşmektedir. Bu problemin formülasyonu aşağıdaki şekilde gösterilir: Silindirin en alt uç kısmın merkezi ile birlikte silindirik bir koordinat sistemi yerleştirilir .

T sıcaklığı ve koordinatlardaki u , v ve w hızları (sırasıyla r , θ ve z yönlerinde) bağımsız değişkenler r , z ve zaman t 'nin fonksiyonudur.

Deney akışkanının sürekli viskoziteye sahip bir Newtoniyan akışkan olduğu kabul edilmektedir. Akışkan yoğunluğu, sıcaklığın doğrusal bir fonksiyonu olduğu, gövde kuvveti terimleri dışında sabit olarak kabul edilir. İkinci varsayım, Boussinesq yaklaşımı olarak bilinir. Genel doğal konveksiyon akışını tanımlayan denklemler; kütle (süreklilik denklemi), momentum (üç Navier-Stokes denklemi, her yön için bir denklem) ve enerji (bir denklem) için korunum denklemleridir.

Süreklilik denklemi (kütlenin korunumu);

$$\rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (v) + \frac{\partial}{\partial z} (w) \right) = 0 \quad (4.1.1)$$

Momentumun r, θ ve z yönündeki bileşenlerine ait denklemler aşağıdaki gibidir;

r- bileşeni

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{v^2}{r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] - \frac{\partial p}{\partial r} \quad (4.1.2)$$

θ - bileşeni

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{u v}{r} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v) \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v}{\partial \theta^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} \quad (4.1.3)$$

z- bileşeni

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] + \rho g \quad (4.1.4)$$

Enerji denklemi;

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial T}{\partial \theta} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (4.1.5)$$

Bu problemin matematiksel formülasyonunu tamamlamak için, geçerli diferansiyel denklemler için sınır ve başlangıç koşullarının belirtilmesi gerekir. Katı duvarlarda düzenli kaymazlık sınır şartlarına göre; hız ve sıcaklık alanları için sınır şartları aşağıdaki gibidir;

$$T=T_R \quad \text{ve} \quad u=v=w=0 \quad \text{bütün } r, z \text{ değerlerinde ve } t=0' \text{ da} \quad (4.1.6a)$$

$$T=T_C \quad \text{ve} \quad u=v=w=0 \quad z=L' \text{ de} \quad (4.1.6b)$$

$$T=T_H \quad \text{ve} \quad u=v=w=0 \quad z=0' \text{ da} \quad (4.1.6c)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{ve} \quad u=v=w=0 \quad r=R' \text{ de } z=L \text{ boyunca} \quad (4.1.6d)$$

Yukarıdaki bu denklemler yüksek mertebeden non-lineer denklemlerdir. Enerji ve momentum denklemleri bir arada görülmektedir. Momentum denklemleri dolaylı olarak batmazlık terimlerinin değişken yoğunluğundaki sıcaklığı içerir ve enerji denklemi açıkça konveksiyon terimlerindeki hızları içerir. Bu nedenle, tüm denklem grupları herhangi bir analitik veya sayısal teknikte aynı anda çözülmelidir. Sonuç olarak, tam denklem grubunun analitik çözümlerini elde etmek zordur. Bu nedenle, transport fenomenleri (akışkanların hız ve kütle alış-verişleri) tanımlayan boyutsal olmayan parametreleri elde etmek için kullanılacak basitleştirilmiş 2-D denklemlerinin türetilmesi gerekmektedir.

4.2. Basitleştirilmiş 2-D Denklemler

Yukarıda belirtilen denklemler, hız ve azimut (θ) açısının türevlerini içeren terimler ihmal edilerek basitleştirilmiştir. Konfigürasyon silindirik olduğundan θ yönünde simetriklikten dolayı bu yönde akışkanın hareketinde herhangi bir değişim gerçekleşmemektedir. Bundan dolayı θ yönündeki değişim ihmal edilerek sadece (r, z) yönündeki değişimler ele alınacaktır.

Bu terimlerin aslında önemsiz olmadığını anlamak önemlidir, yalnızca sonraki boyutsal analizini basitleştirmek için hariç tutulurlar.

Süreklilik denklemi (kütlenin korunumu);

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + \frac{\partial}{\partial z} (w) = 0 \quad (4.2.1)$$

Momentumun r ve z yönündeki bileşenlerine ait denklemler aşağıdaki gibidir;

r - bileşeni

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u) \right) + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right] \quad (4.2.2)$$

z - bileşeni

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial w}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right] + \rho g \quad (4.2.3)$$

Enerji denklemi;

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial r} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] \quad (4.2.4)$$

Bu denklemler aşağıdaki bölümde boyutsuzlaştırılacaktır.

4.3. Normalleştirme ve Boyutsal Analiz

Kapalı doğal konveksiyonda, bir çözüm denenmeden önce, denklemlerin ve sınır ve başlangıç koşullarının boyutsuzlaştırılması uygun olacaktır. Boyutsuzlaştırma sürecinde, bir dizi normalleştirme faktörü veya boyutsuzlaştırma yapılmalıdır. Kapalı doğal konveksiyon problemi için bu boyutlar referans uzunluklarını (r_R, z_R), referans hızlarını (u_R, w_R) ve referans sıcaklığını (T_R) içerir.

Aşağıdaki bölümde, küçük harflerle yazılan karakterler boyutsal büyüklükleri, alt simge (_R) harfleri referans büyüklükleri gösterir ve yıldız işaretleri boyutsuz büyüklükleri temsil eder. Gerçek değerin referans değere oranı bize ilgili parametrenin boyutsuz değerini oluşturmaktadır. Hız, basınç, sıcaklık ve zaman değerlerini boyutsuzlaştırmaya çalışalım.

Parametreler ve denklemler aşağıdaki gibi boyutsuzlaştırılmıştır:

$$u^* = \frac{u}{u_R} \quad w^* = \frac{w}{w_R} \quad t^* = \frac{t}{t_R} \quad (4.3.1)$$

$$r^* = \frac{r}{r_R} \quad z^* = \frac{z}{z_R} \quad p^* = \frac{p}{p_R} \quad (4.3.2)$$

$$\frac{\rho}{\rho_R} = 1 - \beta(T - T_C) \quad \theta = \frac{(T - T_C)}{(T_H - T_C)} \quad (4.3.3)$$

Boyutsuz yoğunluk sadece Boussinesq yaklaşımı ile gövde kuvveti teriminde kullanılır ($\rho = \rho_R$ diğer terimlerle)

Bu yeni değişkenleri girerek süreklilik denklemi şu hale gelir:

$$\left(\frac{u_R}{r_R} \right) \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} (r^* u^*) + \left(\frac{w_R}{z_R} \right) \frac{\partial w^*}{\partial z^*} = 0 \quad (4.3.4)$$

Bu denklemde, son iki terimin aynı büyüklük düzeninde olmasına izin verelim;

$$\left(\frac{u_R}{r_R} \right) \approx \left(\frac{w_R}{z_R} \right) \quad (4.3.5)$$

Buradan da;

$$u_R \cong \frac{r_R}{z_R} w_R \quad \text{bulunur.} \quad (4.3.6)$$

Yukarıdaki ifadeyi, yukarıdaki boyutsuz değişkenlerle birlikte kullanarak ve basınç terimlerinde sabit gövde kuvvetlerini içeren momentum ve enerjinin korunumları şöyle olur:

Hareket denklemleri;

r- bileşeni

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\rho_R w_R r_R}{z_R t_R} \right) \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + \left(\frac{\rho_R (w_R)^2 r_R}{(z_R)^2} \right) \left(u^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial u^*}{\partial z^*} \right) = \\ & - \left(\frac{p_R}{r_R} \right) \frac{\partial p^*}{\partial r^*} + \left(\frac{\mu w_R}{r_R z_R} \right) \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right) - \frac{u^*}{(r^*)^2} \right] + \left(\frac{\mu w_R r_R}{(z_R)^3} \right) \frac{\partial^2 u^*}{(\partial z^*)^2} \end{aligned} \quad (4.3.7)$$

z- bileşeni

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\rho_R w_R}{t_R} \right) \frac{\partial w^*}{\partial t^*} + \left(\frac{\rho_R (w_R)^2}{z_R} \right) \left(u^* \frac{\partial w^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial w^*}{\partial z^*} \right) = \\ & - \left(\frac{p_R}{z_R} \right) \frac{\partial p^*}{\partial z^*} + \left(\frac{\mu w_R}{(r_R)^2} \right) \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial w^*}{\partial r^*} \right) \right] + \left(\frac{\mu w_R}{(z_R)^2} \right) \frac{\partial^2 w^*}{\partial z^{*2}} \\ & + \left(\frac{\mu w_R}{(z_R)^2} \right) \frac{\partial^2 w^*}{\partial z^{*2}} + [\rho_R g \beta(\Delta T)] \theta \end{aligned} \quad (4.3.8)$$

ve enerji denklemi;

$$\left(\frac{1}{t_R}\right)\frac{\partial \theta}{\partial t^*} + \left(\frac{w_R}{z_R}\right)\left(u^* \frac{\partial \theta}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial \theta}{\partial z^*}\right) =$$

$$\left(\frac{\alpha}{(r_R)^2}\right)\left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*}\left(r^* \frac{\partial \theta}{\partial r^*}\right)\right] + \left(\frac{\alpha}{(z_R)^2}\right)\frac{\partial^2 \theta}{(\partial z^*)^2} \quad (4.3.9)$$

w_R hızı için bir boyut belirlemek için, akış için itici kuvveti temsil eden batmazlık terimi ile w_R içeren Denklem (4.3.8) (momentum denkleminin z bileşeni) içindeki bir başka terim arasında bir denge yapılmalıdır.

$z_R = L$ kabulü ile;

$$\text{batmazlık} \sim \text{viskozite} \Rightarrow w_R \sim \frac{g \beta (\Delta T) (L)^2}{\nu} \quad (4.3.10a)$$

$$\text{batmazlık} \sim \text{atalet} \Rightarrow w_R \sim (g \beta (\Delta T) L)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3.10b)$$

Hız sınırı tabakaları tüm silindiri içerecek kadar büyük olursa, viskozite batmazlık denge denklemi kullanılabilir. Hız sınır tabakalarının silindirin boyutlarına kıyasla küçük olması durumunda ise batmazlık atalet denge denklemi referans hızını belirlemek için uygun olacaktır.

Denklem 4.3.8' in (z yönü) viskoz ve atalet terimleri, z yönünde hız sınır tabakasının boyutunun bir tahminini yapmak için karşılaştırılmıştır.

Viskoz sınır tabaka kalınlığı ($\delta_{v, r}$) aşağıdaki gibi belirlenir:

$$\left(\frac{\rho_R (w_R)^2}{z_R}\right) \sim \left(\frac{\mu w_R}{(r_R)^2}\right) \Rightarrow \delta_{v, r} \sim \left(\frac{\nu L}{w_R}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3.11)$$

Olası bulunan hız değerlerini Denklem (4.3.11) 'de yerine koyarsak.

$$\delta_{v, r} \sim \frac{L}{(Gr_R)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.3.12a)$$

$$\delta_{v, r} \sim \frac{L}{(Gr_R)^{\frac{1}{4}}} \quad (4.3.12b)$$

$Gr_R = \frac{g \beta (\Delta T) (L)^3}{(\nu)^2}$ konfigürasyonun silindir yüksekliğine bağlı Grashof sayısıdır ve boyutsal orandır. Konveksiyon hareketlerinin viskoz kuvvetlere oranı olarak tanımlanır.

Bu çalışma, söz konusu tüm dengeler için $\frac{\delta_{v, r}}{L} \leq 0.0356$ veren Grashof sayısı 617888.1255 olarak bulunmuş ve boyutsal oran AR=1 olarak hesaplanmıştır. Hız sınır tabakalarının küçük boyutunda, akışın viskoz olmadığı ve hız sınır tabakaları için uygun ölçekli olduğu sonucuna varılmıştır.

$$w_R \sim (g \beta (\Delta T) L)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3.13a)$$

$$\delta_{v, r} \sim \frac{L}{(Gr_R)^{\frac{1}{4}}} \quad (4.3.13b)$$

z-yönünde boyutlandırma sıcaklık sınırı tabakası, enerji denkleminin iletim ve taşınım terimleri dengelenerek elde edilebilir (Denklemler 4.3.9).

$$\left(\frac{w_R}{z_R} \right) \sim \left(\frac{\alpha}{(r_R)^2} \right) \quad (4.3.14)$$

$$(\delta_{T, r})^2 \sim \left(\frac{\alpha L}{w_R} \right) \quad (4.3.15)$$

$$\delta_{T, r} \sim \frac{L}{(Gr_R)^{\frac{1}{4}} (Pr)^{\frac{1}{2}}} \quad (4.3.16)$$

$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$ akışkanın özelliği olan Prandtl sayısıdır.

$z_R = L, \quad r_R = R, \quad w_R \sim (g\beta(\Delta T)L)^{\frac{1}{2}}$ ve $P_R = \rho_R (w_R)^2$ momentum ve enerji denklemlerinin korunumunda yerine konursa:

r- bileşeni

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{(L)^{\frac{1}{2}}}{t_R (g \beta (\Delta T))^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + \left(u^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial u^*}{\partial z^*} \right) = \\
 & - \left((Ar)^2 \right) \frac{\partial p^*}{\partial r^*} + \left(\frac{(Ar)^2}{(Gr_R)^{\frac{1}{2}}} \right) \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right) - \frac{u^*}{(r^*)^2} \right] \\
 & + \left(\frac{1}{(Gr_R)^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{\partial^2 u^*}{(\partial z^*)^2}
 \end{aligned} \tag{4.3.17}$$

z- bileşeni

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{(L)^{\frac{1}{2}}}{t_R (g \beta (\Delta T))^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{\partial w^*}{\partial t^*} + \left(u^* \frac{\partial w^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial w^*}{\partial z^*} \right) = \\
 & - \frac{\partial p^*}{\partial z^*} + \left(\frac{(Ar)^2}{(Gr_R)^{\frac{1}{2}}} \right) \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial w^*}{\partial r^*} \right) \right] + \left(\frac{1}{(Gr_R)^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{\partial^2 w^*}{(\partial z^*)^2} + \theta
 \end{aligned} \tag{4.3.18}$$

Enerji denklemi;

$$\begin{aligned}
 & \left(\frac{(L)^{\frac{1}{2}}}{t_R (g \beta (\Delta T))^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{\partial \theta}{\partial t^*} + \left(u^* \frac{\partial \theta}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial \theta}{\partial z^*} \right) = \\
 & \left(\frac{(Ar)^2}{(Ra)^{\frac{1}{2}} (Pr)^{\frac{1}{2}}} \right) \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial \theta}{\partial r^*} \right) \right] + \left(\frac{1}{(Ra)^{\frac{1}{2}} (Pr)^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{\partial^2 \theta}{(\partial z^*)^2}
 \end{aligned} \tag{4.3.19}$$

Rayleigh sayısı $Ra = Gr Pr$, kullanım kolaylığı için düşünülmüştür.

