

PAPER DETAILS

TITLE: Düşük Prandtl Sayısına Sahip Akışkanın Doğal Konveksiyon Hareketinin İncelenmesi

AUTHORS: Ali ORAL,Ramazan SELVER

PAGES: 868-889

ORIGINAL PDF URL: <https://dergipark.org.tr/tr/download/article-file/899550>

Düşük Prandtl Sayısına Sahip Akışkanın Doğal Konveksiyon Hareketinin İncelenmesi

Ali ORAL^{1*} , Ramazan Selver 

^{1,2} Süleyman Demirel Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Makina Mühendisliği Bölümü,
Isparta/Türkiye

Geliş / Received: 24/12/2019, Kabul / Accepted: 30/08/2020

Öz

Yapmış olduğumuz çalışmada, kapalı dikey silindirik deney sistemi içerisindeki akışkanın alt kısmı ısıtıcı levha ile ısıtılmaktadır. Deney silindiri ısı iletim katsayısı çok düşük olan pleksiglas malzemedir. Deney kabına eklenen ısıtıcı levha sayesinde akışkanın alt tarafı sabit sıcaklıkta tutulabilmektedir. Alt yüzeyden ısıtılan bu deney sistemi üst kısımdan bir soğutucu piston ile 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.

Investigation of Natural Convection Flow With Low Prandtl Number

Abstract

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-dimentional 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.

1. Giriş

Bilimin gelişimini ve ilerlemesini insanların buluşları sağlar. İnsanoğlunun her buluşu bir başka buluşu tetiklemiş; bu döngü sayesinde bilim 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. Yarı iletken malzemeler elektroniğin her alanında kullanılır. Yarı iletken malzemeler ile teknolojinin gelişmesi ve ilerlemesi sağlamıştır (Solmaz ve Çopur, 2004) .

Selver vd. (1988), tarafından incelenen ve son zamanlarda yarı iletken ve difüzyon tekniklerinde teori ve pratiğin beraber gelişmesi sonucunda çok güçlü transistörlerle birlikte küçük, orta 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 üretildikleri yıllarda, kısıtlı işlemleri yapabilen dev boyutlarda üretilen bilgisayarlar yerini küçük boyutlara 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 alış-verişleri; cebri 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 de 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 vd.'inin çalışmalarında bu durumlar nümerik olarak Fluent CFD Programı ile 2 boyutlu olarak çözdürülmüştür.

Xu ve Li (2005), yapmış olduğu çalışmasında kristal kalitesini arttırmak için yapılan işlemlerde eriyik halindeki konsantrasyonun dağılımlarını araştırmıştır. 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.

Platt vd. (1991), bir sıvı içindeki yoğunluk farklılıkları genellikle sıcaklık eşitsizlikleri

ve kompozisyonadaki farklılıklardan kaynaklanmaktadır.

Bu yoğunluk farklılıklarından kaynaklanan sıvı hareketlerine doğal konveksiyon denir. Bir akışkandaki bir yoğunluk gradyanının sıvı hareketine yol açıp açmadığı, yerçekimine gradyanın yönüne bağlıdır. Yoğunluk gradyanı, yerçekimi vektörü ile aynı yönde olursa stabil bir durum mevcuttur ve akış söz konusu değildir. Özellikle kare ve dikdörtgen konfigürasyonlarda sıvı metal galium akışkanı üzerine nümerik hesap yapılmıştır. Bu konfigürasyonlarda tabandaki duvardan 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 laminar 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 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 açısına 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 sıcak akış ile soğuk akış arasındaki arayüz boyunca en büyük olduğu görülmüştür. Mevcut çalışma ile düşük Prandtl sayısına sahip akışkanlarla ilgili bazı akış 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 bulunmuştur.

Xu ve Li (2005), erimiş galium akışkanının sıcaklık gradyanı kaynaklı doğal konveksiyon hareketleri üzerine deneysel bir çalışma yapmışlardır. Akışkanın sıcaklık ve hız alanları haritalanmıştır. Sabit sıcaklık altında çalışan standart sıcak film anemometresi yardımıyla 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 ölçümlerde sapmalar bulunmuştur.

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. Bu nümerik çalışmada akışkan hareketinde doğal konveksiyonun etkinin önemini ortaya koymuşlardır.

Sonlu hacim yöntemi ve entalpi porozite tekniği ve yapısal olmayan bir ağ kullanılarak sayısal bir kod geliştirilmiştir. Bu kodun doğruluğu, önceki çalışmalarındaki sonuçlarla karşılaştırılmış ve 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 incelemiştir. Prandtl sayısının 0.025' e eşit ve Ar değeri 1.0 olarak kabın dönmesinin etkilerini ve yatay duvarlardaki ısı transferini araştırmışlardır.

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 incelemiştir. 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.

Nasrin vd. (2012), araştırmalarında nano akışkanlar için Prandtl sayısı ve Ar değerinin değişmesinin ısı transferine etkilerini incelemiştir. Prandtl sayısı azaldığında, ısı transfer yayılma gücünün arttığını gözlemlemişlerdir. Sonuçlar, ısı transferi belirsizliklerinin nanopartiküllerin hacim fraksiyonundan etkilenebileceği aralığı vurgulanmıştır. Ek olarak, boşluk oranının bir fonksiyonu olarak ortalama Nusselt sayısı için grafiksel bir korelasyon geliştirilir.

Neumann (1990), 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.

Selver vd. (1998), osilasyonlu veya türbülanslı konveksiyonun varlığının kristal kalitesini düşürmeye sebep verdiğini belirtmişlerdir. Önceki çalışmalarda; Ostrach (1972), Catton (1978), Crespo vd., (1988); Fontaine vd., (1988) genellikle kararlı halin oluşmasını engelleyen problemlere odaklanmışlardır.

