

ISI

bilimi ve tekniği
dergi si

Journal of Thermal Science and Technology

2020 Cilt/Volume 40 Sayı/Number 2
ISSN 1300-3615

Türk Isı Bilimi ve Tekniği Derneği tarafından yılda iki kez
Nisan ve Ekim aylarında yayınlanır.

A publication of the Turkish Society for Thermal Sciences and
Technology, published twice a year, in April and October.

TIBTD Adına Yayın Sahibi Sorumlu Yayımcı/Publisher:
Prof. Dr. Atilla BIYIKOĞLU, Gazi Üniversitesi

Sorumlu Yazı İşleri Müdürü-Editör/Editor-in-Chief:
Prof. Dr. Zafer DURSUNKAYA
Orta Doğu Teknik Üniversitesi Makina Mühendisliği Bölümü
06800 ANKARA Tel: 312 210 5232
editor@tibtd.org.tr

Yayın Türü: Yaygın, süreli

Editörler Kurulu/Editorial Board:

Prof. Dr. Tuba OKUTUCU ÖZYURT, İstanbul Teknik
Üniversitesi
Prof. Dr. Almıla GÜVENÇ YAZICIOĞLU, Orta Doğu
Teknik Üniversitesi
Doç. Dr. Cüneyt SERT, Orta Doğu Teknik Üniversitesi
Doç. Dr. Barbaros ÇETİN, İhsan Doğramacı Bilkent
Üniversitesi

Teknik Danışman/Technical Advisor

Dr. Öğr. Üyesi Nureddin DİNLER, Gazi Üniversitesi

Baskı/Printed at: KALKAN Matbaacılık San. Tic. Ltd.
Büyük Sanayi 1. Cadde, Alibey İş Hanı No: 99/32 İskitler,
ANKARA 312 342 16 56

TIBTD

Türk Isı Bilimi ve Tekniği Derneği: Dernek ve bu dergi,
Türkiye'de ısı bilimi ve tekniğini geliştirmek amacıyla 1976
yılında Prof. Dr. Yalçın A. GÖĞÜŞ tarafından kurulmuştur.

Turkish Society of Thermal Sciences and Technology: The
association and the journal was founded by Prof. Dr. Yalçın
A. GÖĞÜŞ in 1976 to improve thermal sciences and
technology in Turkey.

Adresi/Address: TIBTD, Mühendislik Fakültesi, Zemin Kat
No.22 Gazi Üniversitesi, 06570 ANKARA
http://www.tibtd.org.tr
tibtd@tibtd.org.tr

Üyelik aidatları için: İş Bankası Maltepe Şubesi Hesap No:
42120867567 IBAN: TR08 0006 4000 0014 2120 8675 67

Yönetim Kurulu/Executive Board:

Prof. Dr. Atilla BIYIKOĞLU (Bşk.), Prof. Dr. Nuri YÜCEL
(Bşk. Yard.), Prof. Dr. Oğuz TURGUT (Genel Sek.), Prof.
Dr. İlhami HORUZ (Muhasisp Üye), Prof. Dr. Zafer
DURSUNKAYA, Prof. Dr. L. Berrin ERBAY, Prof. Dr. Tuba
OKUTUCU ÖZYURT

İÇİNDEKİLER / CONTENTS

Sayfa / Page

Prediction of Underground Coal Gasification Performance of Turkish Lignite Reserves Using Stoichiometric Equilibrium Model <i>Türk Linyitlerinin Yeraltında Kömür Gazlaştırma Performanslarının Stokiyometrik Denge Modeli İle Belirlenmesi</i> Engin Deniz CANBAZ and Mesut GÜR	195
Turbulent Natural Convection and Radiation Heat Transfer In Square Isotropic Scattering Medium <i>İzotropik Saçılma Ortamlı Kare Geometri İçinde Türbülanslı Doğal Taşınım ve Işınım Isı Transferi</i> Mesut TEKKALMAZ	207
Investigation of the Time Dependent Thermal Behavior of a Container with PCM Walls During a Hot Summer Day <i>Sıcak Bir Yaz Gününde FDM Duvarlı Konteynerin Isıl Davranışının İncelenmesi</i> Çiğdem SUSANTEZ and Aldélio Bueno CALDEIRA	221
Natural Convection of Ethylene Glycol and Water Mixture Based Al₂O₃ Nanofluids Between Vertical Concentric Cylinders <i>Dik Konsantrik Silindirler Arasındaki Al₂O₃-Etilen Glikol ve Su Karışım Bazlı Nanoakışkanların Doğal Konveksiyonu</i> Kamil KAHVECİ and Elif Büyük ÖĞÜT	237
Thermoeconomic Analysis of T56 Turboprop Engine Under Different Load Conditions <i>T56 Turboprop Motorunun Farklı Yük Koşulları Altında Termoekonomik Analizi</i> Dilek Nur OZEN, Cüneyt UYSAL and Ozgur BALLI	251
RCCI Bir Motorda Farklı Giriş Sıcaklıkları için Direkt Enjeksiyon Zamanlaması ile Yanma Fazının Kontrolü <i>Control of Combustion Phase with Direct Injection Timing for Different Inlet Temperatures in an RCCI Engine</i> Hamit SOLMAZ ve Duygu İPCİ	267
Konut Tipi Binalarda Soğutma Yükünün Optimum Yalıtım Kalınlığına Etkisi <i>The Effect of Cooling Load on Optimum Insulation Thickness in Residential Buildings</i> Nusret AYDIN ve Atilla BIYIKOĞLU	281
A Concise Analytical Treatment of Elastic Response of a Cooling Two-Layer Solid Cylinder with Different End and Boundary Conditions <i>İki Katmanlı Dolu Bir Silindirin Elastik Davranışının Farklı Uç ve Sınır Koşulları için Analitik Olarak İncelenmesi</i> Tolga AKIŞ and Ahmet N. ERASLAN	293
The Effect of Stefan Flow On the Models of Droplet Evaporation <i>Stefan Akışının Damlacık Buharlaşma Modelleri Üzerindeki Etkisi</i> Yigit AKKUS	309
Uzun Bir Karayolu Tünelinde Acil Durum Simülasyonu <i>Emergency Simulation In a Long Highway Tunnel</i> Nureddin DİNLER ve Özkan KAÇAN	319
Thermodynamic and Economic Analysis of Geothermal Energy Powered Kalina Cycle <i>Jeotermal Enerji Kaynaklı Kalina Çevriminin Termodinamik ve Ekonomik Analizi</i> Merve SENTURK ACAR	335
Havuz Kaynama Isı Transferinde Mekanik Çalkalama Etkilerinin Deneysel İncelenmesi <i>Experimental Investigation of Heat Transfer Effects of Mechanical Agitation In Pool Boiling</i> Huri Firdevs FURKAN, Fatma ŞAHİN, Erdem ALIÇ ve Ahmet KAYA	349
Experimental Investigation of PAR Device For Hydrogen Recombination In REKO-4 Facility <i>REKO-4 Test Düzenleğinde Hidrojen Rekombinasyonu İçin PAR Cihazının Deneysel İncelenmesi</i> Mahmut Cüneyt KAHRAMAN and Paul-Martin STEFFEN	359
Electrical and Thermal Conductivity and Phonon Contribution to the Thermal Conductivity in the Bi-In System <i>Bi-In Sisteminde Elektriksel ve Isıl İletkenlik ve Isıl İletkenliğe Foton Katkısı</i> Pınar ATA ESENER, Ümit BAYRAM, Esra ÖZTÜRK, Sezen AKSÖZ and Necmettin MARAŞLI	367

Amaç/Objective

Isı bilimi ve tekniğinin geliştirilmesini teşvik etmek, ısı bilimi ve tekniği alanında özgün, teorik, sayısal ve deneysel çalışmaların yayınlanmasına olanak sağlamak. To contribute to the improvement of thermal sciences and technology and publication of original, theoretical, numerical and experimental studies in thermal sciences and technology.

İçerik/Content

Isı bilimi ve tekniği alanındaki özgün ve derleme makaleler. Original and review articles in thermal sciences and technology.

Değerlendirme/Evaluation

Dergi hakemli bir dergi olup, her bir makale konusunda uzman en az iki hakem tarafından değerlendirilir. Each article published in this journal is evaluated by at least two referees.

Dergimiz Science Citation Index Expanded (SCIE), Engineering Index (EI), EBSCO ve Mühendislik ve Temel Bilimler Veri Tabanı (TÜBİTAK-ULAKBİM) tarafından taranmaktadır. Indexed by Science Citation Index Expanded (SCIE), Engineering Index (EI), EBSCO and Engineering and Natural Sciences Data Base (TÜBİTAK-ULAKBİM).

Değerli Okurlar,

Dergimizin 40. Cilt 2. Sayısından başlayarak yayınlanan makalelerimize DOI numarası verilmeye, yazarların ORCID numaraları da makalelere eklenmeye başlanmıştır.

Prof. Dr. Zafer Dursunkaya

Editör

Dear Readers,

Starting with the current issue of our Journal (Volume 40 Number 2) published papers are assigned a DOI number, in addition the ORCID's of the authors are also added to the manuscripts.

Prof. Dr. Zafer Dursunkaya

Editor



PREDICTION OF UNDERGROUND COAL GASIFICATION PERFORMANCE OF TURKISH LIGNITE RESERVES USING STOICHIOMETRIC EQUILIBRIUM MODEL

Engin Deniz CANBAZ* and Mesut GÜR**

*Istanbul Technical University, Department of Mechanical Engineering
34437 Beyoğlu, İstanbul, canbaze@itu.edu.tr, ORCID: 0000-0002-6287-8770

**Istanbul Technical University, Department of Mechanical Engineering
34437 Beyoğlu, İstanbul, mesutgur@itu.edu.tr, ORCID: 0000-0002-0407-0298

(Geliş Tarihi: 20.06.2019, Kabul Tarihi: 13.04.2020)

Abstract: Underground coal gasification (UCG) is a coal conversion process that enables the utilization of coal reserves in-situ, and it is an alternative technique to conventional mining methods. Previous experimental studies showed that UCG is a suitable method for the usage of low-rank coal or lignite reserves, which have the major part in the Turkish coal reserves. In this study, a thermochemical equilibrium model of UCG process is developed to predict syngas composition and to compare UCG-performance of the selected lignite reserves in Turkey. The lignite sites are chosen according to the described UCG site selection criteria. The equilibrium model consists of gasification reactions and water-gas shift reaction and it considers the effect of the drying process. The model is validated using the results of the lab-scale experimental UCG study. The predictions are made for both oxygen and steam-gasification processes. Results show that the lignite reserves which have high moisture content but low carbon content are suitable for hydrogen-rich syngas production and hydrogen production capabilities of all reserves can be enhanced significantly by the additional steam supply as the gasification agent.

Keywords: Underground Coal Gasification, Equilibrium Model, Lignite

TÜRK LİNYİTLERİNİN YERALTINDA KÖMÜR GAZLAŞTIRMA PERFORMANSLARININ STOKİOMETRİK DENGE MODELİ İLE BELİRLENMESİ

Özet: Yeraltında kömür gazlaştırma (YKG) işlemi, kömürlerin yeraltındayken işlenmesine olanak sağlayan ve bu yönüyle, geleneksel madencilik yöntemlerine alternatif oluşturan bir kömür işleme prosesidir. Son deneysel çalışmalar ile YKG işleminin, ülkemizde de yüksek miktarda bulunan, düşük kaliteli kömürlere uygulanması durumunda da etkili olduğu ortaya konmuştur. Bu çalışma kapsamında ise, YKG işlemi sonucu üretilen sentez gazın içeriğini tahmin edebilecek bir termodinamik denge modeli oluşturulmuş ve oluşturulan model düşük kalitedeki kömür rezervlerinden üretebilecek sentez gazının özelliklerinin tahmini için kullanılmıştır. Denge modeli, gazlaştırma reaksiyonlarının ve su-gazı dönüşümü reaksiyonunun etkisini dikkate almakta ve kömür kuruması sonucu ortaya çıkan su buharının yapay gaz üzerindeki etkisini belirleyebilmektedir. Oluşturulan denge modeli, literatürde yer alan laboratuvar ölçekli deneysel YKG çalışmasının sonuçları ile doğrulanmıştır. Daha sonrasında ülkemizdeki linyit rezervlerinden YKG işlemi için uygun olduğu belirlenen rezervler, modelde girdi olarak kullanılmış ve rezervler için elde edilen YKG performans çıktıları birbirleriyle karşılaştırılmıştır. Performans analizi için her rezervin oksijen ve buhar ile gazlaştırma çıktıları incelenmiştir. Değerlendirme sonucu yüksek nem ve düşük karbon içeriğine sahip linyitlerin yüksek hidrojen yüzdeli sentez gaz üretimine elverişli olduğu, gazlaştırma ajanı olarak buhar beslemesi yapılması halinde ise tüm rezervlerin hidrojen üretim kapasitelerinin artırılabilceği belirlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Yeraltında Kömür Gazlaştırma, Denge Modeli, Linyit

NOMENCLATURE

C_{coal}	Mole fraction of carbon in coal [-]	n_{agent}	Amount of gasification agent supplied to the system [mol]
C_{agent}	Mole fraction of carbon in gasification agent supplied [-]	n_{coal}	Amount of coal consumed by the system [mol]
H_{coal}	Mole fraction of hydrogen in coal [-]	n_i	Amount of each species in syngas [mol]
H_{agent}	Mole fraction of hydrogen in gasification agent supplied [-]	n_{total}	Total amount of the produced syngas [mol]
K	Equilibrium constant	O_{coal}	Mole fraction of oxygen in coal [-]
N_{coal}	Mole fraction of nitrogen in coal [-]	O_{agent}	Mole fraction of oxygen in gasification agent supplied [-]
N_{agent}	Mole fraction of nitrogen in gasification agent supplied [-]	p_i	Partial pressure of each compound in syngas [atm]
		p_{total}	Total pressure of the produced syngas [atm]
		R_a	Coal to agent (consumed) ratio [mol/mol]

R_c	Moisture to carbon ratio [kg/kg]
T	Equilibrium temperature [K]
y	Amount of change of species due to drying [mol]

INTRODUCTION

The last estimations state that Turkey has 17.480 billion tons of lignite reserves, which is the largest share amongst the domestic fossil fuel sources (MTA, 2020). Unfortunately, approximately 21% of the lignite reserves have calorific value above 10.5 MJ/kg. This situation makes them unfeasible to utilize in energy production compared to imported energy sources. The percentage of domestic coal in total energy consumption proves this point. In 2013, domestic coal production covered only 12.8% of the total energy consumption, while the imported sources covered 73.4% of the total energy consumption (TKİ, 2014). Moreover, the decrease in the number of coal reserves that are available for feasible open-pit operations and concerns about the negative effects of coal on the environment hinders the competitiveness of domestic lignite reserves. However, recent developments in clean coal technologies and, also, growing energy-security problem in the world draw attention on the domestic coal reserves and possible alternative exploitation methods.

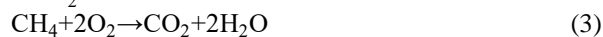
Underground coal gasification is one of the alternative coal technologies that can be an option to utilize the lignite reserves. Many experimental studies have shown the efficiency of the UCG process when it is applied to low-quality coals (Daggupati et al., 2010, Gür et al., 2017, Kapusta and Wiatowski, 2016, Stańczyk et al., 2011, Stańczyk et al., 2010). In the UCG process, the first phase is drilling injection and production wells into the coal seam that supply gasification agents and collect the syngas, respectively. Then, a connection needs to be established between those two wells to allow gas flow inside the seam. This connection is named as gasification channel, and that is the place where the chemical reactions and gas flow occur. In the UCG process, coal is converted into syngas in-situ via exothermic combustion and endothermic gasification reactions (Reactions 1-8). Reaction 4 is the water-gas shift reaction, and it is an essential reaction that balances H_2/CO ratio in syngas as the temperature and pressure changes during the process. Therefore, it is vital to have when modeling the gasification process. The produced syngas consists of CO , H_2 , CO_2 , CH_4 and other components and it can be utilized in electricity generation, liquid fuel production via Fischer-Tropsch synthesis, hydrogen production for fuel cells and in other chemical processes (Pei et al., 2016, Shafirovich & Varma, 2009, Shoko et al., 2006).

Syngas composition depends on many conditions such as gasification agent choice, coal properties, seam properties, gasifier design, etc. (Perkins, 2018a). For example, agent selection directly affects the process and syngas production properties. Air usage as the gasification agent decreases the calorific value of the produced syngas and temperature levels inside the combustion zone, but it

significantly lowers the operational costs compared to pure oxygen feed (Perkins et al., 2016, Swanson et al., 2010).

Homogeneous reactions:

Oxidation reactions:

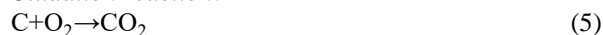


Water-gas shift reaction:

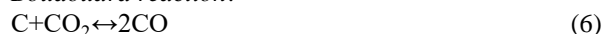


Heterogeneous reactions:

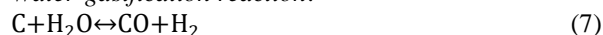
Oxidation reaction:



Boudouard reaction:



Water-gasification reaction:



Methanation reaction:



Coal properties also affect the syngas composition. In order to specify syngas production capabilities of specific coal depending on its properties, experimental and theoretical studies can be conducted. In lab-scale studies, ex-situ UCG reactors, where coal block sample and surrounding strata are placed, are used to simulate underground conditions and to test different gasification agent schemes that optimum process outputs can be achieved with (Fallahi et al., 2019, Gür et al., 2017). Additionally, highly valuable temperature measurements inside the reactor can be obtained during the ex-situ studies, which is not an easy process during an in-situ operation (Stańczyk et al., 2010).

Theoretical studies of UCG consist of mathematical models that include specific equations and relations representing the process. They can be divided into two groups: kinetic models and equilibrium models (Żogała, 2014a). The kinetic models use the kinetic reaction models, such as Arrhenius type equations, to predict mass conversion rates. The kinetic models of UCG are generally time-dependent and they are able to determine the gas properties in each phase of the process (Jowkar et al., 2018, Samdani et al., 2016, Żogała, 2014b). Integration of kinetic models with momentum, heat, and mass transport equations creates computational fluid dynamic (CFD) models which can calculate the spatial and temporal distribution of each component and the coal conversion at the same time (Perkins and Sahajwalla, 2007, Perkins and Sahajwalla, 2008, Sarraf Shirazi et al., 2013, Żogała and Janoszek, 2015).

Equilibrium models, on the other hand, relies on the thermochemical equilibrium principle. This type of mathematical model determines the equilibrium chemical composition of a specific amount of coal and gasification agent, which are considered as contained in an arbitrary control volume at the predetermined temperature and pressure. There are two different approaches to determine

the equilibrium point. The first one is the non-stoichiometric model that calculates the gas composition in the equilibrium state by minimizing the Gibbs free energy of the mixture (Altafini et al., 2003, Jarungthammachote and Dutta, 2008, Li et al., 2001). The second one is the stoichiometric model that uses equilibrium constants of the related chemical reactions to determine the composition while satisfying the mass conservation (Watkinson et al., 1991).

In this study, a two-stage stoichiometric equilibrium model, which contains gasification reactions (Reactions 6, 7, and 8) and water-gas shift reaction (Reaction 4), is used to evaluate the possible syngas composition of the chosen lignite sites in case of UCG application. The input parameters for the model are the elemental composition and moisture content of the selected lignite samples, the gasification agent composition, and the reaction equilibrium constants at the specific operation temperature. The selection of lignite sites has been made according to the selection criteria that are based on the suggestions made in the previous studies (Klimenko, 2009, Pana, 2009, Perkins, 2018a, 2018b, Shafirovich and Varma, 2009, Tunç, 2015). Eventually, nine different lignite sites have been chosen for the study. Pure oxygen, steam, and steam-oxygen mixture are supplied as the gasification agents. Results show that the moisture content of the coal directly increases the hydrogen content in the syngas when oxygen is supplied as the gasification agent. However, it does not affect the hydrogen content of the product gas when steam is supplied. Results also show that Edirköy lignite site has the greatest hydrogen production potential which is relevant to its higher moisture content and lower carbon content. Also, comparison of predicted consumption rate of coal and gasification agent indicates that UCG process can be conducted more efficiently in Edirköy and Eskihisar reserves.

THE EQUILIBRIUM MODEL

The developed equilibrium model consists of two stages as shown in Figure 1, and it is based on mass conservation and equilibrium constants of the reactions as mentioned earlier. Conservation of carbon (C), hydrogen (H), oxygen (O), nitrogen (N) elements are taken into account for mass conservation. The model assumes that all those elements contained in coal and in gasification agents must be in the product gas after conversion in the form of carbon dioxide (CO₂), carbon monoxide (CO), water (H₂O), methane (CH₄), hydrogen (H₂), and nitrogen (N₂) to satisfy the mass continuity. While satisfying the continuity, reaction equilibrium constants determine the composition of the product gas (syngas). Then, the equilibrium of water-gas

shift reaction, which directly affects the carbon monoxide and hydrogen ratio in the syngas as the temperature changes, determines the final composition with H₂O addition that comes from coal drying.

As explained in Figure 1, in the first stage, it is assumed that coal is stationed in an arbitrary control volume. Then, gasification agents are added to the volume. At the end of the process, it is assumed that all gasification agents and coal contents are converted into 1 mole of syngas. In other words, neither coal nor gasification agents remain in the control volume. Therefore, the total number of moles, n_{total} , is equal to 1. This assumption results in two new unknowns (n_{agent} , n_{coal}) besides the molar fractions of syngas components. The amount of the consumed coal (n_{coal}) and supplied gasification agent (n_{agent}) need to be known to construct the mass balance and to specify the syngas composition. With the help of the mass conservation equations and equilibrium relations of Reaction 6, 7, and 8, the syngas composition and the amount of consumed gasification agent and coal are calculated.

It is assumed that gasification occurs at the atmospheric pressure ($p_{total} = 1$ atm), and the end product is an ideal-gas mixture. Therefore, the molar fractions of the components in syngas can be expressed as the partial pressure values of each component. By applying a mass conservation law for the first gasification stage, it yields 8 equations (Equations 9-16) and 8 unknowns (p_{CO_2} , p_{CO} , p_{CH_4} , p_{H_2O} , p_{H_2} , p_{N_2} , n_{agent} , n_{coal}). The equilibrium constants of the gasification reactions are calculated using the temperature-dependent relations given below (Cempa-Balewicz et al., 2013) (Equation 17, 18, and 19).

$$(n_{agent}C_{agent} + n_{coal}C_{coal})/n_{total} = (p_{CO_2} + p_{CO} + p_{CH_4})/p_{total} \quad (9)$$

$$(n_{agent}H_{agent} + n_{coal}H_{coal})/n_{total} = (2p_{H_2O} + 2p_{H_2} + 4p_{CH_4})/p_{total} \quad (10)$$

$$(n_{agent}O_{agent} + n_{coal}O_{coal})/n_{total} = (2p_{CO_2} + p_{CO} + p_{H_2O})/p_{total} \quad (11)$$

$$(n_{agent}N_{agent} + n_{coal}N_{coal})/n_{total} = 2p_{N_2}/p_{total} \quad (12)$$

$$K_{r6} = \frac{p_{CO}^2}{p_{CO_2}} \quad (13)$$

$$K_{r7} = \frac{p_{CO}p_{H_2}}{p_{H_2O}} \quad (14)$$

$$K_{r8} = \frac{p_{CH_4}}{p_{H_2}^2} \quad (15)$$

$$p_{CO_2} + p_{CO} + p_{H_2O} + p_{CH_4} + p_{H_2} + p_{N_2} = 1 \quad (16)$$

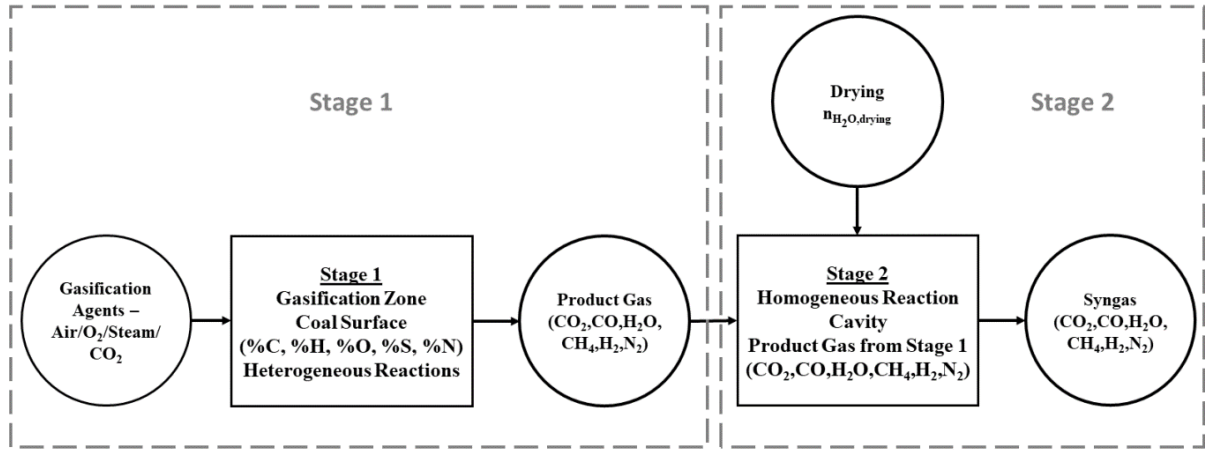


Figure 1. Flow scheme of the two-stage UCG equilibrium model.

$$\log K_{r6} = 3.2673 - 8820.7T^{-1} - 1.2087 \times 10^{-3}T + 0.1537 \times 10^{-6}T^2 + 2.2954 \log T \quad (17)$$

$$\log K_{r7} = 0.8255 \times 10^{-6}T^2 + 14.5158 \log T - 4825.986T^{-1} - 5.6711 \times 10^{-3}T - 33.4578 \quad (18)$$

$$\log K_{r8} = 4662.8T^{-1} - 2.0959 \times 10^{-3}T + 0.3863 \times 10^{-6}T^2 + 3.0343 \log T - 13.0636 \quad (19)$$

In the second gasification stage of the equilibrium model, the effect of the additional moisture content on the syngas composition is calculated using the equilibrium relation of the water-gas shift reaction. This stage intends to determine the change of syngas composition as the product gas advances in the gasification channel and interacts with the unaltered coal, which has higher moisture content.

$$n = n_{CO_2} + n_{CO} + n_{CH_4} + n_{H_2} + n_{H_2O} + n_{H_2O,drying} + n_{N_2} \quad (20)$$

$$K_{r4} = \frac{(n_{CO_2} + \gamma)(n_{H_2} + \gamma)}{(n_{CO} - \gamma)(n_{H_2O} + n_{H_2O,drying} - \gamma)} \quad (21)$$

$$\log K_{r4} = 3994.7T^{-1} - 4.4624 \times 10^{-3}T + 0.6718 \times 10^{-6}T^2 + 12.2203 \log T - 36.7251 \quad (22)$$

Equation 20 calculates the total number of moles of change after water vapor addition that comes from drying of the unaltered coal. At the end of the first stage, there was 1 mole of product gas, as previously mentioned. Additional water vapor changes the total number of moles in the product and shifts the equilibrium. The final composition is determined by Equation 21, which specifies the equilibrium point for water-gas shift reaction at 1 atm. The equilibrium constant is calculated from Equation 22 (Cempa-Balewicz et al., 2013). Other details about the model and calculation procedure are given here (Cempa-Balewicz et al., 2013; Gür et al., 2018).

VALIDATION STUDY

For the validation study, the results of experimental UCG study conducted with Malkara/Pirinççeşme lignite are used. That experiment was conducted in an ex-situ UCG experimental setup built in Mechanical Engineering Faculty of Istanbul Technical University. Details about

the experiment and the setup were given in here (Gür et al., 2017).

Before the experiment, coal blocks, that were extracted from the mining site in Pirinççeşme, stayed in the UCG laboratory in open to atmospheric conditions. This situation led to loss of humidity and partially drying of the samples. Therefore, dry in air analysis results of Pirinççeşme is used as the inputs in the equilibrium model. Proximate and ultimate analysis results of Pirinççeşme lignite are listed in Table 1.

Table 1. Analysis results of Pirinççeşme lignite sample.

	Tekirdağ/Malkara Pirinççeşme	Dry in Air (wt. %)
Proximate Analysis	Moisture	15.27
	Ash	20.33
	Volatiles	32.55
	Fixed Carbon	31.86
Ultimate Analysis	C	48.32
	H	3.38
	O	6.91
	N	1.22
	S	4.58

For the comparison, the syngas composition results from the oxygen-gasification experiment are averaged. Then, syngas composition obtained from the equilibrium model is compared, and similar results are observed at 600 °C. That temperature level seems to be attainable since the temperature measurements from the reference study shows the highest temperature of 1000 °C during the process, which can be considered as the temperature level inside the combustion zone. The gasification zone follows the combustion zone, and temperature level drops toward the unreacted parts of the coal. The results are given in Table 2. CO₂, CO, and H₂ percentage predictions are in good agreement with the experimental data but the model poorly estimates CH₄ percentage. But this situation is ignored because of the low percentage of methane in the product gas.

Table 2. Comparison of experimental and theoretical results that validates the equilibrium model.

Gasification Agent Equilibrium Temperature Results	Oxygen	
	600 °C	
	Experimental (Gür et al., 2017)	Equilibrium Model
CO%	21.0	21.4
H ₂ %	23.9	26.5
CH ₄ %	5.8	1.2
CO ₂ %	49.1	50.7

THE SELECTION CRITERIA

Underground coal gasification is a transient thermo-chemical process. It depends on many parameters such as coal properties, depth of the coal to be gasified, geological properties and presence of aquifers around the coal seam, supply rate of gasification agents, dimensions of the gasification channel, etc. Early UCG trials have shown the need to choose the correct UCG site for efficient operation, as well as the selection of the appropriate coal for the process (Sarhosis et al., 2017).

The specific conditions of the coal and its reservoir condition must be considered to choose an appropriate UCG site. First of all, the rank of coal is an important aspect. High-rank coals are not suitable for the UCG process due to low reactivity and sudden termination of

the process because of agglomeration that occurs at high temperatures. Coals with high volatile matter tend to have higher reactivity. Moisture content is also essential to have a high hydrogen production rate. Another important aspect is the thickness of the coal seam. The thickness of the coal seam should be in between 2 m and 15 m (Shafirovich and Varma, 2009). The permeability of the coal is the key factor when establishing the connection between injection and the production wells. High-permeability makes the connection between the wells easier. On the other hand, high-permeability leads to gas losses and contaminant leakage from the reactor to the surrounding strata and the surface. Coals surrounded by water-saturated rocks that have low-permeability should be chosen to avoid losses (Sarhosis et al., 2017).

In case of transportation, the UCG site needs to be accessible for the equipment transfer and the installations. Usually, the produced gas is utilized near the production site to decrease the costs. Therefore, surface conditions must be appropriate to build the syngas utilization facilities.

In light of the factors mentioned above, nine lignite reserves were selected in Turkey. Their proximate and ultimate analysis results are given in Table 3. The other details on the selection of the reserves are explained here (Tunç, 2015).

Table 3. Proximate and ultimate analysis results of the selected lignite sites.

Ref.	Location	Proximate Analysis (wt. %)				Ultimate Analysis (wt. %)				
		Moisture	Ash	Volatiles	Fixed Carbon	C	H	O	N	S
Gür et al., 2016	Pirinççeşme-Malkara Tekirdağ	25.17	17.95	28.47	28.14	42.66	2.99	6.10	1.08	4.05
	Çobanköy-Seyitömer Kütahya	40.81	8.77	25.48	24.94	34.05	2.49	10.33	1.21	2.34
	Ömerler-Tunçbilek Kütahya	14.96	26.92	26.58	31.54	41.21	2.82	10.17	1.42	2.50
Tuncalı et al., 2002	Eskihisar-Yatağan Muğla	39.04	14.21	27.32	19.43	30.55	2.42	11.57	1.16	1.05
	Himmetoğlu-Göynük Bolu	30.86	11.72	28.45	28.97	34.24	3.15	18.47	0.96	0.60
	Harmanalan-Keles Bursa	37.94	19.84	22.92	19.30	28.61	2.35	9.67	0.32	1.27
	Edirköy-Saray Tekirdağ	43.59	13.91	23.11	19.39	26.45	2.34	9.01	0.42	4.28
	Eynez-Soma Manisa	13.56	13.43	32.86	40.15	51.60	3.89	15.51	1.48	0.53
	Işıklar-Soma Manisa	11.17	24.32	33.06	31.45	44.03	3.53	16.16	0.47	0.32

RESULTS & DISCUSSION

Using the developed stoichiometric equilibrium model, the pure oxygen supply for the reserves is discussed as the first case. Figure 2 presents the syngas compositions calculated for each reserve by the model. These results were obtained at 600 °C, which was the validation temperature of the model, as explained earlier in the validation study section. Edirköy stands out as it had the highest hydrogen content with a value of 49.18%. High moisture content (Table 3) of Edirköy reserve led to relatively high hydrogen production. High hydrogen percentage in syngas was also seen in the results of Eskihişar and Harmanalan reserves. The hydrogen percentages of the Eskihişar and Harmanalan lignites were calculated as 45.43% and 44.73%, respectively. It was an expected result as they also have relatively high moisture content. Although Çobanköy lignite reserve has a high moisture content, its higher carbon content than the reserves mentioned above makes the hydrogen percentage in the produced syngas lower and carbon dioxide percentage higher.

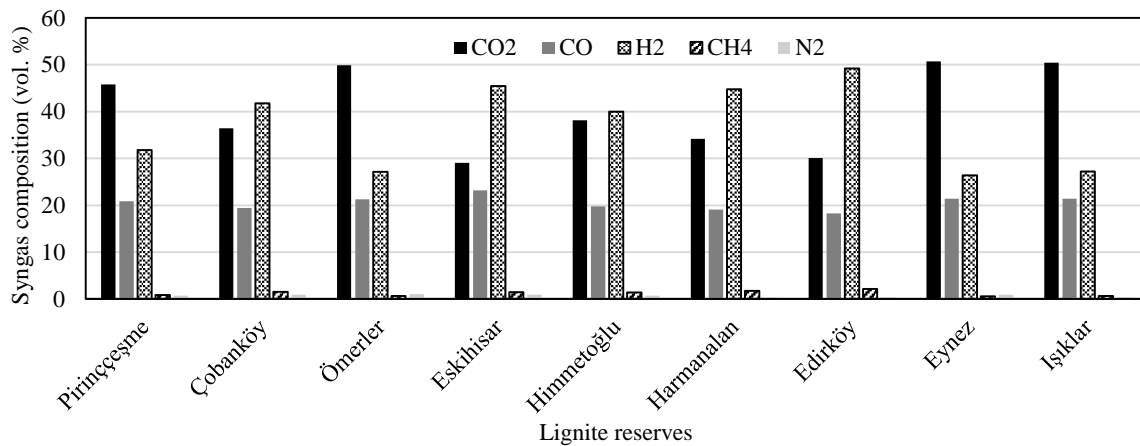


Figure 2. Resulted syngas compositions from the selected lignite reserves in case of oxygen supply.

Even though the higher moisture ratio led to an increase in the hydrogen production in the simulation, it is hard to expect hydrogen-rich syngas production from these reserves in reality. High moisture ratio decreases the reactivity of coal, and it delays the ignition of coal and the process development by weakening the heat accumulation and forming a film on the coal surface that inhibits O₂ transfer and reactions (Xuyao et al., 2011).

The predicted CO ratio in syngas was almost the same for all reserves, around 20%, but Eskihişar lignite reserve had the highest percentage with 23.17%. In case of CO₂ production, the reserves with higher carbon content, such as Ömerler, Eynez, and Işıklar, resulted in carbon dioxide of 50%.

For the oxygen supply case, a new variable, R_a , was defined to show how efficient the supplied gasification agent was used. R_a is the ratio of consumed coal to consumed gasification agents which were determined by the equilibrium model. Since the consumed amount of

coal is hard to determine in the UCG process, defining a ratio that can give a prediction about the coal consumption based on the supplied amount of gasification agent is highly valuable. The relation for the new variable is given below.

$$R_a = n_{coal}/n_{agent} \quad (23)$$

Here, n_{coal} is the amount of coal consumed in the process to produce 1 mole of syngas, and it is an unknown which was calculated by the equilibrium model. n_{agent} is the amount of gasification agent consumed in the process and it is another unknown that was calculated by the model. The ratio of these two variables gives valuable information about the effective use of the gasification agent. With the help of the ratio, R_a , coal consumption rate can be estimated based on the gasification agent supply rate.

In Figure 3, the resulted R_a values are given for all lignite reserves. Edirköy reserve is showing apparent difference indicating much more coal can be converted into syngas by the same amount of oxygen supply.

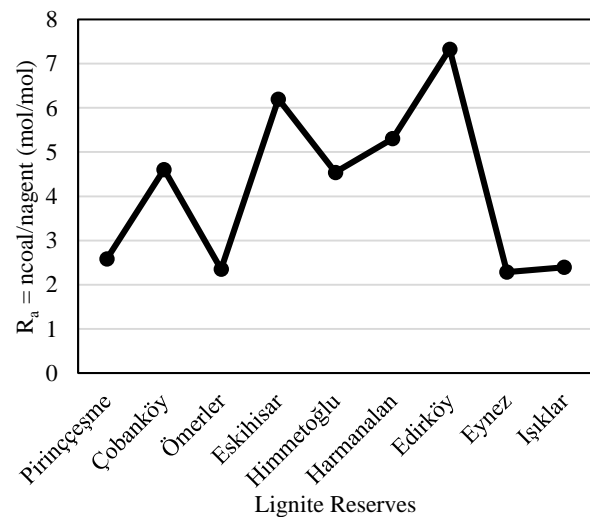


Figure 3. R_a ratios of all reserves in case of oxygen supply showing the effectiveness of the oxygen supply.

In Figure 4, moisture content of reserves, as stated in proximate analysis results in Table 3, were divided by carbon content, which was given in the ultimate analysis results, to get a better explanation of the effects of moisture and carbon content on hydrogen production. This new ratio was named as R_c , and its trend of change over the reserves, which is given in Figure 4, resembles the trend of the consumed coal to agent ratio, R_a . This resemblance indicates that higher moisture and lower carbon content resulted in higher hydrogen yield.

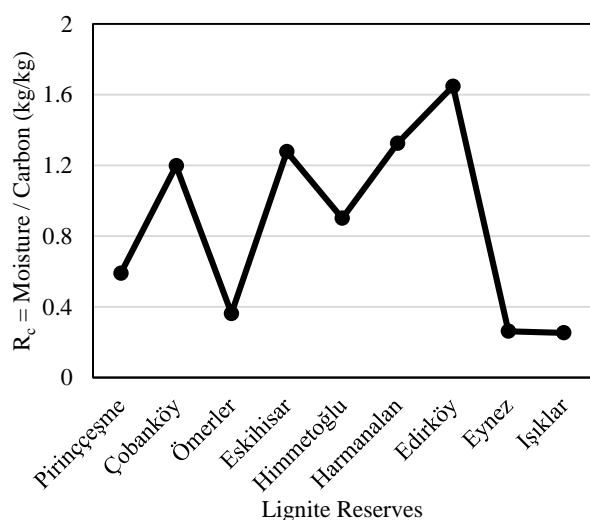


Figure 4. Moisture to carbon ratio of the reserves.

Also, the produced syngas to the consumed gasification agent ratio was higher for Edirköy and Eskihisar reserves, meaning much more syngas can be produced per consumed gasification agent. In Figure 5, the syngas to gasification agent ratio and syngas calorific value in case of oxygen supply is presented for all reserves.

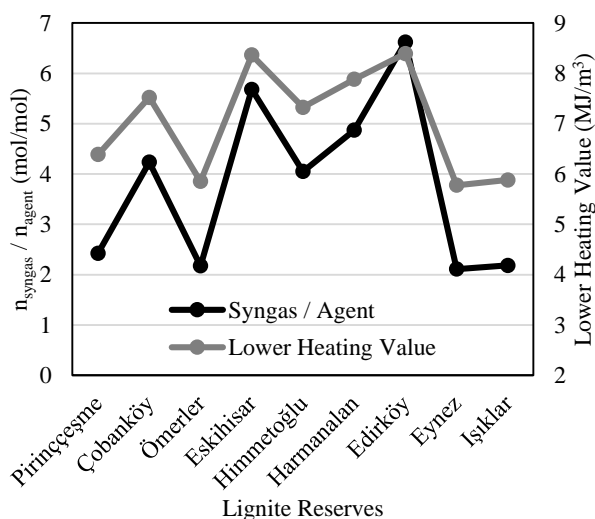


Figure 5. Produced syngas amount with respect to consumed gasification agent and lower heating value of syngas in case of oxygen supply.

Results show that 6.6 mol of syngas with a heating value of 8.4 MJ/m³ can be produced per 1 mol of gasification agent used in Edirköy reserve. High H₂ yield capability of Edirköy and Eskihisar reserves was presented in Figure 2. In addition to that, syngas production with a greater rate and less coal consumption means a more efficient UCG process for those reserves.

In case of pure steam supply, results in Figure 6 show that coal content is not crucial for the syngas composition. Hydrogen content for all reserves was around 50% for all reserves, and other contents in syngas didn't show any significant difference from each other. Steam supply is an effective technique to produce hydrogen from coal, but it is not a thermally sustainable process due to the endothermic nature of the gasification reactions. However, results obtained from the equilibrium model showed that, with the steam supply, syngas with high hydrogen content could be produced from the reserves. Equilibrium temperature was again 600 °C for the steam supply case. Several studies show that this temperature level is achievable if oxygen (or air) is supplied prior to the steam supply (Gür and Canbaz, 2020, Hongtao et al., 2011, Stańczyk et al., 2010). Oxygen supply before the steam supply creates the thermal energy needed for the gasification reactions with the help of combustion reactions, and that energy allows high hydrogen production from the water-gasification reaction.