Frekans [1 / zaman] ile ölçeklenir, böylece

$$\text{Frekans} \Rightarrow f = \frac{1}{t_R} \approx \left(\frac{g\beta(\Delta T)}{L} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3.20)$$

veya

$$f = \frac{1}{t_R} \approx \frac{\alpha}{(L)^2} (Ra)^{\frac{1}{2}} (Pr)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3.21)$$

Frekansların bu parametreyle orantılı olması beklenir. Bu nedenle, dört boyutsuz sayı, silindir içindeki akışkanın hidrodinamik durumunu karakterize eder. Rayleigh sayısı (Ra) bir akışkan içindeki doğal konveksiyon kuvvetlerinin viskoz kuvvetlere oranı olarak tanımlanır. Prandtl sayısı ise viskoz kuvvetlerin termal difüzyon kuvvetlere olan oranı olarak tanımlanır. Akışkanımızın termal difüzyon katsayısı (α) çok yüksek olduğu için viskoz kuvvetlere kıyasla daha baskındır. Bu sebeple akışkanın Prandtl sayısı oldukça küçüktür. Dolayısıyla, kaldırma kuvvetlerinin termal difüzyon kuvvetlere oranı olarak bilinen Ra sayısı aşağıdaki gibidir.

$$Ra = \frac{g \beta (T_H - T_C) (L)^3}{\nu \alpha} \quad (4.3.22)$$

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (4.3.23)$$

Boyutsal oranı, (Ar), silindirlerin geometrisini tanımlar.

$$Ar = \frac{H}{D} \quad (4.3.24)$$

burada, (H) silindirin yüksekliği ve (D) silindirin çapıdır. Sonuç olarak, bu çalışma ilgili boyutsuz parametreler Ra, Pr ve Ar' dir. Pr ve Ar sabit olduğundan, Ra önemli parametredir.

Galium'un ilgili akışkan özellikleri Tablo I' de verilmiştir. Bu değerleri kullanarak,

$g = 981 \text{ (cm / s}^2\text{)}$ ile birlikte, Ra sayısı şöyle ifade edilebilir:

$$Ra = 260.68 (T_H - T_c) (H)^3 \quad (1/cm^3K) \quad (4.3.25)$$

Saydam olmayan akışkanı (Galium) görselleştirilmesinde yer alan sınırlama nedeniyle, deneysel sonuçları desteklemek için nümerik analiz gerçekleştirilir. Yapmış olduğumuz nümerik çalışmada, verilen sınır şartlarına göre değerler girilmiş ve normal yer çekimi vektörü $9.81m/s^2$ altında, silindirik kap şeklinde konfigürasyon tasarlanmıştır. Bu konfigürasyonda $Ar=1$ olacak şekilde ve Fluent Programına uyumlu olan çizim programı Gambit Software' da geometrik model tasarlanıp kartezyen koordinatlarda çizilmiştir. Bu değerler ve grid yapısı Fluent Programına aktararak çözümler yapılmıştır. Geometrik modelin boyutları $H= 0.0127$ m, $D=0.0127$ m' dir. Üstteki soğutucu piston sıcaklığı $T_c=296$ K, aşağıdaki ısıtıcı serpantin ise $T_h=320$ K olarak belirlenmiştir. Sıvı olarak metal galium akışkanı seçilmiş, laminar akış seçimi yapılarak SIMPLE algoritması ile iterasyon yapılmıştır. Bu analizde, sadece kararlı (rejim hali) durum akışı simüle edilmiştir. Dahası, bu deneyin doğru bir 3-B sayısal simülasyonu, hesaplama güçlükleri nedeniyle oldukça zaman alıcıdır. Analiz, dikey düzlemlerde iki boyutlu (Kartezyen), batmazlık doğal konveksiyon için yapılmıştır.

Galium dikdörtgen bir dikey düzleme yerleştirilir ve ısıtıcı tarafından silindirik tabanından ısıtılır. Dikey duvarlar, ısıtıcılar dışında yalıtılmıştır ve her iki yatay duvar da sabit sıcaklıkta tutulmaktadır (bkz. Şekil 3.1). Bu durum mevcut deney hakkında sadece nitel bilgi verir, ancak 5. Bölüm' de tartışılacağı gibi oldukça yararlı olacağı ortaya çıkmaktadır. Düzenli kaymaz (akış hız değerleri=0) sınır koşulları sağlam duvarlara uygulanır. Mevcut konfigürasyon için homojen bir hücre eleman sistemi benimsenmiştir. Konfigürasyonun alt kısmının termal olarak tabakalaşması bekleniyor olsa da yine de homojen bir hücre eleman sistemi gibi düşünülmüştür.

Akışkan özellikleri, yoğunluk dışında sabit olarak alınır. Spektral bir element içindeki 5 dereceli polinom genişlemeleri, hesaplamalı iş yükünü mevcut kaynaklar içinde seçilirler. Akış hareketi boyutsuzlaştırılır. Bu analizde önemli parametre $Ra = 12815.3395$ ve $Ar = 1.0$ koşulları için, maksimum akım fonksiyonunun değerleri spektral element ağı ile hesaplanmıştır. Ar değeri

arttıkça, ısıtıcı bölgedeki akış penetrasyonu artar ve termal kararsız bölge uzunluğu küçülür. Sonuç olarak, tek hücreli akışın başlangıcı için Ra_{Kr} , Ar değeri arttıkça artacaktır.

Problemin nümerik çözümünde etkin olan boyutsuz parametreler aşağıya çıkartılmıştır.

Doğal Konveksiyon	{	$Ar = \frac{H}{R}$		Boyutsal Oran
		$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$		Prandtl Sayısı
		$Gr = \frac{\beta_T g (\Delta T) R^3}{\nu^2}$		Grashof Sayısı
		$Ra = Gr Pr = \frac{\beta_T g (\Delta T) R^3}{\nu \alpha}$		Rayleigh Sayısı
		$V_g = \frac{\beta_T g (\Delta T) R^2}{\nu}$		Doğal Konveksiyon Hızı

Yukarıdaki ifadelerde; H akışkanın yüksekliği, R akışkanın genişliği, ν akışkanın kinematik viskozitesi, α akışkanın ısısal yayılma katsayısı, μ akışkanın dinamik viskozitesi, ΔT akışkana uygulanan sıcaklık farkı değeri ($\Delta T = T_H - T_C = 320 - 296 = 24 \text{ } ^\circ\text{K}$), β akışkanın hacimsel genleşme katsayısı, g ise yerçekimi ivmesi değeridir. Prandtl sayısı, Grashof sayısı ve Rayleigh sayısı, konveksiyonel akışın fiziksel özelliklerini içeren boyutsuz parametrelerdir, akışkanın akış karakterlerini belirlerler.

Silindirik prizma konfigürasyonumuza ait Grashof ve Rayleigh sayıları için değerlerimiz formüle konularak;

$$Gr = \frac{\beta_T g (\Delta T) R^3}{\nu^2} = 617888.1255 ,$$

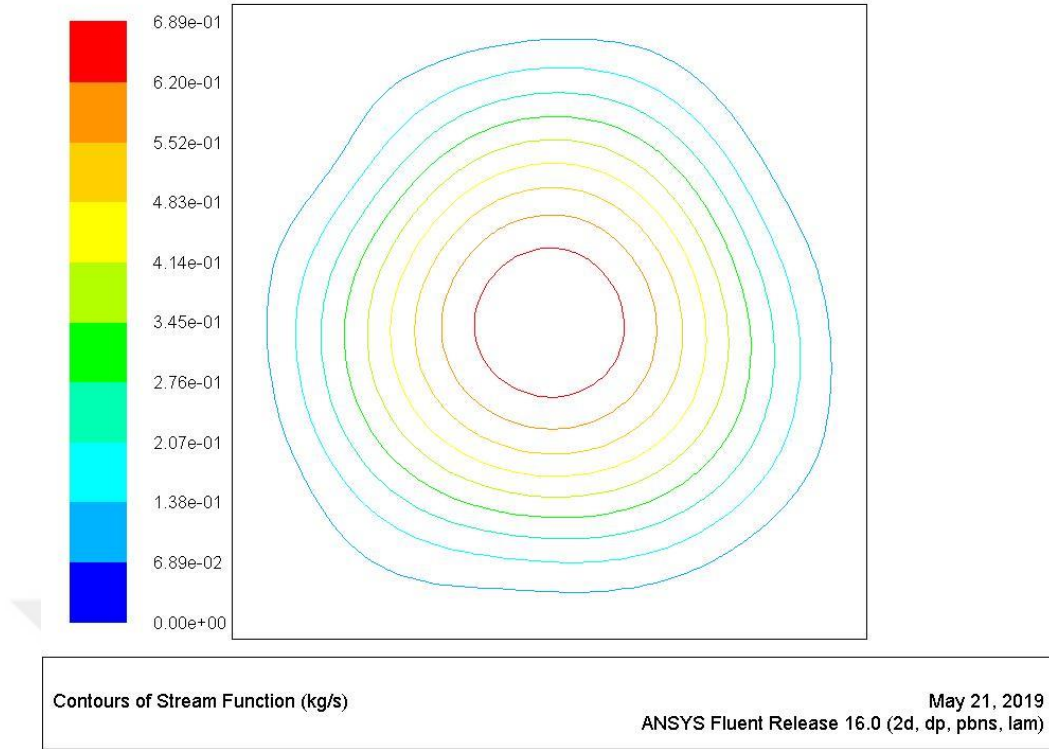
$$Ra = Gr Pr = \frac{\beta_T g (\Delta T) R^3}{\nu \alpha} = 12790.2842 \text{ olarak bulunmuştur.}$$