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.

Müller vd. (1984) araştırmalarında hem dikey hem de yatay gradyanların varlığında osilasyon ve zamana bağlı termal konveksiyon hareketlerini göstermişlerdir.

Müller vd., (1984 ve 1987), Baumgaertl, (1989) yapmış oldukları çalışmalarda yüzdürme kaynaklı konveksiyon hareketlerini incelemişlerdir. Yüksek ve düşük Prandtl sayısına sahip akışkanların deneysel, teorik ve nümerik araştırmalarına dayanarak, doğal konveksiyonun dikey bölge erime konfigürasyonunda önemli bir özellik olduğunu belirtmişlerdir .

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

R Khalilov vd. (2017) çalışmalarında dikey bir silindirin üst kenar yüzeyinde sıcak bir halka yakınında üretilen bir sıvı sodyum akışı deneysel ve sayısal olarak incelenmişlerdir. Silindirin üst kısmında gelişmiş bir türbülanslı akış gözlemişlerdir. Güçlü hız titreşimleri, metalin kütlesine, silindir çapının yaklaşık bir mesafesine kadar nüfuz ettiğini görmüşlerdir. Ortalama hız alanları, dar bir

üst bölgede lokalize olan toroidal bir girdabı ortaya koyuşlardır. İki tip termal sınır şartı için sayısal simülasyonlar yapılmıştır; her iki silindirde sabit sıcaklık ve sabit homojen ısı akışı ile girdaptaki zaman-ortalama hız ve sıcaklığın deneysel değerleri, sayısal verilerle uyum içinde olduklarını görmüşlerdir. Girdabın büyüklüğü ve yoğunluğu zayıf olarak sınır şartlarına bağlı olduğunu ortaya koymuşlardır. Metalin tüm kütlesi harekete dahil olmadığını ve sıcaklık alanının da sınır şartlara çok daha fazla bağlı olduğunu ortaya koymuşlardır. Sabit ısı akışları altında, sıcaklık titreşimleri çok daha güçlü hale geldiğini ve sıvı metalde esasen daha derine nüfuz eder, bununla birlikte akış sabit çeper sıcaklığı altında biraz daha güçlü olduğunu ispatlamışlardır. Söz konusu akışın, metalotermik titanyum indirgeme reaktöründeki sıvı magnezyum akışının basitleştirilmiş bir modeli olduğunu ortaya koymuşlardır.

H.Teimouri vd. (2015) araştırmalarında radyal manyetik alanın, iki yatay silindir arasındaki uzun yatay bir halka içindeki erimiş potasyumun sabit, laminar ve doğal konveksiyon akışı üzerindeki etkisi sayısal olarak incelemişlerdir. İç ve dış silindirler $T_H > T_C$ ile sırasıyla T_H ve T_C sıcaklıklarında olup; modelin geçerli denklemlerini çözmek için SIMPLER algoritmasına dayanan sonlu bir hacim kodu kullanılmış ve simülasyonlar, geniş bir Rayleigh sayısı (Ra), Hartmann sayısı (Ha) ve yarıçap oranı (λ) için gerçekleştirilmiştir. Manyetik alanın gücü arttıkça verilen bir yarıçap oranı için, taşınım ısı transferinin azaldığı görülmüştür. Dar halka için, Hartmann sayısının akım fonksiyonunun maksimum mutlak değeri üzerindeki etkisi, yüksek yarıçap oranına göre belirgin olmadığı, ayrıca, belirli bir Ha ve Ra için ortalama Nusselt sayısının yaklaşık $\lambda = 5'$ e yükseldiği ve ardından λ

arttıkça yavaşça azaldığı bulmuşlardır. Ayrıca, tüm Hartmann sayıları için yarıçap oranının ortalama Nusselt sayı üzerindeki etkisi hemen hemen aynı eğilime sahip olduğunu ortaya koymuşlardır.

Ali Al-Mudhaf vd. (2004) çalışmalarında düzgün bir manyetik alanın varlığında eğimli dikdörtgen bir muhafaza içinde galyum ve germanyum gibi elektrik ileten sıvı metallerin sabit, laminer, doğal taşınımlı akış problemi göz önünde bulundurulmuştur. Diğer iki duvar adyabatik iken, enine ısı gradyanı eğimli mahfazanın iki karşılıklı duvarına uygulanmıştır. Yalıtılmamış duvarlara normal olarak bir manyetik alan uygulanmış olup; sorun, girdaplık - akış işlevi prosedürü ile formüle edilmiştir. Sonlu farklar yöntemine dayanan sayısal bir çözüm elde edilmiştir. Muhafaza eğim açısının ve iki farklı Rayleigh sayısının Hartmann sayısının akış çizgilerinin ve haritalarının akış akım çizgileri üzerindeki etkilerini gösteren temsili sonuçlar ve ayrıca mahfazanın orta kısmındaki hız bileşenlerinin ve sıcaklığın profilleri de rapor edilmiştir. Ek olarak, ortalama Nusselt sayısı için sonuçlar çeşitli parametrik koşullar için sunulmuş ve tartışılmıştır.