Figure 7 shows the resulted syngas content when the steam-oxygen mixture was supplied as the gasification agent. Here, the properties of both pure-oxygen supply and pure-steam supply are observable. Edirköy reserve still had the highest hydrogen content, but all other reserves had the hydrogen content around 50%. However, carbon monoxide percentages were lower compared to the oxygen supply case. Steam-oxygen mixture ratio was 2.5:1 in this case. The supply of steam-oxygen mixture is a promising technique to produce hydrogen-rich syngas. Still, continuation of the process can be a problem when this technique is applied in-situ. Oxygen content should be enough for the continuation of the UCG process. Yang et al. showed that the continuation of the UCG process during the steam-oxygen supply is possible with a certain ratio (Yang et al., 2009). Yet, the continuation of the process is dependent on the coal properties and each lignite reserve would respond differently to a specific steam-oxygen ratio. Starting with the oxygen supply then switching to steam-oxygen mixture can be a reliable procedure for a long-term process without interruptions.

In Figure 8, lower heating values for calculated syngas compositions of each reserve are presented. Lower heating value changed according to the supply scheme for each reserve. Edirköy's results almost didn't vary as the gasification agent changes. However, lower heating values of the reserves with higher carbon content increased with the presence of steam in the gasification agent.

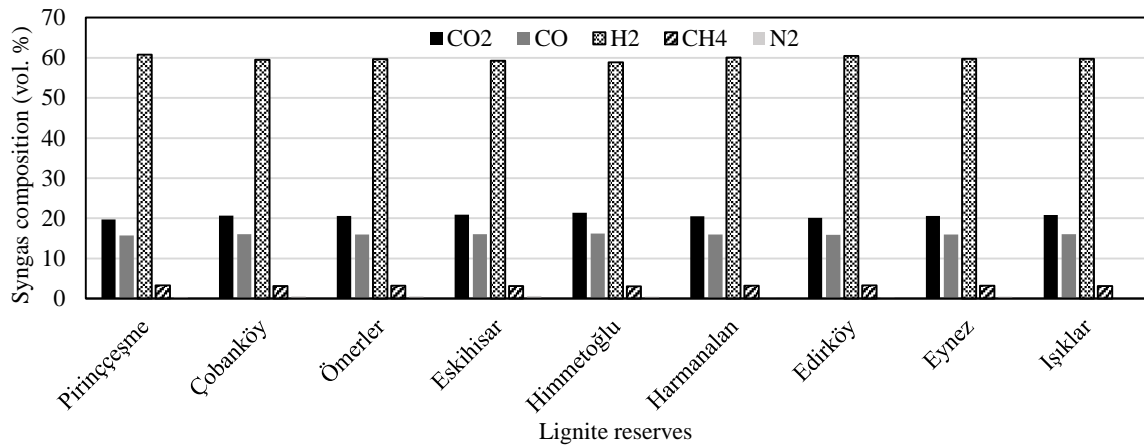


Figure 6. Resulted syngas compositions from the selected lignite reserves in case of steam supply.

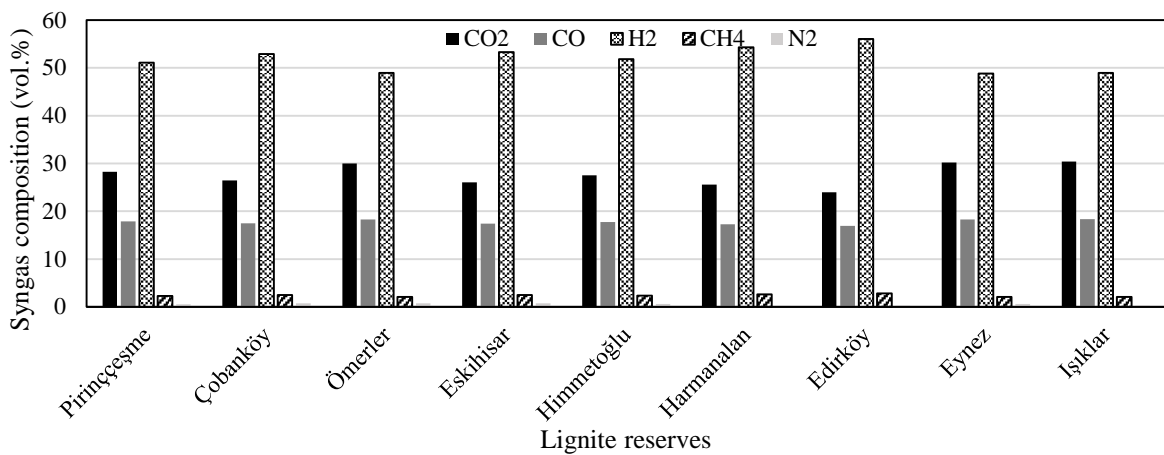


Figure 7. Resulted syngas compositions from the selected lignite reserves in case of steam-oxygen mixture supply.

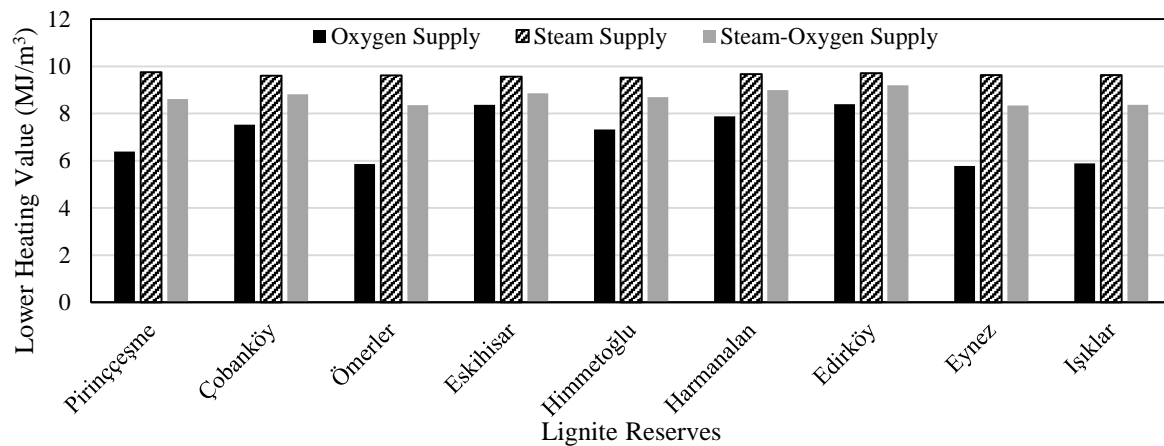


Figure 8. Calculated lower heating values for calculated syngas compositions.

CONCLUSION

The UCG equilibrium model was used to predict the produced syngas compositions from the Turkish lignite reserves that were selected for a possible UCG application. Oxygen, steam, and steam-oxygen mixture were considered as the supplied gasification agents and used as input in the model. Results showed that:

- In case of oxygen supply, moisture content of the coal became crucial to produce hydrogen-rich syngas.

- Edirköy lignite reserve showed the greatest hydrogen production capability for oxygen-gasification.
- Edirköy had also the highest coal to agent ratio (R_a) indicating much more coal can be converted with the same amount of oxygen.
- Change of R_a value was directly related to the moisture to carbon ratio of the coal sample.
- In case of oxygen supply, carbon dioxide percentage changed according to carbon content of the lignite reserves, but carbon monoxide percentage didn't vary and stayed on the same level for all reserves.

- When steam was supplied as the gasification agent, results showed that the coal content didn't affect the syngas composition.
- Steam-gasification is not a thermodynamically favorable process due to the endothermic nature of the water-gasification reaction. Therefore, the steam-oxygen mixture supply can be considered as the oxygen presence can make the continuation of gasification process possible.
- Results of steam-oxygen mixture supply showed that improvement in carbon monoxide and hydrogen content in syngas could be achieved for all reserves with the steam addition into the gasification agent. Enhancement in lower heating values, especially for the reserves with higher carbon content, also showed the positive effect of the steam addition.
- The equilibrium model explained here provides valuable primary estimations for the syngas production properties of Turkish lignites.

As the future study, by implementing the first law analysis of thermodynamics into the model, questions related to thermal stability and sustainability of the gasification process and effects of the moisture content on the UCG process can be answered.

REFERENCES

- Altafini, C. R., Wander, P. R., and Barreto, R. M., 2003, Prediction of the working parameters of a wood waste gasifier through an equilibrium model. *Energy Conversion and Management*, 44(17), 2763–2777
- Cempa-Balewicz, M., Jacek Łączny, M., Smoliński, A., and Iwaszenko, S., 2013, Equilibrium Model of Steam Gasification of Coal. *Journal of Sustainable Mining*, 12(2), 21–28
- Daggupati, S., Mandapati, R. N., Mahajani, S. M., Ganesh, A., Mathur, D. K., Sharma, R. K., and Aghalayam, P., 2010, Laboratory studies on combustion cavity growth in lignite coal blocks in the context of underground coal gasification, *Energy*, 35(6), 2374–2386
- Fallahi, Y., Aydın, A. A., Gür, M., and Okutan, H., 2019, Investigation of the pollution risk of residues from a laboratory-scale underground coal gasification of Malkara (Turkey) lignite, *International Journal of Environmental Science and Technology*, 16(2), 1093–1102
- Gür, M., Eskin, N., Okutan, H., Arısoy, A., Böke, E., Altıntaş, Ü., ... Yıldırım, O., 2016, *Experimental and computational studies on underground gasification of Turkish lignite*, In 33rd Annual International Pittsburgh Coal Conference: Coal - Energy, Environment and Sustainable Development, PCC 2016 (Vol. 2016-August).
- Gür, M., Eskin, N., Okutan, H., Arısoy, A., Böke, E., Altıntaş, Ü., ... Yıldırım, O., 2017, Experimental results of underground coal gasification of Turkish lignite in an ex-situ reactor, *Fuel*, 203, 997–1006
- Gür, Mesut, and Canbaz, E. D., 2020, Analysis of syngas production and reaction zones in hydrogen oriented underground coal gasification, *Fuel*, 269, 117331
- Gür, Mesut, Eskin, N., Büyüksirin, O., and Canbaz, E. D., 2018, Kimyasal Denge Modeliyle Yeraltında Kömür Gazlaştırılmasının İncelenmesi, *IV. Uluslararası Katılımlı Anadolu Enerji Sempozyumu*, Edirne
- Hongtao, L., Feng, C., Xia, P., Kai, Y., and Shuqin, L., 2011, Method of oxygen-enriched two-stage underground coal gasification, *Mining Science and Technology (China)*, 21(2), 191–196
- Jarunthammachote, S., and Dutta, A., 2008, Equilibrium modeling of gasification: Gibbs free energy minimization approach and its application to spouted bed and spout-fluid bed gasifiers. *Energy Conversion and Management*, 49(6), 1345–1356
- Jowkar, A., Sereshki, F., and Najafi, M., 2018, A new model for evaluation of cavity shape and volume during Underground Coal Gasification process, *Energy*, 148, 756–765
- Kapusta, K., Wiatowski, M., and Stańczyk, K., 2016, An experimental ex-situ study of the suitability of a high moisture ortho-lignite for underground coal gasification (UCG) process, *Fuel*, 179, 150–155
- Klimenko, A., and Y., A., 2009, Early Ideas in Underground Coal Gasification and Their Evolution. *Energies*, 2(2), 456–476
- Li, X., Grace, J. R., Watkinson, A. P., Lim, C. J., and Ergüdenler, A., 2001, Equilibrium modeling of gasification: A free energy minimization approach and its application to a circulating fluidized bed coal gasifier. *Fuel*, 80(2), 195–207
- Pana, C., 2009, *Review of Underground Coal Gasification with Reference to Alberta's Potential. ERCB/AGS Open File Report 2009-10*, Energy Resources Conservation Board Alberta Geological Survey, Canada
- Pei, P., Korom, S. F., Ling, K., and Nasah, J., 2016, Cost comparison of syngas production from natural gas conversion and underground coal gasification, *Mitigation and Adaptation Strategies for Global Change*, 21(4), 629–643
- Perkins, G., and Sahajwalla, V., 2007, Modelling of Heat and Mass Transport Phenomena and Chemical Reaction in Underground Coal Gasification, *Chemical Engineering Research and Design*, 85(3), 329–343

- Perkins, G., and Sahajwalla, V., 2008, Steady-State Model for Estimating Gas Production from Underground Coal Gasification. *Energy & Fuels*, 22(6), 3902–3914
- Perkins, G., 2018a, Underground coal gasification – Part I: Field demonstrations and process performance, *Progress in Energy and Combustion Science*, Elsevier Ltd
- Perkins, Greg., 2018b, Underground coal gasification – Part II: Fundamental phenomena and modeling, *Progress in Energy and Combustion Science*, 67, 234–274
- Perkins, G., du Toit, E., Cochrane, G., and Bollaert, G., 2016, Overview of underground coal gasification operations at Chinchilla, Australia. *Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization and Environmental Effects*, 38(24), 3639–3646
- Samdani, G., Aghalayam, P., Ganesh, A., Sapru, R. K., Lohar, B. L., and Mahajani, S., 2016, A process model for underground coal gasification - Part-I: Cavity growth, *Fuel*, 181, 690–703
- Sarhosis, V., Lavis, S., Mostade, M., and Thomas, H. R., 2017, Towards commercialising underground coal gasification in the EU, *Environmental Geotechnics*, 4(2), 113–122
- Sarraf Shirazi, A., Karimipour, S., and Gupta, R., 2013, Numerical simulation and evaluation of cavity growth in situ coal gasification, *Industrial and Engineering Chemistry Research*, 52(33), 11712–11722
- Shafirovich, E., and Varma, A., 2009, Underground coal gasification: A brief review of current status, *Industrial and Engineering Chemistry Research*, 48(17), 7865–7875
- Shoko, E., McLellan, B., Dicks, A. L., and da Costa, J. C. D., 2006, Hydrogen from coal: Production and utilisation technologies, *International Journal of Coal Geology*, 65(3–4), 213–222
- Stańczyk, K., Howaniec, N., Smoliński, A., Świdrowski, J., Kapusta, K., Wiatowski, M., ... Rogut, J., 2011, Gasification of lignite and hard coal with air and oxygen enriched air in a pilot scale ex situ reactor for underground gasification, *Fuel*, 90(5), 1953–1962
- Stańczyk, Krzysztof, Smoliński, A., Kapusta, K., Wiatowski, M., Świdrowski, J., Kotyrba, A., and Rogut, J., 2010, Dynamic experimental simulation of hydrogen oriented underground gasification of lignite, *Fuel*, 89(11), 3307–3314
- Swanson, R. M., Platon, A., Satrio, J. A., and Brown, R. C., 2010, Techno-economic analysis of biomass-to-liquids production based on gasification. *Fuel*, 89(1), 11–19
- Tuncalı, E., Çiftçi, B., Yavuz, N., Toprak, S., Köker, A., Gencer, Z., ... Şahin, N., 2002, *Türkiye Tersiyer Kömürlerinin Kimyasal ve Teknolojik Özellikleri*, Maden Tetkik ve Arama Genel Müdürlüğü (MTA), Ankara, Turkey
- Tunç, İ., 2015, *Yarı Pilot Ölçek Yer Altı Kömür Gazlaştırma Deney Düzeneginde Malkara Pirinççeşme Kömür Sahasına Ait Blok Kömür Örneklerinin Gazlaştırılması*, M.Sc. Thesis, Istanbul Technical University, Istanbul, Turkey
- Turkish Coal Enterprises (TKİ), 2014. *2015-2019 Stratejik Plan*, Ankara.
- Watkinson, A. P., Lucas, J. P., and Lim, C. J., 1991, A prediction of performance of commercial coal gasifiers. *Fuel*, 70(4), 519–527
- Xuyao, Q., Wang, D., Milke, J. A., and Zhong, X., 2011, Crossing point temperature of coal, *Mining Science and Technology*, 21(2), 255–260
- Yang, L. H., Zhang, X., and Liu, S., 2009, Underground coal gasification using oxygen and steam, *Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization and Environmental Effects*, 31(20), 1883–1892
- Żogała, A., 2014a, Critical Analysis of Underground Coal Gasification Models. Part I: Equilibrium Models – Literary Studies. *Journal of Sustainable Mining*, 13(1), 22–28
- Żogała, A., 2014b, Critical Analysis of Underground Coal Gasification Models. Part II: Kinetic and Computational Fluid Dynamics Models, *Journal of Sustainable Mining*, 13(1), 29–37.
- Żogała, A., and Janoszek, T., 2015, CFD simulations of influence of steam in gasification agent on parameters of UCG process. *Journal of Sustainable Mining*, 14(1), 2–11
- Internet, 2020, General Directorate of Mineral Research and Exploration (MTA), *Kömür Arama Araştırmaları*, <http://www.mta.gov.tr/v3.0/arastirmalar/komur-arama-arastirmalari>



Prof. Dr. Mesut GÜR is currently a Professor of Mechanical Engineering at the Istanbul Technical University (ITU), which he joined in 2011. He received his first B.E. in Mechanical Engineering in 1977 from SDMMA (Sakarya University, Turkey) and his second B.E. in Process Engineering from the Hamburg Technical University. He graduated from the Hamburg-Harburg Technical University (Germany) Process Engineering program with a M.Sc. in 1986 and received his Ph.D. degree in 1992 in Mechanical Engineering from Clausthal Technical University (Germany). After working several years in the industry and simultaneously teaching at the Istanbul University, he joined the Sakarya University Mechanical Engineering Department as an Associate Professor. He became a full professor in the same department in 1999 and was appointed as the vice president of the Sakarya University in the same year. During his sabbatical leave (2004-2005) he worked as a visiting faculty/researcher in the Department of Mechanical Engineering and Material Science at the University of Pittsburgh (USA), focusing on super conducting materials. Prof. Mesut Gür's current research areas are coal and biomass gasification and combustion. He is specialized in the field of high temperature ventilators, pumps, cyclone heat exchangers, flow and heat transfer in microchannels, drying and combustion in fluidized bed applications. He has worked as the project manager and researcher in numerous international projects in Germany and USA. He has over 120 publications, including SCI indexed journal papers, conference proceedings, books and book chapters.



Engin Deniz CANBAZ, M. Sc., received his B.Sc. and M.Sc. degree in mechanical engineering from Istanbul Technical University in 2016 and 2018, respectively. In his master's thesis, he studied mathematical modeling of underground coal gasification. Currently, he is a Ph.D. student at Istanbul Technical University and continuing his study on underground coal gasification.



TURBULENT NATURAL CONVECTION AND RADIATION HEAT TRANSFER IN SQUARE ISOTROPIC SCATTERING MEDIUM

Mesut TEKKALMAZ

Eskisehir Osmangazi University, Department of Mechanical Engineering, Bati-Meselik, Eskisehir/TURKEY,
tmesut@ogu.edu.tr, ORCID: 0000-0003-3781-0384

(Geliş Tarihi: 28.01.2019, Kabul Tarihi: 16.04.2020)

Abstract: The influence of turbulent natural convection and thermal radiation in a differentially heated square enclosure is numerically investigated. The enclosure is heated from the right wall and cooled from the left wall. The other walls are assumed to be adiabatic. The Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) formulation was employed for analyzing turbulent flows together with a Realizable $k-\epsilon$ model. In addition, the discrete ordinates method (DOM) was used to solve the radiative transfer equation (RTE). Influence of Rayleigh number (Ra), optical thickness (τ), Planck number (Pl), scattering albedo (ω) and wall emissivity (ϵ_w) parameters were studied numerically on square enclosure for the flow and temperature distribution. It is interesting to note that a detailed parametric study focusing on characterizing parameters in turbulent natural convection and radiation was rarely dealt with in details. Solutions were obtained for a range of Rayleigh numbers varying from 10^9 to 10^{12} . It was found that the radiation heat transfer alters the characteristics of flow fields in the enclosure. Increasing the optical thickness results in a decrease in combined heat transfer for a fixed Rayleigh number and the maximum of heat transfer occurred for low optical thickness with radiation presence. $\overline{Nu}_t = 87.796$ and 82.351 is obtained for $\tau=0.2$ and 5 , respectively ($Ra=10^{10}$, $Pl=0.02$ and $\omega=0$). The heat transfer increases with decreasing Planck number, and decreases with the increasing scattering albedo. $\overline{Nu}_t = 445.837$ and 68.100 is obtained for $Pl=0.001$ and 10 , respectively ($Ra=10^{10}$, $\tau=1$ and $\omega=0$). When the active walls are black and the insulated walls are reflected, $\overline{Nu}_t = 85.507$ is obtained for $Ra=10^{10}$, $Pl=0.02$, $\tau=1$ and $\omega=0$.

Keywords: Turbulent natural convection, RANS, thermal radiation, isotropic scattering medium, square enclosure.

İZOTROPİK SAÇILMA ORTAMLII KARE GEOMETRİ İÇİNDE TÜRBÜLANSLI DOĞAL TAŞINIM VE İŞINIM ISI TRANSFERİ

Özet: Farklı ısıtılmış kapalı kare bir geometri içindeki türbülanslı doğal taşınım ve ısı ışınımının etkisi sayısal olarak incelenmiştir. Kapalı kutu sağ duvardan ısıtılır ve sol duvardan soğutulur. Diğer duvarların adyabatik olduğu varsayılmaktadır. Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) formülasyonu, Realizable $k-\epsilon$ modeli ile birlikte türbülanslı akışları analiz etmek için kullanılmıştır. Ayrıca, ışınım transfer denklemini (RTE) çözmek için kesikli ordinatlar metodu (DOM) kullanılmıştır. Rayleigh sayısı (Ra), optik kalınlık (τ), Planck sayısı (Pl), saçılma albedosu (ω) ve duvar yayma oranı (ϵ_w) parametrelerinin etkisi, akış ve sıcaklık dağılımı kapalı kare geometri içinde sayısal olarak çalışılmıştır. Türbülanslı doğal taşınım ve ışınımında parametrelerin karakterize edilmesine odaklanan detaylı bir parametrik çalışmanın nadiren ayrıntılı olarak ele alındığını belirtmek ilginçtir. Çözümler 10^9 ila 10^{12} arasında değişen Rayleigh sayısı için elde edilmiştir. Işınım ısı transferinin geometri içinde akış alanlarının özelliklerini değiştirdiği bulunmuştur. Optik kalınlığın artırılması, sabit bir Rayleigh sayısı için birleşik ısı transferinde bir azalmaya neden olurken ve ışınım ile birlikte düşük optik kalınlıkta maksimum ısı transferi elde edilmiştir. $\tau=0.2$ ve 5 için sırasıyla $\overline{Nu}_t = 87.796$ ve 82.351 elde edilmiştir ($Ra=10^{10}$, $Pl=0.02$ ve $\omega=0$). Isı transferi azalan Planck sayısı ile artar ve artan saçılma albedo ile azalır. $Pl=0.001$ ve 10 için sırasıyla $\overline{Nu}_t = 445.837$ ve 68.100 bulunmuştur ($Ra=10^{10}$, $\tau=1$ ve $\omega=0$). Aktif duvarlar siyah, yalıtılmış duvarlar yansıtıcı olduğunda, $Ra=10^{10}$, $Pl=0.02$, $\tau=1$ ve $\omega=0$ için $\overline{Nu}_t = 85.507$ elde edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Türbülanslı doğal taşınım, RANS, Isıl ışınım, İzotropik saçılmalı ortam, Kare geometri

NOMENCLATURE

		C_μ	constant in the $k-\epsilon$ models
		g	acceleration due to gravity, [m/s^2]
a	absorption coefficient, [m^{-1}]	I	radiation intensity, [W/m^2]
c_p	specific heat capacity, [$J/kg K$]	k	turbulent kinetic energy, [m^2/s^2]

L	enclosure height and weight, [m]
n	refractive index
Nu	Nusselt number,
P	pressure, [Pa]
Pl	Planck number, $[= (\lambda / L) / (4\sigma T_0^3)]$
Pr	Prandtl number, $[= \nu / \alpha]$
q	heat flux, $[W/m^2]$
r	position vector
Ra	Rayleigh number, $[= g \beta (T_h - T_c) L^3 / (\nu \alpha)]$
s	direction vector
s'	scattering direction vector
S	modulus of the mean rate-of-strain tensor
S_{ij}	mean rate of strain tensor
t	time, [s]
T	temperature, [K]
T_c	temperature of cold wall, [K]
T_h	temperature of hot wall, [K]
T_o	reference temperature, $[= (T_h + T_c) / 2, K]$
u, v	horizontal and vertical velocity components, [m/s]
U	dimensionless horizontal velocity components, $[= u / (\alpha Ra^{1/2} / L)]$
V	dimensionless vertical velocity components, $[= v / (\alpha Ra^{1/2} / L)]$
x, y	cartesian coordinates, [m]
X, Y	dimensional coordinates, $[X=x/L, Y=y/L]$
<i>Greek letters</i>	
α	thermal diffusivity, $[m^2/s^2]$
β	coefficient of thermal expansion, $[1/K]$
λ	thermal conductivity, $[W/mK]$
δ_{ij}	Kronecker delta
ΔT	temperature difference, $[= (T_h - T_c), K]$
ε_w	wall emissivity
ε	dissipation rate of k, $[m^2 / s^3]$
θ	dimensionless temperature, $[= (T - T_o) / (T_h - T_c)]$
θ_0	reference temperature ratio, $[= T_o / (T_h - T_c)]$
ν	kinematic viscosity, $[m^2/s]$
ω	scattering albedo, $[= \sigma_s / (a + \sigma_s)]$
μ	dynamic viscosity, $[kg/m s]$
μ_t	turbulent eddy viscosity, $[kg/m s]$
ρ	density, $[kg/m^3]$
σ	Stefan Boltzmann constant, $[W/m^2K^4]$
σ_s	scattering coefficient, $[m^{-1}]$
σ_T	turbulent Prandtl number
τ	optical thickness, $[= (a + \sigma_s)L]$
Φ	phase function
Ω'	solid angle
<i>Subscripts</i>	
c	convection, cold
h	hot
i, j	elemental directions ($i, j = 1$ and 2 corresponding to the x and y directions)

r	radiation
t	total
w	wall
$w1, w2$	right wall, left wall, bottom wall, top wall
$w3, w4$	

Abbreviations

DOM	Discrete Ordinates Method
DNS	Direct Numerical Simulation
LES	Large Eddy Simulation
LBM	Lattice Boltzmann Method
P_1	Spherical Harmonics Method
PRESTO	Pressure Staggering Option
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
RNG	Renormalization Group
RTE	Radiative Transfer Equation

INTRODUCTION

Analysis of natural convection and radiation in participating media is an important process in various engineering systems such as the design of furnaces, heat exchangers, cooling of electronic devices and nuclear reactors, spacecraft, thermal insulation, heat buildings, the metallurgy and solar capture, and so on. In these and similar engineering applications, radiation can strongly interact with convection. The variation of flow and temperature distribution is directly influenced by the radiation effects. In fact, the effects on the flow and heat transfer of parameters as Rayleigh number, Planck number, wall emissivity and the scattering albedo are present in several engineering applications in industry.

Studies on the interaction of radiation and laminar natural convection heat transfer began in the 80's. Lauriat (1982) studied a two-dimensional vertical cavities of different optical thickness, whereas P_1 (Spherical Harmonics Method) gray gas method was used for various formulation and analyzed non-gray gas radiation characterized by the radiation band structure. Also Desrayaud and Lauriat (1985) extended the study of a fluid layer of the vertical wall. Webb and Viskanta (1987) examined the rate of internal radiative heating on the natural convective motion in a vertical rectangular enclosure irradiated from the side wall. Fusegi and Farouk (1989) studied numerically the interactions of laminar and turbulent natural convection and gray gas radiation in a differentially heated square enclosure and used P_1 approximation method for solving the radiative transfer equation (RTE). The numerical investigation of interactions of natural convection and radiation in a square enclosure was performed by Yucel et al. (1989). They used Discrete Ordinates Method (DOM) to solve the RTE. Also these same authors analyzed the changes in the buoyant flow patterns and temperature distributions due to the presence of radiation in inclined or heat generating enclosures (Yucel et al., 1994). In the same trend Draoui et al. (1991) used the P_1 method to analyze the effects of radiation and natural convection on the heat transfer process in a square enclosure. Tan and Howell (1991) studied the combined radiation and laminar natural convection in a two-dimensional

participating square medium numerically. They found that the radiation destroyed the symmetry of the flow structure and temperature field.

These mentioned studies have been dealt with different solution methods in the last decade. Mezrhab et al. (2008) performed the numerical study of double-diffusion convection coupled to radiation in a square cavity filled with absorbing, emitting and non-scattering gray gas. They modeled the RTE by the DOM method. Mondal and Mishra (2009) analyzed the simulation of natural convection in the presence of thermal radiation using the lattice Boltzmann method (LBM). In this study, they investigated the effects of the extinction coefficient and the scattering, albedo on flow field and temperature distribution. Moufekkik et al. (2012) studied numerically the laminar natural convection and thermal radiation in an isotropic scattering medium within a heated square cavity using a hybrid thermal lattice Boltzmann method. They later investigated the effect of the inclination angle of enclosure on heat transfer in the similar problem (Moufekkik et al, 2012).

Coupled turbulence natural convection and radiation in differentially heated cavity was investigated by many researches. In general, turbulent flows have been investigated using three numerical approximation techniques: Direct Numerical Simulation (DNS), Large Eddy Simulation (LES) and RANS. Using the DNS turbulence method, combined turbulence natural convection and radiation in a 2D and 3D enclosures are considered in the literature (Salat et al., 2004; Xin et al., 2004; Sergent et al., 2013; Soucasse et al., 2014; Czarnota and Wagner, 2016). Commonly, there are many studies considering the interaction of turbulence models and thermal radiation at low Rayleigh number in LES method (Capdevila et al., 2011; Capdevila et al., 2012; Ibrahim et al., 2013).

Among RANS models, the standard $k-\epsilon$ model has been adopted by many authors. Mesyngier and Farouk (1996) examined the combined turbulent natural convection and radiation in a 2D differentially heated square cavity filled with a single participating gas or a homogeneous mixture of two participating gases along with a non-participating gas. The interaction of surface radiation with turbulent natural convection of a transparent medium in 2D square and tall enclosures was analyzed by Velusamy et al. (2001). In this study, the enclosure isolated from the horizontal walls heated from the vertical walls was changed to $Ra 10^9-10^{12}$ and aspect ratio 1-200. Sharma et al. (2007) investigated the interaction of surface radiation with turbulent natural convection of a transparent medium in a rectangular enclosure heated from below and cooled from the other three walls with the Rayleigh number varying from 10^8 to 10^{12} and the aspect ratio changing from 0.5 to 2.0. The same authors analyzed the same geometry with the inclination angle varying between $0^\circ-90^\circ$ and Rayleigh numbers from 10^8 to 10^{12} (Sharma et al., 2008). Shati et al. (2012) presented the effect of turbulence natural

convection with and without the interaction of surface radiation in 2D square and rectangular enclosures, using the renormalization group (RNG) $k-\epsilon$ model. Xaman et al. (2008) studied numerically the combined heat transfer (laminar and turbulent natural convection, surface thermal radiation and conduction) in a square cavity with a glass wall. Wu and Lie (2015) numerically investigated turbulent natural convection with and without radiation transfer in 2D and 3D air-filled differentially heated cavities using various RANS models. They compared two equation eddy-viscosity models which are the standard $k-\epsilon$ model, RNG $k-\epsilon$ model, the realizable $k-\epsilon$ model, the standard $k-\omega$ model and the shear-stress transport (SST) $k-\omega$ model. The numerical analysis of conjugate turbulent natural convection combined with the surface thermal radiation in an enclosure has been carried out by Miroshnichenko et al. (2015), Sheremet and Miroshnichenko (2015).

The scattering albedo, the Planck number and the surface emissivity effects for participating and isotropically scattering media were rarely studied in detail for high Rayleigh number. Since these parameter effects find their use in several industrial processes for various ranges, the objective of the present study is to simulate turbulence natural convection in a two dimensional square enclosure in the presence of thermal radiation. Also, the performance of the realizable $k-\epsilon$ turbulence model and DOM method are investigated in natural convection with radiation in an enclosure for the effect of various influencing parameters such as the Rayleigh number, the Planck number, the scattering albedo and the surface emissivity.

GOVERNING EQUATIONS

The geometry of a two-dimensional square enclosure is shown in Fig. 1. The physical model consists of a gray, absorbing, emitting, and isotropically scattering fluid in a square enclosure surrounded by the walls. Two horizontal walls are insulated, and two vertical isothermal walls are kept at temperatures, $T_h=1000K$ and $T_c=500K$, respectively. The cavity is filled with a Newtonian fluid of $Pr=0.71$. All physical properties in the system are assumed to be constant for T_0 reference temperature, except for the density. The radiating fluid is assumed to be incompressible; viscous dissipation is neglected.

The continuity and unsteady Reynolds-averaged Navier Stokes and energy equations (in tensor notation) for the buoyancy-excited turbulent air flow within the enclosure can be written as follows with Boussinesq assumption:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] - g_i \beta (T - T_0) \quad (2)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \frac{\partial (u_j T)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_j T'} \right] - \nabla \cdot \mathbf{q}_r \quad (3)$$

where x_i and x_j are the Cartesian coordinates in the i and j directions, t is the time, P is the pressure, T is the time averaged temperature, T_0 is the reference temperature, u_i and u_j are the time averaged velocity components in the i and j directions, u'_i and u'_j are the corresponding unstable velocity components in the i and j directions, ρ is the fluid density, λ is the thermal conductivity, c_p is the specific heat capacity, and μ is the dynamic viscosity.

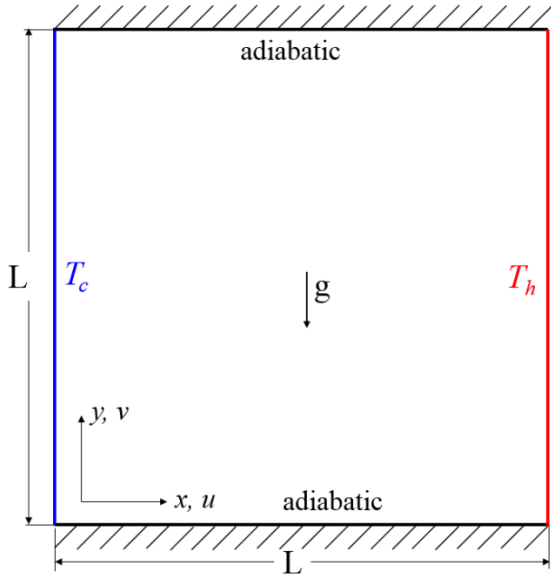


Figure 1. Schematic geometry of the problem.

The Reynolds stresses ($-\rho \overline{u'_i u'_j}$) and the turbulence heat fluxes ($\overline{u'_j T'}$) need to be modeled in order to solve Eq (1) and (3). The Reynolds stresses are modeled through the Boussinesq approximation as:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (4)$$

where μ_t is the turbulent eddy viscosity, k is the turbulent kinetic energy, δ_{ij} is the Kronecker delta ($\delta_{ij} = 0$ if $i \neq j$ and $\delta_{ij} = 1$ if $i = j$). The turbulent eddy viscosity is obtained by

$$\mu_t = \frac{\rho c_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (5)$$

In this study, two equations the realizable k - ε model is considered. The difference between the realizable k -

ε model and the standard and RNG k - ε models is that C_μ is no longer constant:

$$C_\mu = \frac{1}{4.04 + \sqrt{6} \cos \phi \left(k U^* / \varepsilon \right)} \quad (6)$$

where

$$U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij} \tilde{\Omega}_{ij}}, \quad \tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k,$$

$$\Omega_{ij} = \bar{\Omega}_{ij} - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k$$

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1} \left(\sqrt{6} W \right), \quad W = \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{\tilde{S}}, \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij} S_{ij}}, \quad (7)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$

$\bar{\Omega}_{ij}$ is the mean rate of rotation tensor viewed in a rotating reference frame with the angular velocity ω_k .

Also ε_{ijk} is discretized by using Eq. (13).

$$\overline{u'_j T'} = -\frac{\mu_t}{\rho \sigma_T} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (8)$$

where σ_T is the turbulent Prandtl number.

The turbulent kinetic energy (k), is as follows assuming incompressible flow and no source terms:

$$\frac{\partial (\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho k u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon$$

where G_k represents the production of turbulent kinetic energy, which is common to all k - ε turbulence models and is given by

$$G_k = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (10)$$

The term G_b represents the generation of turbulent kinetic energy because of buoyant forces when the system is under a gravitational field, and it is calculated as follows:

$$G_b = \beta g_i \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (11)$$

where $\text{Pr}_t = 0.85$ is the Prandtl number for energy and β is the thermal expansion coefficient, which is calculated as follows:

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (12)$$

Turbulent dissipation rate (ε), is as follows assuming incompressible flow and no source terms:

$$\frac{\partial (\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \varepsilon u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) \quad (13)$$

$$+ \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} C_{3\varepsilon} G_b$$

where,

$$C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \quad \eta = S \frac{k}{\varepsilon}, \quad (14)$$

$$S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}, \quad C_{3\varepsilon} = \tanh \left| \frac{u_j}{u_i} \right|$$

and σ_k and σ_ε are the turbulent Prandtl numbers for k and ε , respectively. The constants used in the realizable k - ε model are as follows:

$$\sigma_k = 1, \quad \sigma_\varepsilon = 1.2, \quad C_{1\varepsilon} = 1.44, \quad C_2 = 1.9 \quad (15)$$

The local divergence of radiative flux $\nabla \cdot \mathbf{q}_r$ in the energy equation is related to the local intensities by:

$$\nabla \cdot \mathbf{q}_r = a \left(4\pi I_b(\mathbf{r}) - \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \Omega) d\Omega \right) \quad (16)$$

To obtain the radiation intensity field and $\nabla \cdot \mathbf{q}_r$, it is necessary to solve the RTE.

The DOM model solves the radiative transfer equation over a finite number of solid angles, each associated with a vector direction \mathbf{s} in the global Cartesian system (x, y). The DOM model does not perform ray tracing. Instead, the RTE is transformed into as many transport equations as there are solid angles with direction \mathbf{s} . The solution method is the same as that used for the momentum and energy equations. The RTE in the direction \mathbf{s} can be written as follows:

$$\nabla \cdot (I(\mathbf{r}, \mathbf{s})\mathbf{s}) + (a + \sigma_s)I(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = an^2 \frac{\sigma T_0^4}{\pi} + \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \mathbf{s}') \Phi(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s}') d\Omega' \quad (17)$$

where, \mathbf{r} is position vector, \mathbf{s} is direction vector, \mathbf{s}' is scattering direction vector, s is path length, a is absorbing coefficient, n is refractive index, σ_s is scattering coefficient, σ is Stefan-Boltzmann constant, I is radiation intensity, Φ is phase function and Ω' is solid angle.

The boundary conditions are as follows:

$$\begin{aligned} u_i &= 0, \quad \text{at all walls} \\ T &= T_c, \quad 0 \leq y \leq L \text{ and } x = 0 \\ T &= T_h, \quad 0 \leq y \leq L \text{ and } x = L \\ q_c + q_r &= 0, \quad \text{at the adiabatic wall (top and bottom)} \end{aligned} \quad (18)$$

The radiative heat flux on boundary surfaces (q_r) can be expressed as;

$$q_r = \varepsilon_w \left(\pi I_b(r_w) - \int_{\mathbf{n} \cdot \mathbf{s}' < 0} I(r_w, \mathbf{s}') |\mathbf{n} \cdot \mathbf{s}'| d\Omega \right) \quad (19)$$

and the radiative boundary condition for diffusely reflecting surfaces in Eq. (19) is

$$I(r_w, \mathbf{s}) = \varepsilon_w I_b(r_w) + \frac{1 - \varepsilon_w}{\pi} \int_{\mathbf{n} \cdot \mathbf{s}' < 0} I(r_w, \mathbf{s}') |\mathbf{n} \cdot \mathbf{s}'| d\Omega \quad (20)$$

where \mathbf{n} is the outward normal at the boundary.

The total wall heat flux is calculated as

$$q_t = q_c + q_r \quad (21)$$

where q_c and q_r are the convective and radiative heat flux at wall, calculated as

$$q_c = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \quad \text{and} \quad q_r = \int_{4\pi} I(\mathbf{n} \cdot \mathbf{s}) \big|_w d\Omega \quad (22)$$

The total Nusselt number at the walls are calculated from the convective and radiative Nusselt number as

$$Nu_t = Nu_c + Nu_r = \frac{q_c L}{\lambda(T_h - T_c)} + \frac{q_r L}{\lambda(T_h - T_c)} \quad (23)$$

The mean Nusselt number \overline{Nu} at the wall is the line averaged value of Nu .

NUMERICAL SOLUTION

In this study, Fluent (2011) was used to numerically simulate the existing problem. The unsteady continuity, RANS and energy equations are discretized by employing finite volume and the resulting equations are iteratively solved. The computational domain is divided non uniform finite volumes using structured cells. A second order time implicit scheme is adopted to apply solution. The PRESTO (Pressure Staggering Option) scheme is employed for pressure term while The second order upwind scheme is adopted for the others. Further, the pressure velocity coupling is implemented based on SIMPLE algorithm. For the radiation transfer, the DOM is used. The angular resolution is 4×6 . The two-layer model (Enhanced Wall Treatment model) is used to achieve near wall modeling approach. Additionally, the thermal effects and the full buoyancy effect options in the related turbulence models were activated. The convergence criteria imposed to all of the equation was 10^{-5} . The time-dependent approach is used to obtain the steady-state solution. To determine the time step size, the criteria, $\Delta t \approx L / (4\sqrt{g\beta\Delta TL})$ as, recommended by Fluent (2011).

For the validation of the problem, the turbulence natural convection of CO_2 radiation interaction in square enclosure has been solved Rayleigh values of 10^8 , 10^9 and 10^{10} . This problem was studied numerically by Fusegi and Farouk (1989), Mesyngier and Farouk (1996). In all cases, the enclosure was considered to be filled with CO_2 at atmospheric pressure. The reference temperature T_0 is 555 K, and the wall temperatures are $T_c = 277.5$ K and $T_h = 832.5$ K. The corresponding PI for these cases is 0.0046, 0.0021 and 0.001, while τ varies from 0.1443 to 0.191. Figure 2 shows mean total Nusselt numbers as a function of Ra for the above conditions. The numerical solution depicts very good agreement those of published results.