5. ARAŞTIRMA BULGULARI VE TARTIŞMA

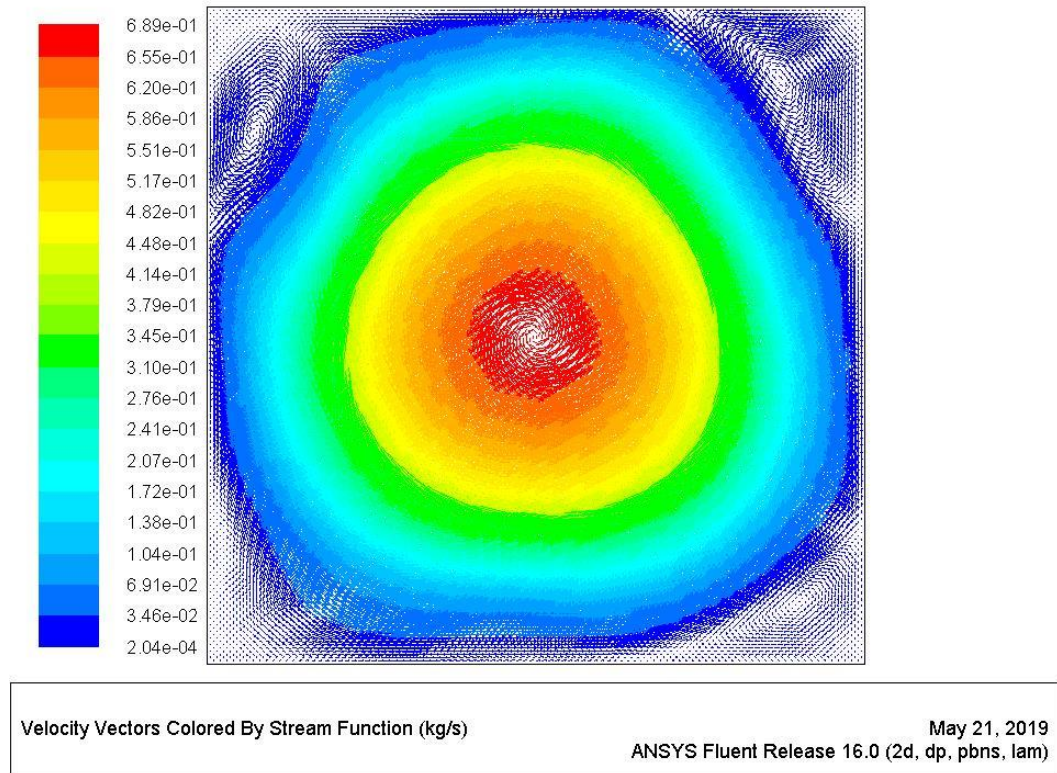
Çalışmamızda düşük Prandtl sayısına sahip ($Pr=0.0207$) metal galium akışkanının aşağıdan (tabandan) ısıtılan silindirik konfigürasyonumuzdaki doğal konveksiyon hareketi incelenmiştir. Akışkanın hareketsiz kararlı yapıdan osilasyonlu yapıya geçmesini sağlamak için sınır şartları oluşturulmuştur. $Ar=1$ (H/D) oranındaki konfigürasyonumuz soğuk duvar (piston) T_c sıcaklığı 296 K olacak şekilde sabit tutulurken T_h sıcaklığı 320 K olarak girilmiştir. Isı transfer katsayısı yüksek olan metal galium akışkanı aşağıdan ısıtıldıkça üst kısmı ile sıcaklık farkı oluşmaya başlamıştır. Termal olarak kararsız hale gelen akışkan için ΔT arttıkça konfigürasyondaki hız vektörlerinin büyüklüğünün arttığı gözlemlenmiştir. Bu karakteristik davranışın nedeni olarak akışkanın sahip olduğu kritik Ra sayısı gösterilebilir. Çizgisel sıcaklık dağılımı büyüklükleri kabın alt duvarından üst duvarına doğru gildildikçe azalmaktadır. Soğutucu duvara (pistona) yakın en üst noktada ise çok zayıf bir hareket tespit edilmiştir. Isıtıcı alt duvar, metal galium akışkanının yüzeye doğru hareketini tetikleyen pozitif bir yüzdürme (batmazlık) kaynağı olarak görev yapar.

Çalışmamızda Ra sayısının artmasıyla akış yapısı aynı kalmaktadır. Bu yukarıdaki soğuk duvar bölgesinde iletimle ısı transferi açısından bir fark oluşturmaz. Bu bölgede tek hücreli akışın meydana gelmesinin ana nedeni ısıl kararsızlıktır.

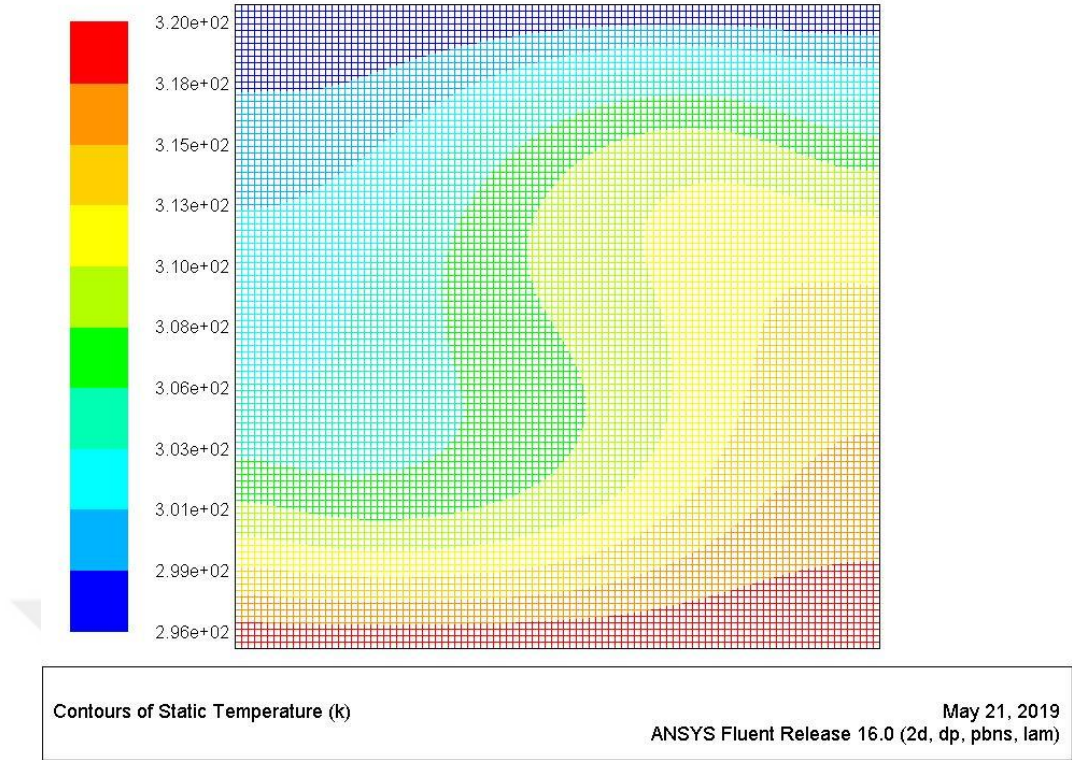
Şekil 5.1' de çizgisel Şekil 5.2' de katmansal akım hatları ile akışkanın fiziksel özelliği olan kondüksiyon ısı transfer katsayısının yüksek olması dolayısıyla ısınan akışkan partikülü yukarı doğru çıkarken, bu akışkan partikülünden önceki akışkan partikülleri konfigürasyonun tepe noktasında soğutucu duvara temas ederek tamamen soğumuş olan akışkan yoğunluğunun fazla olması nedeniyle aşağıya doğru çökmeye başlamıştır. Sonuçta, dönüştaki tamamen soğumuş olan akışkan, yukarı çıkan akışkanla kondüksiyon yoluyla ısınarak dikey vaziyette sıcaklık değişimi fazla olmayacak şekilde sirkülasyonun devam ettiği görülmüştür. Aşağıdaki şekiller konfigürasyonun x-z düzleminden kesit alınarak oluşturulmuştur.