Cong Qi vd. (2015) araştırmalarında yeni bir karışık nano-akışkan (Cu / elmas-galyum [Cu / elmas-Ga] nano-akışkan) önerilmiş ve yeni karışık nano-akışkan içindeki Cu nano-partiküllerinin ve elmas nano-partiküllerin kütle oranı 10: 1 olarak ele alınmıştır. Cu / elmas-Ga nano-akışkan, Cu-gallium (Cu-Ga) nano-akışkan ve farklı bir hacimli fraksiyonlu sıvı metal galyumun doğal taşınımlı ısı transferi bu çalışmada tek fazlı bir model ile incelenmiştir. Sıcaklık farkı, nano-parçacık hacim fraksiyonu ve nano-sıvı türlerinin doğal taşınım ısı transferi üzerindeki etkileri tartışılmıştır. Üç tür

sıvının doğal taşınım ısı transferi karşılaştırılmıştır. Nusselt sayısının Cu / elmas-Ga nano-akışkan sayısının, x yönü ile birlikte, nano-partikül hacmi fraksiyonu ve sıcaklık farkı ile arttığı bulunmuştur. Cu / diamond – Ga nano-akışkan, sıvı metal galyum ve Cu-Ga nano-akışkan ile karşılaştırıldığında düşük transfer sıcaklık farkında ($\Delta T = 1$ K) ısı transferini % 73.0 ve % 9.7 artırdığını görmüşlerdir. Ayrıca, sıvı metal galyum ve Cu-Ga nano-akışkan ile karşılaştırıldığında yüksek sıcaklık farkında ($\Delta T = 11$ K) ısı transferini % 85.9 ve % 5.2 artırdığını görmüşlerdir.

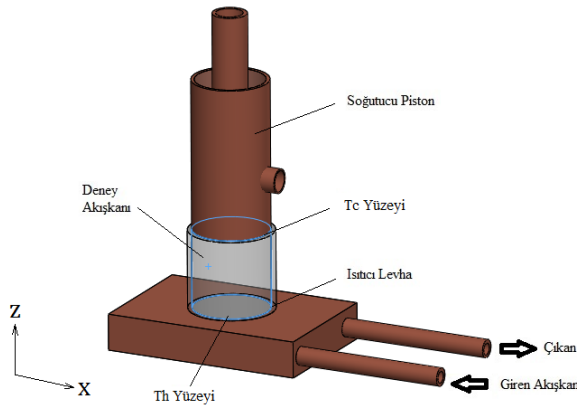
Milorad B. Dzodzo (2019) araştırmasında dikdörtgen üç boyutlu kapda geçici hız ve sıcaklık alanları oluşturulmuş doğal ve karışık konveksiyon ve sıvı metal (kurşun-bizmut) ve katı bölümler (çelik) içeren kanallar, sonlu bir hacim yöntemine dayanan hesaplamalı akışkanlar dinamiği modeliyle sayısal olarak çözdürülmüştür. Sonuçlar, simetri düzlemlerinde idealize edilmiş iki boyutlu modeller için daha önce elde edilen sonuçlarla karşılaştırıldı. Geliştirilen model, likit metalin değişken özelliklerini ve aralarında katı bölümlere sahip olan muhafaza ve kanallardaki ısı transferini dikkate almaktadır. Göz önünde bulundurulmuş Rayleigh ve Prandtl sayıları, sırasıyla $5500 < Ra < 2.9 \times 10^7$ ve $0.011 < Pr < 0.016$ 'dır. Düz dikdörtgen kanallardaki giriş hızları ve akışkan özellikleri, kaplarındaki doğal taşınımlar tarafından oluşturulanlar ile karşılaştırılmış ve Reynolds sayıları $1300 < Re < 3300$ aralığında sonuçlandırılmıştır. Artan Rayleigh sayıları ile laminierden salınımlı ve son olarak geçişler türbülanslı akış rejimi gözlemlenmiştir.

2. Materyal ve Metot

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

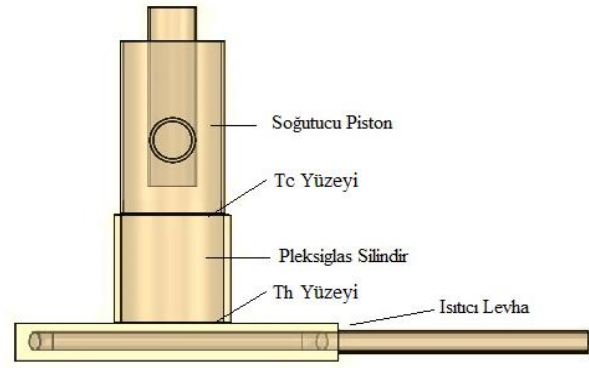
silindirik kap konfigürasyonumuzdaki doğal konveksiyon hareketi incelenmiştir. Isı transfer katsayısı yüksek olan metal galium akışkanı aşağıdan ısıtıldıkça üst kısmı ile sıcaklık farkı oluşmaya başlamıştır. Silindir içerisinde kararlı haldeki akışkanın çizgisel ve katmansal akım hatları, çizgisel ve katmansal eşsıcaklık eğrileri ve hız vektörleri nümerik olarak çizdirilerek akış alanları araştırılmıştır.

3. Bulgular

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.