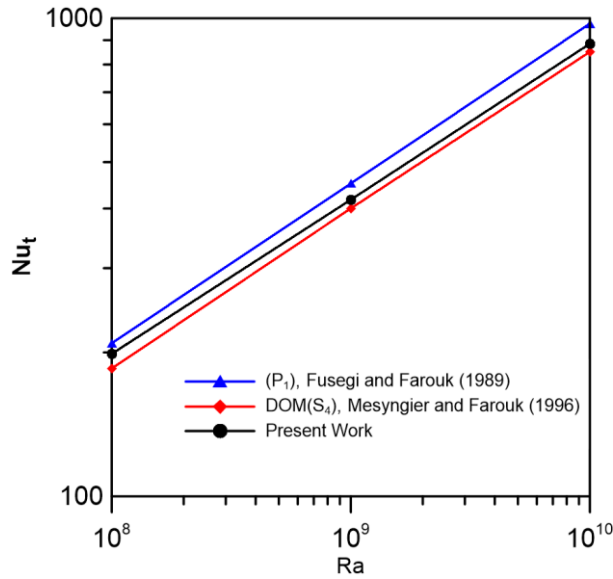


Figure 2. Comparison of P_1 , DOM (S4) and present work for mean Nusselt number as a function of Ra.

A second validation problem is the turbulence natural convection of air surface radiation interaction in a square enclosure at Rayleigh number of 1.5×10^9 . The comparisons of numerically obtained mean Nusselt numbers relative to experimental measurement and numerical are given in Table 1. According to the experimental result, the maximum relative error is 6.31%.

Table 1. Comparison of mean convective Nusselt number for $Ra=1.5 \times 10^9$ and $\tau=0$.

Models	\overline{Nu}_c	Error relative to Experimental Data
Experiment (Salat et al., 2004)	54	
SST k- ω (Wu and Lei, 2015)	56.18	4.04
Present Work (Realizable k- ϵ)	57.41	6.31

Table 2. Comparison of mean total, radiative and convection Nusselt number on hot wall various grid sizes for $Ra=10^9$, $Pr=0.02$, $\omega=0$ and $\epsilon_{w1}=\epsilon_{w2}=\epsilon_{w3}=\epsilon_{w4}=1$.

	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_c	Grid
$\tau=0.2$	56.588	26.801	29.787	100×100
	56.454	26.786	29.668	200×200
	56.448	26.786	29.662	400×400

Table 2 presents the mean convection, radiation and total Nusselt numbers for different grid values for $Ra=10^9$, $Pr=0.02$ and $\omega=0$. Variation in the number of grid points from 200×200 with stretching ratio 1.05 to 400×400 with stretching ratio 1.05 affects the mean total, radiative and convection Nusselt number by less than 0.01%, 0.0% and 0.02%, respectively. Numerical accuracy was further checked by refining the grid so that wall $y^+ \ll 1$ in computations. Turbulence solution

of the mesh is given in Fig.3. The grid size of 400×400 cells is therefore chosen for all cases studies (Fig. 3).

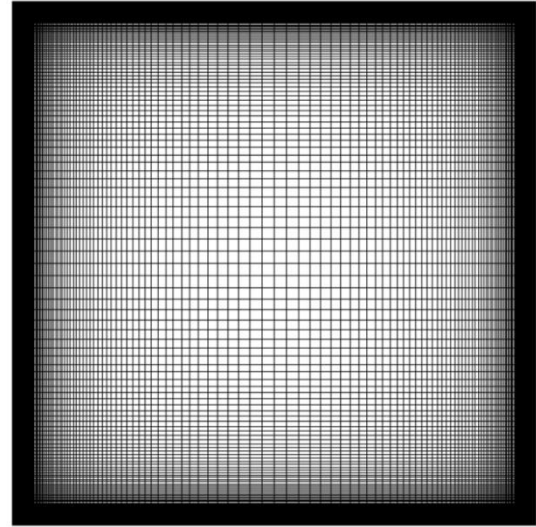


Figure 3. Unstructured grid system for enclosure.

RESULTS AND DISCUSSION

The differentially heated square enclosure and filled with an isotropic scattering medium as illustrated in Fig. 1. In this study, the Prandtl number was fixed at $Pr=0.71$, the other parameters such as Rayleigh number, Planck number, the scattering albedo and wall emissivity were varied in order to quantify their effects on the heat transfer and the fluid flow in the enclosure. The Planck number expresses the relationship between heat transfer by conduction and radiation. The reference temperature ratio θ_0 is considered equal to 1.5 and the ratio T_c/T_h is fixed at 0.5, under the Boussinesq approximation. This approximation is accurate as long as changes in actual density are small; specifically, the Boussinesq approximation is valid when $\beta(T-T_0) \ll 1$ (Fluent, 2011).

Optical Thickness and Rayleigh Number Effects

In Figure 4, the isotherms (left) and the streamlines (right) are depicted at $Ra=10^{10}$, $Pr=0.02$ and $\omega=0$ for various the optical thicknesses ($\tau=0.2, 1$ and 5). In case of $\tau=0$ (surface radiation), the isotherms and the streamlines exhibit nearly centro symmetric structure that are characterized by the formation of extremely thin boundary layers along the isothermal walls and a thermally stratified. As the optical thickness increases with the presence of radiation, the centrosymmetric of the streamline deteriorates, but there is no change in the thermally stratified in the isotherms. Indeed, the optical thickness increase slightly changes the temperatures distribution.

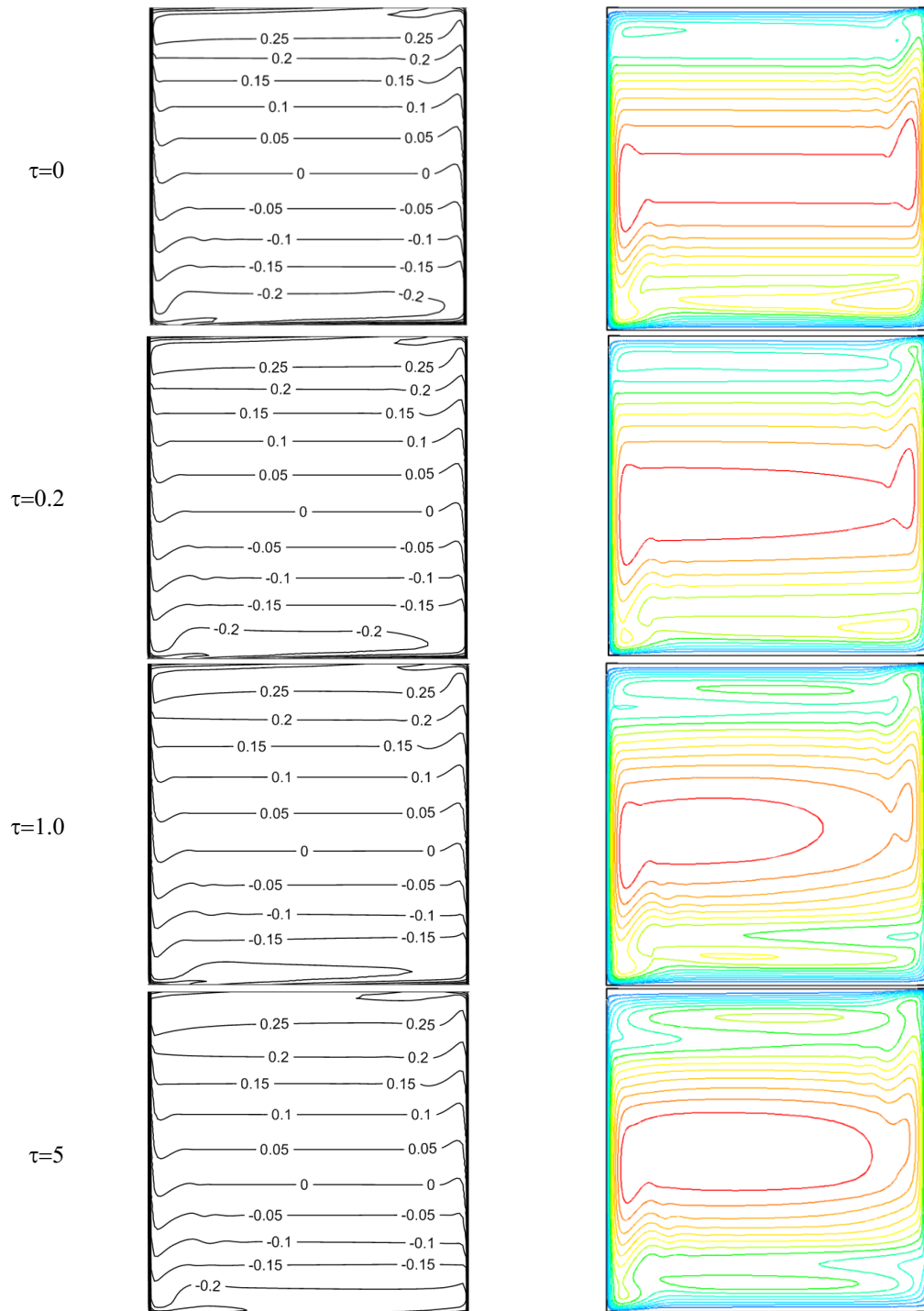


Figure 4. Isotherms (left) and streamlines (right) at $Ra=10^{10}$, $Pr=0.02$, $\omega=0$, for $\epsilon_{w1}=\epsilon_{w2}=\epsilon_{w3}=\epsilon_{w4}=1$.

Figure 5 shows the temperature profiles along the respective horizontal and vertical mid-planes. Thermal radiation causes the temperature to rise slightly. While the optical thickness increases, the temperature profiles become similar. Large temperature gradients are observed near the hot and cold walls. In addition, an increase in temperature indicates that the medium participates more and the radiation effect is stronger and the convection effect is weakened. In the case no radiation, the vertical and horizontal gradients of temperature are much lower than those of the other. In the presence of both transparent and participating medium, the fluid heats up very quickly when it

approaches the hot wall, and cools down very quickly when it approaches the cold wall.

Figure 6 displays the vertical and horizontal velocity profile along the respective horizontal and vertical mid-planes. The horizontal velocity gradients vary considerably in the region near the insulated horizontal plates by the radiation. Similarly, the vertical velocity gradients show a sharp change in the region near the thermally active walls. At the same time the flow in the enclosure is almost stagnant, forming a distinct core region and boundary layer structures is located in regions adjacent to the hot and cold walls.

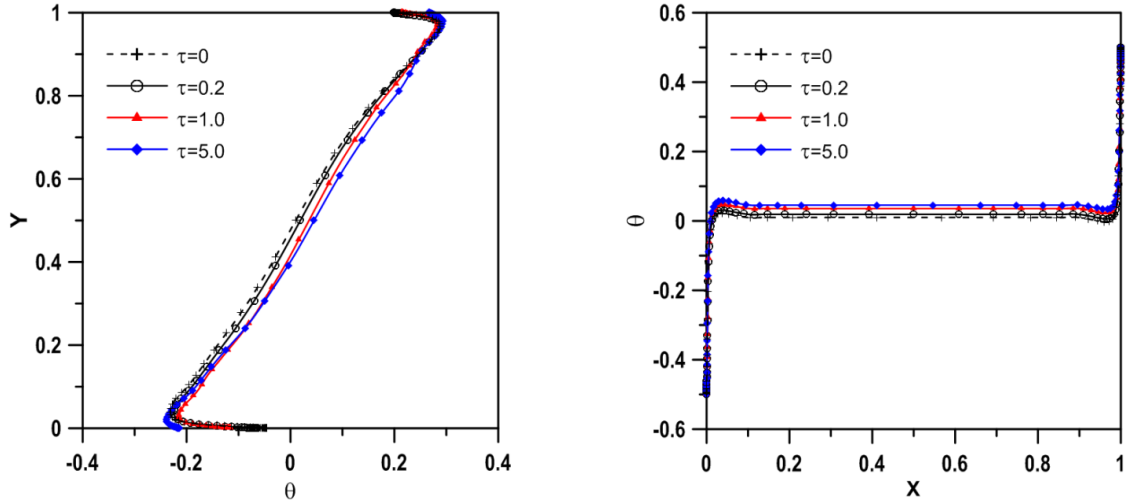


Figure 5. Temperature distribution at X=0.5 mid-plane (left) and Y=0.5 mid-plane (right) for $Ra=10^{10}$, $Pl=0.02$, $\omega=0$, $\epsilon_{w1}=\epsilon_{w2}=\epsilon_{w3}=\epsilon_{w4}=1$.

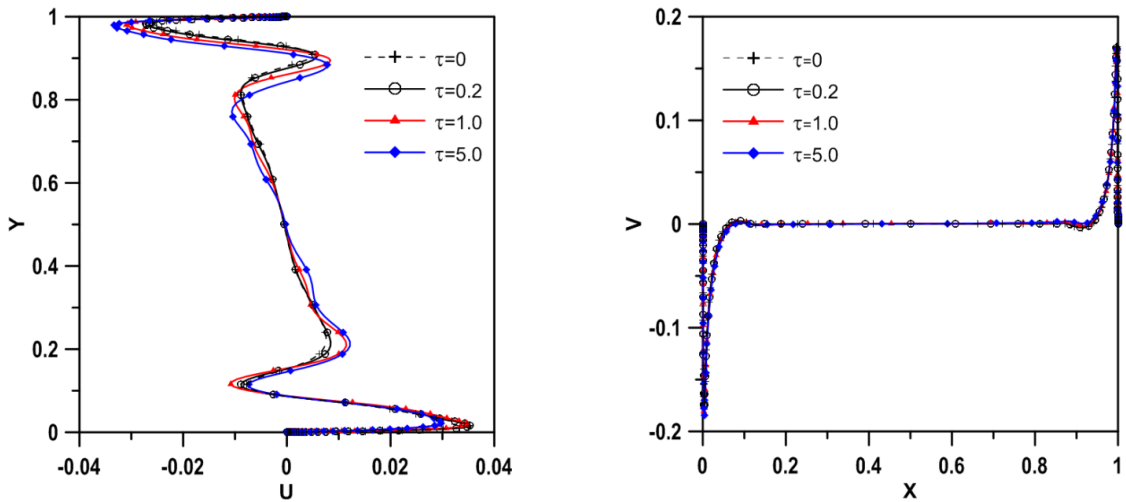


Figure 6. Horizontal velocity at X=0.5 mid-plane (left) and vertical velocity Y=0.5 mid-plane (right) for $Ra=10^{10}$, $Pl=0.02$, $\omega=0$, $\epsilon_{w1}=\epsilon_{w2}=\epsilon_{w3}=\epsilon_{w4}=1$.

Figure 7 depicts the variation of the mean total Nusselt number (\overline{Nu}_t) for various optical thicknesses and for different the Rayleigh numbers. In both surface radiation ($\tau=0$) and thermal radiation ($\tau=0.2,1,5$), the \overline{Nu}_t increases with increasing Rayleigh number and decreases with increasing optical thickness. With increasing Rayleigh number, the buoyancy forces will increasingly play a major role in heat transfer across the enclosure. With increasing optical thickness, the radiative flux exchanged between the enclosure walls decreases slightly. Therefore, the maximum of heat transfer is achieved at low optical thickness.

The variations of the mean total and radiative Nusselt numbers as functions of Rayleigh number, the scattering albedo and the optical thickness are shown in Table 3. When the optical thickness and scattering albedo are constant, the mean total and radiative Nusselt numbers increase with the Rayleigh number. Besides, when the scattering albedo and the Rayleigh number remain

constant, \overline{Nu}_t and \overline{Nu}_r decrease as the optical thickness increases.

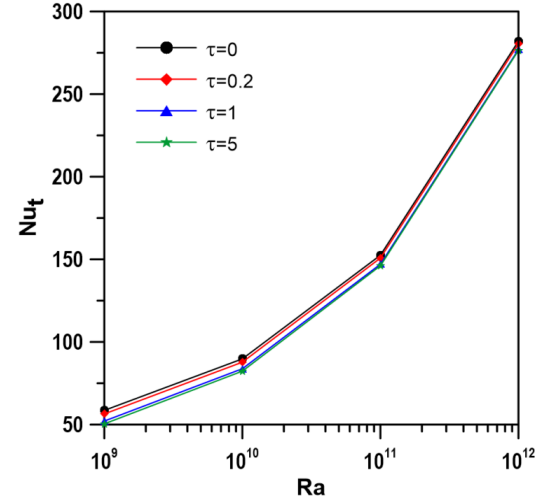


Figure 7. Mean total Nusselt number versus Rayleigh number for various optical thicknesses with $Pl=0.02$, $\omega=0$ and $\epsilon_{w1}=\epsilon_{w2}=\epsilon_{w3}=\epsilon_{w4}=1$.

Table 3. Variation of the mean total, radiative and convection Nusselt number according to scattering albedo for different values of Rayleigh number and optical thicknesses ($\varepsilon_{w1}=\varepsilon_{w2}=\varepsilon_{w3}=\varepsilon_{w4}=1$).

			10^9	10^{10}	10^{11}	10^{12}
$\tau=0.2$	$\omega=0$	$\overline{Nu_t}$	56.448	87.796	150.797	280.376
		$\overline{Nu_r}$	26.786	27.472	28.040	28.423
	$\omega=0.5$	$\overline{Nu_t}$	56.439	87.508	150.706	280.266
		$\overline{Nu_r}$	26.231	26.883	27.435	19.994
	$\omega=1.0$	$\overline{Nu_t}$	56.441	87.711	150.611	280.116
		$\overline{Nu_r}$	25.550	26.186	26.733	27.120
$\tau=1.0$	$\omega=0$	$\overline{Nu_t}$	52.141	83.807	147.062	277.042
		$\overline{Nu_r}$	24.894	25.303	26.073	26.591
	$\omega=0.5$	$\overline{Nu_t}$	51.540	83.230	146.595	276.372
		$\overline{Nu_r}$	22.615	23.480	24.160	24.603
	$\omega=1.0$	$\overline{Nu_t}$	50.854	82.390	145.581	275.267
		$\overline{Nu_r}$	19.628	20.318	20.920	21.346
$\tau=5.0$	$\omega=0$	$\overline{Nu_t}$	50.429	82.351	146.137	276.525
		$\overline{Nu_r}$	22.238	23.811	24.913	25.629
	$\omega=0.5$	$\overline{Nu_t}$	48.303	80.415	144.259	274.402
		$\overline{Nu_r}$	19.573	20.799	21.652	22.207
	$\omega=1.0$	$\overline{Nu_t}$	42.510	74.442	137.979	267.923
		$\overline{Nu_r}$	10.010	10.570	11.053	11.441

Planck Number Effects

The effect of the Planck number in presence of radiation is applied for $Ra=10^{10}$, $\omega=0$ and $\tau=1$. The radiation will dominate when the Planck number is low. Figure 8 illustrates the effect of Planck number on isothermal contours (top) and the streamlines (bottom). For $Pl=0.001$, the radiation is dominant heat transfer mode and significantly changes the temperature profile throughout the enclosure, the isotherms patterns are concentrated on the hot and cold wall. The streamlines have a circular shape and presents a single vortex. For $Pl=0.1$ and 100 , the isothermal contours are similar and the streamlines display nearly centro-symmetric structure.

Figure 9 shows the Planck number affects the temperature distribution in horizontal and vertical mid-planes. At $Pl = 0.001$, the radiative transfer is the dominant mode and the temperature inside the enclosure is higher. $Pl = 0.1$ and 100 temperature distributions are similar. The temperature gradient is more evident in the hot and cold walls.

Figure 10 illustrates the effect of the Planck number on the horizontal and vertical velocity profile along the respective horizontal and vertical mid-planes. When Planck number decreases, the horizontal and vertical

velocity magnitude increases. The decrease in the number of Planck indicates that it increases the gradient of temperature and velocity across the active walls and generates a non-stagnant flow enclosure. The radiation effect is stronger and the convection effect is weakened.

In Table 4, for $Ra=10^{10}$, $\tau=1$ and $\omega=0$, the mean total, radiative and convection Nusselt numbers change is seen in different Pl numbers. For $\tau=1$, the mean total and radiative Nusselt numbers decrease with increasing the Planck number, however, the mean convection Nusselt number increases with increasing Planck number.

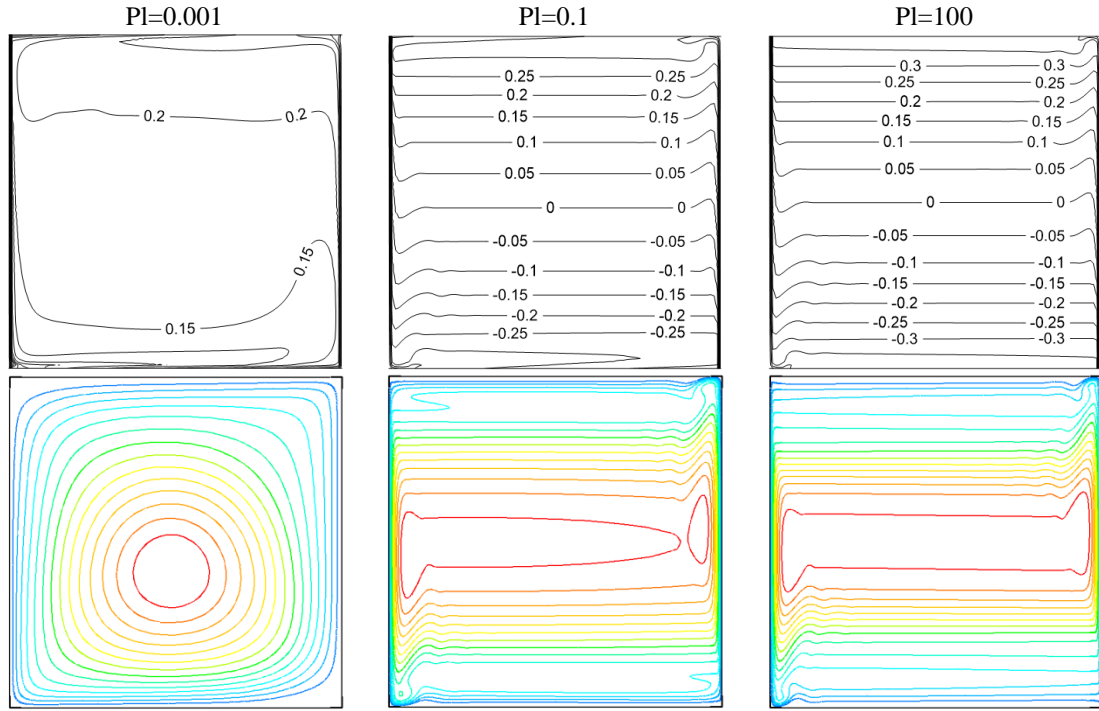


Figure 8. Isotherms (top) and streamlines (bottom) and at $Ra=10^{10}$, $\tau=1$, $\omega=0$, $\epsilon_{w1}=\epsilon_{w2}=\epsilon_{w3}=\epsilon_{w4}=1$ and for various PI numbers.

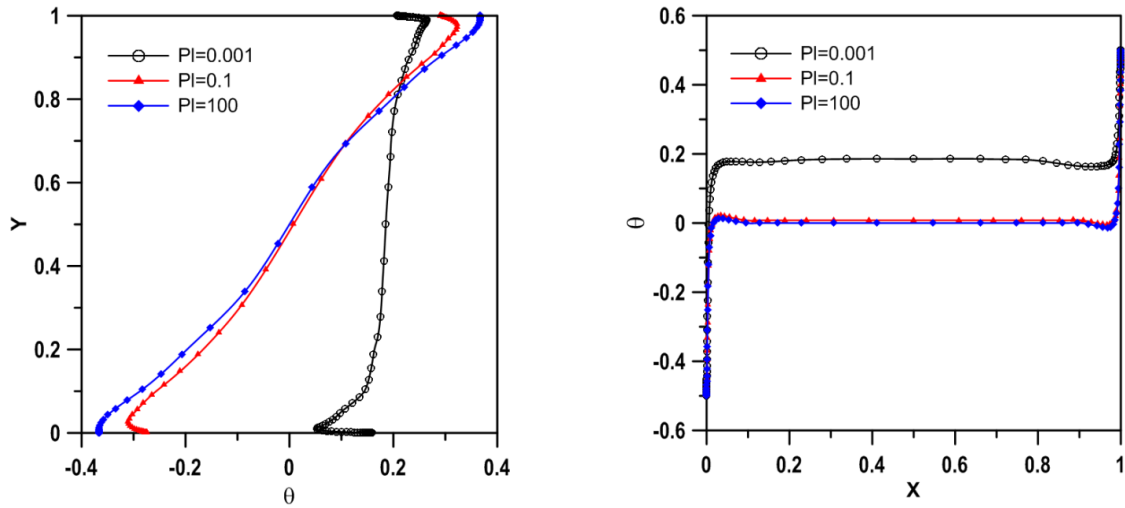


Figure 9. Temperature distribution at $X=0.5$ mid-plane (left) and $Y=0.5$ mid-plane (right) for $Ra=10^{10}$, $\tau=1$, $\omega=0$, $\epsilon_{w1}=\epsilon_{w2}=\epsilon_{w3}=\epsilon_{w4}=1$.

Table 4. Variation of the mean total, radiative and convection Nusselt number at various PI number for $Ra=10^{10}$, $\tau=1$, $\omega=0$, $\epsilon_{w1}=\epsilon_{w2}=\epsilon_{w3}=\epsilon_{w4}=1$.

PI	\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_c
0.0005	830.640	800.616	30.024
0.001	445.837	413.304	32.533
0.1	71.088	5.195	65.892
10	68.100	0.052	68.048
100	68.090	0.005	68.085

Effects of Scattering Albedo Parameter

To investigate the effect of scattering albedo on flow field and temperature distribution for three values of scattering albedo coefficient ($\omega=0, 0.5$ and 1), the following parameter are fixed, namely, $Ra=10^{10}$, $PI=0.02$ for $\tau=1$. Figure 11 displays the effect of the scattering albedo on isotherms and streamlines. The effect of scattering albedo on streamlines is limited and the flow field in the core enclosure expands slightly. However, for $\omega=1$, the streamlines is similar to $\tau=0$ profiles. Additionally, as the scattering albedo increases, the effect of radiative transfer decreases, and the isotherms profiles are very similar.

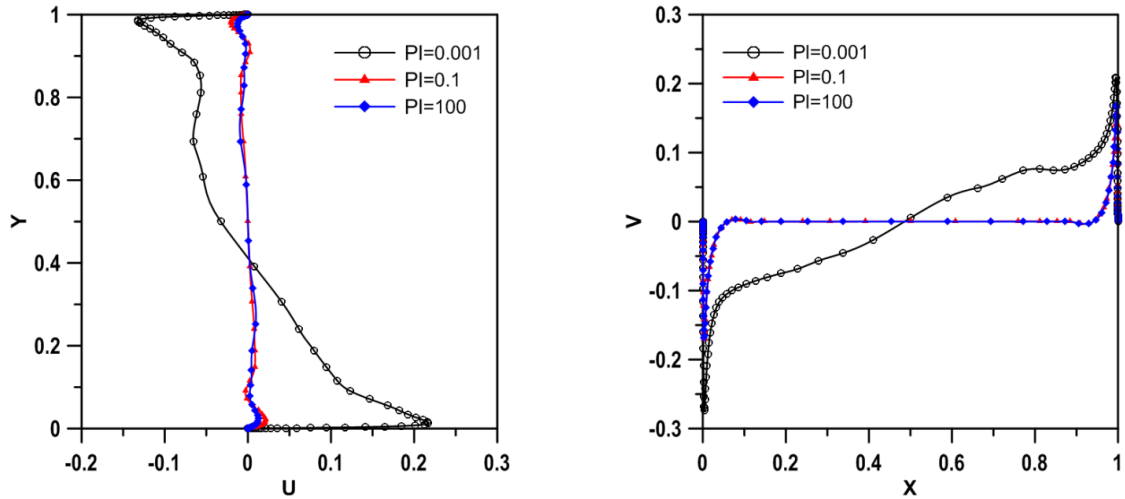


Figure 10. Horizontal velocity at $X=0.5$ mid-plane (left) and vertical velocity $Y=0.5$ mid-plane (right) for $Ra=10^{10}$, $\tau=1$, $\omega=0$, $\varepsilon_{w1}=\varepsilon_{w2}=\varepsilon_{w3}=\varepsilon_{w4}=1$.

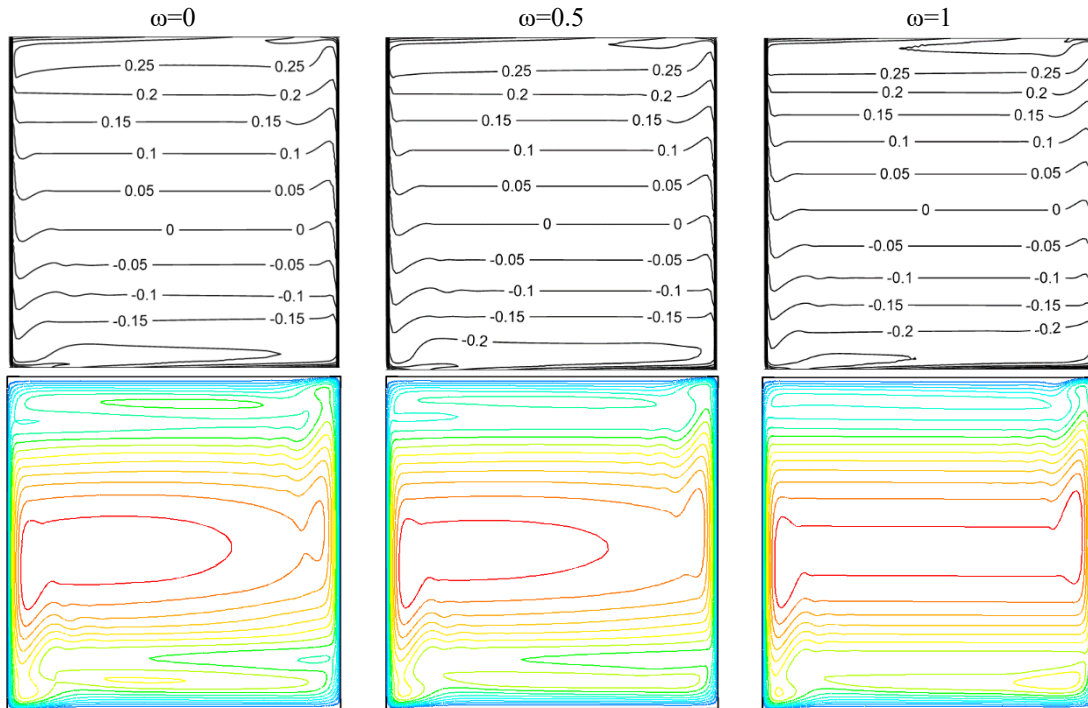


Figure 11. Albedo effect on isotherms (top) and streamlines (bottom) at $Ra=10^{10}$, $Pr=0.02$, $\tau=1$, $\varepsilon_{w1}=\varepsilon_{w2}=\varepsilon_{w3}=\varepsilon_{w4}=1$.

Figure 12 displays the dimensionless temperature profiles in the horizontal and the vertical mid-plane for three values of scattering albedo. The temperature profiles seem to be less affected by variations in scattering albedo. When the environment is completely absorbent ($\omega=0$), the temperature is somewhat higher than the others.

Figure 13 depicts the effect of scattering albedo on the horizontal and vertical velocity profile along the respective horizontal and vertical mid-planes. As the scattering albedo increases, the vertical velocity profile remains to be similar. The horizontal velocity magnitude is listed as $\omega=0, 0.5$ and 1 , respectively.

Effects of Wall Emissivities

The effect of wall emissivity on total heat transfer is investigated for $Ra=10^{10}$, $Pr=0.02$, $\tau=1$ and $\omega=0$, while the wall emissivity can take the values $0, 0.1, 0.5$ and 1 . Table 5 shows the impact of the wall emissivity in the presence of thermal radiation. For the hot wall (right wall), the increase of wall emissivity leads to the increase of mean total Nusselt number. Additionally, the same trend can be seen for top wall emissivity. However, for cold wall (left wall), the increasing of wall emissivity leads to slightly the decrease of mean total Nusselt number, and there is also the same trend for bottom wall emissivity. Decreasing the emissivity of the hot wall reduces the radiation Nusselt number considerably. Actually, the wall emissivity effects significantly the heat transfer in the enclosure. When the

hot and cold walls are black and the insulated walls are reflected, the maximum heat transfer is obtained.

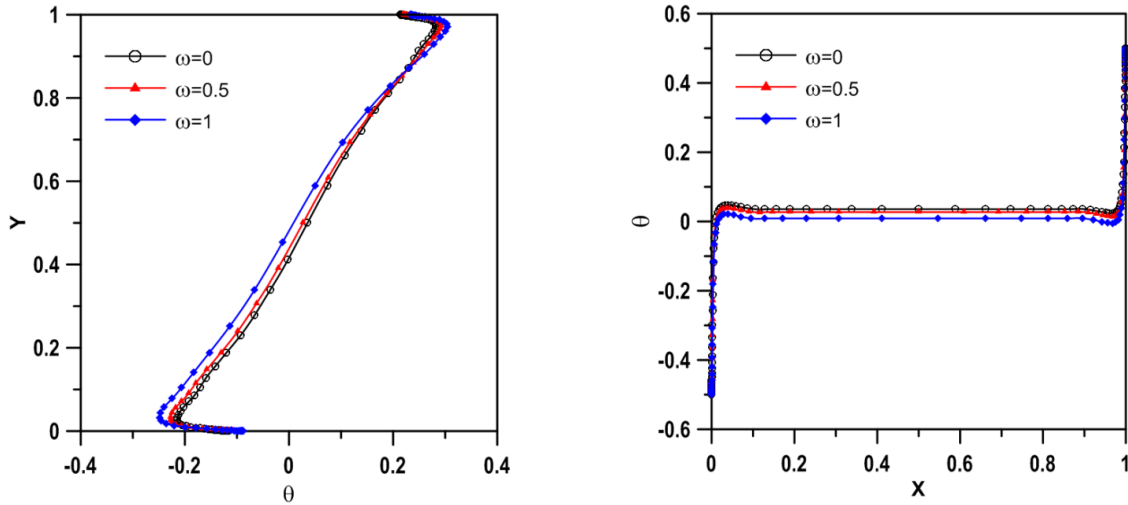


Figure 12. Temperature distribution at X=0.5 mid-plane (left) and Y=0.5 mid-plane (right) for Ra=10¹⁰, Pl=0.02, $\tau=1$, $\varepsilon_{w1}=\varepsilon_{w2}=\varepsilon_{w3}=\varepsilon_{w4}=1$.

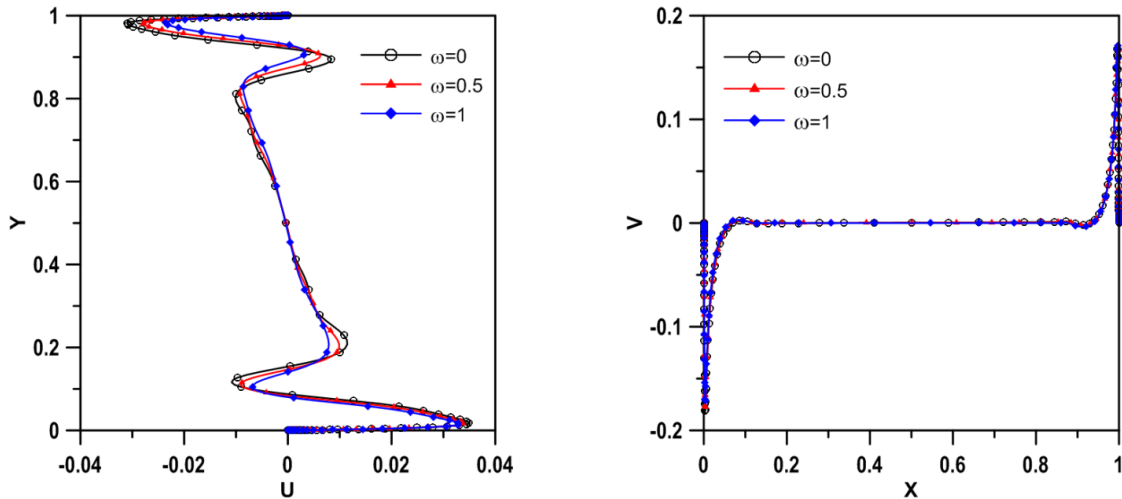


Figure 13. Horizontal velocity at X=0.5 midplane (left) and vertical velocity Y=0.5 midplane (right) for Ra=10¹⁰, Pl=0.02, $\tau=1$, $\varepsilon_{w1}=\varepsilon_{w2}=\varepsilon_{w3}=\varepsilon_{w4}=1$.

Table 5. Variation of the mean total, radiative and convection Nusselt number for various wall emissivities.

Wall emissivity				\overline{Nu}_t	\overline{Nu}_r	\overline{Nu}_c
bottom	right	top	left			
0.1	1	1	1	84.830	24.291	60.538
0.5	1	1	1	84.325	24.855	59.470
1	0.1	1	1	70.968	2.758	68.210
1	0.5	1	1	76.936	13.280	63.655
1	1	0.1	1	76.271	22.471	53.800
1	1	0.5	1	79.803	23.804	55.998
1	1	1	0.1	84.403	25.729	58.674
1	1	1	0.5	84.094	25.494	58.600
0	1	0	1	85.507	24.586	60.921
1	1	1	1	83.807	25.303	58.504
0	0	0	0	66.165	0	66.165

CONCLUSION

An investigation has been performed on interactions turbulent natural convective and radiative heat transfer within a differentially heated enclosure with a gray and

absorbing, emitting and isotropically scattering medium. The discrete ordinates method is used for radiative transfer calculations. Studies have been carried out for a wide range of influencing parameters such as Rayleigh number, the wall emissivity, the Planck number, optical

thickness and the scattering albedo. The effects of these parameters on flow and heat transfer are encountered in various engineering applications. The effects of the parameters discussed on turbulent natural convection and radiation flow and heat transfer are summarized below.

According to surface radiation, thermal radiation alters the characteristics of flow fields in the enclosure under the thermal boundary conditions considered.

The increase in the Rayleigh number causes an increase in the heat transfer in enclosure. On the other hand, increasing the optical thickness reasons a decrease in the heat transfer for a fixed Rayleigh number and the maximum of heat transfer is occurred for low optical thickness with the presence of thermal radiation. $\overline{Nu}_t = 87.796$ and 82.351 is obtained for $\tau=0.2$ and 5 , respectively ($Ra=10^{10}$, $Pl=0.02$ and $\omega=0$).

For $Pl < 0.001$, the isotherm lines and the streamlines are considerably altered in enclosure and velocities are intensified by the presence of radiation. The heat transfer increases with decreasing the Planck number. $\overline{Nu}_t = 445.837$ and 68.10 is found for $Pl=0.001$ and 10 , respectively ($Ra=10^{10}$, $\tau=1$ and $\omega=0$).

The albedo effect on the temperature and velocity distribution is quite limited in the enclosure and radiation effect decreases with the increase of scattering albedo.

For a fixed optical thickness and the Planck number, the decrease in the hot wall emissivity leads to decrease in the heat transfer in enclosure. Especially, radiative heat transfer in hot wall decreases significantly. When the hot and cold walls are black and the adiabatic walls are reflected, the maximum heat transfer ($\overline{Nu}_t = 85.507$) is obtained for $Ra=10^{10}$, $Pl=0.02$, $\tau=1$ and $\omega=0$.

REFERENCES

Capdevila R., Lehmkuhl O., Trias F.X., Pérez-Segarra C.D. and Colomer G., 2011, Turbulent natural convection in a differentially heated cavity of aspect ratio 5 filled with non-participating and participating grey media, *J Phys: Conf Series*, 318: 042048.

Capdevila R., Lehmkuhl O., Colomer G. and Perez-Segarra C.D., 2012, Study of turbulent natural convection in a tall differentially heated cavity filled with either non-participating, participating grey and participating semigrey media, *J. Phys: Conf Series*, 395: 1-8.

Czarnota T. and Wagner C., 2016, Turbulent convection and thermal radiation in a cuboidal Rayleigh-Bénard cell with conductive plates, *Int J Heat Fluid Fl*, 57, 150-72.

Desrayaud G. and Lauriat G., 1985, Natural convection of a radiating fluid in a vertical layer, *J Heat Transf*, 107, 710-2.

Draoui A., Francis A. and Beghein C., 1991, Numerical analysis of heat transfer by natural convection and radiation in participating fluids enclosed in square cavities, *Numer. Heat Transfer, Part A*, 20, 253-61.

Fluent User's Guide, Fluent Inc., USA; 2011.

Fusegi T. and Farouk B., 1989, Laminar and turbulent natural convection-radiation interaction in a square enclosure filled with a nongray gas, *Numer. Heat Transfer, Part A*, 15, 303-22.

Ibrahim A., Saury D. and Lemonnier D., 2013, Coupling of turbulent natural convection with radiation in an air-filled differentially-heated cavity at $Ra = 1.5 \times 10^9$, *Comput Fluids*, 88, 115-25.

Lauriat G., 1982, Combined radiation-convection in gray fluids enclosed in vertical cavities, *J Heat Transf*, 104, 609-15.

Mesyngier C. and Farouk B., 1996, Turbulent natural convection-nongray gas radiation analysis in a square enclosure, *Numer. Heat Transf Part A*, 29, 671-87.

Mezrhab A., Lemonnier D., Meftah S. and Benbrik A., 2008, Numerical study of double diffusion convection coupled to radiation in a square cavity filled with a participating grey gas, *J Phys D: Appl Phys*, 41, 195501-17.

Miroshnichenko I.V., Sheremet M.A. and Mohamad A.A., 2016, Numerical simulation of a conjugate turbulent natural convection combined with surface thermal radiation in an enclosure with a heat source, *Int J Therm Sci*, 109, 172-81.