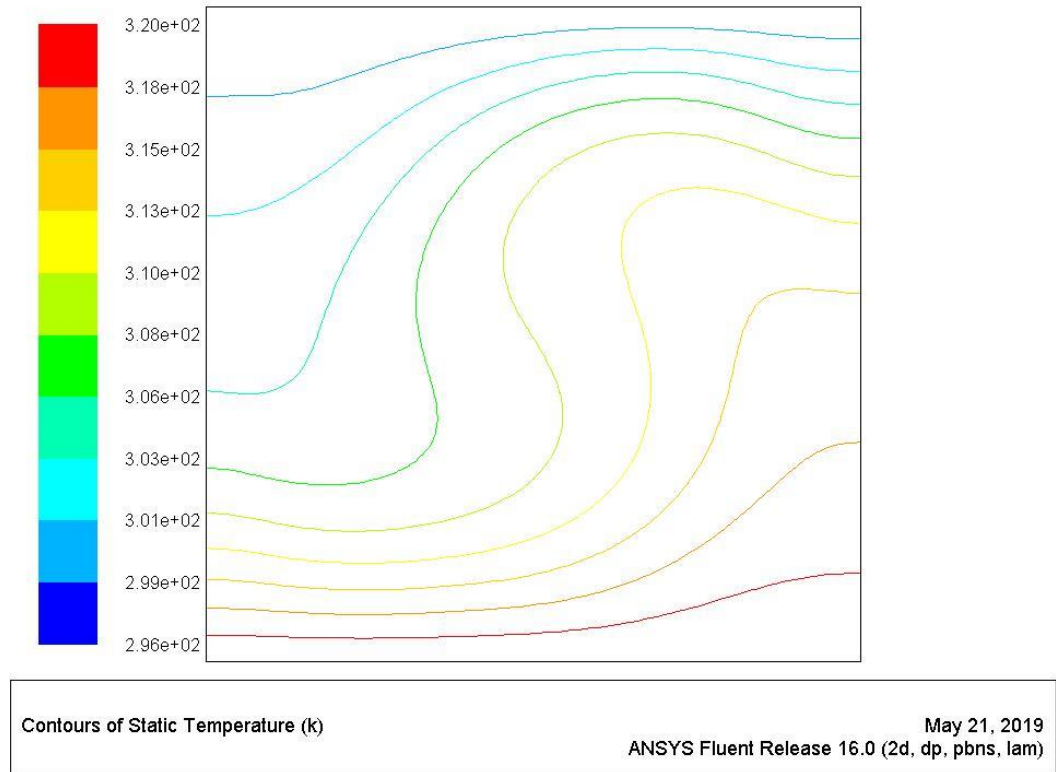
Şekil 5.1. Doğal konveksiyon hareketi yapan $(T_h - T_c) = \Delta T = 24^\circ\text{C}$ akışkanın çizgisel akım çizgileri görüntüsü



Şekil 5.2. Doğal konveksiyon hareketi yapan $(T_h - T_c) = \Delta T = 24^\circ\text{C}$ akışkanın katmansal akım çizgileri görüntüsü

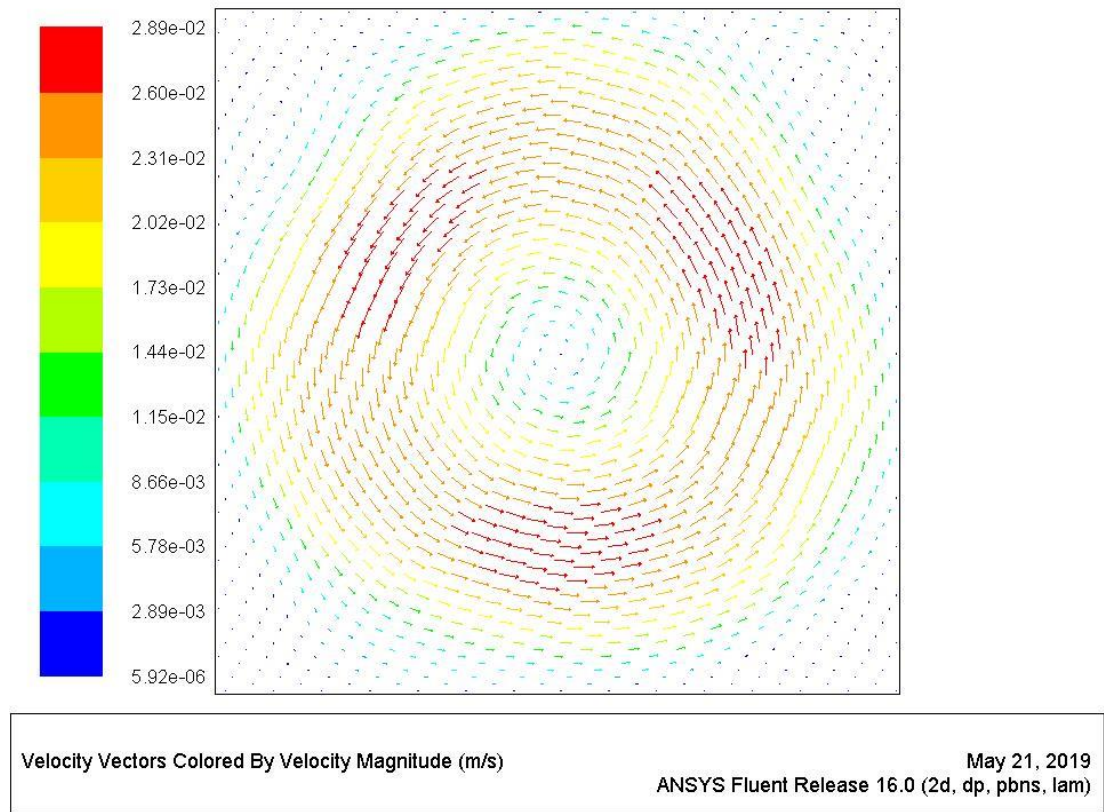


Şekil 5.3. Doğal konveksiyon hareketi yapan $(T_h - T_c) = \Delta T = 24\text{ }^{\circ}\text{C}$ akışkanın katmansal sıcaklık dağılımı görüntüsü



Şekil 5.4. Doğal konveksiyon hareketi yapan $(T_h - T_c) = \Delta T = 24\text{ }^{\circ}\text{C}$ akışkanın çizgisel sıcaklık dağılımı görüntüsü