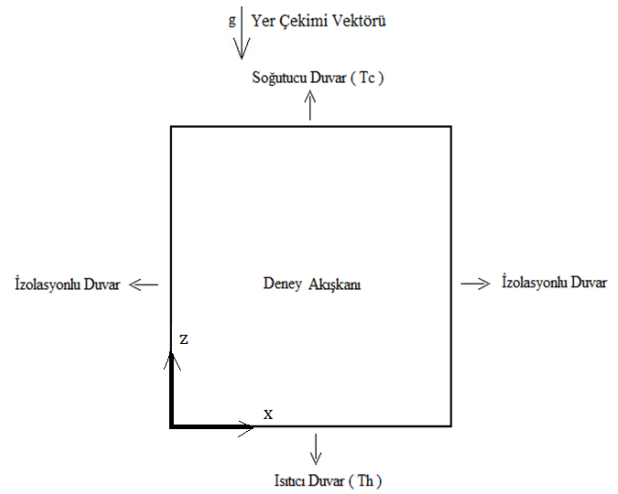
Ansys programı bünyesinde bulunan Fluent programı ile oluşturulan bu konfigürasyonumuz sonlu farklar yöntemi kullanılarak çözdürülmüştür. Fluent programında çözüm esnasında silindirik konfigürasyonun alt kısmında ısıtma görevini üstlenen ısıtıcı levha var kabulü ile istenilen sıcaklık değeri verilerek ısıtılmıştır. Bu konfigürasyonumuzun üst kısmında ise soğutucu piston ile istenilen değerde sabit sıcaklıkta soğutulmuştur. Silindirik konfigürasyonumuzun yan yüzeylerinin pleksiglas malzeme yüzeyinden ortama olan ısı transferinin olmadığı varsayılmıştır ve programa öyle girilmiştir. 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 ısınıp kaybeden akışkan aşağı tarafa doğru yoğunluğundan dolayı yönlenir. 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 konfigürasyon aşağıdaki Şekil 3.1’ de gösterilmiştir. 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.



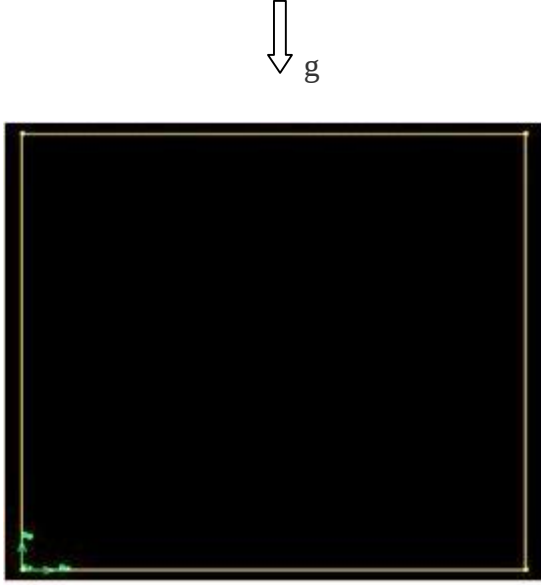
Şekil 3.1. Silindirik kap konfigürasyonunun yandan gösterilişi

Şekil 3.2’ de iki boyutlu geometrik modeli oluşturulan konfigürasyonun x - z düzlemindeki kesidi alınmıştır. Sınır şartlarında; alt ısıtıcı duvar, sol ve sağ dikey duvarlar izolasyonlu duvar ve üst ise soğutucu duvar olarak belirlenmiştir.



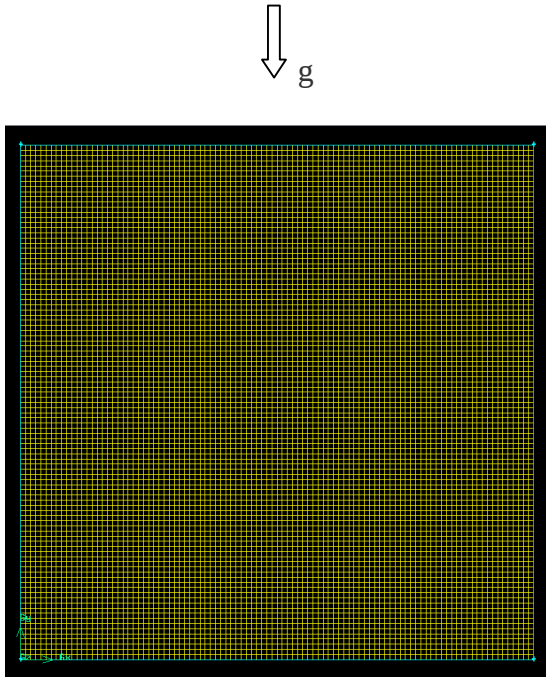
Şekil 3.2. Silindirik kap konfigürasyonunun 2-boyutlu $Ar=H/D=1.0$ değerinde nümerik çalışmanın şematik olarak gösterilişi

Silindirik kap konfigürasyonunun 2-boyutlu $Ar=H/D=1.0$ değerinde nümerik çalışmanın Fluent programına eksen takımlarının ve yerçekimim vektörünün uyarlanması aşağıda Şekil. 3.3’te gösterilmiştir.



Şekil 3.3. Silindirik kap konfigürasyonunun 2-boyutlu $Ar=H/D=1.0$ nümerik çalışmadaki grid tasarımının şematik gösterimi

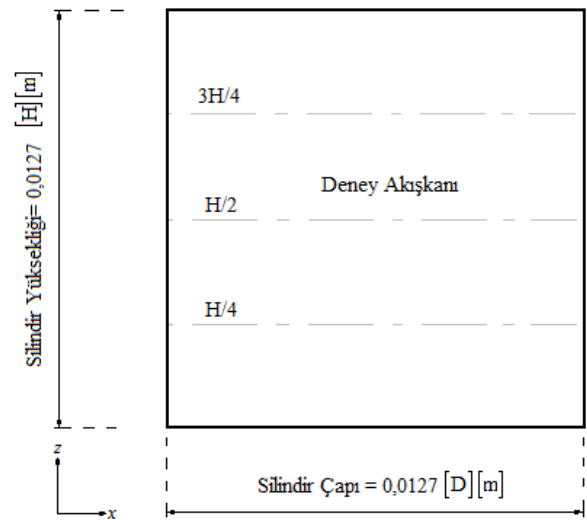
Bu nümerik çözüm için gerekli olan grid sayısı mümkün olduğunca sık ve üniform seçilerek, daha hassas ve yakınsak bir çözüm yaptırılmıştır. Grid yapı aşağıda Şekil.3.4'te gösterilmiştir.