Mondal B. and Mishra S.C., 2009, Simulation of natural convection in the presence of volumetric radiation using the lattice Boltzmann method, *Numer. Heat Transfer, Part A*, 55, 18-41.

Moufekkik F., Moussaoui M.A., Mezrhab A., Naji H. and Lemonnier D., 2012, Numerical prediction of heat transfer by natural convection and radiation in an enclosure filled with an isotropic scattering medium, *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, 113, 1689-1704.

Moufekkik F., Moussaoui M.A., Mezrhab A., Lemonnier D. and Naji H., 2012, MRT-lattice Boltzmann computations of natural convection and volumetric radiation in a tilted square enclosure, *Int J Therm Sci*, 54, 124-141.

Salat J., Xin S., Joubert P., Sergent A., Penot F. and Quéré P.L., 2004, Experimental and numerical

investigation of turbulent natural convection in a large air-filled cavity, *Int J Heat Fluid Fl*, 25, 824–32.

Sergent A., Xin S., Joubert P., Quéré P.L., Salat J. and Penot F., 2013, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities – Part I: reference solutions using Chebyshev spectral methods, *Int J Heat Fluid Fl*, 39, 1–14.

Sharma A.K, Velusamy K., Balaji C. and Venkateshan S.P., 2007, Conjugate turbulent natural convection with surface radiation in air filled rectangular enclosures, *Int J Heat Mass Transf*, 50, 625–39.

Sharma A.K., Velusamy K. and Balaji C., 2008, Interaction of turbulent natural convection and surface thermal radiation in inclined square enclosures, *Heat Mass Transf*, 44, 1153–70.

Shati A.K.A, Blakey S.G. and Beck S.B.M., 2012, A dimensionless solution to radiation and turbulent natural convection in square and rectangular enclosures, *J Eng Sci Techn*, 7 (2), 257–79.

Sheremet M.A. and Miroshnichenko I.V., 2015, Numerical study of turbulent natural convection in a cube having finite thickness heat-conducting walls, *Heat Mass Transf*, 51, 1559–69.

Soucasse L., Riviere P., Soufiani A., Xin S. and Quéré P.L., 2014, Transitional regimes of natural convection in a differentially heated cubical cavity under the effects of wall and molecular gas radiation, *Phys. Fluids*, 26, 024105-1–23.

Tan Z. and Howell J.R., 1991, Combined radiation and natural convection in a square enclosure with participating medium, *Int J Heat Mass Transf*, 34, 79–97.

Velusamy K., Sundararajan T. and Seetharamu K.N., 2001, Interaction effects between surface radiation and turbulent natural convection in square and rectangular enclosures, *J Heat Transf*, 123 (6), 1062–70.

Webb B.W. and Viskanta R., 1987, Radiation-induced buoyancy driven flow in rectangular enclosures: Experiment and analysis, *J Heat Transf*, 109, 427–33.

Wu T. and Lei C., 2015, On numerical modelling of conjugate turbulent natural convection and radiation in differentially heated cavity, *Int J Heat Mass Transf*, 91, 454–66.

Xamán J., Arce J., Álvarez G. and Chávez Y., 2008, Laminar and turbulent natural convection combined with surface thermal radiation in a square cavity with a glass wall, *Int J Therm Sci*, 47, 1630–8.

Xin S., Salat J., Joubert P., Sergent A., Penot F. and Quéré P.L., 2013, Resolving the stratification discrepancy of turbulent natural convection in differentially heated air-filled cavities. Part III: a full convection–conduction–surface radiation coupling, *Int J Heat Fluid Fl*, 42, 33–48.

Yucel A. and Acharya S., and Williams M.L., 1989, Natural convection and radiation in a square enclosure, *Numer. Heat Transfer, Part A*, 15, 261–78.

Yucel A. and Acharya S., and Williams M.L., 1994, Natural convection of a radiating fluid in square enclosure with perfectly conducting end walls, *Sadhana*, 519, 751–64.



Mesut TEKKALMAZ was born in Eskişehir-Turkey in 1972. He graduated from Department of Mechanical Engineering of Eskişehir Anadolu University in 1994. He received the degree of MSc and PhD from Department of Mechanical Engineering of Eskişehir Osmangazi University in 1996 and 2003, respectively. He received the title of Associate Professor in 2014 and Professor in 2019. He is currently working at Department of Mechanical Engineering of Eskişehir Osmangazi University. He is married and has one child.



INVESTIGATION OF THE TIME DEPENDENT THERMAL BEHAVIOR OF A CONTAINER WITH PCM WALLS DURING A HOT SUMMER DAY

Çiğdem SUSANTEZ* and Aldélio Bueno CALDEIRA**

*Trakya University, Engineering Faculty, Mechanical Engineering Department, Edirne - 22030, Turkey, cigdemsusantez@trakya.edu.tr, ORCID: 0000-0002-2449-2551

**Department of Mechanical and Materials Engineering, Military Institute of Engineering, Rio de Janeiro - 22290-270, Brazil, aldelio@ime.eb.br, ORCID: 0000-0002-7261-9924

(Geliş Tarihi: 05.01.2020, Kabul Tarihi: 10.05.2020)

Abstract: In this paper, the thermal comfort of a container with PCM walls has been investigated numerically for a hot summer day in Rio de Janeiro. Four different cases have been investigated. These cases are: (i) container made by Polyurethane plates, which is the reference solution, (ii) RT 22 HC plates, (iii) RT 25 HC plates and (iv) RT 28 HC plates. Analyses have been performed for 10 hours from 08:00 to 18:00 h, and dimensionless numerical results for all investigated cases have been presented. Nondimensional governing equations have been solved by COMSOL Multiphysics finite element modeling and simulation software. Results show that although thermal conductivity of polyurethane is one-eighth of that of PCM, the container with PCM walls present considerably better performance. It has been observed that the average value of the dimensionless temperature inside the container is equal to its initial value at the end of the investigation time for the cases of RT 22 HC and RT 25 HC are used. On the other hand, this value shows increments of 0.1235 (2.35°C) and 0.7710 (14.65°C) respect to initial temperature, respectively for the cases of RT 28 HC and polyurethane are used at the end of that time.

Keywords: Phase change material, Buoyancy, Thermal comfort, Container

SICAK BİR YAZ GÜNÜNDE FDM DUVARLI KONTEYNERİN ISIL DAVRANIŞININ İNCELENMESİ

Özet: Bu çalışmada, FDM duvarlı konteynerin ısı konforu Rio de Janeiro’da sıcak bir yaz günü şartlarında nümerik olarak incelenmiştir. (i) Poliüretan plakalardan (referans olarak incelenen durum), (ii) RT 22 HC, (iii) RT 25 HC ve (iv) RT 28 HC plakalarından olmak üzere dört farklı durum incelenmiştir. Analizler saat 08:00’den saat 18:00’a kadar olmak üzere 10 saat için yapılmış ve boyutsuz nümerik sonuçlar incelenen her durum için COMSOL Multiphysics sonlu elemanlar modelleme ve simülasyon yazılımıyla elde edilerek sunulmuştur. Poliüretanın ısı iletkenliği FDM’nin ısı iletkenliğinin sekizde biri olmasına rağmen, FDM duvarlı konteynerin daha iyi performans gösterdiği görülmüştür. Analiz zamanı sonunda konteyner içindeki boyutsuz ortalama sıcaklık değerinin RT 22 HC ve RT 25 HC’nin kullanıldığı durumlarda başlangıç değerine eşit olduğu görülmüştür. Diğer yandan, RT 28 HC ve poliüretanın kullanıldığı durumlarda bu değer, söz konusu süre sonunda başlangıç sıcaklığına göre sırasıyla 0.1235 (2.35°C) ve 0.7710 (14.65°C) artış gösterdiği sonucuna ulaşılmıştır.

Anahtar kelimeler: Faz değiştiren malzeme, Kaldırma kuvveti, Isıl konfor, Konteyner

NOMENCLATURE

A^* : Dimensionless area

Bi : Biot number

c : Specific heat [J/kgK]

C : Heat capacity [J/K]

c_p : Specific heat at constant pressure [J/kgK]

\vec{g} : Gravitational acceleration [m/s²]

H : Height of the container [m]

h_{out} : Convection coefficient outside the container [W/m² K]

k : Thermal conductivity [W/mK]

L : Width of the container [m]

L_x : Length of the square enclosure [m]

L_z : Length of the container along the z-axis [m]

\overline{Nu}_L : Nusselt number [$\overline{Nu}_L = \frac{h_{out}L_z}{k_f}$]

\vec{n} : Unit normal vector

n : Length in the normal direction

Pr : Prandtl number [$Pr = \frac{\gamma_f}{\alpha_f}$]

p : Pressure [Pa]

R^2 : Coefficient of determination

Re_L : Reynolds number [$Re_L = \frac{wL_z}{\gamma_f}$]

Ra : Rayleigh number [$Ra = \frac{g\beta_T L^3 (T_H - T_0)}{\alpha_f \gamma_f}$]

Ste : Stefan number [$Ste = \frac{c_l(T_l - T_s)}{\Delta h}$]

S^* : Dimensionless length in the horizontal direction

T : Temperature [°C]

T_H : Maximum value of the outside air temperature [°C]

T_l : Liquefaction temperature [°C]

T_{out} : Air temperature outside of the container
 T_{ref} : Reference temperature (Minimum temperature in the domain of air) [°C]
 T_s : Solidification temperature [°C]
 t : Time [s]
 t_m : Thickness of the container walls [m]
 u : Velocity along with the x -axis [m/s]
 \vec{V} : Velocity vector [m/s]
 V_{max}^* : Maximum value of the dimensionless velocity
 v : Velocity with along the y -axis [m/s]
 w : Velocity with along the z -axis [m/s]
 x, y, z : Horizontal, vertical and perpendicular coordinates [m]

Greek Symbols

α : Thermal diffusivity [m²/s]
 β : Melt fraction
 β_T : Thermal expansion coefficient of air [K⁻¹]
 Δh : Latent heat [J/kg]
 ρ : Density [kg/m³]
 μ : Dynamic viscosity [kg/ms]
 γ : Kinematic viscosity [m²/s]
 θ : Dimensionless temperature used in the validation

Subscript

O : Initial
 ave : Average
 B : Bottom
 c : Cold
 ap : Apparent
 f : Fluid
 h : Hot
 l : Liquid phase
 max : Maximum
 min : Minimum
 s : Solid-phase
 PCM : Phase change material
 pol : Polyurethane
 S : Side
 T : Top

Superscript

*: Shows the dimensionless quantities

Abbreviations

PCM: Phase change material

INTRODUCTION

Phase change materials (PCMs) have been used in many engineering fields such as thermal protection of foods and electronic devices, thermal storage of solar energy, cooling of engines, thermal comfort in vehicles, medical applications and spacecraft thermal systems (Zalba *et al.*, 2003; Rubitherm, 2019a; Shobo *et al.*, 2018). Most of the PCMs used in industry are impure substances. Although in the case of pure substance phase change occurs at a constant temperature, small temperature variation could be observed during the phase change of impure substances. When PCM reaches its solidification temperature, T_s , melting starts, and the phase change continues by absorbing more heat from its surroundings until it reaches to the liquefaction temperature, T_l . On the other hand, PCMs make a heating effect by releasing heat they stored when they are solidifying.

There are many studies about building applications of PCMs. Alvare *et al.* (2013) proposed new designs for the PCM cooling unit, improving the utilization factor, increasing the convective heat transfer coefficient, and the contact area between PCM and air. Beltran *et al.* (2019) conducted a study on the selection of PCM for building wallboards and roofs. In their study, they used multicriteria decision methods on a reference house designed in Ecuador with 36 m² in space. According to their results, the best PCMs were n-Octadecane and BioPCM-Q29. Cheng *et al.* (2015) used heat conduction-enhanced shape-stabilized PCM (HCE-SSPCM) with an underfloor heating system. They charged this system with electricity at night when electricity is cheap. They obtained the result that the energy efficiency of the heating system can be improved, and the thickness of the thermal insulation material can be reduced by enhancing the thermal conductivity of PCM. They also showed that when thermal conductivity is smaller than 1 W/mK, this improving effect is not obvious. Chou *et al.* (2013) proposed a new design for metal sheet roofing structure in order to absorb more heat by solar radiation during the day in their experimental and numerical study. They obtained the result that this new design can reduce the heat flow through the roof significantly. Derradji *et al.* (2017) used TRNSYS 17 software to compare the thermal behavior of an office in Algeria having conventional walls with another office whose walls incorporated with PCM. According to their results, the use of PCM into walls not only increased the office temperature by 3 to 4°C in the winter period but also decreased it by 7°C the in summer period. Elargo *et al.* (2017) made an experimental and numerical study on the thermal performance of PCM integrated into a roof space in Italy. They showed that the heat peak load is reduced between 13% to 59% depending on the type of PCM. Gracia *et al.* (2013) experimentally investigated the thermal performance of the ventilated facade with PCM in its air cavity. They performed their tests on two identical cubicles in Spain, and one of them has a ventilated facade. They made different systems for night free cooling applications, cold storage units, and overheating protection systems by using gates at the different openings of the channel. They obtained the result that the most promising one for reducing the cooling load of the cubicle is the night free cooling application. Kharbouch *et al.* (2017) applied an optimization method by coupling the Genopt optimization tool and EnergyPlus building simulation tool to minimize the heating and cooling load of an air-conditioned house with PCMs in north Moroccan. They presented the optimum parameters for the orientation of the house, PCM layer thickness, rate of glazing area, glazing window type, air infiltration rate, solar absorptance coefficient of the outside surface of the external wall, and PCM melting temperature. According to their study, the optimum value of the PCM melting temperature is 20°C. Meng *et al.* (2017) made an experimental and numerical study on the concept of a composite PCM room consisting of two PCMs with different melting temperatures. They performed their

analysis in winter and summer conditions and obtained the results that the temperature drop of the PCM room was about 4.28-7.7°C during the summer day, the temperature rise of that was about 6.93-9.48°C during the winter day when comparing to an ordinary room. Strith *et al.* (2018) performed an analysis of the composite wall filled with different PCMs by using TRNSYS software. They showed that the walls with PCMs could reduce the energy usage of the building. Xia *et al.* (2017) numerically investigated the heat transfer of the PCM wall by using the sensible heat capacity method. They concluded the result that the melting temperature of the PCM should be close to the indoor air temperature to reduce the heat transfer from the PCM wall to the room. They also showed that the latent heat of the PCM has not a significant effect on the inner surface heat flux. Hichem *et al.* (2013) made an experimental and numerical study on the thermal behavior of brick, some of whose square holes were filled with PCM. According to their results, using brick with PCM in this way not only reduces the temperature of the inner wall up to 3.8°C but also the entering heat flux up to 82.1%. Ye *et al.* (2017) experimentally and numerically investigated the thermal performance of PCM panels for building applications. They found that the optimum thickness of the PCM panel is about 8-10mm. They also underlined that CaCl₂·6H₂O/expanded graphite panels exhibit better thermal performance than that of RT27/expanded graphite panels. Wang *et al.* (2013) numerically investigated the thermal performance of the ultrathin envelope integrated with PCM in Chengdu, China. They suggested that the thermal conductivity coefficient of PCM should be small, its latent heat should be high, phase transition temperature range should be narrow, and the PCM should be located at the inner side for better performance. Li *et al.* (2019) made a numerical study on the thermal performance of the Trombe wall integrated with double layers of PCM in Wuhan. They concluded that the PCM Trombe wall causes a lower indoor temperature in summer and reduces indoor temperature fluctuations in winter.

On the other hand, energy saving is an important factor for living units. Arce *et al.* (2020) have simulated the effects of three PCM configurations in the structure of a container, considering the ambient conditions of three cities in the USA and three cities in Spain. These cities are Abilene, Albuquerque, Barstow, Cordoba, Tenerife, and Yuma. Moreover, the influence of carbon nanofibers and boron nitride particles inside the PCM material was investigated, since these materials enhance the heat transfer. The results have shown that 23% of energy savings can be reached by using PCM materials. In addition, the suited case with carbon nanofibers was better than the ones with boron nitride in relation to energy saving. Park *et al.* (2019) were devoted to investigating the temporary modular housing for use in disasters and containers. Simulations were performed in order to evaluate the heating/cooling and photovoltaic energy generation. Eight types of modular houses were studied, and the thermal analyses of heating and cooling

loads have considered the following places: Bangkok, Dacca, Chengdu, Ulsan, and Sapporo. The results have shown that airtightness is a serious problem, which must be overcome to satisfy the standards and it has a relevant influence on the heating and cooling loads. Udosen *et al.* (2019) have simulated the heat transfer in a container house with high-density polyethylene-PCM capsules in the structure. The transient one-dimensional numerical model was implemented in MATLAB, adopting explicit first-order finite difference and the effective heat capacity methods. The results have indicated that the proposed approach can reduce the indoor temperature of the container up to 10.2°C. Nevertheless, better results can be reached if fans were placed in strategic locations to improve the airflow inside the house and remove the hot air from the container. Hu *et al.* (2020) have investigated the PCM applied in a ventilated window. The experiments have employed paraffin wax 50% with fiberboard, and fans were used to control the forced convection. Experiments with a reference window without PCM was also performed in order to evaluate the PCM efficiency. The results have shown that the PCM, exploring the heating process, can increase the inlet air temperature by 2.0°C, while in self-cooling mode can reduce the glass surface temperature by an average of 0.8°C.

This study presents the effects of the three types of convenient PCM container walls on thermal comfort for the climatic conditions of Rio de Janeiro. In this study, for that purpose, the thermal comfort of a container with PCMs for a hot summer day in Rio de Janeiro has been investigated numerically. The model consisting of governing equations for air and PCM has been proposed, and corresponding governing equations have been solved. Nondimensionalized governing equations have been solved by COMSOL Multiphysics finite element modeling and simulation software, and thermal performances of three different PCMs have been presented. This study not only shows the preference of convenient PCM materials to the usual isolation materials like polyurethane due to the latent heat of PCMs but also enables comparison between PCMs by considering the thermal comfort of a container during a hot summer day in Rio de Janeiro.

MATERIAL AND METHOD

Problem and Proposed Mathematical Model

In this study container designed with PCM walls was investigated to prevent the container from the hot outside air. The container, a closed enclosure, has a canopy above to prevent solar radiation, and it is subjected to airflow in the z-direction, as shown in Fig.1. The effect of the implementation of three types of PCM embedded wall and polyurethane wall on the indoor air temperature of the container have been investigated. Analyses have been performed for two-dimensional axial symmetric conditions, as seen in Fig. 2.

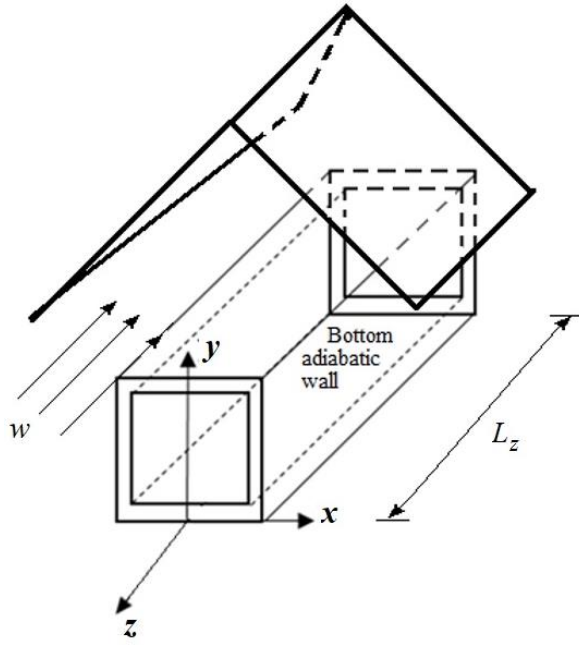


Fig. 1 Container design

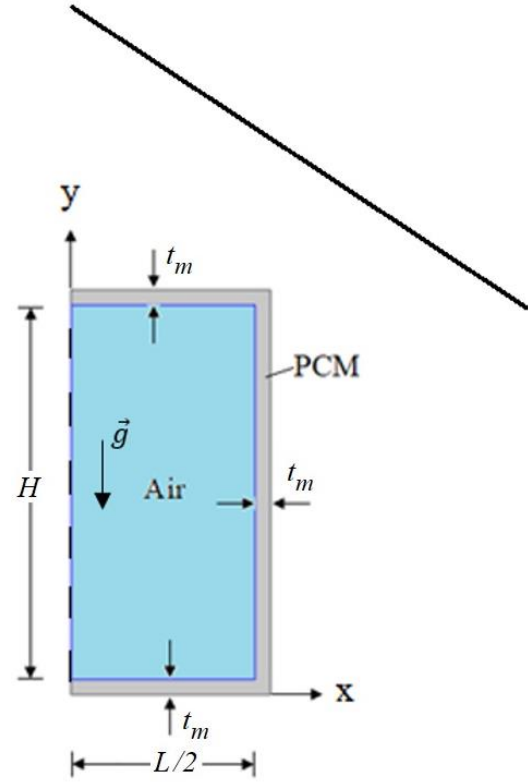


Fig. 2 Investigated domain

Geometric dimensions and thermophysical properties of the related materials are given in Table 1 and Table 2, respectively. The thermophysical properties of air are taken at 25°C, and assumed to be constant. The thermophysical properties of investigated PCMs are given in Table 3.

Table 1 Geometric dimensions

$t_m = 0.1$ m	
$H = 2.4638$ m (8 feet 1 inch)	(Ulloa <i>et al.</i> , 2017)
$L = 2.4384$ m (8 feet)	(Ulloa <i>et al.</i> , 2017)
$L_z = 6$ m	

Table 2 Thermophysical properties

$\rho_f = 1.184$ kg/m ³	(Çengel and Cimbala, 2005)
$c_{pf} = 1007$ J/kg K	(Çengel and Cimbala, 2005)
$k_f = 0.02551$ W/mK	(Çengel and Cimbala, 2005)
$\mu_f = 0.00001849$ kg/ms	(Çengel and Cimbala, 2005)
$Pr = 0.7296$	(Çengel and Cimbala, 2005)
$\rho_{pol} = 30$ kg/m ³	(BING, 2019)
$c_{pol} = 1500$ J/kg K	(BING, 2019)
$k_{pol} = 0.025$ W/m K	(BING, 2019)

Table 3 Thermophysical properties of PCMs (Rubitherm, 2019b)

PCM	T_s (°C)	T_l (°C)	$c_s = c_l$ (J/kgK)	ρ_s (kg/m ³)	ρ_l (kg/m ³)	$k_s = k_l$ (W/mK)	Δh (kJ/kg)
RT 28 HC	27	29	2000	880	770	0.2	220
RT 25 HC	22	26	2000	880	770	0.2	200
RT 22 HC	20	23	2000	760	700	0.2	160

Natural convection causes fluid motion inside the container. Initial and boundary conditions for the study have been presented in equations (1)-(7). Solar radiation has been neglected due to the canopy above the container. Its effect is also small when comparing heat transfer due to forced convection outside the container. The face of the container, which is in contact with the ground, is assumed to be adiabatic.

$$T|_{t=0} = T_0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0 \quad (2)$$

$$u|_{on\ walls} = 0 \quad v|_{on\ walls} = 0 \quad (3)$$

$$k_f \frac{\partial T}{\partial n} = k_i \frac{\partial T}{\partial n} \quad \text{Inside boundary condition} \quad (4)$$

$$h_{out}(T - T_{out}) = -k_i \frac{\partial T}{\partial n} \quad \text{Outside boundary condition} \quad (5)$$

i refers to PCM or polyurethane

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad \text{Symmetry condition for the energy equation} \quad (6)$$

$$\vec{V} \cdot \vec{n} \Big|_{x=0} = 0 \quad \text{Symmetry condition for momentum equations} \quad (7)$$

Assumptions:

- The bottom surface of the container is adiabatic.
- Thermophysical properties are constant.
- Thermal radiation is neglected because of the canopy.
- Natural convection within the liquid phase of the PCM is neglected.

When modeling phase change of PCM, especially for the case of thin geometries, neglecting natural convection effects is a practical assumption in literature like the study of Cheng *et al.* (2015) and Xia *et al.* (2017).

The continuity, momentum, and energy equations for air, which governs the transport phenomena inside the container are given below (equations (8)-(11)).

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (8)$$

$$\rho_f \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_f \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (9)$$

$$\rho_f \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu_f \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \rho_f g \beta_T (T - T_{ref}) \quad (10)$$

$$\rho_f c_{pf} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k_f \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (11)$$

where ρ_f , c_{pf} , k_f , μ_f and β_T are density, specific heat at constant pressure, thermal conductivity, dynamic viscosity, and thermal expansion coefficient of air, respectively. T_{ref} is the minimum temperature in the domain of air.

The reference solution is for polyurethane. Governing equations for PCM plates and polyurethane plates are given below (equations (12)-(15)).

$$C_{PCM\ ap} \frac{\partial T}{\partial t} = k_{PCM} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (12)$$

$$C_{PCM\ ap} = \begin{cases} \rho_s c_s & T \leq T_s \\ \rho_{PCM} \Delta h \frac{\partial \beta}{\partial T} + 0.5 \rho_s c_s + 0.5 \rho_l c_l & T_s < T < T_l \\ \rho_l c_l & T \geq T_l \end{cases} \quad (13)$$

$$\beta = \begin{cases} 0 & T \leq T_s \\ \frac{T - T_s}{T_l - T_s} & T_s < T < T_l \\ 1 & T \geq T_l \end{cases} \quad (14)$$

$$\rho_{pol} c_{pol} \frac{\partial T}{\partial t} = k_{pol} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (15)$$

where Δh is the latent heat, β is the melt fraction, T_s and T_l are solidification and liquefaction temperatures, respectively. The subscript ‘‘s’’ shows the solid phase, and the subscript ‘‘l’’ shows the liquid phase of PCM. It can be easily seen from equations (12) and (13) that apparent heat capacity method has been applied for the phase change of PCM.

Governing equations have been nondimensionalized by using the following dimensionless variables (equations (16)).

$$\begin{aligned} x^* &= \frac{x}{L} & y^* &= \frac{y}{L} \\ u^* &= \frac{u}{\frac{L}{\alpha_f}} & v^* &= \frac{v}{\frac{L}{\alpha_f}} & p^* &= \frac{L^2 p}{\rho_f \alpha_f^2} \\ t^* &= \frac{\alpha_f t}{L^2} & T^* &= \frac{T - T_0}{T_H - T_0} \\ T_s^* &= \frac{T_s - T_0}{T_H - T_0} & T_l^* &= \frac{T_l - T_0}{T_H - T_0} \end{aligned} \quad (16)$$

where T_H (41°C) is the maximum value of the outside air temperature for the investigated time and T_0 is the initial temperature. The initial temperature for the container was selected as 22°C, which is the comfort condition. As the minimum value of the outside air temperature was 23°C, in order not to have minus values for the nondimensional results, we obtained nondimensional energy equations by using initial air temperature value instead of minimum value of the outside air temperature.

Nondimensional forms of initial and boundary conditions for the study are presented in equations (17)-(23).

$$T^* \Big|_{t^*=0} = 0 \quad (17)$$

$$\left. \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right|_{y^*=0} = 0 \quad (18)$$

$$u^* \Big|_{on\ walls} = 0 \quad v^* \Big|_{on\ walls} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial n^*} = \frac{k_i}{k_f} \frac{\partial T^*}{\partial n^*} \quad \text{Inside boundary condition} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{h_{out} L}{k_f} (T^* - T_{out}^*) & \quad \text{Outside boundary condition} \\ &= - \frac{k_i}{k_f} \frac{\partial T^*}{\partial n^*} \end{aligned} \quad (21)$$

i shows PCM or polyurethane

$$\left. \frac{\partial T^*}{\partial x^*} \right|_{x^*=0} = 0 \quad \text{Symmetry condition for energy equation} \quad (22)$$

$$\vec{V}^* \cdot \vec{n}^* \Big|_{x^*=0} = 0 \quad \text{Symmetry condition for momentum equations} \quad (23)$$

Nondimensional forms of the governing equations are given below (equations (24)-(32)).

For air:

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \\ = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + Pr \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \\ = -\frac{\partial p^*}{\partial y^*} + Pr \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) \\ + RaPr(T^* - T_{ref}^*) \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \\ = \frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \end{aligned} \quad (27)$$

where Ra is the Rayleigh number, and Pr is the Prandtl number. They are also given below.

$$Ra = \frac{g\beta_T L^3 (T_H - T_0)}{\alpha_f \gamma_f} \quad (28)$$

$$Pr = \frac{\gamma_f}{\alpha_f} \quad (29)$$

For PCM and polyurethane plates:

$$C_{PCM\ ap}^* \frac{\partial T^*}{\partial t^*} = \frac{k_{PCM}}{k_f} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (30)$$

$$C_{PCM\ ap}^* = \begin{cases} \frac{\rho_s c_s}{\rho_f c_f} & T^* \leq T_s^* \\ \frac{\rho_s \Delta h}{(T_l - T_s) \rho_f c_f} + 0.5 \frac{\rho_s c_s}{\rho_f c_f} & T_s^* < T^* < T_l^* \\ \frac{\rho_l c_l}{\rho_f c_f} + 0.5 \frac{\rho_l c_l}{\rho_f c_f} & T^* \geq T_l^* \end{cases} \quad (31)$$

$$\frac{\rho_{pol} c_{pol}}{\rho_f c_f} \frac{\partial T^*}{\partial t^*} = \frac{k_{pol}}{k_f} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (32)$$

It can be easily seen that the buoyancy force term $RaPr(T^* - T_{ref}^*)$ plays an important role in the natural convection of air inside the container. Apparent heat capacity method is also obvious in the dimensionless form of the energy equation of PCM.

Solution Method and Mesh Dependency Analysis

In this study, the thermal performance of the container has been investigated for the outside air temperature from 08:00 to 18:00 h on 02.02.2019 in Rio de Janeiro. In other words, thermal performances of PCMs for the time interval, including the hottest time, have been investigated in Rio de Janeiro. Necessary temperature data have been taken from the reference (Internet, 2019). Dimensionless form for the outside air temperature has been obtained, as seen in Fig. 3. Because nondimensional forms of the governing equations have been solved numerically by using COMSOL Multiphysics finite element modeling and simulation software. The function for the dimensionless air temperature has been obtained by Sigma Plot, presented by equation (33), and used in the analysis due to equation (21). It has been observed that the corresponding maximum discrepancy value for dimensional outside temperature is % 4.61. This also corresponds to the temperature difference of 1.43°C.

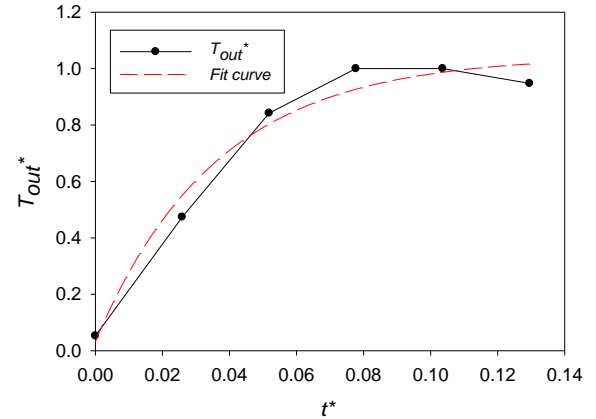


Fig. 3 Dimensionless form of the outside air temperature

$$T_{out}^* = 0.0318 R^2 = 0.9752 \quad (33) \\ + 1.0127 (1 - e^{-27.6841t^*})$$

For the calculation of the convection heat transfer coefficient h_{out} for the outside of the container, we assumed that wind is blowing with a speed of 5 m/s (w) along with the container, which is 6 m (L_z) in length. Thermophysical properties of air for the calculation of h_{out} was taken constant at the mean temperature of the outside air, which is 35.67°C, for the investigated time interval. The correlation given in equation (34), which can easily be obtained from the local Nusselt number correlation (Çengel, 2011), has been used for the turbulent external flow outside the container and h_{out} found as 15.37 W/m²K. The value of the h_{out} is also used in equation (21) to get the solution of nondimensional governing equations.

$$\overline{Nu}_L = 0.0385Re_L^{0.8}Pr^{1/3} \quad (34)$$

Mesh dependency analysis was also carried out. The average value of the dimensionless air temperature inside the container depending on dimensionless time was obtained for different number of mesh elements, as seen in Fig. 4. On the other hand, it was observed that the program could not be able to give reasonable results for a mesh with less number of elements than 10633. Mesh with 47742 number of elements was selected by considering the analysis time and accuracy.

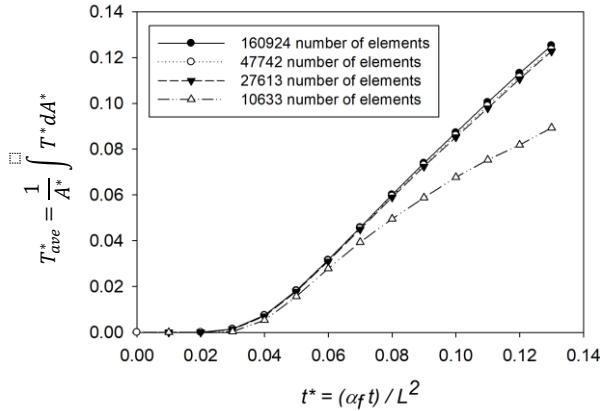


Fig. 4 Dimensionless value of the average temperature of the air for the case of RT 28 HC for different mesh types

Validation of the Code

The code used for the model for fluid inside the container was tested, and results, when steady-state conditions have been reached, are presented in Table 4 for validation. According to this reference model, a square enclosure with a cylinder on its center is considered, as shown in Fig. 5a. The surfaces of the enclosure and cylinder have a constant temperature. Average values of the Nusselt number at the top (\overline{Nu}_T), bottom (\overline{Nu}_B) and side walls (\overline{Nu}_S) are calculated according to equation (35).

$$Nu = \left. \frac{\partial \theta}{\partial n^*} \right|_{wall}, \quad \overline{Nu} = \int_0^1 Nu dS^* \quad (35)$$

where θ is dimensionless temperature, n^* and S^* are the dimensionless length in the normal and horizontal directions to the wall, respectively. On the other hand, validation of code for the fluid has also been performed by comparing numeric results with the time-wise variation of Nusselt numbers due to the problem given

in Fig. 5b. In this figure, the square body in the center of the enclosure has the mean temperature of the cold and hot wall temperatures. Time-wise comparisons of the average Nusselt number at the hot bottom wall have been presented in Figs. 6, 7, and 8, respectively for $Ra=10^4$, $Ra=10^5$, and $Ra=10^6$.

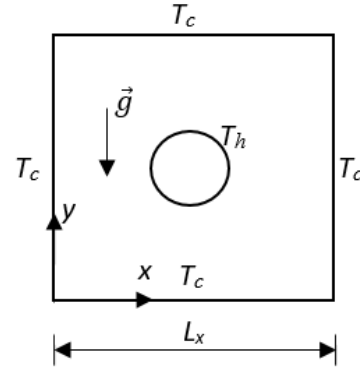


Fig. 5a A square enclosure with a cylinder on its center (for validation with the study of Kim *et al.* (2008))

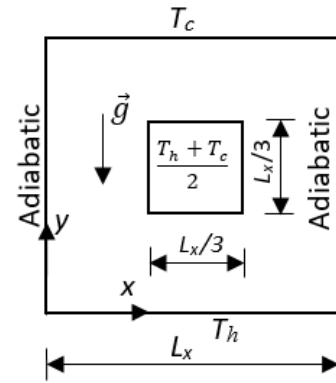


Fig. 5b A square enclosure with a square body on its center (for validation with the study of Ha *et al.* (2002))

Although the study of Kim *et al.* (2008) is time-dependent, flow, and thermal fields reach the steady-state conditions. Because of that reason, Table 4 shows the data at the time when steady-state conditions have been reached. It is expected that reason for the small differences between the results obtained from the numeric code in this study and the results of the study of Kim *et al.* (2008) is due to the difference of mesh and numeric method used. On the other hand, the variations of the average Nusselt numbers at the hot bottom wall are highly compatible with the study of Ha *et al.* (2002), as shown in Figs. 6, 7, and 8.

Table 4 Validation of the model for the fluid code

Ra	\overline{Nu}_S	\overline{Nu}_S (Kim <i>et al.</i> 2008)	\overline{Nu}_B	\overline{Nu}_B (Kim <i>et al.</i> 2008)	\overline{Nu}_T	\overline{Nu}_T (Kim <i>et al.</i> 2008)
10^3	1.5839	1.6947	1.5437	1.6098	1.6261	1.6826
10^4	1.5677	1.7267	1.2444	1.2931	2.0741	2.1822
10^5	2.0571	2.0745	0.4740	0.4780	5.2243	5.4554
10^6	3.6131	3.6646	0.4415	0.3774	10.1355	11.055

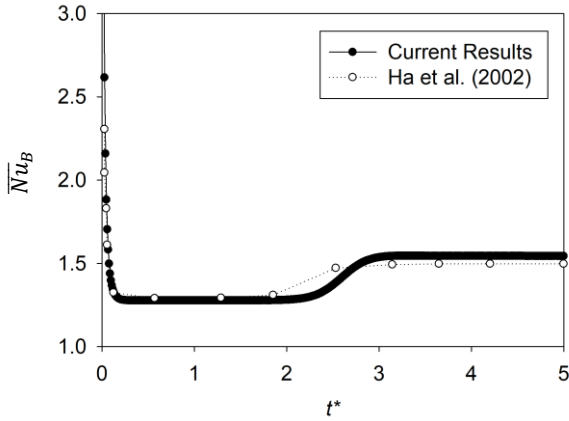


Fig. 6 Time-dependent comparison of the average Nusselt number at the hot bottom wall for $Ra=10^4$

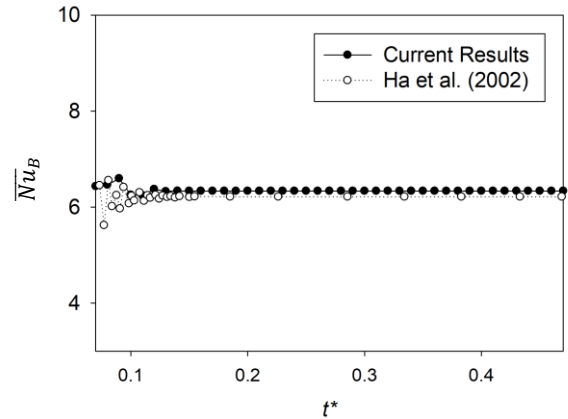


Fig. 8 Time-dependent comparison of the average Nusselt number at the hot bottom wall for $Ra=10^6$

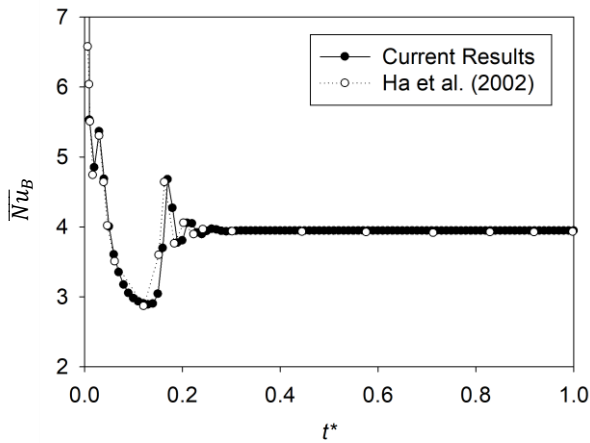


Fig. 7 Time-dependent comparison of the average Nusselt number at the hot bottom wall for $Ra=10^5$

The code for PCM was also tested for the case of RT 28 HC by using analytical results for freezing in a corner given in the literature as shown in Fig. 9 (Rathjen and Jiji, 1971). The code for phase change is the same both for the solidification and melting process. A square enclosure with 1m length has been considered. It is full of RT 28 HC, which is initially at 305K, and while its two adjacent walls are at a constant temperature of 285K, other walls are isothermal. Corresponding results have been obtained at three different times. It has been observed that the analytical and numerical solidification fronts are almost the same. Dimensional results convenient with the analytical ones have been presented in Fig. 9 for the validation of the PCM code. Because dimensionless equations of terms in the work of Rathjen and Jiji (1971) and this study are different. On the other hand, corresponding dimensionless time values calculated according to equation (16) for a square enclosure with 1 m length have also been given in this figure.

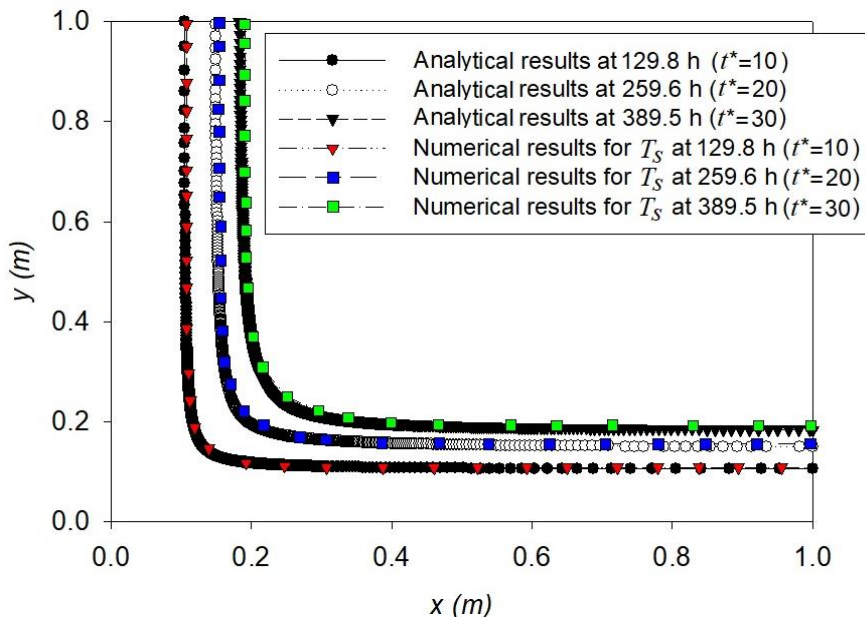


Fig. 9 Validation of the PCM code for the case of RT 28 HC

RESULTS AND DISCUSSION

The dimensionless average temperature values of the air inside the container have been obtained for all the investigated cases, as shown in Fig. 10. It has been observed that the dimensionless average temperature is equal to its initial value for the cases of RT 22 HC and RT 25 HC at the end of the investigation time. On the other hand, this value shows increments of 0.1235 and 0.7710 respect to its initial value, respectively for the cases of RT 28 HC and polyurethane at the end of that time. Corresponding temperature differences with respect to initial or comfort temperature are 2.35°C and 14.65°C, respectively, for the cases of RT 28 HC and polyurethane. One can conclude that the case of RT 28

HC shows better performance when comparing the reference case of polyurethane. The main reason for using PCM is to utilize its latent heat. This causes heat absorption inside the walls and makes the indoor temperature of the container not to rise as in the cases of RT 22 HC and RT 25 HC, or it shows little increment as in the case of RT 28 HC. As there is no heat absorption effect for the polyurethane walls, the average temperature inside the container continues to rise due to the outside hot air. It can be concluded that the usage of PCM reduces the temperature rise within the container; as a result, the need for air conditioning and energy consumption will be reduced by using convenient PCM on the container walls.