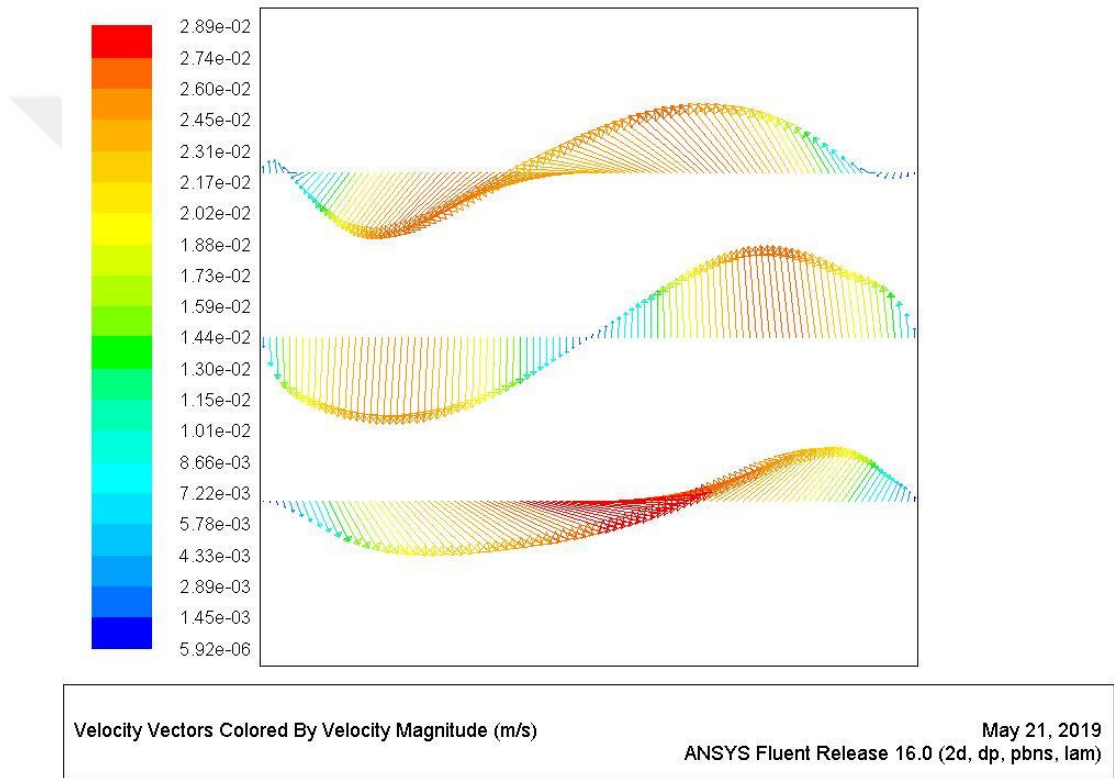
Şekil 5.3' de katmansal ve Şekil 5.4' de çizgisel eşsıcaklık eğrileri ile düşük Prandtl sayısına sahip olan akışkanın fiziksel özelliklerinden en önemlisi olan kondüksiyonla ısı transfer katsayısı yüksek olması nedeniyle aşağıdaki ısıtıcı duvar tarafından ısınan akışkan yukarıya ısı transferini kaybederek devam etmektedir. Dolayısıyla akışkan kondüksiyon ısı transferi yüksek olması nedeniyle akışkan partikülleri yukarıdaki soğutucu duvara ulaşmadan soğuk duvar sıcaklığına sahip olmuş vaziyette sirkülasyonu tamamlamıştır. Dolayısıyla konfigürasyon içerisindeki vortex hücrenin üst kısımlarında boşluklar meydana gelmiştir. Bu boşluklar ısıtıcı levha ile soğutucu duvar arasındaki ΔT büyüdükçe azalmaktadır. Diğer bir deyişle aksi söylenmediği sürece yukarıdaki boşluk artmaktadır. Fluent Programı ile yapmış olduğumuz çalışmalarda bu gözlemlenmiştir.



Şekil 5.5. Doğal konveksiyon hareketi yapan $(T_h - T_c) = \Delta T = 24\text{ }^{\circ}\text{C}$ akışkanın 2 boyutlu hız vektörleri görüntüsü

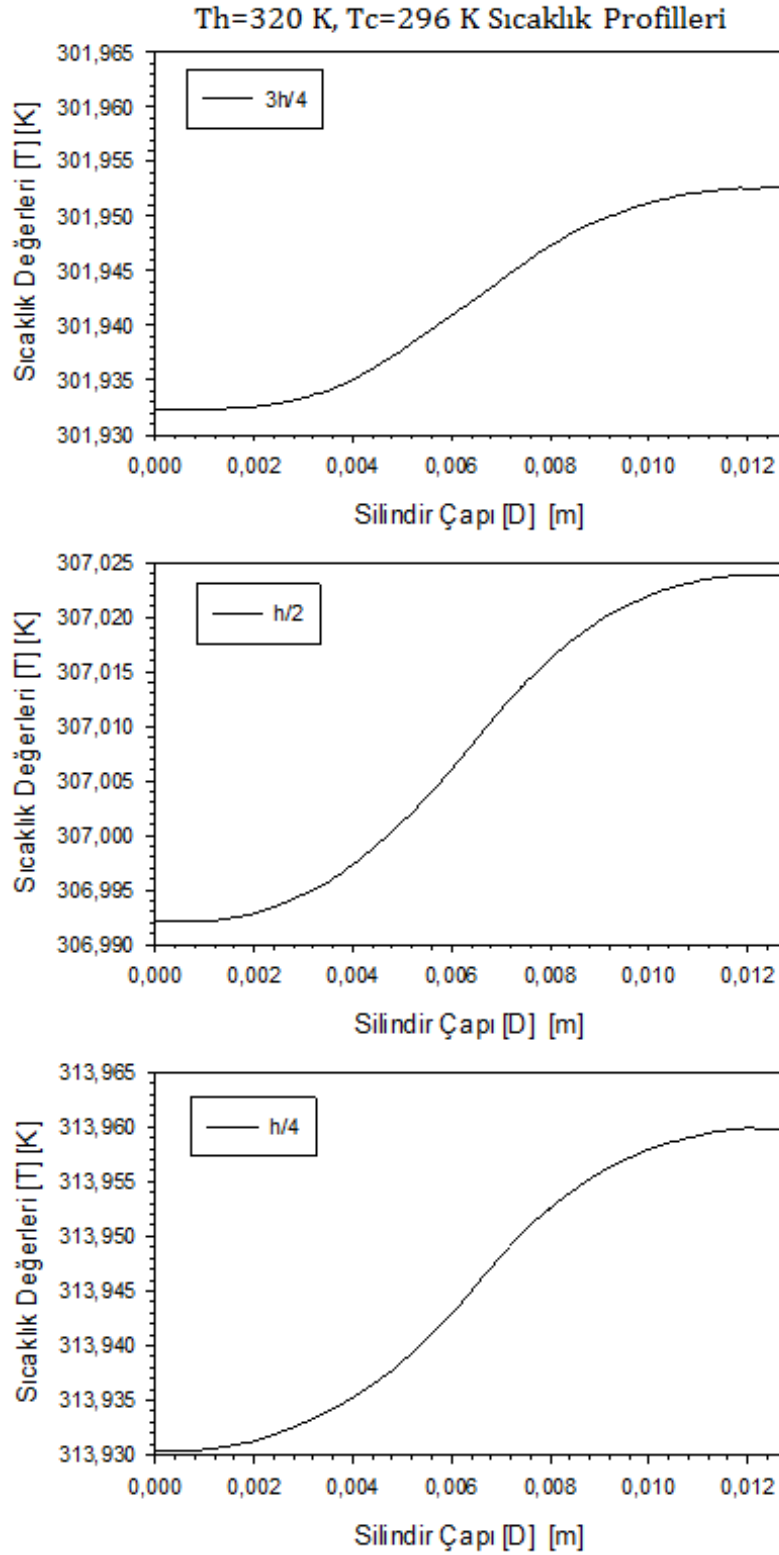
2 boyutlu alttan ısıtmalı ve üstten soğutmalı konfigürasyondaki doğal konveksiyon hareketinin vortex dönüş yönü bazı çalışmalarda saat yönü bazı çalışmalarda ise saat yönü tersinde dönüş meydana gelmiştir. Bu dönüş yönü