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

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 radyasyon yolu ile de ısı alış-verişi olmadığı kabulleri yapılmıştır. Akışkanın doğal konveksiyon hareketi soğuk duvar sıcaklığı $T_c=23$ °C' de ve sıcak duvar sıcaklığı $T_h= 47$ °C' de sabit tutularak, akışkan akım çizgileri Boussinesq yaklaşımı ile çözdürülmüştür.

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 Tablo 1' de gösterilmiştir, Selver vd., (1998).



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

Tablo 1. Metal Galium akışkanın 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	0.1512x10 ⁻⁴
4	Dinamik Viskozite (μ)	N.s/ m ²	0.0018524
5	Kinematik Viskozite (ν)	m ² /s	3.136x10 ⁻⁷
6	Özgül Isı (Cp)	J/Kg.K	371
7	Isısal Genleşme Katsayısı (β)	1/K	1.260x10 ⁻⁴
8	Prandtl Sayısı (Pr)	-	0.0207

Çalışmamızda konfigürasyon içerisindeki düşük Prandtl sayısına sahip sıvı metal galium akışkanının 9.81m/s² normal yerçekimi (1g) vektörü altında oluşan doğal konveksiyon hareketleri akım hatları nümerik olarak Fluent Programı kullanılarak 2 boyutlu olarak incelenmiştir.

3.1. Önemli boyutsuz parametreler

Bu bölümde, bu nümerik çalışmanın tasarımında ve analizinde kullanılan baskın parametrelerin elde edilmesi için boyutsuzlaştırma 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.

3.1.1. Matematiksel formülasyon

Dikey silindir yan duvarı ısı alış-verişine karşı izoleli (termal olarak yalıtılmış) üst 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 yerleştirilmiştir.

Deney akışkanının kinematik viskoziteye sahip bir Newtoniyan akışkan olduğu kabul edilmektedir. Akışkan yoğunluğu, sıcaklığın doğrusal bir fonksiyonu olduğu, yerçekimi 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) ve enerji (bir denklem) için korunum denklemleridir.

Süreklilik denklemi (kütlenin korunumu);

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

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

r - bileşeni

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

θ - bileşeni

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

z - bileşeni

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

Enerji denklemi;

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

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;

$T = T_R$ ve $u=v=w=0$ bütün r , z değerlerinde ve $t=0$ 'da

$T = T_C$ ve $u=v=w=0$ $z=L$ ' de

$T = T_H$ ve $u=v=w=0$ $z=0$ ' da

$\frac{\partial T}{\partial r} = 0$ ve $u=v=w=0$ $r=R$ ' de $z=L$ boyunca

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.

3.1.2. Basitleştirilmiş 2-D denklemler

Yukarıda belirtilen denklemler, 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);

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

Momentumun r ve z yönündeki bileşenlerine ait denklemler aşağıdaki gibidir;

r- bileşeni

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

z- bileşeni

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

Enerji denklemi;

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

Bu denklemler aşağıdaki bölümde boyutsuzlaştırılacaktır.

3.1.3. 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:

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

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

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

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

Bu yeni değişkenleri girerek süreklilik denklemi şu hale gelir:

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

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

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

Buradan da;

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

Yukarıdaki ifadeyi, yukarıdaki boyutsuz değişkenlerle birlikte kullanarak ve basınç

terimlerinde sabit yerçekimi kuvvetlerini içeren momentum ve enerjinin korunumları şöyle olur:

Hareket denklemleri;

r- bileşeni

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

z- bileşeni

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

ve enerji denklemi;

$$\left(\frac{1}{t_R} \right) \frac{\partial \theta}{\partial t^*} + \left(\frac{w_R}{z_R} \right) \left(u^* \frac{\partial \theta}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial \theta}{\partial z^*} \right) = \left(\frac{\alpha}{(r_R)^2} \right) \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial \theta}{\partial r^*} \right) \right] + \left(\frac{\alpha}{(z_R)^2} \right) \frac{\partial^2 \theta}{(\partial z^*)^2}$$

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 kurulmalıdır.

$z_R = L$ kabulü ile;

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

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

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.

z-bileşenindeki 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:

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

Olası bulunan hız değerlerini düzenlersek

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

$$Gr_R = \frac{g \beta (\Delta T) (L)^3}{(\nu)^2}$$

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 değerine göre hesaplanmıştır.

Hız sınır tabakalarının küçük boyutunda, akışın viskoz olmadığı ve hız sınır tabakaları için uygun ölçekli olduğu sonucuna varılmıştır.

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

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

z-yönünde boyutsuzlaştırma sıcaklık sınırı tabakası, enerji denkleminin iletim ve taşınım terimleri dengelenerek elde edilebilir

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

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

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

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

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

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

r- bileşeni

$$\left(\frac{(L)^{\frac{1}{2}}}{t_R (g \beta (\Delta T))^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + \left(u^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} + w^* \frac{\partial u^*}{\partial z^*} \right) =$$

$$- (Ar)^2 \frac{\partial p^*}{\partial r^*} + \left(\frac{(Ar)^2}{(Gr_R)^{\frac{1}{2}}} \right) \left[\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial u^*}{\partial r^*} \right) - \frac{u^*}{(r^*)^2} \right] + \left(\frac{1}{(Gr_R)^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{\partial^2 u^*}{(\partial z^*)^2}$$

z- bileşeni

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

Enerji denklemi;

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

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

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

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$$

Boyutsal oranı, (Ar), silindirlerin geometrisini tanımlar.

$$Ar = \frac{H}{D}$$

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

$$Ra = 260.68 (T_H - T_C) \times (H)^3 \quad (1/\text{cm}^3\text{K})$$

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 $H= 0.0127 \text{ m}$, $D=0.0127 \text{ m}$ dir. Üstteki soğutucu piston sıcaklığı $T_C=296 \text{ K}$, aşağıdaki ısıtıcı serpantin ise $T_H=320 \text{ K}$ 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-Boyutlu sayısal simülasyonu, hesaplama güçlükleri nedeniyle oldukça zaman alıcıdır. Analiz, dikey düzlemlerde iki boyutlu (Kartezyen), batmazlık doğal konveksiyon için yapılmıştır.