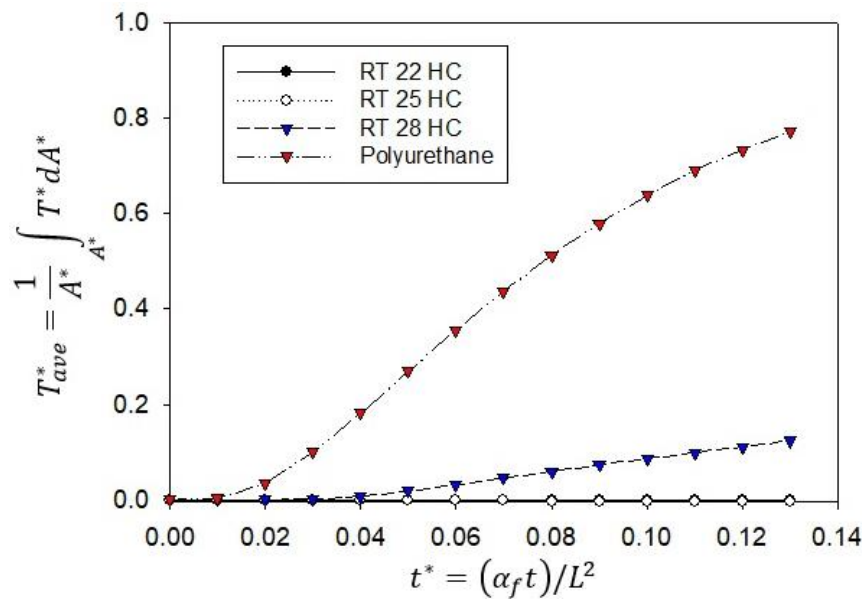


Fig. 10 Average temperature values inside the container ($T^* = \frac{T-T_0}{T_H-T_0}$, $T_H = 41^\circ\text{C}$, $T_0 = 22^\circ\text{C}$)

The places of the melting zone inside the upper, bottom, and sidewalls of the container have been presented in Fig. 11 for all the investigated PCM walls. Red places show the mushy zone. It has been shown that melting starts first for the case of RT 22 HC as its solidification temperature has the lowest value. On the other hand, for the conditions given in this study, the thickness of the mushy zone decreases as the melting temperature of the PCM increases.

Although RT 28 HC has the highest latent heat value, RT 22 HC and RT 25 HC give better performance as their solidification temperatures have lower values, which are close to the initial temperature. The initial

temperature for the container was selected as 22°C, and it is greater than the solidification temperature T_s of the RT 22 HC. This means although RT 22 HC is in the form of mushy at the beginning of the process, it shows better cooling performance. In other words, initially, walls with RT 22 HC are mushy and walls with RT 25 HC are about to melt. This means that the heat absorption effect is active. But in the case of walls with RT 28 HC heat absorption effect will be active later. Secondly, as seen in Fig. 11, mushy zone, which absorbs heat, is thinner for the case of RT 28 HC than other cases. These are the reasons why RT 22 HC and RT 25 HC give better performance.

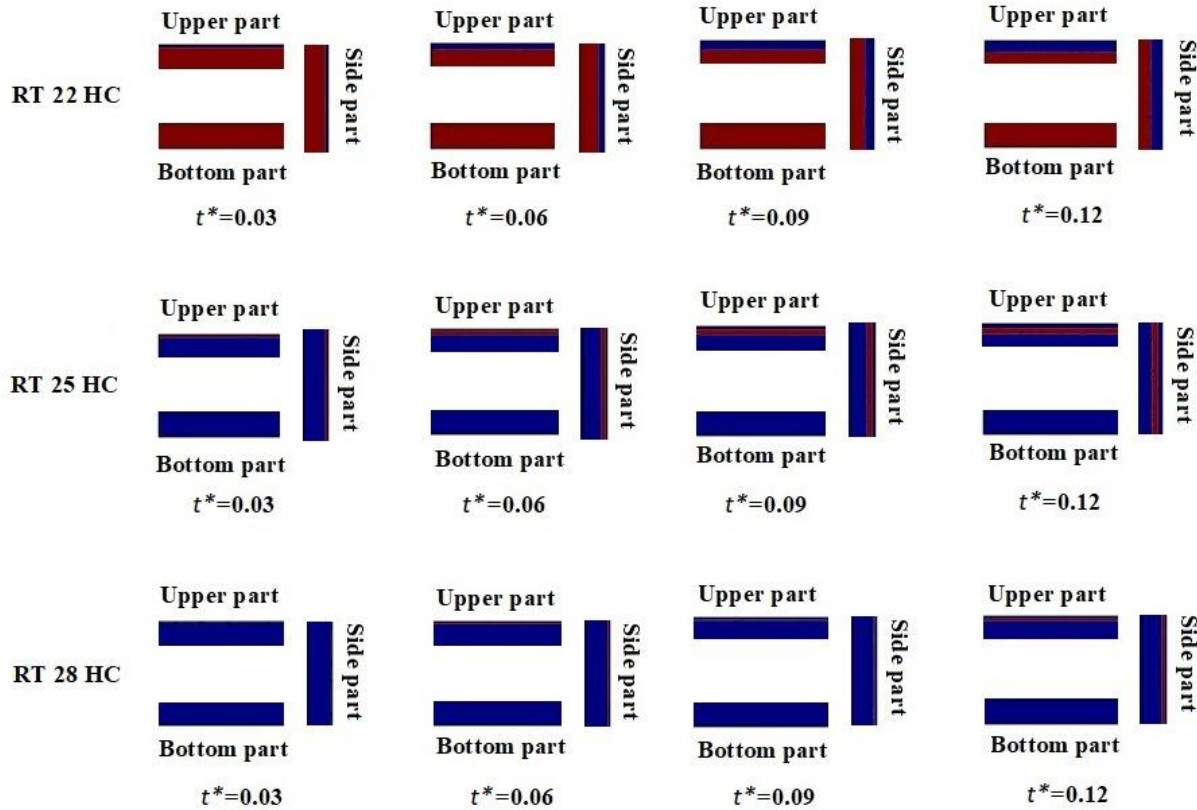


Fig. 11 Melting of the PCM inside the container walls

Table 5 shows the average temperature values of the container parts in dimensionless form for the four investigated cases. Dimensionless average temperature values of T_{ave}^* for each part have been calculated by the dimensionless integral of $\frac{1}{A^*} \int_{A^*} T^* dA^*$. As it has been shown from Table 5, the upper and side parts of the container are almost at the same temperature for the cases of RT 22 HC, RT 25 HC and RT 28 HC. Side parts are generally slightly warmer than upper parts.

But for the case of polyurethane walls, the upper part of the container is warmer than side part. According to the results presented in Table 5, one can conclude that RT 25 HC shows better performance by absorbing more heat for the given conditions. The coolest part of the container is the bottom part due to adiabatic condition on this surface. Accordingly, it has been observed that the bottom part of the container is at the initial temperature during the investigation time for the cases of RT 22 HC and RT 25 HC.

Table 5 Average values of dimensionless temperatures of the container parts

t^*	RT 22 HC Upper part T_{ave}^*	RT 22 HC Bottom part T_{ave}^*	RT 22 HC Side part T_{ave}^*	RT 25 HC Upper part T_{ave}^*	RT 25 HC Bottom part T_{ave}^*	RT 25 HC Side part T_{ave}^*
0.03	0.020	0	0.021	0.004	0	0.004
0.06	0.074	0	0.078	0.025	0	0.026
0.09	0.136	0	0.142	0.046	0	0.048
0.12	0.193	0	0.202	0.073	0	0.075
t^*	RT 28 HC Upper part T_{ave}^*	RT 28 HC Bottom part T_{ave}^*	RT 28 HC Side part T_{ave}^*	Polyurethane Upper part T_{ave}^*	Polyurethane Bottom part T_{ave}^*	Polyurethane Side part T_{ave}^*
0.03	0.078	0	0.080	0.322	0.007	0.305
0.06	0.126	0	0.127	0.632	0.052	0.575
0.09	0.173	0.002	0.174	0.826	0.129	0.752
0.12	0.213	0.003	0.214	0.934	0.217	0.860

During melting process of PCMs inside the walls, Stefan number values for each investigated PCM,

which are the ratio of sensible heat to the latent heat, have been presented in Table 6.

Table 6. Stefan numbers for the PCM walls

PCM type	$Ste = \frac{c_l(T_l - T_s)}{\Delta h}$
RT 22 HC	0.03750
RT 25 HC	0.04000
RT 28 HC	0.01818

The temperature and velocity simulations for all the investigated cases are presented in Figs. 12-15. It has been observed that maximum velocity values inside the container increase with time for the cases of RT 22 HC and RT 25 HC. In the case of RT 22 HC, the direction of the airflow inside the container can change. Vortexes take place at the beginning in the case of RT 25 HC, and then clockwise rotation takes place. The direction of the airflow is governed by the buoyancy term of $RaPr(T^* - T_{ref}^*)$ given in equation (26). T_{ref}^* is the dimensionless form of the minimum temperature in the domain of air. The investigated phenomenon is time dependent. The term $RaPr(T^* - T_{ref}^*)$ also changes with time on every point of the domain of air. This governs the flow direction. Although it seems there is no temperature difference in the domain of air for the cases of RT 22 HC and RT 25 HC, very little temperature differences in the domain cause the flow to be taken place. T_{ref}^* is approximately zero for the

cases of PCM walls. This means minimum air temperature is equal to the initial temperature. But in the case of polyurethane walls T_{ref}^* has the value of 0.0129, 0.0804, 0.1699 and 0.263 respectively for dimensionless time values of 0.03, 0.06, 0.09 and 0.12. In the cases of RT 22 HC and RT 25 HC, there is no temperature rise has been observed inside the domain of air. In the case of RT 28 HC, the temperature slightly increases with time. As the bottom part of the container is adiabatic, places close to the bottom part in the domain of air are the coldest places. Although polyurethane is used as an isolation material due to its low thermal conductivity value, the temperature inside the container increases rapidly according to other cases in the case of polyurethane walls are used. This presents the fact that making use of the heat sink property of phase change materials for the container walls heals the comfort of the living space. The maximum and minimum values of Rayleigh numbers with the maximum value of dimensionless velocity have been presented in Figs. 12-15. It has also been shown in Figs. 12-15 that, generally, circulation gains strength as a result of velocity magnitude increases with the Rayleigh number. This can easily be seen from Fig.15, where the variation of the maximum Rayleigh number is greater.

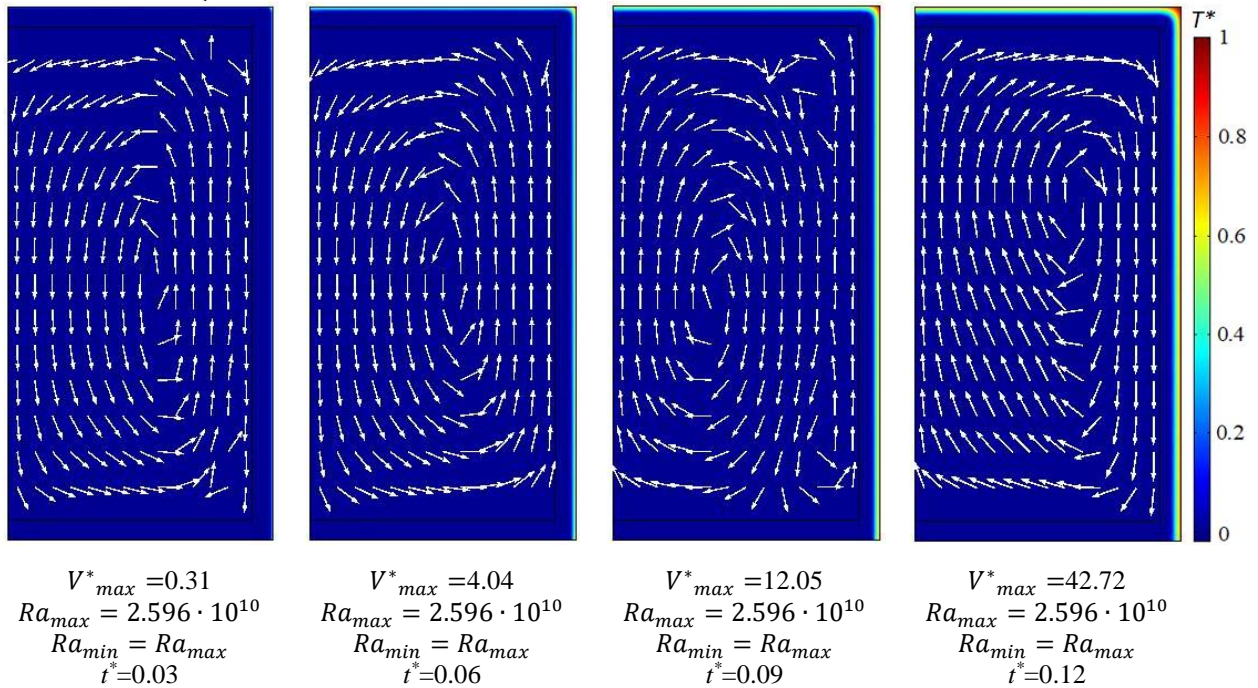


Fig. 12 The velocity and temperature simulations inside the container for RT 22 HC

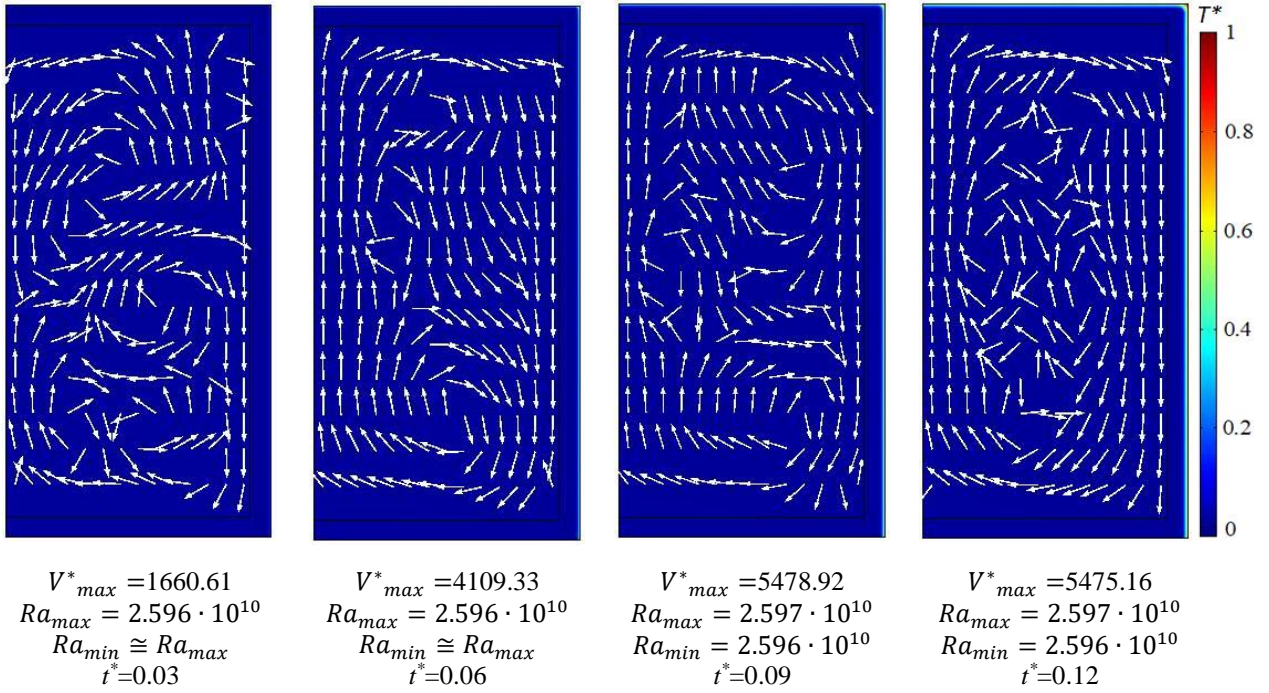


Fig. 13 The velocity and temperature simulations inside the container for RT 25 HC

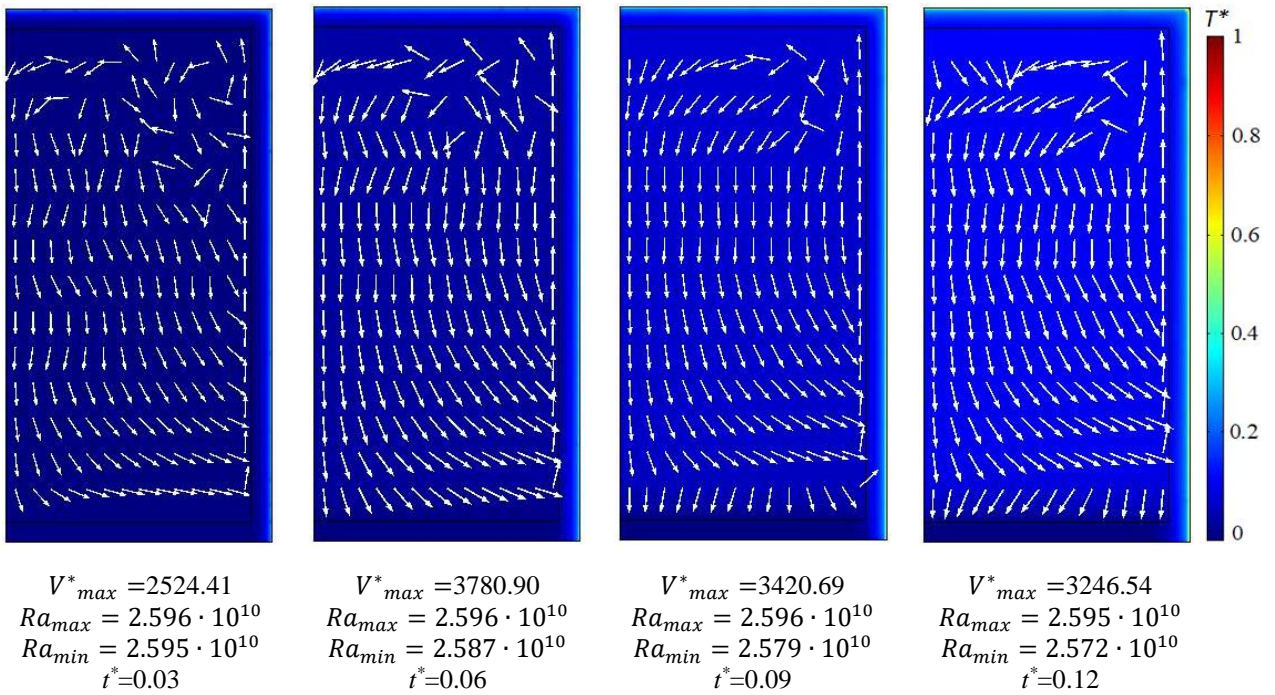


Fig. 14 The velocity and temperature simulations inside the container for RT 28 HC

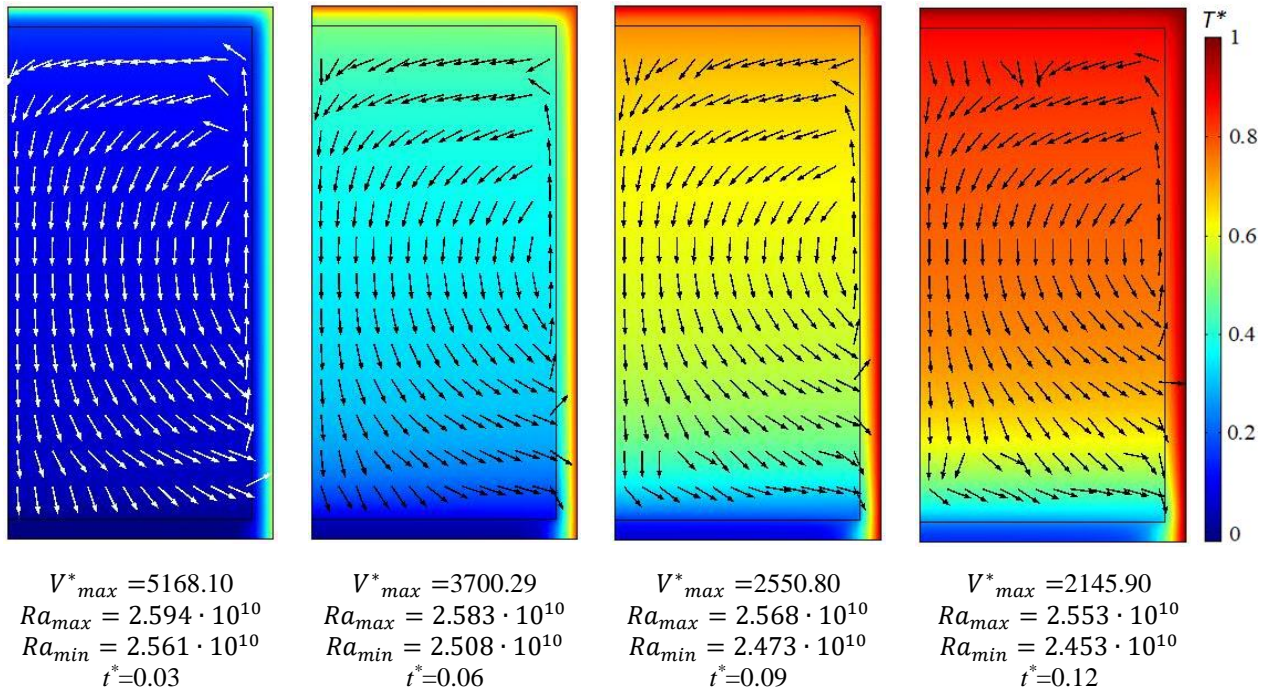


Fig. 15 The velocity and temperature simulations inside the container for polyurethane

Biot numbers have been calculated for the upper and side parts of the container. These parts are also in contact with the hot outside air, and as a result, the temperature gradients inside these parts are greater. Equations (36) and (37) have been used for the calculation of Biot numbers, respectively, for the upper and side parts of the container. As it is well known from the definition of the Biot number, the following equations show the rate of convection on the body to the conduction inside the body. Because convection on the body is equal to the conduction of fluid on the surface of the body.

Variation of the Biot numbers for the investigated cases are presented in Table 7. It can easily be observed from this table that heat absorption due to the phase change of PCM causes the Biot numbers to decrease. In other words, Biot number values are zero for the cases of RT 22 HC and RT 25 HC and approximately zero for the case of RT 28 HC. On the other hand, Biot numbers for the polyurethane parts increase with time. It has also

been observed from Table 7 that Biot number decreases after melting starts and plays an important role to show the heat absorption effect for the case of RT 28 HC.

$$Bi_{upper} = \frac{k_f \left(\frac{1}{S^*} \int_{S^*} \frac{\partial T^*}{\partial y^*} dS^* \right)_{\text{on the surface contact with inside air}}}{k_{PCM \text{ or Polyurethane}} \left(\frac{1}{S^*} \int_{S^*} \frac{\partial T^*}{\partial y^*} dS^* \right)_{\text{on the surface contact with outside air}}} \quad (36)$$

$$Bi_{side} = \frac{k_f \left(\frac{1}{S^*} \int_{S^*} \frac{\partial T^*}{\partial x^*} dS^* \right)_{\text{on the surface contact with inside air}}}{k_{PCM \text{ or Polyurethane}} \left(\frac{1}{S^*} \int_{S^*} \frac{\partial T^*}{\partial x^*} dS^* \right)_{\text{on the surface contact with outside air}}} \quad (37)$$

Table 7 Variation of Biot numbers for the upper and side parts of the container

Container Part	$t^* = 0.03$	$t^* = 0.06$	$t^* = 0.09$	$t^* = 0.12$
Upper PCM (RT 22 HC)	0	0	0	0
Side PCM (RT 22 HC)	0	0	0	0
Upper PCM (RT 25 HC)	0	0	0	0
Side PCM (RT 25 HC)	0	0	0	0
Upper PCM (RT 28 HC)	0.001	0.001	0	0
Side PCM (RT 28 HC)	0.001	0.003	0.002	0.002
Upper Polyurethane	0.064	0.101	0.128	0.152
Side Polyurethane	0.217	0.336	0.414	0.485

CONCLUSION

In this study, the thermal comfort of the container has been investigated for three different types of PCMs and polyurethane walls for the hot summer day in Rio de

Janeiro. Numeric analyses for 10 hours show that the best cooling effect due to the melting of PCM has been observed for the cases of RT 22 HC and RT 25 HC. Although RT 28 HC has the highest latent heat, the

temperature of the air inside the container slightly increases for that case as its solidification temperature is not close to the initial temperature, unlike other investigated PCMs. It has also been observed that although the thermal conductivity value of polyurethane is much lower than these of investigated PCMs, using isolation materials like polyurethane does not ensure thermal comfort like PCMs. It has been concluded from this study that making use of the heat absorption ability of PCMs during melting presents considerably better performance on the thermal comfort inside the living area.

In this study, the superiority of using convenient PCMs for the thermal comfort of the container has been demonstrated. On the other hand, this study presents dimensionless process of phenomena with phase change of PCMs on the container walls and natural convection inside the container. Because nondimensionalization is a practical and useful approach.

This study also shows that utilizing the convenient PCMs on the container or building walls will reduce the energy consumption in the world where energy demand increases continuously.

REFERENCES

- Arce E., Agrawal R., Suárez A., Febrero L. and Luhrs C. C., 2020, Modeling of Energy Demand and Savings Associated with the Use of Epoxy-Phase Change Material Formulations, *Materials*, 13(3), 639, 1-15.
- Álvarez S., Cabeza L. F., Ruiz-Pardo A., Castell A. and Tenorio J. A., 2013, Building Integration of PCM for Natural Cooling of Buildings, *Appl. Energ.*, 109, 514–522.
- Beltrán R. D. and Martínez-Gómez J., 2019, Analysis of Phase Change Materials (PCM) for Building Wallboards Based on the Effect of Environment, *Journal of Building Engineering*, 24, 1-16, 100726.
- BING, 2019, BING Federation of European Rigid Polyurethane Foam Association, *Thermal Insulation Materials Made of Rigid Polyurethane Foam (PUR/PIR)- Properties – Manufacture, Report No:1 (October 2006)*, Av. E. Van Nieuwenhuysse 6, 1160 Brussels-Belgium.
http://highperformanceinsulation.eu/wp-content/uploads/2016/08/Thermal_insulation_material_s_made_of_rigid_polyurethane_foam.pdf.
- Cheng W., Xie B., Zhang R., Xu Z. and Xia Y., 2015, Effect of Thermal Conductivities of Shape Stabilized PCM on Under-Floor Heating System, *Appl. Energ.*, 144, 10–18.
- Chou H. M., Chen C. R. and Nguyen V. L., 2013, A New Design of Metal-Sheet Cool Roof Using PCM, *Energ. Buildings*, 57, 42–50.
- Çengel Y. A., Cimbala J. M., 2005, *Fluid Mechanics - Fundamentals and Applications* (First Ed.), McGrawHill, New York.
- Çengel Y. A., 2011, *Isı ve Kütle Transferi – Pratik Bir Yaklaşım* (Third Ed.), *Güven Bilimsel*, İzmir.
- Derradji L., Errebai F. B. and Amara M., 2017, Effect of PCM in Improving the Thermal Comfort in Buildings, *Enrgy. Proced.*, 107, 157 – 161.
- Elarga H., Fantucci S., Serra V., Zecchin R. and Benini E., 2017, Experimental and Numerical Analyses on Thermal Performance of Different Typologies of PCMs Integrated in the Roof Space, *Energ. Buildings*, 150, 546–557.
- Gracia A., Navarro L., Castell A., Ruiz-Pardo A., Álvarez S. and Cabeza L. F., 2013, Thermal Analysis of a Ventilated Facade with PCM for Cooling Applications, *Energ. Buildings*, 65, 508–515.
- Ha M. Y., Kim I. K., Yoon H. S., Yoon K. S. and Lee J. R., 2002, Two-Dimensional and Unsteady Natural Convection in a Horizontal Enclosure with a Square Body, *Numer Heat Tr A-Appl*, 41:183-210.
- Hichem N., Noureddine S., Nadia S. and Djamila D., 2013, Experimental and Numerical Study of a Usual Brick Filled with PCM to Improve the Thermal Inertia of Buildings, *Enrgy. Proced.*, 36, 766 – 775.
- Hu Y., Heiselberg P. K. and Guo R., 2020, Ventilation Cooling/Heating Performance of a PCM Enhanced Ventilated Window - An Experimental Study, *Energ. Buildings*, 214, 109903, 1-12.
- Internet, 2019, Previsao do tempo.
<https://www.climatempo.com.br/previsao-do-tempo/cidade/321/riodejaneiro-tj>.
- Kharbouch Y., Mimet A. and Ganaoui M. E., 2017, A Simulation Based-Optimization Method for Energy Efficiency of a Multi-Zone House Integrated PCM, *Enrgy. Proced.*, 139, 450-455.
- Kim B. S., Lee D. S., Ha M. Y. and Yoon H. S., 2008, A Numerical Study of Natural Convection in a Square Enclosure with Circular Cylinder at Different Vertical Locations, *Int. J. Heat Mass Tran.*, 51, 1888-1906.
- Li S., Zhu N., Hu P., Lei F. and Deng R., 2019, Numerical Study on Thermal Performance of PCM Trombe Wall. *Enrgy. Proced.*, 158, 2441-2447.
- Meng E., Yu H. and Zhou B., 2017, Study of the Thermal Behavior of the Composite Phase Change

Material (PCM) Room in Summer and Winter, *Appl. Therm. Eng.*, 126, 212–225.

Park B, Cho J. and Jeong Y., 2019, Thermal Performance Assessment of Flexible Modular Housing Units for Energy Independence Following Disasters, *Sustainability*, 11(20), 5561, 1-17.

Rathjen K. A. and Jiji L. M., 1971, Heat Conduction with Melting or Freezing in a Corner, *J. Heat Transf.*, 93(1), 101-109.

Rubitherm, 2019a, Rubitherm Phase Change Material, *Applications*, <https://www.rubitherm.eu/en/applications.html>.

Rubitherm, 2019b, Rubitherm Phase Change Material, *PCM RT-Line*, <https://www.rubitherm.eu/en/index.php/productcategory/organische-pcm-rt>.

Shobo A. B., Mawire A. and Aucamp M., 2018, Rapid Thermal Cycling of Three Phase Change Materials (PCMs) for Cooking Applications, *J. Braz. Soc. Mech. Sci.*, 40:329, 1-12.

Stritih U., Tyagi V. V., Stropnik R., Paksoy H., Haghghat F., and Mastani Joybari M, 2018, Integration of Passive PCM Technologies for Net-Zero Energy Buildings, *Sustain. Cities Soc.*, 41, 286–295.

Udosen A. N., 2019, Numerical Study of High Density Polyethylene-PCM Capsules for Passive Cooling

Application in Intermodal Steel Building Space Envelope, *Nigerian Journal of Technology*, 38 (2), 384-398.

Ulloa C., Arce M. E., Rey G., Miguez J. L. and Hernandez J., 2017, Recycling COR-TEN Sea Containers into Service Modules for Military Applications: Thermal Analysis, *Energies*, 10(6):820, 1-13.

Wang J., Long E., Qin W. and Xu L., 2013, Ultrathin Envelope Thermal Performance Improvement of Prefab House by Integrating with Phase Change Material. *Energy. Buildings*, 67, 210–216.

Xia X., Meng E., Chen Y., Liu Y., Chen Q., Lu Y. and Chen J., 2017, Numerical Study of the Thermal Performance of the PCM Wall Under Periodical Outside Temperature Waves, *Procedia Engineer.*, 205, 3478–3484.

Ye R., Lin W., Yuan K., Fang X. and Zhang Z., 2017, Experimental and Numerical Investigation on the Thermal Performance of Building Plane Containing CaCa₂.6H₂O/Expanded Graphite Composite Phase Change Material. *Appl. Energ.*, 193, 325-335.

Zalba B., Marin J. M., Cabeza L.F. and Mehling H., 2003, Review on Thermal Energy Storage with Phase Change: Materials, Heat Transfer Analysis and Applications, *Appl. Therm. Eng.*, 23,251–283.



Çiğdem SUSANTEZ graduated from the Mechanical Engineering Department of Trakya University in 2007 with the highest degree in faculty. She received her PhD degree in 2015 from Trakya University. She has been working as an Instructor Dr. at Mechanical Engineering Department of Trakya University. Her main research fields are genetic algorithms, fluid mechanics, heat and mass transfer, nanofluids and phase change materials.



Aldélio Bueno CALDEIRA graduated Cum Laude in Mechanical Engineering in 1995 and received his DSc degree from Federal University of Rio de Janeiro in 2004. He works in Brazilian Army since 1997 and he is military professor of Mechanical Engineering at Military Institute of Engineering (IME) since 2004. His main research fields are heat transfer, combustion, aerodynamics, optimisation and inverse problems.



NATURAL CONVECTION OF ETHYLENE GLYCOL AND WATER MIXTURE BASED Al_2O_3 NANOFLUIDS BETWEEN VERTICAL CONCENTRIC CYLINDERS

Kamil KAHVECİ* and Elif Büyük ÖĞÜT**

*Mechanical Engineering Department, Trakya University, 22030 Edirne / Turkey,
kamilk@trakya.edu.tr, ORCID: 0000-0003-2492-8690

**Vocational School of Hereke Asım Kocabıyık, Kocaeli University, 41800 Hereke-Kocaeli / Turkey,
elif.ogut@kocaeli.edu.tr, ORCID: 0000-0001-7037-9018

(Geliş Tarihi: 26.12.2019, Kabul Tarihi: 15.05.2020)

Abstract: Natural convection of ethylene glycol (EG) and water mixture based Al_2O_3 nanofluids between vertical concentric circular cylinders heated from the inner wall and cooled from the outer wall was investigated numerically in this study. The computations were carried for the Rayleigh numbers of 10^4 , 10^5 , 10^6 , and 10^7 , nanoparticle volume fractions of 0%, 4% and 8%, ethylene glycol (EG) to water volume ratios of 0:100 %, 50:50%, and 100:0%, the radius ratios of 2, 3 and 4, and aspect ratios of 0.5, 1, and 2. The Brinkman model was used to predict the viscosity and the Yu and Choi model for the thermal conductivity of nanofluid. The results show that the average Nusselt number shows a considerable increase with an increase in the Rayleigh number and radius ratio. The results also show that the average Nusselt number shows a medium increase with increasing nanoparticle volume fraction and a slight increase with increasing volume ratios of EG to water. Furthermore, the results show that the average Nusselt number experiences first an increase then a decrease with an increase in the aspect ratio except for the low Ra numbers. Finally, the average Nusselt number experiences a slight increase with the aspect ratio for the low Rayleigh numbers.

Keywords: Natural convection, concentric cylinders, nanofluid, Al_2O_3 , ethylene glycol, water, Rayleigh number, Nusselt number.

DİK KONSANTRİK SİLİNDİRLER ARASINDAKİ Al_2O_3 -ETİLEN GLİKOL VE SU KARIŞIM BAZLI NANOAKIŞKANLARIN DOĞAL KONVEKSİYONU

Özet: Bu çalışmada iç duvardan ısıtılan ve dış duvardan soğutulan dikey eş merkezli dairesel silindirler arasında etilen glikol (EG) ve su karışım bazlı Al_2O_3 nanoakışkanların doğal konveksiyonu sayısal olarak incelenmiştir. Hesaplamalarda Rayleigh sayıları 10^4 , 10^5 , 10^6 ve 10^7 , nanoparçacık hacim fraksiyonları % 0, % 4 ve % 8, etilen glikol (EG) - su hacim oranları %0:100, % 50:50 ve % 100: 0, yarıçap oranları 2, 3 ve 4 ve görünüş oranları 0.5, 1 ve 2 olarak alınmıştır. Nanoakışkanın termal iletkenliği için Yu ve Choi modeli ve viskozitesi içinde Brinkman modeli kullanılmıştır. Sonuçlar, ortalama Nusselt sayısının Rayleigh sayısı ve yarıçap oranındaki artışla önemli miktarlarda arttığını göstermektedir. Sonuçlar ayrıca ortalama Nusselt sayısının artan nanoparçacık hacim fraksiyonu ile orta seviyede bir artış ve EG-su hacim oranı artışı ile küçük bir artış sergilediğini göstermektedir. Sonuçlar ayrıca, ortalama Nusselt sayısının düşük Ra sayıları dışında, görünüş oranındaki artışla önce artmakta sonra bir azalma göstermektedir. Son olarak, ortalama Nusselt sayısı düşük Rayleigh sayıları için artan görünüş oranıyla küçük bir artış göstermektedir.

Anahtar Kelimeler: Doğal konveksiyon, konsentrik silindirler, nanoakışkan, Al_2O_3 , etilen glikol, su, Rayleigh sayısı, Nusselt sayısı.

NOMENCLATURE

A	aspect ratio	R_o	outer radius of the annulus (m)
c_p	specific heat at constant pressure ($J kg^{-1} K^{-1}$)	T	temperature ($^{\circ}C$)
g	acceleration due to gravity ($m s^{-2}$)	v_r	velocity in the r-direction ($m s^{-1}$)
k	thermal conductivity ($W m^{-1} K^{-1}$)	v_z	velocity in the z-direction ($m s^{-1}$)
H	height (m)	r	coordinate in the radial direction (m)
Nu	Nusselt number	z	coordinate in the axial direction (m)
P	pressure ($kg m^{-1} s^{-2}$)	<i>Greek symbols</i>	
Pr	Prandtl number	α	thermal diffusivity ($m^2 s^{-1}$)
Ra	Rayleigh number	β	thermal expansion coefficient (K^{-1})
R_i	inner radius of the annulus (m)	ϕ	solid volume fraction
		μ	dynamic viscosity ($kg m^{-1} s^{-1}$)
		ν	kinematic viscosity ($m^2 s^{-1}$)

ρ	density (kg m ⁻³)
<i>Subscripts</i>	
C	cold
f	fluid
H	hot
nf	nanofluid
s	solid
<i>Superscripts</i>	
*	dimensional variable

INTRODUCTION

Natural convection in cavities has been the focus of interest owing to engineering applications such as energy transfer in buildings, heat exchangers, thermal storage systems, cooling of electronic components and solar collectors. One of the primary limitations in the thermal performance of cavities is the low thermal conductivity of conventional fluids. This limitation has been overcome by the addition of nano-sized solid particles with high thermal conductivity to base fluid. The term nanofluid is used to designate this type of mixtures. Koblinski *et al.* (2002) discussed four different mechanisms for heat transfer enhancement potential of nanofluids: Brownian motion, solid-like liquid layering, the nature of heat transfer, and clustering. They concluded that liquid layering is the most important mechanism for the increase in thermal conductivity.

There are many studies in the literature looking into the effects of nanoparticle usage on natural, forced and mixed convection heat transfer. However, the studies in the literature are mostly for rectangular enclosures. There are also some studies for other geometries such as cylinders. Cianfrini *et al.* (2011) investigated theoretically natural convection of nanofluids between horizontal concentric cylinders. The results show that heat transfer increases with increasing nanoparticle volume fraction up to an optimal volume fraction and excessive increase in the volume fraction may bring to remarkable deteriorations in thermal performance with respect to the reference pure base liquid. Abu-Nada *et al.* (2008) studied the natural convection of nanofluids in horizontal concentric annuli numerically. The results show that the nano-sized solid particles with high thermal conductivities result in a substantial enhancement in heat transfer for the high Ra numbers and high L/D ratio. On the other hand, the nano-sized solid particles with low thermal conductivities cause a reduction in heat transfer for the modest Ra numbers. Yu *et al.* (2012) conducted a numerical study of transient natural convection heat transfer of aqueous nanofluids in a horizontal concentric annulus and observed that the average Nu number takes gradually lower values with increasing nanoparticle volume fraction. Selimefendigil and Öztop (2017) examined magneto-hydrodynamic natural convection of nanofluids in a partitioned horizontal annulus numerically and observed that the average Nu number increases as the partition thickness and the Ra number increase and the Hartmann number decreases. They also

observed that the effect of the partition thickness is more noticeable in the conduction dominant regime when the Ra number is low and the Ha number is high. Haq *et al.* (2017) studied the magneto-hydrodynamic flow of engine oil based carbon nanotubes between two concentric cylinders. The results show that the maximum value of velocity decreases through the increase in the carbon nanotube volume fraction. The results also show that the addition of carbon nanotubes tremendously increases the temperature of the base fluid. Increasing the Hartmann number leads to an increase in the velocity of nanofluid in the middle of the channel. Hajimohammadi (2017) conducted a theoretical study on flow and heat transfer characteristics of metallic nanofluids in a cylindrical domain by single-phase and two-phase models. The results show that the influence of nano-sized solid particles on the shear stress and heat transfer augmentation attained by a single-phase model are higher up to 3% as compared to those of the two-phase model. Turkyilmazoglu (2015) investigated convective heat transfer of nanofluids in circular concentric cylinders under the influence of partial velocity slips on the surfaces and concluded that the velocity slip causes a substantial increase in heat transfer and its effect is more noticeable when the nanoparticles are added into the pure water. Togun *et al.* (2016) performed a numerical simulation on flow and heat transfer of Al₂O₃ based nanofluid in co-axial cylinders having a sudden expansion. Their results show that the separation areas formed after the sudden expansions affect the heat transfer substantially. Alawi *et al.* (2014) studied natural convection heat transfer of nanofluids in a horizontal concentric annulus between the outer cylinder and inner flat-tube numerically and found that the average Nusselt number increases with the hydraulic radius ratio, orientation angles, and Rayleigh number. Maghlany and Elazm (2016) conducted a numerical investigation on mixed convection in an eccentric horizontal annulus with a rotating inner cylinder and concluded that the nanoparticle addition increases heat transfer at mixed or natural convection dominant regime and it has an opposite effect at forced convection dominant regime. Dawood *et al.* (2017) performed a numerical study on the mixed convection of several nanofluids in an elliptic annulus. The results indicate that the SiO₂-EG nanofluid yields the highest Nu number. The Nu number increases as the nanoparticle fraction and the Re number get higher values; however, it decreases as the nanoparticle diameter increases. Sasmal (2017) simulated nanofluid flow and heat transfer from an elliptic cylinder. The results indicate that the average Nu number for CuO nanofluids with a higher diameter increases with the increasing nanoparticle volume fraction without depending on the values of cylinder axis ratio and the Reynolds number, whereas for CuO nanofluids with a lower diameter, there is an optimum value of solid volume fraction and the Nu number starts to decline with the further addition of nanoparticles. Özdemir and Ögüt (2019) studied fully developed turbulent flow between horizontal concentric pipes and concluded that the Nusselt number increases

with increasing Re number and ethylene glycol concentration and decreases with an increase in the radius ratio and inlet temperature. They also found that the pumping power shows an increase with the Re number, ethylene glycol concentration, nanoparticle volume fraction and radius ratio and decreases with the inlet temperature.