rastgele gerçekleşmektedir. Bu olay nümerik çalışmada ısıtıcı levhanın homojen bir ısıtma ile gerçekleştirdiğini göstermektedir. Konfigürasyon içerisinde normal yerçekimi vektörü altında doğal konveksiyon hareketlerinin sirkülasyon hız vektörlerinin fiziksel büyüklükleri Şekil 5.5' de gösterilmiştir. Şekilde görülen hız vektörlerinin skalası incelendiğinde hız vektörünün max. Büyüklüğü 2.88×10^{-2} m/s değerindedir. Şekil 5.5' e bakıldığında akışkan partiküllerinin oluşturduğu hız vektörlerinin ısıtıcı duvara yakın bölgelerde daha hızlı iken, soğutucu duvara yakın bölgelerde ise daha yavaş olarak hareket ettiği gözlemlenmiştir.



Şekil 5.6. Doğal konveksiyon hareketi yapan akışkanın yatay $h/4$, $h/2$ ve $3h/4$ eksenlerde $(T_h - T_c) = \Delta T = 24$ °C oluşturduğu hız vektörleri

Yukarıda bahsetmiş olduğumuz ifadeden anlaşılacağı gibi Şekil 5.6' da görülen eşit yatay vaziyetteki mesafelerde ($h/4$, $h/2$, $3h/4$) akışkan partiküllerinin meydana getirmiş olduğu vortex hücrenin hız profilleri ve hız değerleri gösterilmiştir. Bu bölgelerdeki hız vektörlerinin yukarıya çıkan değerleri ile aşağı inen değerleri ters yönlüdür. Bu olay yukarı çıkıştaki atalet kuvvetleri ile aşağı inişteki atalet kuvvetlerinin birbirlerine eşit şekilde sirkülasyonu tamamladığının ispatıdır.

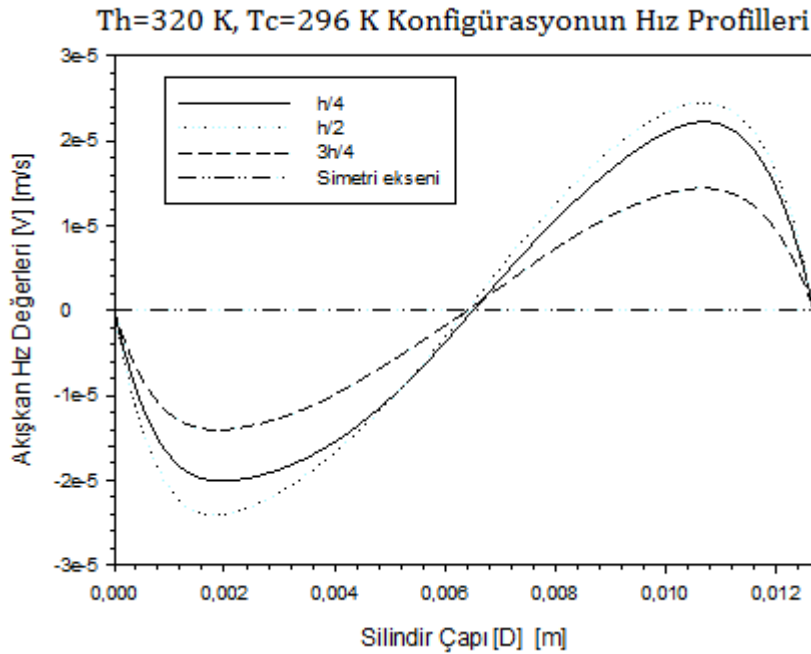


Şekil 5.7. Th=320 K, Tc=296 K (Th-Tc)= $\Delta T=24$ °C sıcaklığındaki konfigürasyonunun yatay eksenlerdeki sıcaklık profilleri

Nümerik olarak çözdürülen konfigürasyon içerisinde hareket eden akışkanın üç farklı bölgede yatay çizgiler üzerindeki sıcaklık profillerinin o çizgiler üzerindeki değerleri bir grafik programında eşit sıcaklık skalalarında çizdirildiğinde aşağıdaki Şekil 5.7' de gösterildiği gibi karşılaştırmalı olarak görülmektedir.

Her üç bölgedeki yatay çizgiler üzerindeki sıcaklık değerlerinde farklılıklar görülmektedir. Orta çizgi düzleminde yer alan ($h/2$) çizgisi üzerindeki sıcaklık farkı değeri diğer çizgiler üzerindeki değerlerden daha yüksek olarak gerçekleşmektedir. Bunu sebebi ise; ($h/2$) çizgisi akış sirkülasyonunun tam ortasında olduğu için, iç taraftaki sirkülasyon dairelerindeki akışkan hızı dış kısımlardaki sirkülasyonunkinden daha hızlı olduğu için kaynaklanmaktadır.

Yukarıdaki her üç farklı çizgi üzerinde meydana gelen hız değerlerini gösteren grafikler Şekil 5.8' de gösterilerek daha iyi anlaşılacaktır. ($h/2$) çizgisi üzerinde hız değerleri diğer iki eksene oranla göreceli olarak daha fazladır. Bu eksen hareketin merkezinde kalıp en fazla hız değerlerinin olduğu yerdir.



Şekil 5.8. Th=320 K, Tc=296 K ($Th-Tc$)= $\Delta T=24$ °C sıcaklığındaki Ar=H/D=1.0 konfigürasyonun hız profilleri

($h/4$) çizgisi üzerindeki hız değerleri orta çizgi eksenine kıyasla daha küçük değerlerde olmasına rağmen, sıcak alt duvara yakın olması sebebiyle en üst kısımdaki hız değerlerinden ise daha fazladır. Bu konveksiyon hareketinde en küçük hız değerlerine sahip çizgi eksen, üst kısma yakın olan ($3h/4$) çizgisi üzerindedir.

($h/2$) çizgisi üzerinde hız profil eğrisi incelendiğinde; tabandan yukarıya doğru yükselen akışkanın maksimum hız değeri ile soğutucu duvar bölgesinden ısıtıcı duvar bölgesine doğru inen akışkanın maksimum hız değeri hemen hemen aynı değerde konfigürasyon içerisinde hareket etmektedir. Bu ise akışkanlar mekaniğinin temel denklemlerinden olan süreklilik denkleminin sürekliliğini ve transport fenomenlerini (ısı ve kütle transferini) sağlamaktadır.

6. SONUÇLAR

Yapmış olduğumuz çalışmada, dikey vaziyetteki silindirik kap içerisindeki düşük Prandtl sayısına sahip Galium akışkanının kararlı (zamandan bağımsız) doğal konveksiyon hareketleri Fluent Programı yardımı ile nümerik olarak incelenmiştir. Silindirik kabın tabanı ısıtıcı levha ile homojen olarak ısıtılırken silindirik kabın üst kısmı ise sabit $T_c=296$ K sıcaklığında homojen olarak tutulmuştur. Silindirik kabın çeperi ise saydam ve ısıl iletkenliği düşük pleksiglas malzeme ile kapatılmıştır. Başlangıçta alttaki ısıtıcı tablanın, üstteki soğutucu duvarın ve dış ortamın sıcaklık değerleri eşittir. Daha sonra ısıtıcı taban levhanın sıcaklık değeri artırılmaya başlanır ve silindir içerisindeki ısıl iletkenliği yüksek Prandtl sayısı düşük olan galium akışkanı doğal konveksiyona maruz kalarak sirkülasyona başlamaktadır. Sirkülasyon yönü bazen saat yönünde bazen de saat yönünün tersinde başlamaktadır. Sirkülasyon yönü sıcak duvar ve soğuk duvar yüzeylerindeki homojensizliğe ve bilimde tanımlanan karasızlıklara (instability) bağlıdır.