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 kritik Rayleigh sayısı (Ra_{Kr}), Ar değeri arttıkça artacaktır.

Problemin nümerik çözümünde etkin olan boyutsuz parametreler aşağıya çıkartılmıştır.

Tablo 2. Doğal Konveksiyon Boyutsuz Parametreleri

$Ar = \frac{H}{R}$	Boyutsal Oran
$Pr = \frac{\nu}{\alpha}$	Prandtl Sayısı
$Gr = \frac{\beta_T g (\Delta T) R^3}{\nu^2}$	Grashof Sayısı
$Ra=GrPr = \frac{\beta_T g (\Delta T) R^3}{\nu \alpha}$	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 ($\Delta T = T_H - T_C = 320 - 296 = 24$ 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;

$$Gr = \frac{\beta_T g (\Delta T) R^3}{\nu^2} = 617888.12 ,$$

$$Ra = Gr Pr = \frac{\beta_T g (\Delta T) R^3}{\nu \alpha} = 12790.28$$

olarak bulunmuştur.

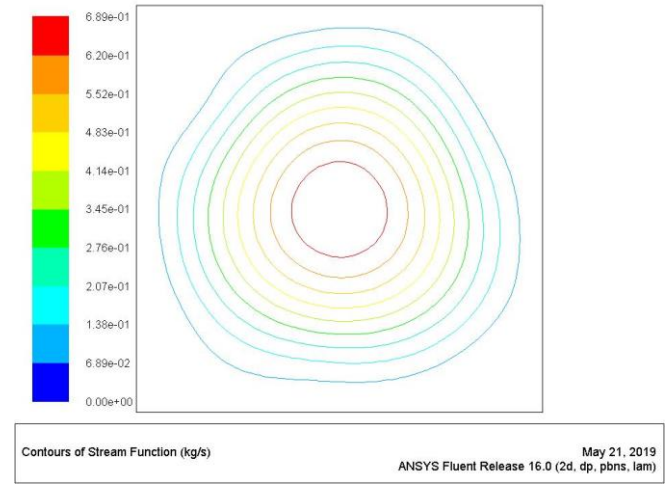
4. Sonuç ve Tartışma

Çalışmamızda düşük Prandtl sayısına sahip ($Pr=0.0207$) metal galium akışkanının aşağıdan (tabandan) ısıtılan silindirik konfigürasyonumuzdaki doğal konveksiyon hareketi incelenmiştir. Akışkanın hareketsiz yapıdan (ısısal dengeli yapıdan) konveksiyonlu 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.

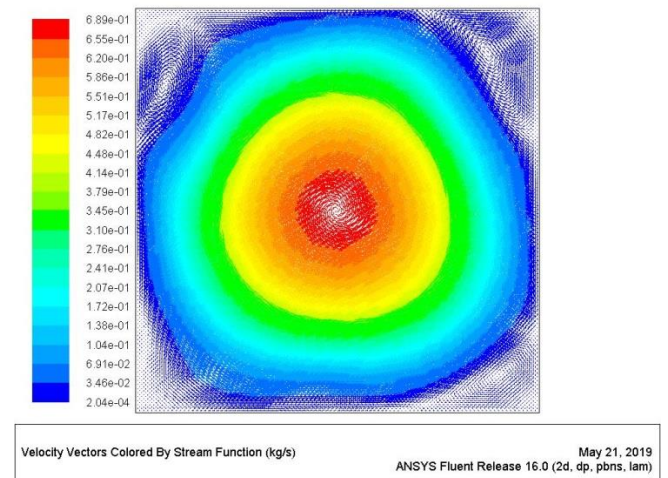
Şekil 5.1' de çizgisel Şekil 5.2' de katmansal akım hatları ile akışkanın fiziksel özelliği olan kondüksiyon ısı transfer katsayısının yüksek olması dolayısıyla ısınan akışkan partikülü yukarı doğru çıkarken, bu akışkan partikülünden önceki akışkan partikülleri

konfigürasyonun tepe noktasında soğutucu duvara temas ederek tamamen soğumuş olan akışkan yoğunluğunun fazla olması nedeniyle aşağıya doğru çökmeye başlamıştır.

Sonuçta, dönüşteki tamamen soğumuş olan akışkan, yukarı çıkan akışkanla kondüksiyon yoluyla ısınarak dikey vaziyette sıcaklık değişimi fazla olmayacak şekilde sirkülasyonun devam ettiği görülmüştür. Aşağıdaki şekiller konfigürasyonun $x-z$ düzleminde kesit alınarak oluşturulmuştur.