All aforementioned studies are on convective heat transfer between horizontal concentric cylinders. There are also few studies on convective heat transfer between vertical cylinders. Öztuna *et al.* (2011) simulated natural convection heat transfer of water-based CuO nanofluid between vertical concentric cylinders for a fixed height and outer diameter and concluded that the heat transfer shows a substantial increase as the solid volume fraction and Ra number increase. Srinivasacharya and Shafeurrahman (2017) studied magneto-hydrodynamic mixed convection flow of nanofluid between two vertical concentric cylinders and found that when the Ha number increases, the temperature attains higher values, whereas velocity decreases. Wu *et al.* (2017) investigated mixed convection of a dense suspension between two vertical cylinders and concluded that the temperature difference between the inner and the outer cylinders creates a layer of low particle concentration near the inner cylinder. Chen *et al.* (2016) performed numerical simulations on the forced convection of a nanofluid in the gap between concentric cylinders with a rotational spindle. The results indicate that the heat flux increases 23% for the volume fraction of 10% and 20% when the angular velocity of the spindle is changed from 5 rad/s to 25 rad/s.

A single fluid such as water, ethylene glycol, and propylene glycol are usually used as a base fluid in a nanofluid- mixture. However, the use of two-fluid mixtures as a base fluid has some advantages over a single fluid. For instance, two-fluid mixtures consisting of water and glycol has a higher thermal conductivity than pure glycol and a lower freezing temperature than water (Cabaleiro *et al.*, 2015). Therefore, glycol and water mixture is a good alternative for some practical applications such as antifreeze in vehicle engines or transfer medium in solar heating systems (Heris *et al.*, 2014; Said *et al.* 2013).

From the literature given above, it can be seen that the natural convection of nanofluid between vertical concentric cylinders has not been studied for a wide range of geometric parameters and base fluid of two-fluid mixtures. In addition, the present study assumes Al₂O₃ nanoparticle that exhibits several excellent properties such as very good stability and chemical inertness (Hinge *et al.*, 2017).

In accordance with the previous discussion, natural convection of EG and water mixture based nanofluids between vertical concentric cylinders was investigated in this study for a wide range of geometric and transport parameters.

ANALYSIS

The geometry and coordinate system are given in Fig. 1. The height of the vertical cylinders is H and it was assumed constant. R_i is the radius of the inner cylinder and R_o is the radius of the outer cylinder. The nanofluid between the cylinders is heated and cooled by the vertical walls. The horizontal walls are assumed to be adiabatic. The nanofluid was assumed as an incompressible Newtonian fluid, and flow was assumed laminar. A single-phase approach was used to model the fluid flow and heat transfer. As a result, the fluid particles and nanoparticles were assumed to be in thermal equilibrium and they flow at the same velocity. The thermophysical properties were taken constant except for density in the buoyancy force term. The thermal radiation and viscous dissipation were assumed to be negligible.

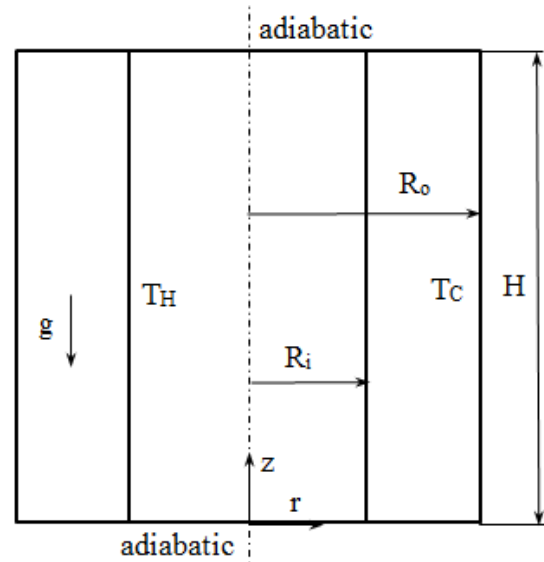


Figure 1. Geometry and the coordinate system.

The dimensionless variables used in the study are given below:

$$r = \frac{x^*}{R}, z = \frac{y^*}{R}, v_r = \frac{v_r^*}{\alpha_f R}, v_z = \frac{v_z^*}{\alpha_f R}, P = \frac{R^2}{\rho_{f,0} \alpha_f^2} P^*,$$

$$T = \frac{T^* - T_C^*}{T_H^* - T_C^*}, A = \frac{H}{R} \quad (1)$$

where v_r^* , v_z^* are the dimensional velocities in the r^* and z^* directions, p^* and T^* are the dimensional pressure and temperature, $\rho_{f,0}$ is the density of the fluid at T_C , and α is the thermal diffusivity. R_i and R_o are the inner and outer radii of the annulus, and H is its height; $R = R_o - R_i$.

The nondimensional governing equations can be expressed as:

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial P}{\partial r} +$$

$$\frac{v_{nf}}{v_f} Pr \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} - \frac{v_r}{r^2} \right) \quad (3)$$

$$v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = - \frac{\rho_f}{\rho_{nf}} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{v_{nf}}{v_f} Pr \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} \right) + \frac{(\rho\beta)_{nf}}{\rho_{nf}\beta_f} Ra Pr T \quad (4)$$

$$v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\alpha_{nf}}{\alpha_f} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (5)$$

here ν is the kinematic viscosity of the fluid and β is the coefficient of thermal expansion. The Pr and Ra numbers are defined as:

$$Pr = \frac{\nu_f}{\alpha_f}, \quad Ra = \frac{g\beta_f R^3 \Delta T^*}{\nu_f \alpha_f} \quad (6)$$

where g is the gravitational acceleration and ΔT^* is the temperature difference.

The boundary conditions of the non-dimensional equations can be expressed as:

$$v_r|_s = 0, \quad v_z|_s = 0 \quad (7)$$

$$T|_{r=R_o} = 0 \quad (8)$$

$$T|_{r=R_i} = 1 \quad (9)$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=H} = 0 \quad (10)$$

The nanofluid viscosity is mostly predicted using the Brinkman (1952) model. This viscosity model given below was also used in this study:

$$\mu_{nf} = \frac{\mu_f}{(1-\phi)^{2.5}} \quad (11)$$

where ϕ is the solid volume fraction. The nanofluid thermal conductivity was predicted by the Yu and Choi (2003) model, which takes into account the effect of liquid layering on nanoparticles:

$$\frac{k_{nf}}{k_f} = \frac{k_s + 2k_f + 2(k_s - k_f)(1 + \eta)^3 \phi}{k_s + 2k_f - (k_s - k_f)(1 + \eta)^3 \phi} \quad (12)$$

where η is the ratio of the thickness of liquid layering to the radius of a nanoparticle.

The other thermophysical properties of nanofluid were expressed using the following relations (Xuan and Roetzel, 2000):

$$\rho_{nf,o} = (1-\phi)\rho_{f,o} + \phi\rho_{s,o} \quad (13)$$

$$(\rho c_p)_{nf} = (1-\phi)\rho_f c_{pf} + \phi\rho_s c_{ps} \quad (14)$$

$$(\rho\beta)_{nf} = (1-\phi)\rho_f \beta_f + \phi\rho_s \beta_s \quad (15)$$

The subscripts f, nf, and s represent the base fluid, nanofluid and solid.

The local and average Nu numbers on the hot inner wall were expressed as follows:

$$Nu = - \frac{k_{eff}}{k_f} \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_i} \quad (16)$$

$$Nu_a = - \frac{1}{A} \frac{k_{eff}}{k_f} \int_0^A \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_i} dz \quad (17)$$

RESULTS AND DISCUSSION

The computational results were obtained by a finite element simulation software (Comsol Multiphysics) for the Ra numbers of 10^4 to 10^7 , for three different solid volume fractions, 0%, 4%, and 8%, for three different volume ratios of EG to water, 0:100%, 50:50%, 100:0 %, for the aspect ratios of 0.5, 1, and 2, and the radius ratios of 2, 3, and 4. The finite element method was used as it generally has higher accuracy (Jiajan, 2010; Fuchs and Eguchi, 1988). The volumetric volume fraction was limited to 8% as the Brinkman (1952) viscosity model used in this study assumes that any flow disturbance around one particle does not have interaction with that of another and this interaction can not be ignored for the concentrations $>10\%$ (Mitra and Chakraborty, 2011). Al_2O_3 was selected as the nanoparticle and the ratio of the liquid layering thickness to the radius of a nanoparticle (η) was taken fixed at 0.1. This value of η yields a good agreement between model predictions and experimental results. The thermophysical properties of the fluids and Al_2O_3 nanoparticle are seen in Table 1. $err \leq 10^{-6}$ is chosen as convergence criteria for the governing variables in the study, where err is the relative error in the Euclidean norm defined as:

$$err = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{|E_i|}{W_i} \right)^2} \Bigg|^{1/2}, \quad W_i = \max(|U_i|, |S_i|) \quad (18)$$

where E_i the error, U_i the dependent variable, and S the scale factor.

Prior to the validation of the results, a study on the mesh-dependency was carried out. As can be observed from Table 2, the results of the average Nu number are mesh-independent up to three figures after the decimal point for the max element size of 0.05 in the computational domain. Therefore, all computational results were obtained for the aforementioned mesh size.

Table 1. Thermophysical properties.

Property	0:100% EG/W	50:50% EG/W	100:0% EG/W	Al ₂ O ₃
ρ (kg/m ³)	997.1	1071.1	1132	3970
c_p (j/kg K)	4180	3300	2349	765
k (W/m K)	0.613	0.37	0.258	40
μ (mPa/s)	0.891	3.39	15.1	-
$\alpha \times 10^7$ (m ² /s)	1.47	1.046	0.97	131.7
β (K ⁻¹)	0.00021	0.00039	0.00057	0.000024
Pr	6.07	30.235	137.48	-

The results of the numerical model were validated by comparing the results for the Pr=1 with the results of Davis and Thomas (1969), which was obtained by a finite difference method. The comparison seen in Table 3 shows that there is a good agreement between these two results. The difference between the results can be attributed to the relatively coarse mesh used in the study of Davis and Thomas (1969).

Table 2. Mesh dependency for A=1, $\phi=0.08$ and 50:50 EG/W.

Ra	Max Element size	The number of elements	Nu _a
10 ⁴	0.07	77504	3.503
	0.06	77682	3.502
	0.05	77678	3.502
	0.04	77752	3.502
10 ⁵	0.07	77504	7.251
	0.06	77682	7.252
	0.05	77678	7.251
	0.04	77752	7.252
10 ⁶	0.07	77504	14.186
	0.06	77682	14.185
	0.05	77678	14.188
	0.04	77752	14.188
10 ⁷	0.07	77504	26.706
	0.06	77682	26.705
	0.05	77678	26.705
	0.04	77752	26.704

Table 3. Validation of the numerical results.

Ro/Ri	A	Davis and Thomas [29]	Nu _a
2	5	5.67	5.05
	10	4.63	4.40
3	5	6.44	5.83
	10	5.27	5.11
4	5	6.79	6.43
	10	5.77	5.62

The flow and heat transfer between the concentric cylinders were represented by streamlines and isotherms for various values of the governing parameters. The streamlines and isotherms were only given for water-based nanofluid as the forms of streamlines and isotherms are very similar for other base fluids considered in this study. The streamlines (on the left) and isotherms (on the right) between the

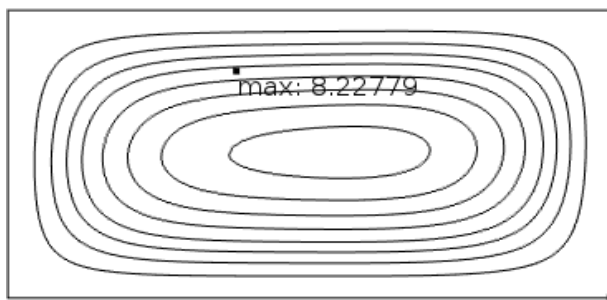
concentric cylinders are seen in Figure 2 for the aspect ratio of A=0.5. As can be seen that there is a unicellular flow in the flow domain for all Rayleigh numbers. The heat transfer for the low Rayleigh numbers is conduction dominant. This is as a result of the nearly parallel isotherms to the vertical walls. The heated wall is shorter than the unheated wall that contributes viscous forces and weakens convection currents. That is the main reason for the conduction dominant heat transfer. As can be observed, convection strengthens with increasing Ra number and the flow regime evolves to the boundary flow regime along the heated and hot and cold wall. This is deduced from the increasing steepness of isotherms near the hot and cold walls and plateau formation in the core region of the cylindrical annulus. The circulation center is shifted rightward with increasing Ra number. As can be seen from Figure 2 that nanoparticle usage causes a decrease in the convection intensity. This is a result of an increase in the viscosity of the fluid with the addition of solid nanoparticles to the base fluid. The nanoparticle addition to the base fluid results in an increase in energy transport from the hot wall to the fluid particles due to the increase in the fluid thermal conductivity. As a result, isotherms along the hot wall near the bottom wall move away from the hot wall, isotherms along the hot wall near the top wall get closer to the hot wall. The streamlines and isotherms between the concentric cylinders are seen in Figures 3 and 4 for the aspect ratios of A=1 and 2. As can be seen, circulation intensity shows an increase with the aspect ratio depending on the positive influence of the bigger hot surface on heat transfer. A decrease in circulation intensity with nanoparticle addition is not seen for these aspect ratios as a result of compensation of the positive influence of thermal conductivity increase on the circulation strength. As can be seen from Figure 3 that the flow becomes multicellular in the core region for the high values of the Rayleigh number for A=1. The elliptic circulation cells become rectangular with an increase in the Rayleigh number as a result of strengthening circulation and the restriction of vertical and horizontal walls on the flow.

The variation of the local Nu number on the hot inner wall is seen in Figure 5 for various values of the Ra number, nanoparticle volume fraction and aspect ratio. The local Nusselt number first shows an increase and gets its maximum value along the hot inner wall of the cylinder. Then it shows first a fast decrease and then almost a linear decrease. As it is approached the top wall, the decrease in the local Nusselt number shows an increase. The boundary layer is thinner and therefore temperature gradient is higher near the bottom wall. However, viscous forces are also higher near the bottom wall. This has a negative influence on the temperature gradient and therefore the local Nu number takes its highest value at a certain distance from the bottom wall. The local Nu number shows a faster decrease near the top wall due to the limitation of the top wall on the movement of fluid particles and higher viscous forces near this wall. As can be observed from Figure 5a, the

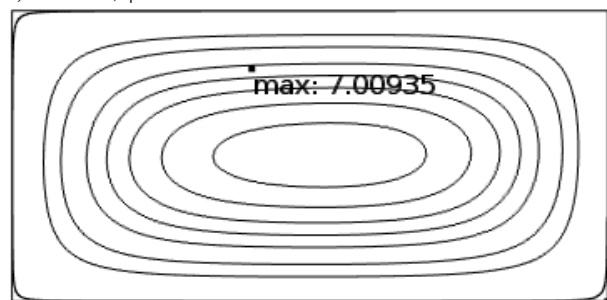
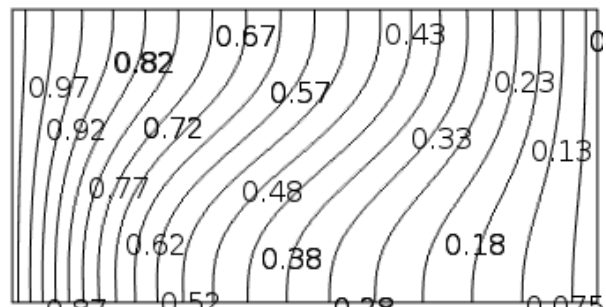
local Nu number almost remains constant for the low values of the Ra number. This justifies the conduction dominant heat transfer deduced previously from isotherms. It can also be observed that the local Nu number shows a significant increase with increasing Ra number depending on strengthening convection. The addition of nanoparticles also results in an increase in the local Nu number as a result of the positive effect of higher thermal conductivity. The local Nu number shows first an increase then a decrease with increasing aspect ratio. The increase can be ascribed to the higher hot surface area and the relative decrease in the viscous forces. The decrease can be attributed to the significant decrease in heat transfer in the upper part of the annulus due to the decrease in the temperature gradient between the hot wall and heated fluid particles along the hot wall.

The average Nu number is given in Tables 4-6 for various values of solid volume fraction, Ra number, volume ratios of EG to water, and aspect ratio. As can be observed from Tables 4-6 that the most effective parameter on the average Nu number is Ra number and its increase causes high increases in the average heat transfer rate depending on the strengthening

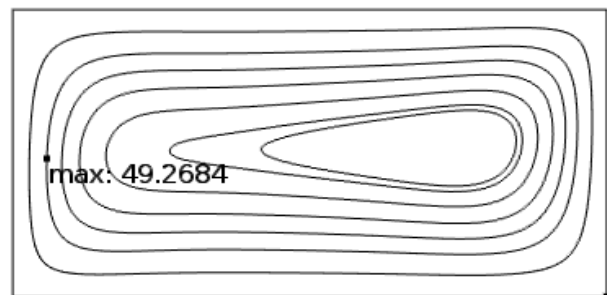
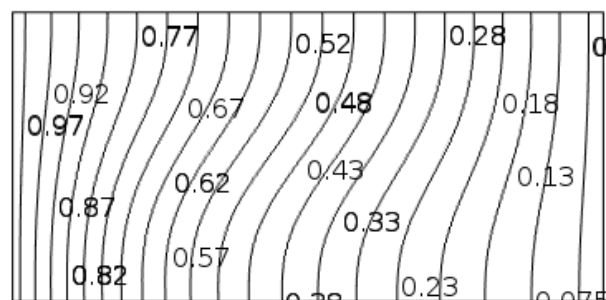
convection. The average Nu number also experiences a substantial increase with the nanoparticle addition. As can also be observed from Tables 4-6 increasing the volume ratio of EG to water also causes a slight increase in the average Nu number depending on the increase in the Prandtl number. The increase remains limited as increasing the ratio of ethylene glycol to water also causes a significant increase in the viscosity and therefore a decrease in the flow strength. Increase in the average Nu number with volume fraction of ethylene glycol to water ratio takes higher values when the Ra number increases. As can be observed from Tables 4-6 that the average Nu number experiences first an increase and then a decrease with increasing aspect ratio for the high values of the Ra number. The average Nu number shows a steady increase with the aspect ratio for the low Ra numbers. The variation of the average Nu number with radius ratio is given in Tables 7-9. The radius ratio is also a significant factor and the heat transfer experiences a considerable increase with increasing radius ratio. The influence of the radius ratio increases slightly with increasing solid volume fraction. Increasing radius ratio leads to a higher increase in the heat transfer for the low Ra numbers and the high values of the solid volume fraction.



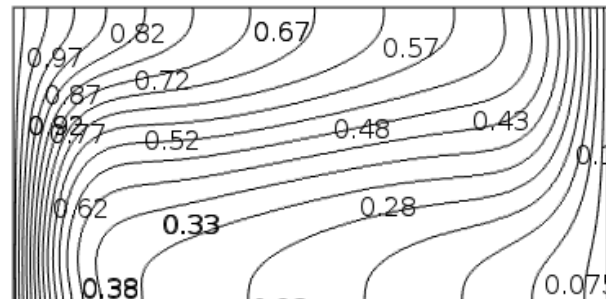
a) $Ra=10^4$, $\phi=0.0$



b) $Ra=10^4$, $\phi=0.08$



c) $Ra=10^5$, $\phi=0.0$



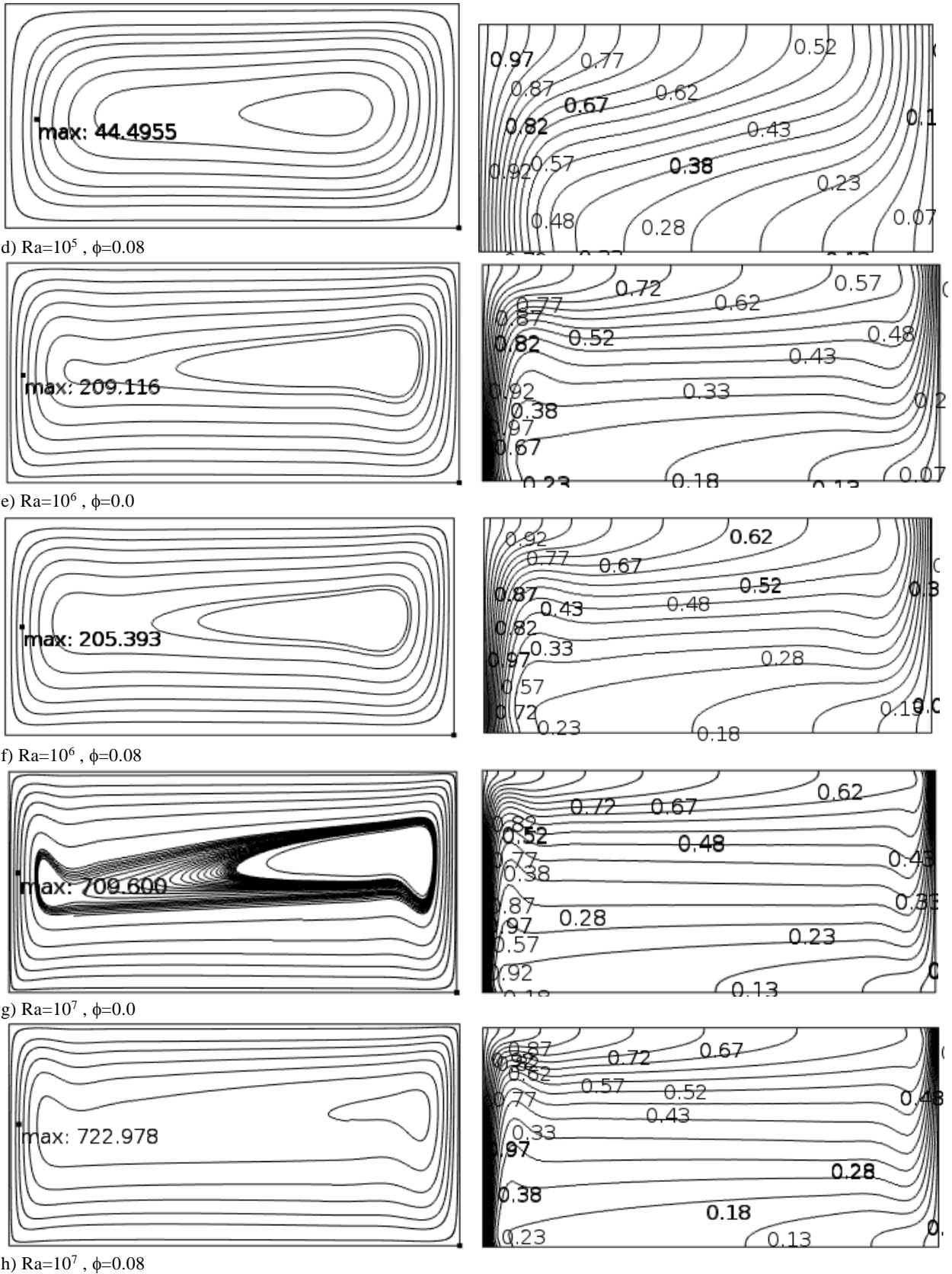


Figure 2. Streamlines (on the left) and isotherms (on the right) for 0:100% EG/W-based nanofluid for $A=0.5$ and $R_0/R_i=2$.

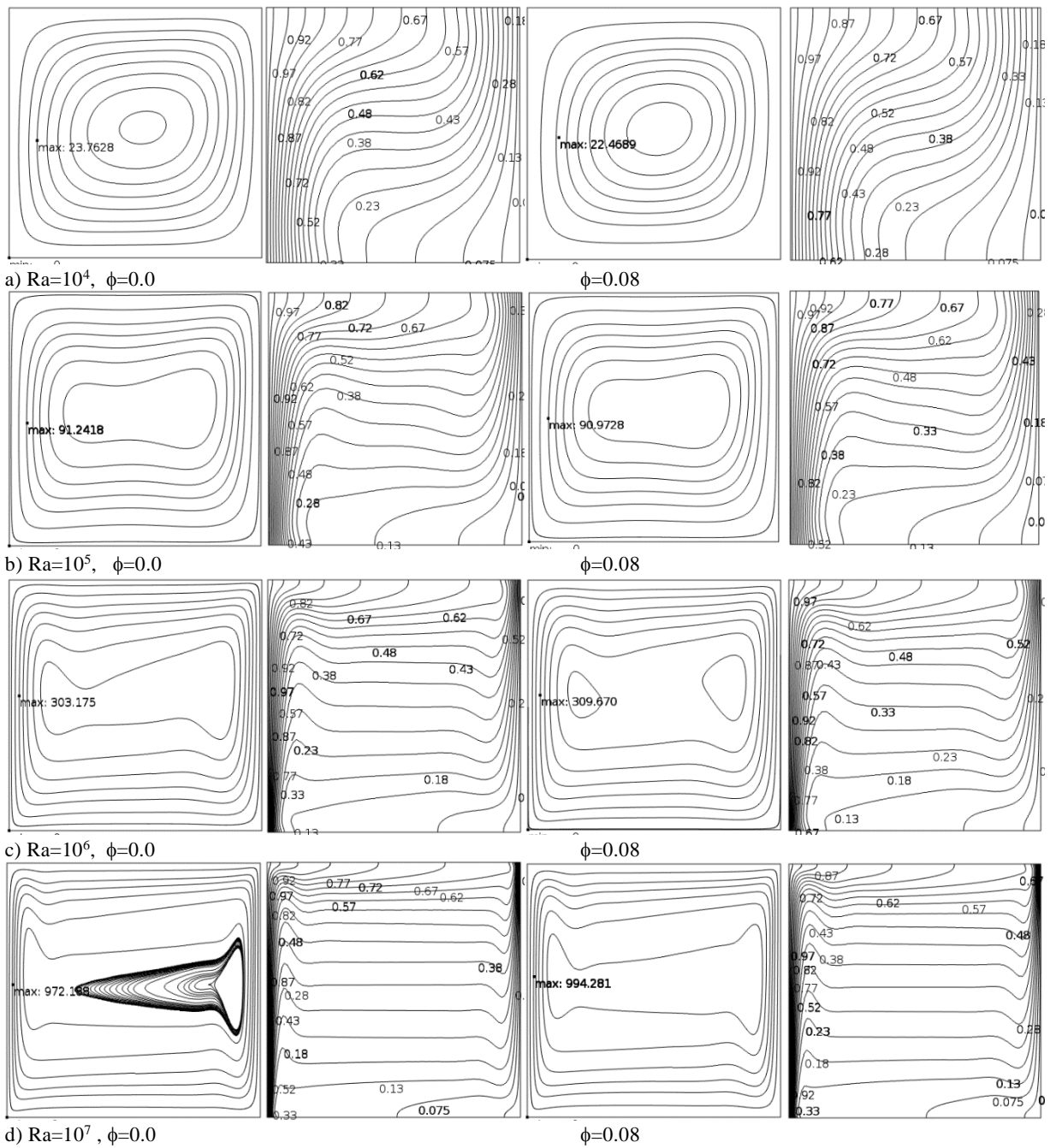
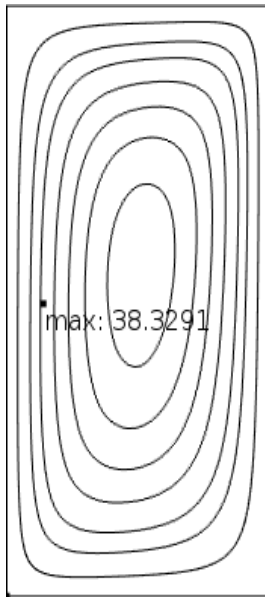
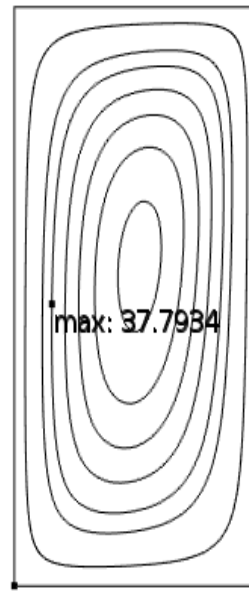
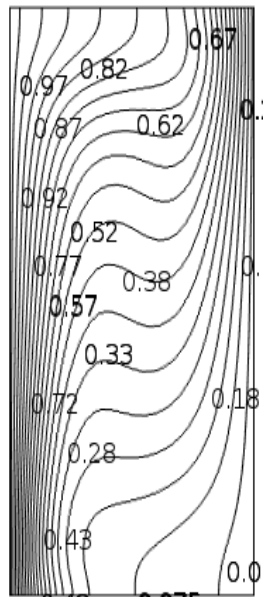


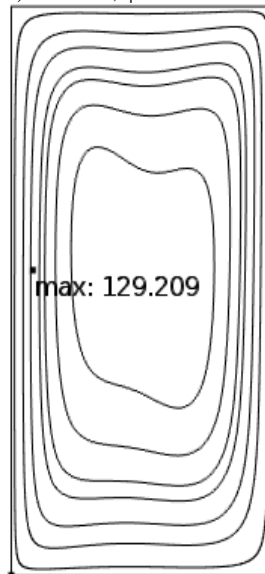
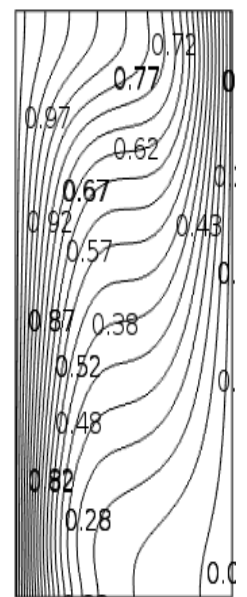
Figure 3. Streamlines (on the left) and isotherms (on the right) for 0:100% EG/W-based nanofluid for $A=1$ and $R_o/R_i=2$.



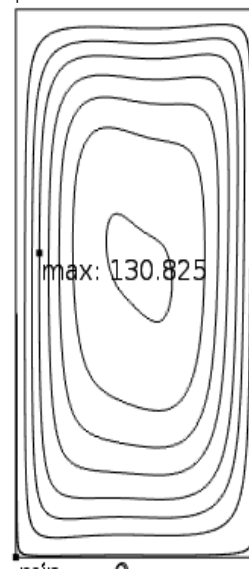
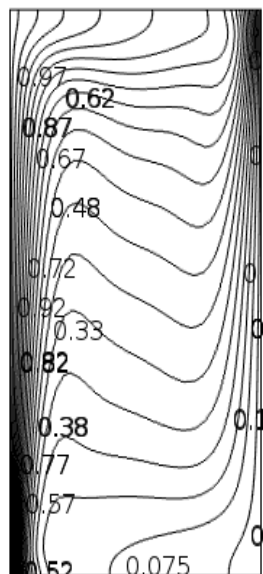
a) $Ra=10^4$, $\phi=0.0$



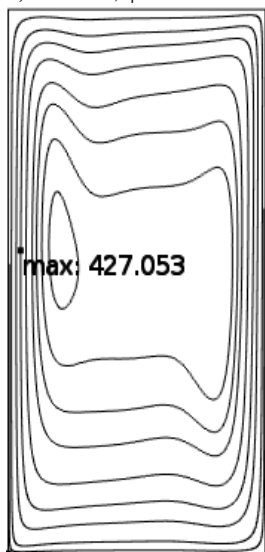
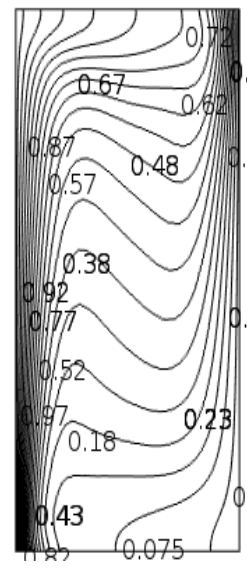
$\phi=0.08$



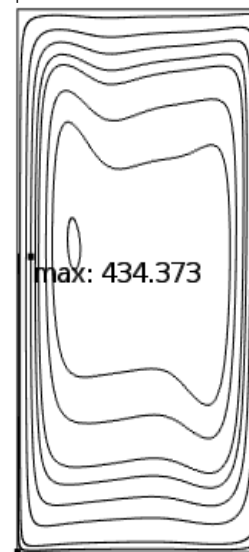
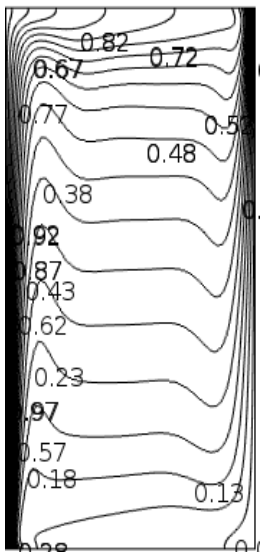
b) $Ra=10^5$, $\phi=0.0$



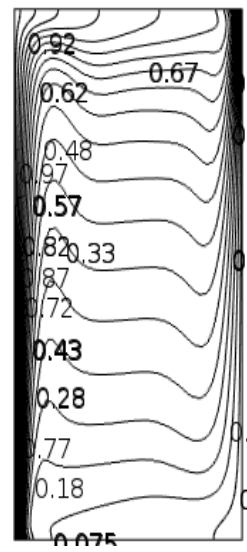
$\phi=0.08$



c) $Ra=10^6$, $\phi=0.0$



$\phi=0.08$



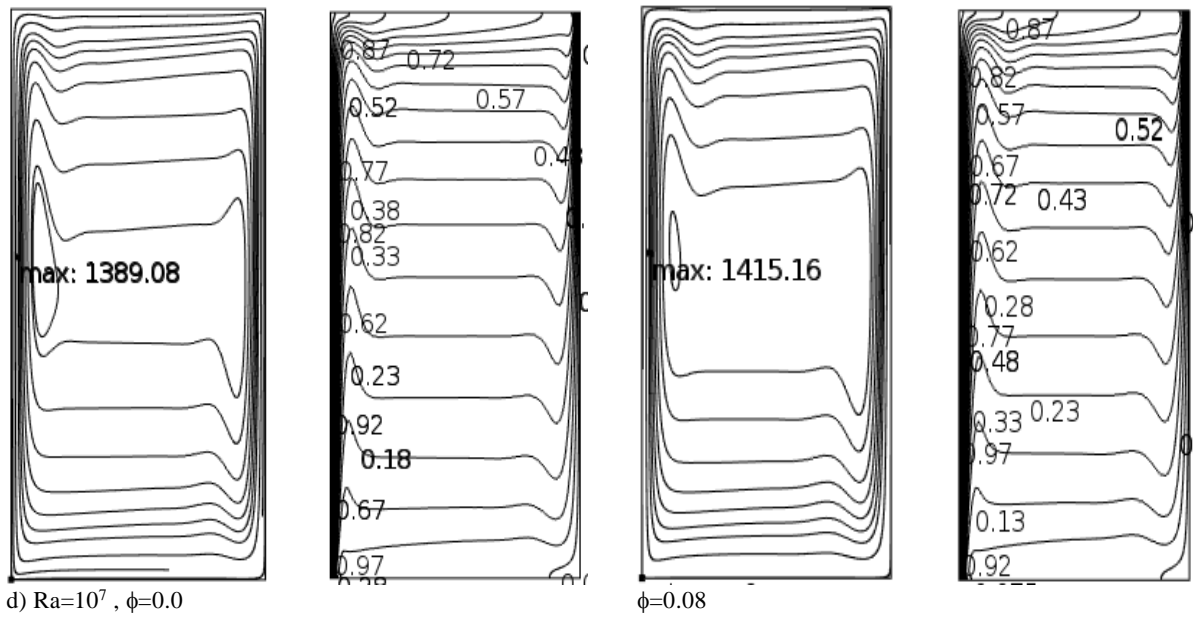
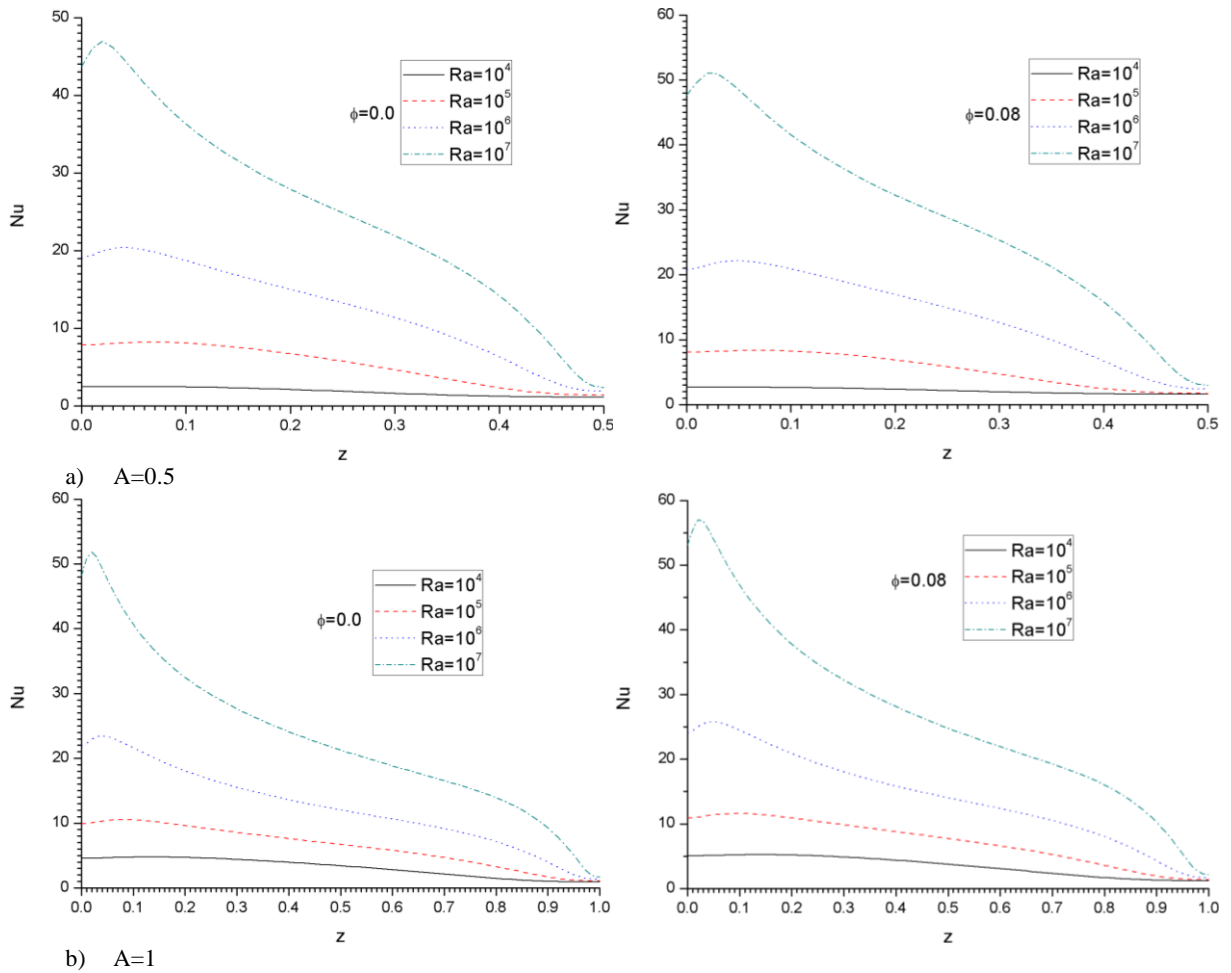
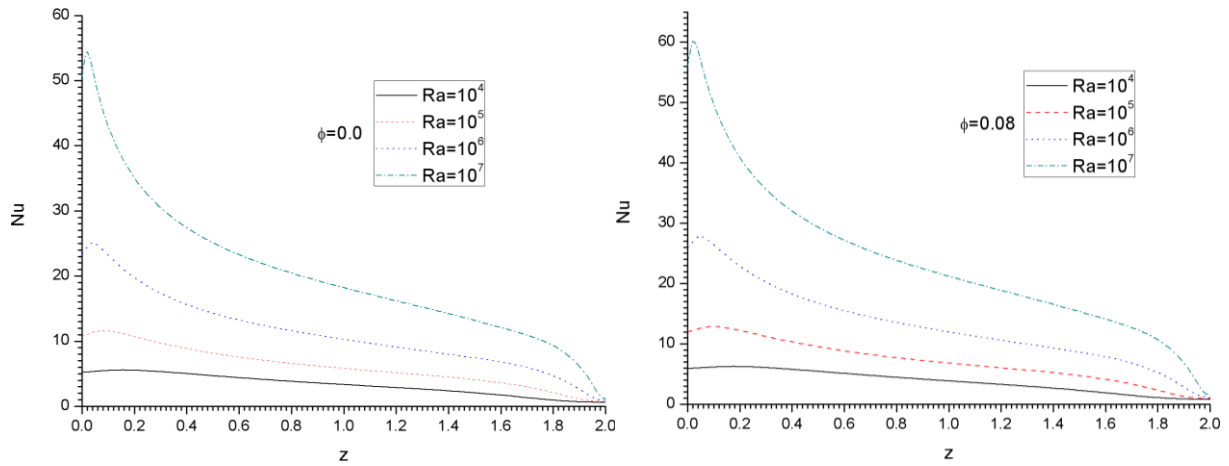


Figure 4. Streamlines (on the left) and isotherms (on the right) for 0:100% EG/W-based nanofluid for $A=2$ and $R_o/R_i=2$.





c)A=2

Figure 5. Local Nusselt number of 50:50% EG/W for various values of Rayleigh number, solid volume fraction and aspect ratio ($R_o/R_i=2$).