Fluent Programı yardımı ile nümerik olarak çözdürülen çalışmada sıcak duvar sıcaklık değeri $T_h = 320$ K, soğuk duvar sıcaklık değeri sabit olup 296 K değerlerindeki ($\Delta T=24$ °C) doğal konveksiyon hareketinin akım çizgilerine göre silindir içerisinde tek hücreli sirkülasyonun olduğu görülmüştür. Konfigürasyon içerisindeki akışkanın sıcaklık dağılımları eş sıcaklık eğrileri ile belirtilmiş olup; akışkanın tabandan yukarıya doğru dikey vaziyette ilerlerken sıcaklık alanlarının akışkanın sirkülasyon yönüne bağlı olarak değiştiği ve silindir içerisindeki galium akışkanının akış hızının vektörel büyüklük değerlerinin bölgelere göre değişimi gösterilmiştir. Bu konfigürasyonda doğal konveksiyon etkisi sonucu oluşan hız vektörlerinin büyüklükleri akışkanın ısıtıcı duvara yakın olan bölgelerinde daha büyük iken soğutucu duvara yakın bölgelerinde ise daha küçük olduğu gözlemlenmiştir. Bu değişimler akışkanlar mekaniğinde akışkan partikülüne uygulanan Süreklilik denklemi, Momentum (Navier-Stokes) denklemleri ve enerji denklemlerine bağlı olarak hareket ettiklerini göstermiştir.

KAYNAKLAR

- Baumgartl, J., Budweiser, W., Müller, G., Neumann, G., 1989. Studies of Buoyancy Driven Convection in a Vertical Cylinder With Parabolic Temperature Profile. *J. Crystal Growth*, 97,9.
- Catton, I., 1978. Natural Convection in Enclosures. *Proceedings of The Sixty International Heat Transfer Conference*, Toronto, Hemisphere Publishing Corp., Washington, DC, 6, 13.
- Crespo, D., A., E., Bontoux, P., Sani, R., L., Hardin, G., Extremet, G., P., 1988. Steady and Oscillatory Convection in Vertical Cylinders Heated From Below. Numerical Simulation of Asymmetric Flow Regimes. *Adv. Space Res.* 8, 12, 281.
- Derebail, R., Koster, J., N., 1996. Numerical Simulation of Natural Convection of Gallium in a Narrow Gap. University of Colorado, Department of Aerospace Engineering Sciences, Boulder, CO 80309-0429.
- Fontaine, J., P., Crespo, D., A., E., Randriamampianina, A., Extremet, G., P., Bontoux, P., 1988. Convective Motions in Liquid Metals for Material Processings. Numerical Simulation of Oscillation Regimes and The Effect of Rotation. *Adv. Space Res.* 8, 12, 279.
- Fritsch, A., Flesch, J., Geza, V., Singer, C., Uhlig, R., Hoffschmidt, B., 2015. Conceptual Study of Central Receiver Systems with Liquid Metals as Efficient Heat Transfer Fluids. *Energy Procedia*, 69, 644 – 653.
- Kamatoni, Y., Weng, F., B., Ostrach, S., Platt, J., 1994. Oscillatory Natural Convection of a Liquid Metal in Circular Cylinders. Department of Mechanical and Aerospace Engineering Case Western Reserve University Cleveland, Ohio, 44135, 116-632.
- Kaneda, M., Tagawa, T., Ozoe, H., 2005. Natural Convection of Liquid Metal Under a Uniform Magnetic Field with an Electric Current Supplied From Outside. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 30, 243.
- Kirchartz, K., R., Oertel, J., H., 1998. Three-Dimensional Thermal Cellular Convection in Rectangular Boxes. *Journal of Fluid Mechanics*, 192, 249.
- Langlois, W., E., 1985. Buoyancy-Driven Flows in Crystal-Growth Melts. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 17, 119–125.
- Müller, G., Neumann, G., Weber, W., 1984. Natural Convection in Vertical Bridgeman Configurations. *J. Crystal Growth*, 70, 78.
- Müller, G., Neumann, G., Matz, H., 1987. A Two Rayleigh Number Model of Buoyancy-Driven Convection in Vertical Melt Growth Configurations. *J. Crystal Growth*, 84, 36.

- Neumann, G., 1990. Three-Dimensional Numerical Simulation of Buoyancy - Driven Convection in Vertical Cylinders Heated From Below. *Journal of Fluid Mechanics*, 214, 559.
- Obayedullah, M., Chowdhury, M., M., K., 2013. MHD Natural Convection in a Rectangular Cavity Having Internal Energy Sources with Non-Uniformly Heated Bottom Wall. *Procedia Engineering*, 56, 76 – 81.
- Ostrach, S., 1972. Natural Convection in Enclosures. *Advances in Heat Transfer*, Academic Press, New York, 8, 161.
- Pesso, T., Piva, S., 2009. Laminar Natural Convection in a Square Cavity: Low Prandtl Numbers and Large Density Differences. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 1036–1043.
- Platt, J. A., Ostrach, S., Kamotani, Y., 1991. Oscillatory Natural Convection of a Liquid Metal Enclosed in a Right Circular Cylinder Heated From Below. Department of Mechanical and Aerospace Engineering Case Western Reserve University Cleveland, Ohio, 44106, 1-3.
- Sathiyamoorthy, M., Chamkha, A., 2010. Effect of Magnetic Field on Natural Convection Flow in a Liquid Gallium Filled Square Cavity for Linearly Heated Side Wall(s). *International Journal of Thermal Sciences*, 49, 1856-1857.
- Selver, R., Kamotani, Y., Ostrach, S., 1998. Natural Convection of a Liquid Metal in Vertical Circular Cylinders Heated Locally From Side. *Journal of Heat Transfer*, 120, 108.
- Solmaz, S., Çopur, K., 2004. Termokapileri Konveksiyona Bağlı Olarak Silindir Kap içerisindeki Akışkanın Rejim Halinde ve Osilasyonlu Haldeki Sıcaklık ve Hız Dağılımlarının Deneysel ve Teorik İncelemesi. Süleyman Demirel Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Makine Mühendisliği Ana bilim dalı, Yüksek Lisans Tezi. Isparta, 84.
- Smirnov, S. I., Smirnov, E. M., Smirnovsky, A. A., 2017. Endwall Heat Transfer Effects on the Turbulent Mercury Convection in a Rotating Cylinder. *St. Petersburg Polytechnical University Journal: Physics and Mathematics*, 3, 83–84.
- Taler, D., 2016. Heat Transfer in Turbulent Tube Flow of Liquid Metals. Cracow University of Technology, Faculty of Environmental Engineering, Warszawska, Cracow, Poland, 24, 31-155.
- Xu, B., Li, B., Q., 2005. Hot-film Measurement of Temperature Gradient Induced Natural Convection in Liquid Gallium. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 29, 697–698.

Zennouhi, H., Benomar, W., Kouksou, T., Msaad, A., A., Allouhi, A., Mahdaoui, M., Rhafiki, T. E., 2017. Effect of Inclination Angle on the Melting Process of Phase Change Material. Case Studies in Thermal Engineering, 9, 47



ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Ali ORAL

Doğum Yeri ve Yılı : YALOVA , 1986

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce, Almanca

E-posta : oralmakina@gmail.com



Eğitim Durumu

Lise : İzmir Balçova Anadolu Lisesi, 2005

Lisans : SDÜ, Mühendislik Fakültesi, Makine Mühendisliği, 2010

Mesleki Deneyim

Şantiye şefi : Lökçüoğlu Metal Sanayi San. ve Tic. Ltd. Şti., 2011-2012

Yetkili mühendis : İzgold Doğalgaz Tic. San. Tur. Ltd. Şti., 2012-2014

Proje mühendisi : Isıl Müh. Ltd. Şti., 2016-2019