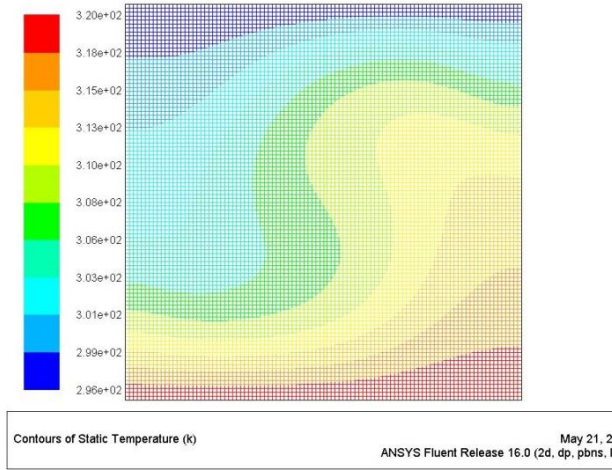


Şekil 5.1. Doğal konveksiyon hareketi yapan ($T_H - T_C$)= $\Delta T = 24$ °C akışkanın çizgisel akım çizgileri görüntüsü

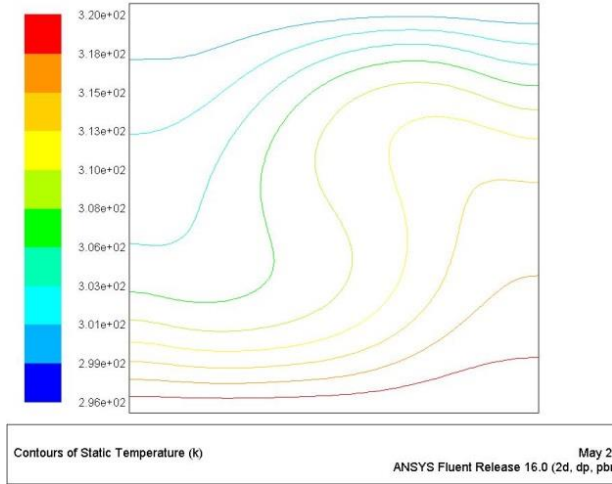


Şekil 5.2. Doğal konveksiyon hareketi yapan ($T_H - T_C$)= $\Delta T = 24$ °C akışkanın katmansal akım çizgileri görüntüsü

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 kaybederek devam etmektedir.



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



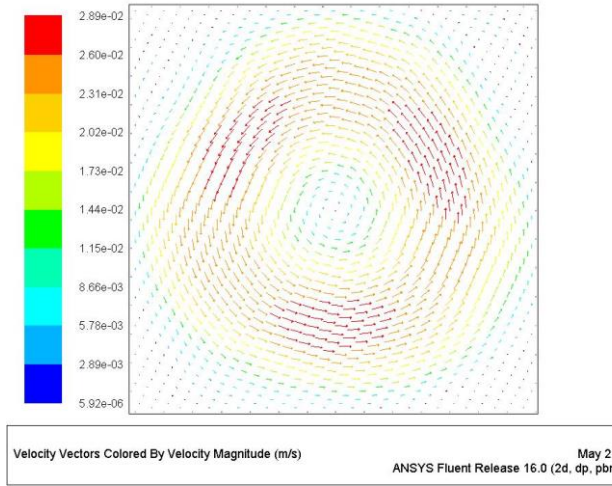
Şekil 5.4. Doğal konveksiyon hareketi yapan $(T_H-T_C)= \Delta T=24\text{ }^{\circ}\text{C}$ akışkanın çizgisel sıcaklık dağılımı görüntüsü

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 azalmaktadır. Fluent Programı ile yapmış olduğumuz çalışmalarda bu gözlemlenmiştir.

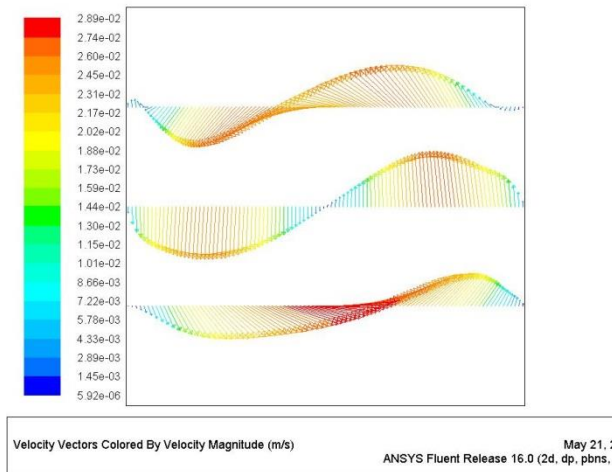
Isı transfer katsayısı yüksek olan galium akışkanı aşağıdan ısıtıldıkça üst kısmı ile sıcaklık farkı oluşmaya başlamıştır. Isısal olarak kararsız hale gelen akışkan için ΔT arttıkça konfigürasyondaki hız vektörlerinin büyüklüğünün arttığı gözlemlenmiştir. Bu karakteristik davranışın nedeni olarak akışkanın sahip olduğu Ra sayısının sayısal değeri kritik Ra sayısının altında olduğu gösterilebilir.