Table 4. Variation of the average Nusselt number for A=0.5 and $R_o/R_i=2$.

Ra	ϕ	0:100% EG/W	50:50% EG/W	100:0% EG/W
10^4	0.00	1.84	1.84	1.84
	0.04	1.98	1.98	1.98
	0.08	2.14	2.16	2.16
10^5	0.00	5.28	5.30	5.30
	0.04	5.40	5.40	5.42
	0.08	5.44	5.44	5.50
10^6	0.00	12.44	12.46	12.48
	0.04	13.14	13.20	13.24
	0.08	13.78	13.84	13.94
10^7	0.00	24.98	25.04	25.04
	0.04	26.68	26.80	26.88
	0.08	28.32	28.46	28.64

Table 6. Variation of the average Nusselt number for A=2 and $R_o/R_i=2$.

Ra	ϕ	0:100% EG/W	50:50% EG/W	100:0% EG/W
10^4	0.00	3.29	3.30	3.30
	0.04	3.53	3.54	3.55
	0.08	3.76	3.77	3.79
10^5	0.00	6.09	6.10	6.11
	0.04	6.54	6.57	6.59
	0.08	6.99	7.03	7.08
10^6	0.00	11.18	11.21	11.21
	0.04	12.04	12.09	12.13
	0.08	12.89	12.97	13.05
10^7	0.00	20.25	20.32	20.33
	0.04	21.84	21.95	22.03
	0.08	23.41	23.57	23.72

Table 5. Variation of the average Nusselt number for A=1 and $R_o/R_i=2$.

Ra	ϕ	0:100% EG/W	50:50% EG/W	100:0% EG/W
10^4	0.00	3.14	3.15	3.15
	0.04	3.33	3.33	3.34
	0.08	3.50	3.50	3.53
10^5	0.00	6.40	6.41	6.41
	0.04	6.82	6.84	6.86
	0.08	7.22	7.25	7.30
10^6	0.00	12.37	12.40	12.40
	0.04	13.26	13.30	13.35
	0.08	14.12	14.19	14.28
10^7	0.00	23.10	23.16	23.17
	0.04	24.84	24.95	25.03
	0.08	26.55	26.70	26.87

Table 7. Variation of the average Nusselt number for A=0.5 (water-based nanofluid).

Ra	ϕ	$R_o/R_i=2$	$R_o/R_i=3$	$R_o/R_i=4$
10^4	0.00	1.84	2.29	2.68
	0.04	1.98	2.46	2.90
	0.08	2.14	2.69	3.18
10^5	0.00	5.28	6.22	6.93
	0.04	5.40	6.38	7.15
	0.08	5.44	6.48	7.31
10^6	0.00	12.44	14.24	15.48
	0.04	13.14	15.07	16.41
	0.08	13.78	15.83	17.28
10^7	0.00	24.98	28.28	30.40
	0.04	26.68	30.22	32.51
	0.08	28.32	32.10	34.55

Table 8. Variation of the average Nusselt number for A=1 (water-based nanofluid).

Ra	R _o /R _i =2	R _o /R _i =3	R _o /R _i =4	R _o /R _i =2
10 ⁴	0.00	3.14	3.75	4.24
	0.04	3.33	3.99	4.53
	0.08	3.50	4.21	4.81
10 ⁵	0.00	6.40	7.41	8.16
	0.04	6.82	7.92	8.74
	0.08	7.22	8.41	9.31
10 ⁶	0.00	12.37	14.10	15.27
	0.04	13.26	15.13	16.41
	0.08	14.12	16.13	17.53
10 ⁷	0.00	23.10	26.10	28.01
	0.04	24.84	28.08	30.14
	0.08	26.55	30.02	32.25

Table 9. Variation of the average Nusselt number for A=2 (water-based nanofluid).

Ra	φ	R _o /R _i =2	R _o /R _i =3	R _o /R _i =4
10 ⁴	0.00	3.29	3.91	4.41
	0.04	3.53	4.21	4.76
	0.08	3.76	4.49	5.10
10 ⁵	0.00	6.09	7.06	7.78
	0.04	6.54	7.60	8.40
	0.08	6.99	8.15	9.03
10 ⁶	0.00	11.18	11.21	11.21
	0.04	12.04	12.09	12.13
	0.08	12.89	12.97	13.05
10 ⁷	0.00	20.25	22.90	24.60
	0.04	21.84	24.69	26.54
	0.08	23.41	26.48	28.48

CONCLUSION

The laminar natural convection of Al₂O₃ nanofluids between two vertical concentric cylinders was investigated in this study for various values of the Rayleigh number, solid volume fraction, ethylene glycol to water volume ratio, aspect ratio, and radius ratio. The concluding remarks are:

The average Nu number experiences a considerable increase with increasing Ra number. The average Nu number is also highly dependent on the radius ratio and increases significantly with an increase in the radius ratio. The effect of the radius ratio is more profound for the low values of Ra number and high values of the solid volume fraction. The average Nu number displays an increase with increasing nanoparticle volume fraction. The increase in the average Nu number with the solid volume fraction is lower for low values of Ra number and radius ratio. The dependence of the average Nusselt number on the volume ratio of EG to water is considerably low. The average Nu number experiences first an increase and then a decrease with an increase in the aspect ratio for the high values of the Ra number.

The average Nu number shows a steady low increase with the aspect ratio for the low values of the Ra number.

REFERENCES

- Alawi O.A., Sidik N.A.C. and Dawood H.K., 2014, Natural Convection Heat Transfer in Horizontal Concentric Annulus Between Outer Cylinder and Inner Flat Tube using Nanofluid, *Int. Comm. in Heat and Mass Transfer*, 5765–5771.
- Abu-Nada E., Masoud Z. and Hijazi A., 2008, Natural Convection Heat Transfer Enhancement in Horizontal Concentric Annuli using Nanofluids, *Int. Comm. in Heat and Mass Transfer*, 35, 657–665.
- Brinkman, H.C., 1952, The Viscosity of Concentrated Suspensions and Solutions, *J. Chem. Phys.*, 4, 571–581.
- Cabaleiro D, Colla L., Agresti F., Lugo L. and Fedele L. 2015, Transport Properties and Heat Transfer Coefficients of ZnO/(ethylene glycol + water) Nanofluids, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 89, 433–443.
- Chen W.C., Chen Y.F. and Cheng W.T., 2016, Numerical Simulation on Forced Thermal Flow of Nanofluid in the Gap between Co-axial Cylinders with Rotational inner Spindle, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 102,971–979.
- Cianfrini M., Corcione M. and Quintino A., 2011, Natural Convection Heat Transfer of Nanofluids in Annular Spaces between Horizontal Concentric Cylinders, *Appl. Thermal Engineering*, 3,14055-4063.
- Davis G. de Vahl and Thomas R. W., 1969, Natural Convection between Concentric Vertical Cylinders, *Physics of Fluids* 12, 198- 207.
- Dawood H.K., Mohammed H.A., Sidik N.A.C., Munisamy K.M. and Alawi O.A., 2017, Heat Transfer Augmentation in Concentric Elliptic Annular by Ethyleneglycol Based Nanofluids, *Int. Comm. in Heat and Mass Transfer*, 82, 29–39.
- Fuchs, L. and Eguchi, Y. 1988, On the Accuracy of Finite-Difference and Finite-Element Methods for the Simulation of Some Incompressible Flows. *Computational Mechanics* 4, 105–114.
- Haq R.U., Shahzad F Al-Mdallal. and Q.M., 2017, MHD Pulsatile Flow of Engine Oil Based Carbon Nanotubes Between Two Concentric Cylinders, *Results in Physics*, 7, 57–68.
- Hajmohammadi M.R., 2017, Cylindrical Couette Flow and Heat Transfer Properties of Nanofluids; Single-Phase and Two-Phase Analyses, *J. of Molecular Liquids*, 240, 45–55.

Heris S.Z., Shokrgozar M., Poorpharhang S., Shanbedi M. and Noie S.H., 2014, Experimental Study of Heat Transfer of a Car Radiator with CuO/Ethylene Glycol-Water as a Coolant, *J. Disper. Sci. Technol.*, 35, 677–684.

Hinge H., Chaudhri P. E., Barhate S. H. and Dhokane N. 2017, Boiling Heat Transfer Enhancement of Heat Pipe Using Nanofluid, *Int. Journal of Curr. Engineering and Technol.*, 7, 244-251.

Jiajan W., 2010, *Solution to Incompressible Navier Stokes Equations by using Finite Element Method*, Ms Thesis, The University of Texas at Arlington, USA.

Keblinski P., Phillpot SR, Choi S.U.S. and Eastman J.A., 2002, Mechanisms of Heat Flow in Suspensions of Nano-Sized Particles (Nanofluids), *Int. J. Heat Mass Transfer* 45, 855–863.

Maghlany W.M.E. and Elazm M.M.A., 2016, Influence of Nanoparticles on Mixed Convection Heat Transfer in an Eccentric Horizontal Annulus with Rotating Inner Cylinder, *J. of the Taiwan Institute of Chemical Engineers*, 63,259–270.

Mitra S.K, Chakraborty S., 2011, *Microfluidics and Nanofluidics Handbook*, 2 Volume Set 1st Edition, CRC Press Published, September 20.

Özdemir K. and Ögüt E. 2019, Hydro-Thermal Behaviour Determination and Optimization of Fully Developed Turbulent Flow in Horizontal Concentric Annulus with Ethylene Glycol and Water Mixture Based Al₂O₃ Nanofluids, *Int. Comm. in Heat and Mass Transfer*, 109,1-13.

Öztuna S., Kahveci K. and Tanju B.T., 2011, Natural Convection of Water-Based CuO Nanofluid Between Concentric Cylinders, *Recent Advances in Fluid Mechanics and Heat & Mass Transfer, Florence, Italy*, 164-169.

Said Z., Sajid M.H., Alim M.A., Saidur R. and Rahim N.A., 2013, Experimental Investigation of The Thermophysical Properties of Al₂O₃-Nanofluid and its Effect on a Flat Plate Solar Collector, *Int. Comm. in Heat and Mass Transfer*, 48, 99–107.

Sasmal C., 2017, Effects of Axis Ratio, Nanoparticle Volume Fraction and its size on The Momentum and Heat Transfer Phenomena from an Elliptic Cylinder in Water-Based CuO Nanofluids, *Powder Technology*, 313, 272–286.

Selimefendigil F. and Öztop H.F., 2017, Conjugate Natural Convection in Nanofluid Filled Partitioned Horizontal Annulus Formed by Two Isothermal Cylinder Surfaces under Magnetic Field, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 108, 156–171.

Srinivasacharya D. and Shafeurrahman Md., 2017, Hall and Ion Slip Effects On Mixed Convection Flow of Nanofluid Between Two Concentric Cylinders, *J. of the Association of Arab Universities for Basic and Applied Sciences*, 24, 223–230.

Togun H., Abu-Mulaweh H.I., Kazi S.N. and Badarudin A., 2016, Numerical Simulation of Heat Transfer and Separation Al₂O₃/Nanofluid Flow in Concentric Annular Pipe, *Int. Comm. in Heat and Mass Transfer*, 71, 108–117.

Turkyilmazoglu M., 2015, Anomalous Heat Transfer Enhancement by Slip Due To Nanofluids in Circular Concentric Pipes, *Int. J. of Heat and Mass Transfer* 85, 609–614.

Wu W., Zhou Z., Aubry N., Antaki J.F. and Massoudi M., 2017, Heat Transfer and Flow of a Dense Suspension Between Two Cylinders, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 112, 597–606.

Xuan, Y. and Roetzel, W., 2000, Conceptions for Heat Transfer Correlation of Nanofluids, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43,3701–3707.

Yu W. and Choi S.U.S., 2003, The Role of Interfacial Layer in The Enhanced Thermal Conductivity of Nanofluids: a Renovated Maxwell Model, *J Nanoparticles Res.*, 5, 167–171.

Yu Z., Xu X., Hu Y., Fan L. and Cen K., 2012, A Numerical Investigation of Transient Natural Convection Heat Transfer of Aqueous Nanofluids in a Horizontal Concentric Annulus, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 55, 1141–1148.



Kamil KAHVECİ graduated from Trakya University with a BS and PhD degree in Mechanical Engineering. He is currently working as a Professor in the Mechanical Engineering Department at Trakya University. His research interests include Computational Fluid Dynamics, Convective Heat Transfer and Mass Transfer in Porous Media.



Elif Büyük ÖĞÜT graduated from Trakya University with a BS and PhD in Mechanical Engineering. She is currently a Professor in the Vocational School of Hereke at Kocaeli University. Her research interests include Computational Fluid Dynamic, MHD, Natural and Mixed Convection in Enclosure and Heat Transfer in Nanofluids.



THERMOECONOMIC ANALYSIS OF T56 TURBOPROP ENGINE UNDER DIFFERENT LOAD CONDITIONS

Dilek Nur OZEN*, Cuneyt UYSAL** and Ozgur BALLI***

*Corresponding author, Necmettin Erbakan University, Faculty of Engineering and Architecture, Mechanical Engineering Department, 42060, Konya, Turkey, dnozen@erbakan.edu.tr, ORCID: 0000-0002-8622-4990

**Karabuk University, TOBB Vocational School of Technical Sciences, Automotive Technologies Program, 78050, Karabuk, Turkey, cuneytuysal@karabuk.edu.tr, ORCID: 0000-0002-7986-1684

***First Air Maintenance Factory Directorate, Ministry of National Defence, Eskisehir, Turkey, balli07balli@yahoo.com, ORCID: 0000-0001-6465-8387

(Geliş Tarihi: 14.08.2019, Kabul Tarihi: 17.06.2020)

Abstract: In this study, T56 turboprop engine was theoretically modelled for 75% load, 100% load, military (MIL) mode, and Take-off mode conditions. For each load conditions, thermoeconomic analyses of T56 turboprop engine were performed to allocate the unit costs of shaft work and thrust and to determine exergy destruction cost rates for system equipment. In thermoeconomic analyses, Specific Exergy Costing (SPECOC) and Modified Productive Structure Analysis (MOPSA) methods were used. MOPSA method gave higher unit cost values for shaft work and thrust compared to SPECOC method. As a result, for Take-off mode, the unit cost of shaft work transferred to propeller was determined to be 78.87 \$/GJ in SPECOC method, while this value was calculated to be 84.68 \$/GJ with MOPSA method. The unit cost of negentropy of T56 turboprop engine decreased with increasing in engine load and ranged from 14.98 \$/GJ to 11.08 \$/GJ. The exergy destruction cost rates obtained with MOPSA method for the system equipment were considerably lower than the results obtained with SPECOC method. For instance, in Take-off mode, exergy destruction cost rate of combustion chamber was calculated to be 865.10 \$/h in SPECOC method, whereas it was calculated to be 247.94 \$/h in MOPSA method. The exergoeconomic factor of overall system was determined to be 23.07% in SPECOC method, and 54.16% in MOPSA method for Take-off mode.

Keywords: Aircraft engine, Exergy analysis, Thermoeconomics, MOPSA, SPECOC.

T56 TURBOPROP MOTORUNUN FARKLI YÜK KOŞULLARI ALTINDA TERMOEKONOMİK ANALİZİ

Özet: Bu çalışmada, T56 turboprop motor %75, %100, askeri (MIL) ve kalkış (Take-off) yük koşulları için teorik olarak modellenmiştir. Her bir yük koşulunda, shaft işinin ve itme kuvvetinin birim maliyetlerinin ayrıştırılması ve sistem ekipmanlarının ekserji yıkım maliyetlerinin belirlenmesi için T56 turboprop motorun termoekonomik analizleri gerçekleştirilmiştir. Termoekonomik analizlerde, Specific Exergy Costing (SPECOC) ve Modified Productive Structure Analysis (MOPSA) metodları kullanılmıştır. MOPSA metodu shaft işi ve itki kuvveti için SPECOC metoduna kıyasla daha yüksek birim maliyetler vermektedir. Sonuç olarak, kalkış modu için, pervaneye iletilen shaft işinin birim maliyeti MOPSA metodu ile 84.68 \$/GJ olarak hesaplanırken, SPECOC metodunda 78.87 \$/GJ olarak belirlenmiştir. T56 turboprop motorun negentropi birim maliyeti motor yükünün artmasıyla azalmaktadır ve 14.98 \$/GJ'den 11.08 \$/GJ'e kadar sıralanmaktadır. Sistem ekipmanları için MOPSA metodu ile elde edilen ekserji yıkımı maliyetleri SPECOC metodu ile elde edilen sonuçlardan oldukça düşüktür. Örneğin, kalkış modu için, yanma odasının ekserji yıkımı maliyeti SPECOC metodunda 865.10 \$/h olarak hesaplanmıştır, oysa bu değer MOPSA metodunda 247.94 \$/h olarak hesaplanmıştır. Toplam sistemin ekserjoekonomik faktörü, kalkış modu için, SPECOC metodunda %23.07 ve MOPSA metodunda %54.16 olarak belirlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Uçak motoru, Ekserji analizi, Termoekonomi, MOPSA, SPECOC.

NOMENCLATURE

A	cross section area [m ²]	F	force [N]
c	unit exergy cost [\$/GJ]	g	gravitational acceleration [m/s ²]
c _p	specific heat capacity [kJ/kgK]	h	specific enthalpy [kJ/kg]
\dot{C}	exergy cost rate [\$/h]	LHV	lower heating value [kJ/kg]
\dot{E}_x	exergy rate [kW]	\dot{m}	mass flow rate [kg/s]
f	exergoeconomic factor [%]	P	pressure [kPa]
		r	relative cost difference [%]
		R	gas constant [kJ/kgK]

s	specific entropy [kJ/kgK]
\dot{S}	entropy rate [kJ/K]
T	temperature [K]
V	velocity [m/s]
z	height [m]
\dot{Z}	hourly capital investment cost rate
[\$/h]	

Greek symbols

η	isentropic efficiency [%]
ψ	exergy efficiency [%]

Abbreviations

AC	air compressor
CC	combustion chamber
ED	exhaust duct
GT	gas turbine
GTMS	gas turbine mechanical shaft
MIL	military
MOPSA	modified productive structure analysis
PR	pressure ratio
RGB	reduction gearbox
SPECO	specific exergy costing

Subscripts

a	air
boun	boundary
BQ	external cooling stream
D	destruction
exh	exhaust
F	fuel
in	inlet
KE	kinetic exergy
M	mechanical
out	outlet
P	product
S	entropy
T	thermal
W	work
0	reference (dead) state

Superscripts

BQ	external cooling stream
CHE	chemical
KN	kinetic
M	mechanical
PT	potential
T	thermal
TM	thermomechanical

INTRODUCTION

Air transportation is generally a fast and time advantageous transportation technique compared to road and rail transportation, especially at long distances. The widespread of air transportation directly affects the social, cultural, political, and economical developments of societies. Therefore, the developments in air transportation are an important fact. The developments in air transportation can also be evaluated in the aspect of economic and environmental. For this reason, the engines

used in aircrafts gain importance in the world. The operation of aircraft engines should be inexpensive, and this can also be provided with reduction of fuel consumption and product costs.

Thermoeconomics is an engineering branch that combines thermodynamics and economics. Thermoeconomic analysis allows obtaining the cost structures of thermal systems. It also allows to the cost allocation of products for multi-product systems. Designers/engineers can have information about the component that is the most responsible for cost ineffectiveness in any thermal system. By this way, thermoeconomic analysis can also be used for aircraft engines to understand their cost structures and to minimize their production costs. In literature, there are some studies related with thermoeconomic analysis of aircraft engines. For instance, Balli et al. (2008) realized exergetic and exergoeconomic analysis of a J69-T-25A jet engine used on T-37B/C series military training aircrafts. The exergy efficiency of jet engine was found to be 34.84% and the unit exergy cost of exhaust gases was obtained to be 70.956 \$/GW. Balli and Hepbasli (2014) studied exergoeconomic, sustainability and environmental damage cost analyses of T56 turboprop engine for different power load conditions. The exergy destruction cost rate of overall system was calculated 774.96GJ/h, 947.24GJ/h, 985.85GJ/h and 1002.17GJ/h for 75%, 100%, military and take-off load conditions, respectively. In the calculation of exergy destruction cost, the unit cost of fuel (c_F) was used. Similarly, Balli (2019) obtained that the exergoeconomic factor of a GE90-115 high bypass turbofan engine was 70.23% when the c_F value was used. Turgut et al. (2009) studied the exergoeconomic analysis of an aircraft turbofan engine. In the calculation of exergy destruction cost rate, both the unit cost of fuel (c_F) and the unit cost of product (c_P) were used to show the limitation of exergy destruction cost rate. Similarly, Altuntas et al. (2012) used both the unit cost of fuel (c_F) and the unit cost of product (c_P) to calculate the exergy destruction cost rate of a piston-prop aircraft engines. They reported that the maximum exergy destruction cost rate was observed in taxiing. It was calculated to be 23.41 \$/h at a fixed production and to be 2.96 \$/h at a fixed fuel.

Literature survey presented above revealed that the unit cost of fuel (c_F) or the unit cost of product (c_P) have been used in the calculation of exergy destruction cost rate of aircraft engines. *Modified Productive Structure Analysis* (MOPSA) method, which is one of the thermoeconomic methods, allows assigning a separate unit cost in the calculation of exergy destruction cost rate. This unit cost is called as *the unit cost of negentropy* (c_S). Some studies have performed on the comparison of the usage of c_F and c_S values on the costing of exergy destruction rate. Uysal (2020) reported that the usage of c_F on the costing of exergy destruction rate can give

higher exergy destruction cost rate for any system equipment than that of overall system. This situation looks like unacceptable. Similarly, Uysal et al. (2020) reported that the usage of c_s gives considerably lower exergy destruction cost rate compared to the c_F . This situation directly affects the strategies to be developed to obtain a cost-effective system. For instance, according to the results obtained by Uysal et al. (2020), the usage of c_s can lead to reducing the investment costs for any equipment, while the usage of c_F can lead to reducing the exergy destruction cost rate for the same equipment. Haydargil and Abusoglu (2018) reported that MOPSA method investigates destructions more clearly compared to Specific Exergy Costing (SPECOC), Exergetic Cost Theory (ECT) and Wonerger methods.

In the literature, MOPSA method has been applied to several thermal systems such as natural gas-fired electricity generating facility (Uysal, 2020), coal-fired power plant (Uysal and Kurt, 2017), gas turbine power plant (Kwak et al., 2003 and Bandy and Ebrahimian, 2006) gas turbine cogeneration system (Kim et al., 1998 and Kwak et al., 2004) biogas engine-powered cogeneration system (Haydargil and Abusoglu, 2018), combined supercritical CO₂ regenerative and organic Rankine cycle (Uysal et al., 2020), ocean thermal energy conversion system (Jung et al., 2016), air-cooled air conditioning system (Yoo et al., 2018), water-to-water heat pump system (Aksu et al., 2019), ground-source heat pump system (Kwak et al., 2014), geothermal district heating system (Kecebas, 2013), binary geothermal power plant (Yilmaz, 2018), and fuel cells (Kwak et al., 2004, Seo et al., 2019). According to the best knowledge of authors, MOPSA method has not been applied to any aircraft engine.

In this paper, T56 turboprop engine was theoretically modelled for different load conditions (75% load, 100% load, military, and take-off modes). MOPSA method was applied to determine the product costs (shaft work for propeller and thrust). Moreover, the exergy destruction

cost rate, relative cost difference, and exergoeconomic factor values of system equipment were calculated for each load conditions. At the same time, SPECOC method was applied to the system. The results obtained with both MOPSA and SPECOC methods were presented and compared.

MATERIAL AND METHOD

System Description

In general, T56 turboprop engines are a single-shaft turboprop engine with a 14-stage axial flow compressor driven by a four-stage turbine. The gearbox has two stages of gear reduction and features a propeller brake. T56 turboprop engines are widely used in military aircrafts (C-130A-H Hercules, E-2C/D Hawkeye, P-3C Orion, C-2A Greyhound etc.) and in commercial aircrafts (CV-580, CV-5800, L-100 Hercules, L-188 Electra, etc.) (Balle, 2016). A schematic diagram of a T56 turboprop engine is illustrated in Figure 1.

T56 turboprop engine consists of three main parts. These are the power section assembly, the torque meter assembly and the reduction gear assembly. The power section consists of an axial flow compressor, a combustion section, and a turbine. This section includes fuel, ignition, and cooling air systems. The torque meter assembly is located between the power section and the reduction gear section. The purpose of this section is to measure the shaft output of the power section and to transmit it to the reduction gear section. The reduction gear section changes the shaft speed from high rpm to low rpm for efficient propeller operation. Atmospheric air enters to air compressor (AC) and compressed air is transferred to combustion chamber (CC). After combustion process of fuel-air mixture in CC, exhaust gases are transferred to gas turbine (GT). After shaft work generation in GT, exhaust gases leaving from GT enter to exhaust duct (ED). Velocity of exhaust gases is increased in ED and exhaust gases are released to atmosphere. Exhaust gases leaving from ED with high velocity provide production of thrust. Some part of shaft

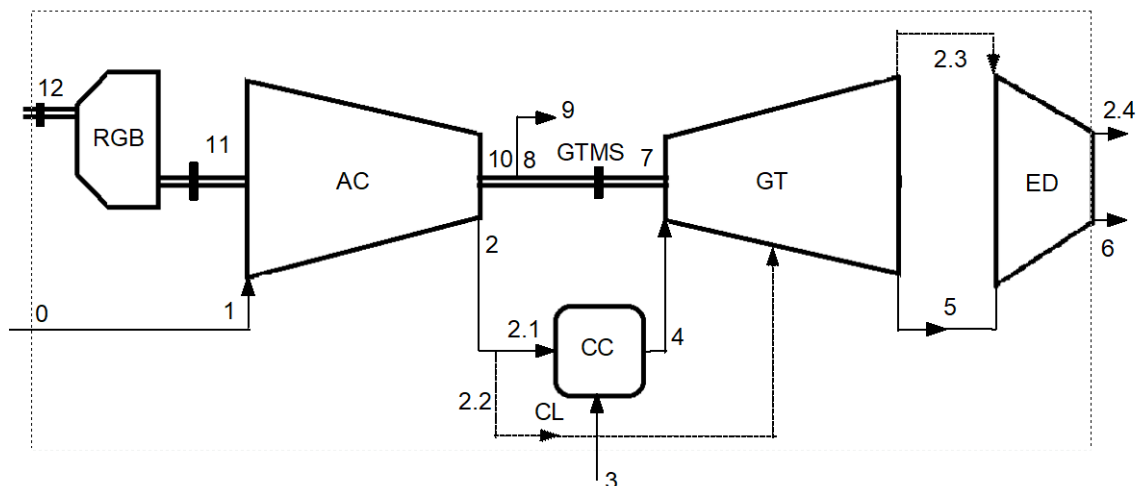


Figure 1. A schematic diagram of T56 turboprop engine

work generated in GT is used to drive AC and its remaining part is transferred to reduction gearbox (RGB). Shaft work in the exit of RGB is used to drive the propeller.

Exergy Analysis

When nuclear, magnetism, electricity and surface tension effects are ignored, total exergy rate for a flow of matter through a system can be expressed as follows:

$$\dot{E}\dot{x} = \dot{E}\dot{x}^{\text{TM}} + \dot{E}\dot{x}^{\text{CHE}} + \dot{E}\dot{x}^{\text{KN}} + \dot{E}\dot{x}^{\text{PT}} \quad (1)$$

where the superscripts TM, CHE, KN and PT denote thermomechanical, chemical, kinetic, and potential exergies, respectively. Thermomechanical exergy can be expressed as follows:

$$\dot{E}\dot{x}^{\text{TM}} = \dot{m} \left\{ \begin{array}{l} h(T, P) - h(T_0, P_0) \\ -T_0 [s(T, P) - s(T_0, P_0)] \end{array} \right\} \quad (2)$$

Thermomechanical exergy can be divided into its thermal and mechanical components. Thermal and mechanical components of thermomechanical exergy can be formulated as follows, respectively:

$$\dot{E}\dot{x}^{\text{T}} = \dot{m} \left\{ \begin{array}{l} h(T, P) - h(T_0, P) \\ -T_0 [s(T, P) - s(T_0, P)] \end{array} \right\} \quad (3)$$

$$\dot{E}\dot{x}^{\text{M}} = \dot{m} \left\{ \begin{array}{l} h(T_0, P) - h(T_0, P_0) \\ -T_0 [s(T_0, P) - s(T_0, P_0)] \end{array} \right\} \quad (4)$$

For ideal gases, thermomechanical exergy can be expressed as follows:

$$\dot{E}\dot{x}^{\text{TM}} = \dot{m} \left\{ \begin{array}{l} c_p \left[T - T_0 - T_0 \ln \left(\frac{T}{T_0} \right) \right] \\ + RT_0 \ln \left(\frac{P}{P_0} \right) \end{array} \right\} \quad (5)$$

In Equation 5, the first and second terms on the right-hand side express thermal and mechanical components of thermomechanical exergy. In this study, chemical exergy was taken into account in only combustion process. The chemical exergy rate of liquid fuels ($C_x H_y O_z S_\sigma$) can be calculated with following relation (Balli and Hepbasli, 2014):

$$\frac{\dot{E}\dot{x}^{\text{CHE}}}{\dot{m}_F \text{LHV}} = 1.0401 + 0.01728 \frac{y}{x} + 0.0432 \frac{z}{x} + 0.2196 \frac{\sigma}{x} \left(1 - 2.0628 \frac{y}{x} \right) \quad (6)$$

Kinetic and potential exergies can be given as follows, respectively:

$$\dot{E}\dot{x}^{\text{KN}} = \dot{m} \frac{V^2}{2} \quad (7)$$

$$\dot{E}\dot{x}^{\text{PT}} = \dot{m}gz \quad (8)$$

The thrust produced by T56 turboprop engine can be calculated with using momentum equation as follows:

$$F = \dot{m}_{\text{out}} V_{\text{out}} - \dot{m}_{\text{in}} V_{\text{in}} + A_{\text{out}} P_{\text{out}} - A_{\text{in}} P_{\text{in}} \quad (9)$$

The kinetic exergy rate of the thrust produced by T56 turboprop engine can be expressed as follows (Balli and Hepbasli, 2013):

$$\dot{E}\dot{x}^{\text{KN}} = \dot{m}_{\text{exh}} \frac{V_{\text{exh}}^2}{2000} \quad (10)$$

Exergy balance and exergy efficiency equations of a system can be written as follows, respectively:

$$\dot{E}\dot{x}_D = \dot{E}\dot{x}_F - \dot{E}\dot{x}_P \quad (11)$$

$$\psi = \frac{\dot{E}\dot{x}_P}{\dot{E}\dot{x}_F} \quad (12)$$

where the F, P and D subscripts denote fuel, product, and destruction, respectively.

Thermoeconomic Analysis

There exist several methods for thermoeconomic analysis of thermal systems. These methods are based on completely different fundamentals and assumptions. Among these methods, SPECOC and MOPSA are well-known and commonly used methods.

Specific Exergy Costing (SPECOC)

SPECOC method was introduced by Lazzaretto and Tsatsaronis (2006). This method aims to calculate the specific exergy cost of all states located in a system. Equation 13 gives the general cost balance equation of this method.

$$\sum (c_{\text{out}} \dot{E}\dot{x}_{\text{out}})_k + c_{w,k} \dot{W}_k = \sum (c_{\text{in}} \dot{E}\dot{x}_{\text{in}})_k + c_{q,k} \dot{E}\dot{x}_{q,k} + \dot{Z}_k \quad (13)$$

With applying Equation 13 to each equipment of system, an equation set with a number of equations equal to the number of equipment is obtained. However, to be able to determine the specific exergy cost of all states located in the system, the number of equations should be equal to the number of states located in the system. For this reason, auxiliary equations are required. In SPECOC method, auxiliary equations are written with *Fuel-Product Rule*. This rule is based on fuel and product definitions of system equipment. According to the *Fuel Rule*, the specific exergy cost of removed exergy from a stream defined as fuel in the equipment should be equal

to the average specific cost at which the removed exergy was supplied to the same stream in upstream components. According to the *Product Rule*, when a stream defined as product in the equipment is divided into parts, each stream has the same specific exergy cost. Fuel and Product definitions for the system equipment considered in this study were given in Table 1.

Table 1. Fuel and product exergy equations for the system equipment in SPECO method

Equipment	Fuel	Product
AC	$E\dot{x}_{10} - E\dot{x}_{11}$	$E\dot{x}_2 - E\dot{x}_1$
CC	$E\dot{x}_3 + E\dot{x}_{2,1}$	$E\dot{x}_4$
GT	$(E\dot{x}_4 - E\dot{x}_5) + (E\dot{x}_{2,2} - E\dot{x}_{2,3})$	$E\dot{x}_7$
ED	$(E\dot{x}_5 - E\dot{x}_6) + (E\dot{x}_{2,3} - E\dot{x}_{2,4})$	$E\dot{x}_{KE}$
GTMS	$E\dot{x}_7$	$E\dot{x}_{10}$
RGB	$E\dot{x}_{11}$	$E\dot{x}_{12}$

For this study, cost balance and auxiliary equations written with SPECO method were tabulated in Table 2. With considering fuel and product definition, Equation 13 can also be rewritten as follows:

$$c_{F,k} E\dot{x}_{F,k} + \dot{Z}_k = c_{P,k} E\dot{x}_{P,k} \quad (14)$$

where $c_{F,k}$ and $c_{P,k}$ values express the specific exergy cost of fuel and product, respectively.

Modified Productive Structure Analysis (MOPSA)

Lozano and Valero (1993) proposed a method based on productive structure of thermal systems. Design and operation of thermal systems are strongly dependent on their productive structure. This method allows to disaggregate the system in productive and dissipative units. Moreover, it allows to divide exergy stream into its thermal, mechanical, and chemical components. Kim et al. (1998) developed an exergy-based cost balance equation with considering the method proposed by Lozano and Valero (1993). This cost balance equation was modified by Kwak et al. (2003) for the non-adiabatic equipment to reflect the exergy losses due to heat transfer and the resulting costs.

Thus, final version of method is called as *Modified Productive Structure Analysis* (MOPSA) and the general

cost balance equation for this method can be given as follows:

$$E\dot{x}^{CHE} c_0 + E\dot{x}^{BQ} c_{BQ} + \left(\sum E\dot{x}_{in}^T - \sum E\dot{x}_{out}^T \right) c_T + \left(\sum E\dot{x}_{in}^M - \sum E\dot{x}_{out}^M \right) c_M + T_0 \left(\sum \dot{S}_{in} - \sum \dot{S}_{out} \right) c_S + \dot{Z}_k = E\dot{x}^W c_W \quad (15)$$

MOPSA method is based on exergy costing without flow-stream cost calculation. In this method, thermomechanical exergy is divided into its thermal and mechanical components and a unit cost is assigned for these components. Moreover, a separate unit cost, which is called as the unit cost of negentropy, is assigned for exergy destruction term. With using Equation 15, an equation set with a number of equations equal to the number of equipment is obtained. For each equation, productive cost of equipment is defined as unknown. To be able to solve the equation set, the number of equations should be equal to the number of unknowns. Therefore, junctions are used when needed. Junctions are fictitious equipment where homogeneous productions of two or more equipment merge (Lozano and Valero, 1993). In addition, a unit cost balance equation can be written for system boundary. System boundary is responsible for entropy generation of overall system. The equation set obtained with MOPSA method for the system considered in this study is presented in Table 3. The specific exergy costs coloured as red in Table 3 are productive costs of equipment. Fuel and product definitions of system equipment show differences when the exergy streams are divided into their thermal and mechanical components. Table 4 represents fuel and product definitions for divided exergy stream. These terms will be used in MOPSA method.

Equation 15 can be rewritten as follows with considering fuel and product definitions

$$c_{F,k} E\dot{x}_{F,k} + c_{S,k} E\dot{x}_{D,k} + \dot{Z}_k = c_{P,k} E\dot{x}_{P,k} \quad (16)$$

where $c_{S,k}$ is the unit cost of negentropy. As can be seen from Equations 14 and 16, the general cost balance equation of MOPSA is including exergy destruction cost rate, while that of SPECO has no information about exergy destruction cost rate.

Table 2. Cost balance and auxiliary equations for the system equipment in SPECO method

Component	Cost balance equation	Auxiliary equation
AC	$\dot{C}_1 + \dot{C}_{10} + \dot{Z}_{AC} = \dot{C}_2 + \dot{C}_{11}$	$c_1 = 0, \quad c_2 = c_{2,1} = c_{2,2}$
CC	$\dot{C}_{2,1} + \dot{C}_3 + \dot{Z}_{CC} = \dot{C}_4$	$c_3 = 25.20\$/GJ$
GT	$\dot{C}_4 + \dot{C}_{2,2} + \dot{Z}_{GT} = \dot{C}_5 + \dot{C}_{2,3} + \dot{C}_7$	$c_4 = c_5, \quad c_{2,2} = c_{2,3}$
ED	$\dot{C}_{2,3} + \dot{C}_5 + \dot{Z}_{ED} = \dot{C}_{2,4} + \dot{C}_6 + \dot{C}_{KE}$	$c_5 = c_6, \quad c_{2,3} = c_{2,4}$
GTMS	$\dot{C}_7 + \dot{Z}_{GTMS} = \dot{C}_{10}$	$c_8 = c_9 = c_{10} = c_{11}$
RGB	$\dot{C}_{11} + \dot{Z}_{RGB} = \dot{C}_{12}$	-

Thermoeconomic variables

Thermoeconomic variables are important parameters in the thermoeconomic evaluation and optimization of thermal systems. These variables may be ordered as: exergy destruction cost, exergetoeconomic factor and relative cost difference.

In SPECO method, exergy destruction cost of any thermal system is calculated with using the unit cost of fuel (c_F) of thermal system. However, MOPSA method

allows assigning the unit cost of negentropy (c_S) for exergy destruction. With considering these situations, exergy destruction cost rate for SPECO and MOPSA methods can be calculated as follows, respectively:

$$\dot{C}_{D,k} = c_{F,k} \dot{E}x_{D,k} \quad (17)$$

$$\dot{C}_{D,k} = c_{S,k} \dot{E}x_{D,k} \quad (18)$$

Table 3. Cost balance equations for the system equipment in MOPSA method

Equipment	Cost balance equation
AC	$(\dot{E}x_1^T - \dot{E}x_2^T) c_T + (\dot{E}x_1^M - \dot{E}x_2^M) c_{IM} + (\dot{E}x_{dest,AC}) c_S + \dot{Z}_{AC} = (\dot{E}x_{11}^W - \dot{E}x_{10}^W) c_W$
CC	$\dot{E}x_3^{CHE} c_0 + (\dot{E}x_{2,1}^T - \dot{E}x_4^T) c_{2T} + (\dot{E}x_{2,1}^M - \dot{E}x_4^M) c_M + (\dot{E}x_{dest,CC}) c_S + \dot{Z}_{CC} = 0$
GT	$(\dot{E}x_{2,2}^T + \dot{E}x_4^T - \dot{E}x_{2,3}^T - \dot{E}x_5^T) c_T + (\dot{E}x_{2,2}^M + \dot{E}x_4^M - \dot{E}x_{2,3}^M - \dot{E}x_5^M) c_M + (\dot{E}x_{dest,GT}) c_S + \dot{Z}_{GT} = (\dot{E}x_7^W) c_{3W}$
ED	$(\dot{E}x_{2,3}^T + \dot{E}x_5^T - \dot{E}x_{2,4}^T - \dot{E}x_6^T) c_T + (\dot{E}x_{2,3}^M + \dot{E}x_5^M - \dot{E}x_{2,4}^M - \dot{E}x_6^M) c_M + (\dot{E}x_{dest,ED}) c_S + \dot{Z}_{ED} = (\dot{E}x_{KE}) c_{4KE}$
GTMS	$(\dot{E}x_{dest,GTMS}) c_S + \dot{Z}_{GTMS} = (\dot{E}x_{10}^W - \dot{E}x_7^W) c_{5W}$
RGB	$(\dot{E}x_{dest,RGB}) c_S + \dot{Z}_{RGB} = (\dot{E}x_{12}^W - \dot{E}x_{11}^W) c_{6W}$
W-Junction	$(\dot{E}x_7^W + \dot{E}x_{10}^W - \dot{E}x_7^W + \dot{E}x_{12}^W - \dot{E}x_{11}^W) c_W - (\dot{E}x_7^W) c_{3W} - (\dot{E}x_{10}^W - \dot{E}x_7^W) c_{5W} - (\dot{E}x_{12}^W - \dot{E}x_{11}^W) c_{6W} = 0$
T-Junction	$(\dot{E}x_{2,1}^T - \dot{E}x_4^T) c_T - (\dot{E}x_{2,1}^T - \dot{E}x_4^T) c_{2T} = 0$
P-Junction	$(\dot{E}x_1^M - \dot{E}x_2^M) c_M - (\dot{E}x_1^M - \dot{E}x_2^M) c_{IM} = 0$
Boundary	$(\dot{E}x_6^T + \dot{E}x_{2,4}^T - \dot{E}x_1^T) c_T + (\dot{E}x_6^M + \dot{E}x_{2,4}^M - \dot{E}x_1^M) c_M - \dot{E}x_{12}^W c_W + (\dot{E}x_{dest,boun}) c_S + \dot{Z}_{boun} = 0$

Table 4. Fuel and product definitions for the system equipment in MOPSA method

Equipment	Fuel	Product
AC	$\dot{E}x_{10} - \dot{E}x_{11}$	$(\dot{E}x_2^T - \dot{E}x_1^T) + (\dot{E}x_2^M - \dot{E}x_1^M)$
CC	$\dot{E}x_3 + (\dot{E}x_{2,1}^M - \dot{E}x_4^M)$	$(\dot{E}x_4^T - \dot{E}x_{2,1}^T)$
GT	$(\dot{E}x_{2,2}^T + \dot{E}x_4^T - \dot{E}x_{2,3}^T - \dot{E}x_5^T) + (\dot{E}x_{2,2}^M + \dot{E}x_4^M - \dot{E}x_{2,3}^M - \dot{E}x_5^M)$	$\dot{E}x_7$
ED	$(\dot{E}x_{2,3}^T + \dot{E}x_5^T - \dot{E}x_{2,4}^T - \dot{E}x_6^T) + (\dot{E}x_{2,3}^M + \dot{E}x_5^M - \dot{E}x_{2,4}^M - \dot{E}x_6^M)$	$\dot{E}x_{KE}$
GTMS	$\dot{E}x_7$	$\dot{E}x_{10}$
RGB	$\dot{E}x_{11}$	$\dot{E}x_{12}$

Exergetoeconomic factor can be defined as follows (Bejan, 1996):

$$f_k = \frac{\dot{Z}_k}{\dot{Z}_k + \dot{C}_{D,k}} \quad (19)$$

Exergetoeconomic factor has a great importance to decide that one should focus on reducing investment costs or reducing exergy destruction to obtain cost-effective thermal system.