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

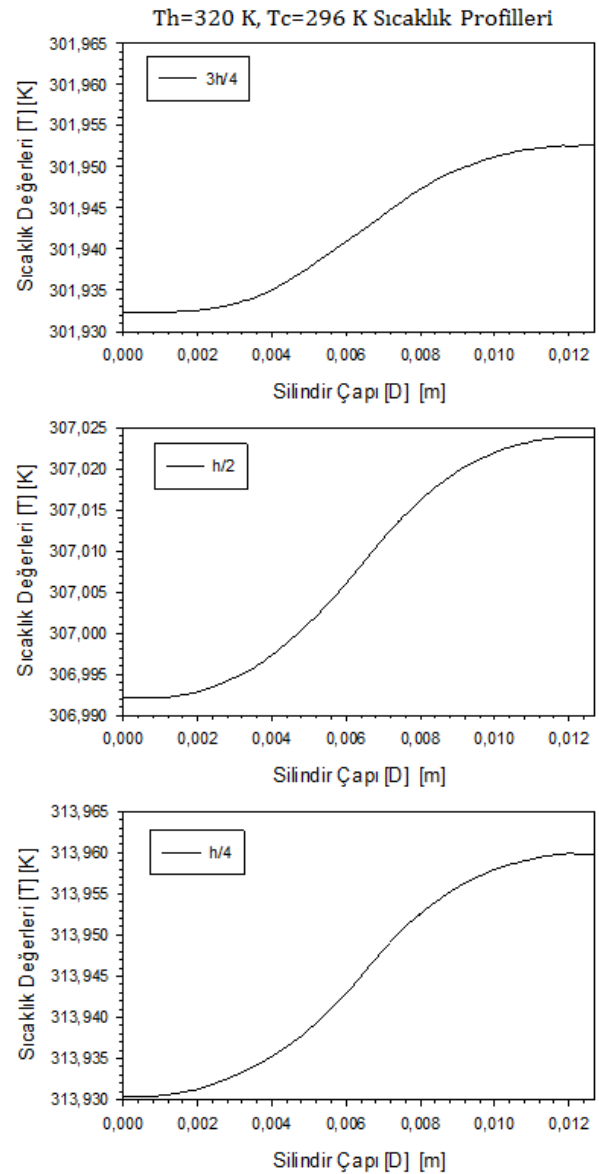
Yukarıda bahsetmiş olduğumuz ifadeden anlaşılacağı gibi Şekil 5.6' da görülen eşit yatay vaziyetteki mesafelerde ($h/4$, $h/2$, $3h/4$) akışkan partiküllerinin meydana getirmiş olduğu vortex hücrenin hız profilleri ve hız değerleri gösterilmiştir. Bu bölgelerdeki hız vektörlerinin yukarıya çıkan değerleri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



Şekil 5.6. Doğal konveksiyon hareketi yapan akışkanın yatay $h/4$, $h/2$ ve $3h/4$ eksenlerde

$(T_H - T_C) = \Delta T = 24^\circ\text{C}$ oluşturduğu hız vektörleri

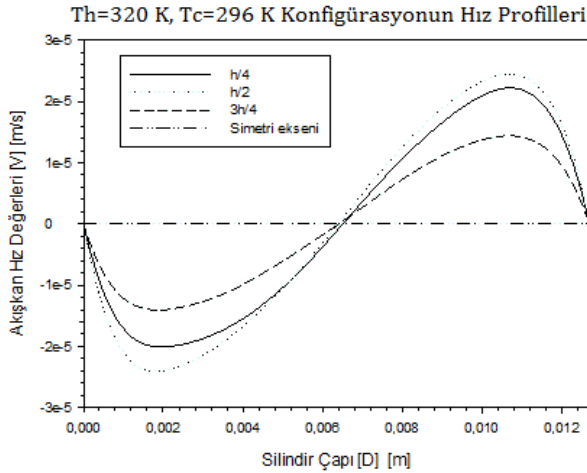
Nümerik olarak çözdürülen konfigürasyon içerisinde hareket eden akışkanın üç farklı bölgede yatay çizgiler üzerindeki sıcaklık profillerinin o çizgiler üzerindeki değerleri bir grafik programında eşit sıcaklık skalalarında çizdirildiğinde aşağıdaki Şekil 5.7' de gösterildiği gibi karşılaştırmalı olarak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



Şekil 5.7. $T_H = 320\text{ K}$, $T_C = 296\text{ K}$ $(T_H - T_C) = \Delta T = 24^\circ\text{C}$ sıcaklığındaki konfigürasyonunun yatay eksenlerdeki sıcaklık profilleri

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 olduğundan 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 oluştuğu yerdir.



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

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.

$(h/4)$ 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.

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 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.

5. Kaynaklar

Al-Mudhaf, A., Chamkha, A., J., 2004. Natural Convection of Liquid Metals in an Inclined Enclosure in the Presence of a Magnetic Field International Journal of Fluid Mechanics Research, 31(3), 221-243

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

Cong Qi , Xin Cui , Yibo Liu , Zhongbo Yang , Chao Huang, 2015. Natural Convection Heat Transfer of Liquid Metal Gallium Nanofluids in a Rectangular Enclosure. <https://doi.org/10.1002/htj.21190>

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.
- Khalilov, R., Kolesnichenko, I., Teimurazov, A., Mamykin, A., and Frick, P., 2017. Natural convection in a Liquid Metal Locally Heated From Above. *Materials Science and Engineering*, 208, conference 1.
- Kirchartz, K., R., Oertel, J., H., 1998. Three-Dimensional Thermal Cellular Convection in Rectangular Boxes. *Journal of Fluid Mechanics*, 192, 249.
- Milorad B., D., 2019. Natural And Mixed Convection In Rectangular Enclosures And Channels Containing Liquid Metals And Partition Walls. *American Society of Thermal and Fluids Engineering*, DOI: 10.1615/TFEC2019.fnd.028098, 1103-1106.
- Müller, G., Neumann, G., Weber, W., 1984. Natural Convection in Vertical Bridgman 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
- Nasrin, R., Alim, M., A., Chamkha, A., 2012. Buoyancy-Driven Heat Transfer of Water-Al₂O₃ Nanofluid in a Closed Chamber: Effects of Solid Volume Fraction, Prandtl Number and Aspect Ratio. 55(25–26), 7355-7365
- 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., Kamotoni, Y., Ostrach, S., 1998. Natural Convection of a Liquid Metal in Vertical Circular Cylinders Heated Locally From Side. *Journal of Heat Transfer*, 120, 108.
- 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.

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.

Teimouri, Hamid | Afrand, Masoud | Sina, Nima | Karimipour, Arash | Isfahani, Amir Homayoon Meghdadi, 2015. Natural Convection of Liquid Metal in a Horizontal Cylindrical Annulus Under Radial Magnetic Field. International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics, 49(4), 453-461.

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., Kousksou, 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