Relative cost difference can be expressed as follows (Bejan, 1996):

$$r_k = \frac{c_{P,k} - c_{F,k}}{c_{F,k}} \quad (20)$$

Relative cost difference expresses the relative increase in the average cost per exergy unit between fuel and product of the equipment (Bejan, 1996).

RESULTS AND DISCUSSIONS

In this study, thermoeconomic analysis of a T56 turboprop engine was performed. Four different load conditions were considered: 75% load condition, 100% load condition, military mode (MIL) and take-off mode. T56 turboprop engine was modelled theoretically. Exergy and thermoeconomic analyses of T56 turboprop engine were performed for all load conditions. In thermoeconomic analysis, Specific Exergy Costing (SPECOC) and Modified Productive Structure Analysis (MOPSA) methods were used.

Operating parameters assumed in the theoretical modelling of system were tabulated in Table 5.

The following assumptions were made in the modelling of T56 turboprop engine:

- The system operates in steady-state and steady flow.
- Air and combustion gases behave like ideal gas.
- The combustion reaction is complete.
- JP-8 jet fuel is used as fuel.
- LHV value of JP-8 jet fuel is assumed to be 42800 kJ/kg.
- The compressor and gas turbine are considered as adiabatic.
- The kinetic exergies (except thrust) and potential exergies are negligible.

- Chemical exergies are considered in only combustion reaction.
- The velocity of air entering to the engine is assumed to be zero.
- Environmental (dead-state) temperature and pressure are assumed to be 298.15K and 93.6 kPa, respectively.

Table 5. Assumptions for main operating data of turboprop engine (Balli and Hepbasli, 2013)

Parameter	Value
T_0 (K)	298.15
P_0 (kPa)	93.6
\dot{m}_1 (kg/s)	14.75
$\dot{m}_{2.2}$ (kg/s)	1.475
PR (-)	9.45
P_5 (kPa)	95.35
P_6 (kPa)	94.87
η_{AC}	88%
η_{GT}	90%
η_{ED}	90%

Thermodynamic data obtained from theoretical model for each load condition were tabulated in Table 6-9, respectively.

Table 6. Thermodynamic data for the turboprop engine at 75% load condition

State	Matter	\dot{m} (kg/s)	T (K)	P (kPa)	$E\dot{x}^T$ (GJ/h)	$E\dot{x}^M$ (GJ/h)	$E\dot{x}$ (GJ/h)
0	Air	-	298.15	93.60	-	-	-
1	Air	14.750	298.15	93.60	0.00	0.00	0.00
2	Air	14.750	594.8	884.50	5.07	10.31	15.37
2.1	Air	13.275	594.8	884.50	4.56	9.28	13.84
2.2	Cooling air	1.475	594.8	884.50	0.51	1.03	1.54
2.3	Cooling air	1.475	744.97	95.35	0.86	0.01	0.87
2.4	Cooling air	1.475	744.13	94.87	0.86	0.01	0.87
3	Fuel	0.235	298.15	220.64	-	-	38.67
4	Combustion gas	13.592	1156.2	858.00	25.56	9.36	34.92
5	Combustion gas	13.592	720.98	95.35	8.48	0.08	8.56
6	Combustion gas	13.592	720.16	94.87	8.46	0.06	8.51
7	Shaft power	-	-	-	-	-	24.06
8	Shaft power	-	-	-	-	-	23.58
9	Shaft power	-	-	-	-	-	0.15
10	Shaft power	-	-	-	-	-	23.19
11	Shaft power	-	-	-	-	-	6.80
12	Shaft power	-	-	-	-	-	6.67
(2.4+6)	Kinetic exergy	-	-	-	-	-	0.05

Table 7. Thermodynamic data for the turboprop engine at 100% load condition

State	Matter	\dot{m} (kg/s)	T (K)	P (kPa)	\dot{E}_x^T (GJ/h)	\dot{E}_x^M (GJ/h)	\dot{E}_x (GJ/h)
0	Air	-	298.15	93.60	-	-	-
1	Air	14.750	298.15	93.60	0.00	0.00	0.00
2	Air	14.750	594.80	884.50	5.07	10.31	15.37
2.1	Air	13.275	594.80	884.50	4.56	9.28	13.84
2.2	Cooling air	1.475	594.80	884.50	0.51	1.03	1.54
2.3	Cooling air	1.475	814.82	95.35	1.27	0.01	1.28
2.4	Cooling air	1.475	813.92	94.87	1.27	0.01	1.28
3	Fuel	0.294	298.15	220.64	-	-	48.37
4	Combustion gas	13.569	1290.60	858.00	31.86	9.34	41.20
5	Combustion gas	13.569	814.82	95.35	11.72	0.08	11.80
6	Combustion gas	13.569	813.92	94.87	11.69	0.06	11.75
7	Shaft power	-	-	-	-	-	26.45
8	Shaft power	-	-	-	-	-	25.92
9	Shaft power	-	-	-	-	-	0.15
10	Shaft power	-	-	-	-	-	25.51
11	Shaft power	-	-	-	-	-	9.12
12	Shaft power	-	-	-	-	-	8.94
(2.4+6)	Kinetic exergy	-	-	-	-	-	0.06

Table 8. Thermodynamic data for the turboprop engine at MIL load condition

State	Matter	\dot{m} (kg/s)	T (K)	P (kPa)	\dot{E}_x^T (GJ/h)	\dot{E}_x^M (GJ/h)	\dot{E}_x (GJ/h)
0	Air	-	298.15	93.60	-	-	-
1	Air	14.750	298.15	93.60	0.00	0.00	0.00
2	Air	14.750	594.80	884.50	5.07	10.31	15.37
2.1	Air	13.275	594.80	884.50	4.56	9.28	13.84
2.2	Cooling air	1.475	594.80	884.50	0.51	1.03	1.54
2.3	Cooling air	1.475	837.09	95.35	1.36	0.02	1.39
2.4	Cooling air	1.475	836.12	94.87	1.36	0.02	1.38
3	Fuel	0.309	298.15	220.64	-	-	50.84
4	Combustion gas	13.584	1322.30	858.00	33.45	9.35	42.80
5	Combustion gas	13.584	837.09	95.35	12.56	0.08	12.64
6	Combustion gas	13.584	836.12	94.87	12.53	0.06	12.58
7	Shaft power	-	-	-	-	-	27.05
8	Shaft power	-	-	-	-	-	26.51
9	Shaft power	-	-	-	-	-	0.15
10	Shaft power	-	-	-	-	-	26.10
11	Shaft power	-	-	-	-	-	9.71
12	Shaft power	-	-	-	-	-	9.52
(2.4+6)	Kinetic exergy	-	-	-	-	-	0.06

According to Table 6-9, the net shaft power transferred to propeller was obtained to be 6.67 GJ/h for 75% load, 8.94 GJ/h for 100% load, 9.52 GJ/h for MIL mode, and 9.80 GJ/h for Take-off load. In addition, the kinetic exergy due to thrust was slightly increased with increase in engine load. Table 10-13 present the results of exergy balance of system equipment for each load condition, respectively.

As expected, the highest exergy destruction rate was observed for CC. The \dot{E}_{x_D} value of CC was calculated to be 17.59 GJ/h for 75% load, 21.01 GJ/h for 100% load (20.95 GJ/h in MOPSA), 21.88 GJ/h for MIL mode

(21.78 GJ/h in MOPSA), and 22.39 GJ/h for Take-off mode. Similarly, the lowest exergy efficiency was obtained for CC. According to the fuel and product definition of SPECO, the exergy efficiency of CC was calculated to be 66.50% for 75% load, 66.23% for 100% load, 66.17% for MIL mode, and 66.08% for Take-off mode. When fuel and product definitions for MOPSA were used, the exergy efficiency of CC was obtained to be 54.42% for 75% load, 56.63% for 100% load, 56.90% for MIL mode, and 57.00% for Take-off mode.

Table 9. Thermodynamic data for the turboprop engine at Take-off load condition

State	Matter	\dot{m} (kg/s)	T (K)	P (kPa)	$E\dot{x}^T$ (GJ/h)	$E\dot{x}^M$ (GJ/h)	$E\dot{x}$ (GJ/h)
0	Air	-	298.15	93.60	-	-	-
1	Air	14.750	298.15	93.60	0.00	0.00	0.00
2	Air	14.750	594.80	884.50	5.07	10.31	15.37
2.1	Air	13.275	594.80	884.50	4.56	9.28	13.84
2.2	Cooling air	1.475	594.80	884.50	0.51	1.03	1.54
2.3	Cooling air	1.475	847.94	95.35	1.41	0.01	1.42
2.4	Cooling air	1.475	847.01	94.87	1.41	0.01	1.41
3	Fuel	0.317	298.15	220.64	-	-	52.16
4	Combustion gas	13.592	1337.5	858.00	34.25	9.36	43.61
5	Combustion gas	13.592	847.94	95.35	12.99	0.08	13.06
6	Combustion gas	13.592	847.01	94.87	12.95	0.06	13.01
7	Shaft power	-	-	-	-	-	27.35
8	Shaft power	-	-	-	-	-	26.80
9	Shaft power	-	-	-	-	-	0.15
10	Shaft power	-	-	-	-	-	26.39
11	Shaft power	-	-	-	-	-	10.00
12	Shaft power	-	-	-	-	-	9.80
(2.4+6)	Kinetic exergy	-	-	-	-	-	0.06

Table 10. Exergetic values of system equipment at 75% load condition

Equipment	SPECO				MOPSA			
	$E\dot{x}_F$ (GJ/h)	$E\dot{x}_p$ (GJ/h)	$E\dot{x}_D$ (GJ/h)	ψ (%)	$E\dot{x}_F$ (GJ/h)	$E\dot{x}_p$ (GJ/h)	$E\dot{x}_D$ (GJ/h)	ψ (%)
AC	16.39	15.37	1.02	93.77	16.39	15.37	1.02	93.77
CC	52.51	34.92	17.59	66.50	38.59	21.00	17.59	54.42
GT	27.03	24.06	2.97	89.01	27.03	24.06	2.97	89.01
ED	0.052	0.05	0.002	96.15	0.052	0.05	0.002	96.15
GTMS	24.06	23.19	0.87	96.38	24.06	23.19	0.87	96.38
RGB	6.80	6.67	0.13	98.08	6.80	6.67	0.13	98.08

Table 11. Exergetic values of system equipment at 100% load condition

Equipment	SPECO				MOPSA			
	$E\dot{x}_F$ (GJ/h)	$E\dot{x}_p$ (GJ/h)	$E\dot{x}_D$ (GJ/h)	ψ (%)	$E\dot{x}_F$ (GJ/h)	$E\dot{x}_p$ (GJ/h)	$E\dot{x}_D$ (GJ/h)	ψ (%)
AC	16.39	15.37	1.02	93.77	16.39	15.37	1.02	93.77
CC	62.21	41.20	21.01	66.23	48.31	27.36	20.95	56.63
GT	29.66	26.45	3.21	89.17	29.66	26.45	3.21	89.17
ED	0.058	0.057	0.001	98.27	0.058	0.057	0.001	98.27
GTMS	26.45	25.51	0.94	96.45	26.45	25.51	0.94	96.45
RGB	9.12	8.94	0.18	98.03	9.12	8.94	0.18	98.03

Table 12. Exergetic values of system equipment at MIL load condition

Equipment	SPECO				MOPSA			
	$E\dot{x}_F$ (GJ/h)	$E\dot{x}_p$ (GJ/h)	$E\dot{x}_D$ (GJ/h)	ψ (%)	$E\dot{x}_F$ (GJ/h)	$E\dot{x}_p$ (GJ/h)	$E\dot{x}_D$ (GJ/h)	ψ (%)
AC	16.39	15.37	1.02	93.77	16.39	15.37	1.02	93.77
CC	64.68	42.80	21.88	66.17	50.77	28.89	21.78	56.90
GT	30.31	27.05	3.26	89.24	30.31	27.05	3.26	89.24
ED	0.07	0.06	0.01	85.71	0.07	0.06	0.01	85.71
GTMS	27.05	26.10	0.95	96.49	27.05	26.10	0.95	96.49
RGB	9.71	9.52	0.19	98.04	9.71	9.52	0.19	98.04

Table 13. Exergetic values of system equipment at Take-off load condition

Equipment	SPECO				MOPSA			
	$E\dot{x}_F$ (GJ/h)	$E\dot{x}_p$ (GJ/h)	$E\dot{x}_D$ (GJ/h)	ψ (%)	$E\dot{x}_F$ (GJ/h)	$E\dot{x}_p$ (GJ/h)	$E\dot{x}_D$ (GJ/h)	ψ (%)
AC	16.39	15.37	1.02	93.77	16.39	15.37	1.02	93.77
CC	66	43.61	22.39	66.08	52.08	29.69	22.39	57.00
GT	30.67	27.35	3.32	89.18	30.67	27.35	3.32	89.18
ED	0.062	0.058	0.004	93.55	0.062	0.058	0.004	93.55
GTMS	27.35	26.39	0.96	96.49	27.35	26.39	0.96	96.49
RGB	10.00	9.80	0.20	98.00	10.00	9.80	0.20	98.00

Table 14. The correlations for hourly capital investment cost rates of system equipment

Equipment	Correlation
AC (Sahu et al., 2017)	$\dot{Z} = \frac{25.65\dot{m}_{a,in}}{\left(0.995 - \frac{P_{out}}{P_{in}}\right)} \left[1 + \exp(0.018T_{out} - 26.4)\right]$
CC (Sahu et al., 2017)	$\dot{Z} = \frac{39.5\dot{m}_{a,in}}{(0.9 - \eta_{AC})} \frac{P_{out}}{P_{in}} \ln\left(\frac{P_{out}}{P_{in}}\right)$
GT (Sahu et al., 2017)	$\dot{Z} = \frac{266.3\dot{m}_{g,out}}{(0.92 - \eta_{GT})} \ln\left(\frac{P_{in}}{P_{out}}\right) \left[1 + \exp(0.036T_{in} - 54.4)\right]$
ED	adapted from Reference (Balli and Hepbasli, 2014)
GTMS	adapted from Reference (Balli and Hepbasli, 2014)
RGB	adapted from Reference (Balli and Hepbasli, 2014)

The correlations used to calculate hourly capital investment cost of system equipment were tabulated in Table 14. The results obtained with SPECO method for

specific exergy cost and cost flow rate of states located in the system were given in Table 15

Table 15. The specific exergy cost and cost flow rates obtained with SPECO method for the system states

State no	75% load		100% load		MIL load		Take-off load	
	c (\$/GJ)	\dot{C} (\$/h)	c (\$/GJ)	\dot{C} (\$/h)	c (\$/GJ)	\dot{C} (\$/h)	c (\$/GJ)	\dot{C} (\$/h)
1	0	0	0	0	0	0	0	0
2	104.8	1372	92.29	1419	90.02	1384	89.27	1372
2.1	104.8	1451	92.29	1277	90.02	1246	89.27	1236
2.2	104.8	161.4	92.29	142.1	90.02	138.6	89.27	137.5
2.3	104.8	91.18	92.29	118.1	90.02	125.1	89.27	126.8
2.4	104.8	91.18	92.29	118.1	90.67	125.1	89.91	126.8
3	25.2	974.5	25.2	1219	25.2	1281	25.2	1314
4	69.55	2429	60.68	2500	59.14	2531	58.57	2554
5	69.55	595.4	60.68	716.1	59.14	747.5	58.57	764.9
6	69.55	591.9	60.68	713	59.14	743.9	58.57	762
7	84.21	2026	72.98	1930	70.96	1920	70.3	1923
8	87.81	2071	76.07	1972	73.94	1960	73.24	1963
9	87.81	13.17	76.07	11.41	73.94	11.09	73.24	10.99
10	87.81	2036	76.07	1941	73.94	1930	73.24	1933
11	87.81	597.1	76.07	693.8	73.94	717.9	73.24	732.4
12	95.6	637.7	82.14	734.3	79.67	758.5	78.87	772.9
KE	394.2	19.71	338	19.26	329.6	19.78	330.3	19.16

According to the results obtained with SPECO, the specific exergy cost of net shaft work transferred to propeller was 95.6 \$/GJ for 75% load, 82.14 \$/GJ for 100% load, 79.67 \$/GJ for MIL load, and 78.87 \$/GJ for Take-off mode. It was also said that the specific exergy cost of net shaft work transferred to propeller decreased with increase in engine load. The specific exergy cost of thrust was determined to be 394.2 \$/GJ for 75% load, 338 \$/GJ for 100% load, 329.6 \$/GJ for MIL load, and 330.3 \$/GJ for Take-off mode.

The results obtained with MOPSA method for productive costs were given in Table 16.

According to Table 16, the unit cost of net shaft work transferred to propeller was decreased with increase in engine load. The unit cost of net shaft work transferred to propeller was calculated to be 98.88 \$/GJ for 75% load, 87.45 \$/GJ for 100% load, 85.42 \$/GJ for MIL load, and 84.68 \$/GJ for Take-off mode. Similarly, the unit cost of

thrust was determined to be 416.38 \$/GJ for 75% load, 366.67 \$/GJ for 100% load, 340.90 \$/GJ for MIL load, and 354.86 \$/GJ for Take-off mode. The unit cost of negentropy for the system was decreased with increasing engine load. The unit cost of negentropy was calculated to be 14.98 \$/GJ for 75% load, 11.99 \$/GJ for 100% load, 11.28 \$/GJ for MIL load, and 11.08 \$/GJ for Take-off mode.

The results obtained with MOPSA for the unit cost of net shaft work transferred to propeller were higher compared to the results obtained with SPECO. It is due to that the exergy destruction cost rate is taken into account in MOPSA method, while it is not considered in SPECO method.

The cost flow rates of turboprop engine for each load condition considered in this study were given in Table 17-20, respectively. In addition, Figure 2 shows the productive structure of system.

Table 16. The productive costs of system equipment obtained with MOPSA method

Parameter	75% load	100% load	MIL	Take-off
c_{1M}	155.985	137.193	133.860	132.667
c_{2T}	33.414	35.256	35.607	35.689
c_{3W}	93.276	82.333	80.388	79.688
c_{4KE}	416.378	366.670	340.896	354.861
c_{5W}	3.258	1.180	0.675	0.569
c_{6W}	283.134	210.364	197.572	191.784
c_W	98.881	87.447	85.415	84.677
c_T	33.414	35.256	35.607	35.689
c_M	155.985	137.193	133.860	132.667
c_S	14.981	11.989	11.279	11.076

Table 17. The cost flow rates of T56 turboprop engine for 75% load condition.

Equipment	\dot{C}_0 (\$/h)	\dot{C}_T (\$/h)	\dot{C}_M (\$/h)	\dot{C}_{KE} (\$/h)	\dot{C}_W (\$/h)	\dot{C}_D (\$/h)	\dot{Z} (\$/h)
AC	0	-169.28	-1607.72	0	1620.46	-15.20	171.75
CC	974.41	-701.63	-13.14	0	0	-263.44	3.80
GT	0	558.68	1607.32	0	-2243.99	-44.45	122.44
ED	0	0.92	3.78	-20.91	0	-0.02	16.23
GTMS	0	0	0	0	2.85	-12.99	10.14
RGB	0	0	0	0	-38.52	-2.04	40.56
Boundary	0	311.31	9.75	0	-659.21	338.14	0
Overall System	974.41	0	0	-20.91	-1318.41	0	364.91

Table 18. The cost flow rates of T56 turboprop engine for 100% load condition.

Equipment	\dot{C}_0 (\$/h)	\dot{C}_T (\$/h)	\dot{C}_M (\$/h)	\dot{C}_{KE} (\$/h)	\dot{C}_W (\$/h)	\dot{C}_D (\$/h)	\dot{Z} (\$/h)
AC	0	-178.62	-1414.04	0	1433.07	-12.17	171.75
CC	1219.05	-962.41	-8.65	0	0	-251.94	3.95
GT	0	682.82	1410.72	0	-2177.43	-38.40	122.29
ED	0	1.20	3.32	-20.73	0	-0.02	16.23
GTMS	0	0	0	0	1.11	-11.25	10.14
RGB	0	0	0	0	-38.37	-2.19	40.56
Boundary	0	457.02	8.64	0	-781.62	315.96	0
Overall System	1219.05	0	0	-20.73	-1563.23	0	364.92

Table 19. The cost flow rates of T56 turboprop engine for MIL mode.

Equipment	\dot{C}_0 (\$/h)	\dot{C}_T (\$/h)	\dot{C}_M (\$/h)	\dot{C}_{KE} (\$/h)	\dot{C}_W (\$/h)	\dot{C}_D (\$/h)	\dot{Z} (\$/h)
AC	0	-180.39	-1379.68	0	1399.78	-11.45	171.75
CC	1281.24	-1028.81	-9.75	0	0	-246.75	4.07
GT	0	713.36	1375.74	0	-2174.87	-36.74	122.51
ED	0	1.43	3.25	-20.87	0	-0.04	16.23
GTMS	0	0	0	0	0.65	-10.79	10.14
RGB	0	0	0	0	-38.37	-2.19	40.56
Boundary	0	494.41	10.45	0	-812.81	307.95	0
Overall System	1281.24	0	0	-20.87	-1625.63	0	365.25

The cost flow rate of shaft work transferred to propeller increases with increase in load condition. The cost flow rate of shaft work generated by the system is calculated to be 1318.41 \$/h, 1563.23 \$/h, 1625.63 \$/h and 1659.17 \$/h for 75% load, 100% load, MIL and Take-off modes, respectively. Similarly, the cost flow rate of thrust is found to be 20.91 \$/h, 20.73 \$/h, 20.87 \$/h and 20.75 \$/h for all load conditions considered in this study, respectively. Tables 21-24 show the results of thermoeconomic variables obtained with using both SPECO and MOPSA methods. According to each method, CC was the most responsible equipment for exergy destruction cost rate at each engine load. For SPECO method, exergy destruction cost rate of CC was obtained to be 812.4 \$/h for 75% load, 843.1 \$/h for

100% load, 854.8 \$/h for MIL load, and 865.1 \$/h for Take-off load. In MOPSA method, these values were determined to be 263.44 \$/h for 75% load, 251.94 \$/h for 100% load, 246.75 \$/h for MIL mode, and 247.94 \$/h for Take-off mode.

In SPECO method, exergy destruction cost rate of overall system was determined to be 1195.96 \$/h for 75% load, 1198.73 \$/h for 100% load, 1205.49 \$/h for MIL load, and 1216.93 \$/h for Take-off load. According to the results obtained with MOPSA, exergy destruction cost rate of overall system was found to be 338.14 \$/h for 75% load, 315.96 \$/h for 100% load, 307.95 \$/h for MIL mode, and 308.85 \$/h for Take-off mode.

Table 20. The cost flow rates of T56 turboprop engine for Take-off mode.

Equipment	\dot{C}_0 (\$/h)	\dot{C}_T (\$/h)	\dot{C}_M (\$/h)	\dot{C}_{KE} (\$/h)	\dot{C}_W (\$/h)	\dot{C}_D (\$/h)	\dot{Z} (\$/h)
AC	0	-180.81	-1367.38	0	1387.69	-11.24	171.75
CC	1314.42	-1059.66	-10.97	0	0	-247.94	4.16
GT	0	726.77	1366.77	0	-2179.48	-36.73	122.67
ED	0	1.34	3.22	-20.75	0	-0.04	16.23
GTMS	0	0	0	0	0.55	-10.69	10.14
RGB	0	0	0	0	-38.35	-2.21	40.56
Boundary	0	512.37	8.37	0	-829.59	308.85	0
Overall System	1314.42	0	0	-20.75	-1659.17	0	365.51

Table 21. Thermoeconomic variables of system equipment for 75% load conditions

Component	SPECO (S)		MOPSA (M)			\dot{Z} (\$/h)	S	M	S	M	S	M
	c_F (\$/GJ)	c_P (\$/GJ)	c_F (\$/GJ)	c_P (\$/GJ)	c_S (\$/GJ)		$\dot{C}_{D,k}$ (\$/h)	$\dot{C}_{D,k}$ (\$/h)	r_k (%)	r_k (%)	f_k (%)	f_k (%)
AC	87.81	104.8	98.88	115.63	14.98	171.75	89.56	15.20	19.36	16.94	65.73	91.87
CC	46.18	69.55	24.91	33.41	14.98	3.80	812.4	263.44	50.61	34.12	0.46	1.42
GT	70.43	84.21	80.11	93.28	14.98	122.44	209.2	44.45	19.57	16.44	36.92	73.37
ED	66.88	394.2	88.63	416.38	14.98	16.23	0.1338	0.02	489.4	369.80	99.18	99.88
GTMS	84.21	87.81	93.28	96.65	14.98	10.14	73.26	12.99	4.27	3.61	12.16	43.84
RGB	87.81	95.6	91.33	98.88	14.98	40.56	11.41	2.04	8.87	8.27	78.04	95.21
Overall	25.20	-	25.20	-	14.98	364.91	1195.96	338.14	-	-	23.38	51.90

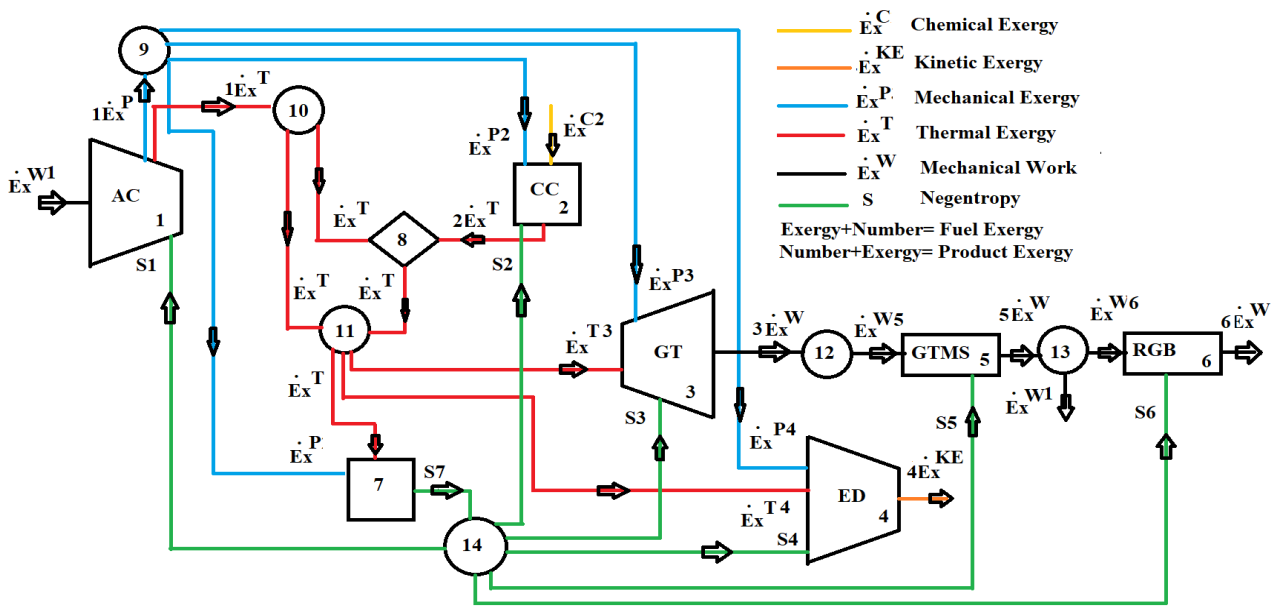


Figure 2. Productive structure of T56 turboprop engine

Table 22. Thermoeconomic variables of system equipment for 100% load conditions

Component	SPECOS (S)		MOPSA (M)			\dot{Z} (\$/h)	S	M	S	M	S	M
	c_F (\$/GJ)	c_P (\$/GJ)	c_F (\$/GJ)	c_P (\$/GJ)	c_S (\$/GJ)		$\dot{C}_{D,k}$ (\$/h)	$\dot{C}_{D,k}$ (\$/h)	r_k (%)	r_k (%)	f_k (%)	f_k (%)
AC	76.07	92.29	87.45	103.59	11.99	171.75	77.59	12.17	21.33	18.46	68.88	93.38
CC	40.13	60.68	24.53	35.26	11.99	3.80	843.1	251.94	51.23	43.74	0.47	1.54
GT	60.96	72.98	70.59	82.33	11.99	122.44	195.7	38.40	19.72	16.63	38.46	76.10
ED	52.31	338	80.87	366.67	11.99	16.23	0.05231	0.02	546	353.41	99.68	99.88
GTMS	72.98	76.07	82.33	85.32	11.99	10.14	68.6	11.25	4.23	3.63	12.88	47.41
RGB	76.07	82.14	81.51	87.45	11.99	40.56	13.69	2.19	7.98	7.29	74.76	94.88
Overall	25.20	-	25.20	-	11.99	364.91	1198.73	315.96	-	-	23.33	53.59

Table 23. Thermoeconomic variables of system equipment for MIL mode

Component	SPECOS (S)		MOPSA (M)			\dot{Z} (\$/h)	S	M	S	M	S	M
	c_F (\$/GJ)	c_P (\$/GJ)	c_F (\$/GJ)	c_P (\$/GJ)	c_S (\$/GJ)		$\dot{C}_{D,k}$ (\$/h)	$\dot{C}_{D,k}$ (\$/h)	r_k (%)	r_k (%)	f_k (%)	f_k (%)
AC	73.94	90.02	85.42	101.47	11.28	171.75	75.41	11.45	21.75	18.79	69.49	93.75
CC	39.07	59.14	25.04	35.61	11.28	3.80	854.8	246.75	51.36	42.21	0.47	1.62
GT	59.29	70.96	68.91	80.39	11.28	122.44	193.3	36.74	19.69	16.66	38.79	76.93
ED	50.69	329.6	60.91	340.90	11.28	16.23	0.5069	0.04	550.3	459.68	96.97	99.75
GTMS	70.96	73.94	80.39	83.29	11.28	10.14	67.42	10.79	4.18	3.61	13.07	48.45
RGB	73.94	79.67	79.79	85.42	11.28	40.56	14.05	2.19	7.76	7.06	74.28	94.88
Overall	25.20	-	25.20	-	11.28	364.91	1205.49	307.95	-	-	23.24	54.23

Table 24. Thermoeconomic variables of system equipment for Take-off mode

Component	SPECO (S)		MOPSA (M)			\dot{Z} (\$/h)	S	M	S	M	S	M
	c_F (\$/GJ)	c_P (\$/GJ)	c_F (\$/GJ)	c_P (\$/GJ)	c_S (\$/GJ)		$\dot{C}_{D,k}$ (\$/h)	$\dot{C}_{D,k}$ (\$/h)	r_k (%)	r_k (%)	f_k (%)	f_k (%)
AC	73.24	89.27	84.68	100.74	11.08	171.75	74.7	11.24	21.89	18.97	69.69	93.86
CC	38.64	58.57	25.03	35.69	11.08	3.80	865.1	247.94	51.59	42.59	0.48	1.65
GT	58.69	70.3	68.26	79.69	11.08	122.44	194.8	36.73	19.78	16.74	38.63	76.96
ED	47.23	330.3	70.84	354.86	11.08	16.23	0.1889	0.04	599.40	400.93	98.85	99.75
GTMS	70.3	73.24	79.69	82.57	11.08	10.14	67.49	10.69	4.18	3.61	13.06	48.68
RGB	73.24	78.87	79.15	84.68	11.08	40.56	14.65	2.21	7.69	6.99	73.47	94.83
Overall	25.20	-	25.20	-	11.08	364.91	1216.93	308.85	-	-	23.07	54.16

When exergoeconomic factor was considered, both methods lead to the same modification strategy for all system equipment except GT. In SPEC0 method, exergoeconomic factor values obtained for GT was 36.92% for 75% load, 38.46% for 100% load, 38.79% for MIL mode, and 38.63% for Take-off mode. This means that one should focus on reducing exergy destruction cost rate of GT to obtain a cost-effective system. However, in MOPSA method, exergoeconomic factor of GT was calculated to be 73.37% for 75% load, 76.10% for 100% load, 76.93% for MIL mode, and 76.96% for Take-off mode. According to the results obtained with MOPSA method, one should focus on reducing the capital investment cost of GT for a cost-effective system. Exergoeconomic factor of overall system was determined to be 23.38% for 75% load, 23.33% for 100% load, 23.24% for MIL mode, and 23.07% for Take-off mode in SPEC0 method. In MOPSA method, exergoeconomic factor of overall system was calculated to be 51.90% for 75% load, 53.59% for 100% load, 54.23% for MIL mode, and 54.16% for Take-off mode.

SPEC0 and MOPSA methods gave different results for exergy destruction cost rates due to that they were based on different approaches to calculate the exergy destruction cost rate. The exergy destruction cost rates obtained with MOPSA were considerably lower compared the results obtained with SPEC0. It is due to that the $c_{S,k}$ values were lower than the $c_{F,k}$ values. The differences on exergy destruction cost rates directly affect the exergoeconomic factor values. Although the same facts to develop modification strategies were obtained for each method, some differences could be observed. For instance, in this study, both methods proposed exactly opposite strategy for GT. SPEC0 proposed to reduce the exergy destruction cost rate to obtain cost-effective system, while MOPSA proposed to reduce the investment cost rate for the same equipment. According to the results obtained by Uysal (2020) and Uysal et al. (2020), the results obtained for exergy destruction cost rate obtained with MOPSA are more trustable compared to the results obtained by SPEC0.

CONCLUSION

In this study, T56 turboprop engine was theoretically modelled for 75% load, 100% load, MIL mode, and Take-off mode conditions. Thermoeconomic analyses of T56 turboprop engine were performed with using SPEC0 and MOPSA methods.

The unit costs of shaft work transferred to propeller and thrust were higher in MOPSA method compared to the results obtained with SPEC0 method. It is due to that exergy destruction costs were considering in general cost balance equation of MOPSA method. However, the general cost balance equation of SPEC0 method has no information for exergy destruction cost rates.

MOPSA method gave lower values for exergy destruction cost rate of system equipment compared to SPEC0 method. This was due to that the unit cost of negentropy value of system was lower than the unit cost of fuel of system equipment. This differences in results can lead designers/engineers to develop exactly opposite strategies. For this reason, further studies can be performed on costing of exergy destruction. Such studies will also be helpful for theoretical unification of the different methodologies of thermoeconomic analysis.

REFERENCES

- Altuntas, O., Karakoc, T. H. and Hepbasli, A., 2012, Exergetic, exergoeconomic and sustainability assessment of piston-prop aircraft engine. *Int J Therm Sci Technol*, 32, 133-43.
- Aksu, B., 2019, Thermoeconomic Analysis Of A Water To Water Heat Pump Under Different Condenser And Evaporator Conditions. *Journal of Thermal Engineering*, 5(3), 198-209.
- Balle, J.K.O., 2016, About the Rolls-Royce T56, Forecast International.
- Balli, O., 2019, Thermodynamic, thermoeconomic and environmental performance analyses of a high bypass

- turbofan engine used on commercial aircrafts. *Sakarya Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, 23(3), 453-461.
- Balli, O., Aras, H., Aras, N. and Hepbasli, A., 2008, Exergetic and exergoeconomic analysis of an Aircraft Jet Engine (AJE). *International Journal of Exergy*, 5(5), 567.
- Balli, O. and Hepbasli, A., 2013, Energetic and exergetic analyses of T56 turboprop engine. *Energy conversion and management*, 73, 106-120.
- Balli, O. and Hepbasli, A., 2014, Exergoeconomic, sustainability and environmental damage cost analyses of T56 turboprop engine. *Energy*, 64, 582-600.
- Bejan, A., Tsatsaronis, G. and Moran, M., 1996, Thermal Design and Optimization John Wiley and Sons. Inc. New York.
- Gorji-Bandpy, M. and Ebrahimian, V., 2006, Exergoeconomic analysis of gas turbine power plants, *International Energy Journal* 7, 35-41.
- Haydargil, D. and Abuşoğlu, A., 2018, A comparative thermoeconomic cost accounting analysis and evaluation of biogas engine-powered cogeneration. *Energy*, 159, 97-114.
- Jung, J. Y., Lee, H. S., Kim, H. J., Yoo, Y., Choi, W. Y. and Kwak, H. Y., 2016, Thermoeconomic analysis of an ocean thermal energy conversion plant. *Renewable Energy*, 86, 1086-1094.
- Keçebaş, A., 2013, Effect of reference state on the exergoeconomic evaluation of geothermal district heating systems. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 25, 462-469.
- Kecebas, A., 2013, The modified productive structure analysis of Afyon geothermal district heating system for economic optimization. *International Journal of Renewable Energy Research (IJRER)*, 3(1), 60-67.
- Kim, S. M., Oh, S. D., Kwon, Y. H. and Kwak, H. Y., 1998, Exergoeconomic analysis of thermal systems. *Energy*, 23(5), 393-406.
- Kwak, H. Y., Byun, G. T., Kwon, Y. H., and Yang, H., 2002, Cost Structure of CGAM Cogeneration System. In *ASME 2002 International Mechanical Engineering Congress and Exposition* (pp. 225-232). American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- Kwak, H. Y., Lee, H. S., Jung, J. Y., Jeon, J. S. and Park, D. R., 2004, Exergetic and thermoeconomic analysis of a 200-kW phosphoric acid fuel cell plant. *Fuel*, 83(14-15), 2087-2094.
- Kwak, H. Y., Kim, D. J. and Jeon, J. S., 2003, Exergetic and thermoeconomic analyses of power plants. *Energy*, 28(4), 343-360.
- Kwak, H. Y., You, Y., Oh, S. D. and Jang, H. N., 2014, Thermoeconomic analysis of ground-source heat pump systems. *International journal of energy research*, 38(2), 259-269.
- Lazzaretto, A. and Tsatsaronis, G., 2006, SPECO: a systematic and general methodology for calculating efficiencies and costs in thermal systems. *Energy*, 31(8-9), 1257-1289.
- Lozano, M.A., Valero, A., 1993, Thermoeconomic analysis of gas turbine cogeneration systems, Thermodynamics and the Design, Analysis, and Improvement of Energy Systems (Edt. H.J. Richter) 30, 311-320.
- Sahu, M. K., Choudhary, T. and Sanjay, Y., 2017, *Exergoeconomic Analysis of Air Cooled Turboprop Engine: Air Craft Application* (No. 2017-01-2044). SAE Technical Paper.
- Seo, S. H., Oh, S. D., Oh, H., Kim, M., Lee, W. Y. and Kwak, H. Y., 2019, Thermal management for a hydrogen-fueled 1-kW PEMFC based on thermoeconomic analysis. *International Journal of Hydrogen Energy*, 44(45), 24934-24946.
- Turgut, E. T., Karakoc, T. H. and Hepbasli, A., 2009, Exergoeconomic analysis of an aircraft turbofan engine. *International Journal of Exergy*, 6(3), 277-294.
- Uysal, C., 2020, A new approach to advanced exergoeconomic analysis: The unit cost of entropy generation. *Environmental Progress & Sustainable Energy*, 39(1), 13297.
- Uysal, C., Kurt, H. and Kwak, H. Y., 2017, Exergetic and thermoeconomic analyses of a coal-fired power plant. *International Journal of Thermal Sciences*, 117, 106-120.
- Uysal, C., Ozen, D. N., Kurt, H. and Kwak, H. Y., 2020, A comparative assessment of SPECO and MOPSA on costing of exergy destruction. *International Journal of Exergy*, 32(1), 62-81.
- Yilmaz, C., 2018, Thermoeconomic cost analysis and comparison of methodologies for Dora II binary geothermal power plant. *Geothermics*, 75, 48-57.
- Yoo, Y., Oh, H. S., Uysal, C. and Kwak, H. Y., 2018, Thermoeconomic diagnosis of an air-cooled air conditioning system. *International Journal of Exergy*, 26(4), 393-417.



RCCI BİR MOTORDA FARKLI GİRİŞ SICAKLIKLARI İÇİN DİREKT ENJEKSİYON ZAMANLAMASI İLE YANMA FAZININ KONTROLÜ

Hamit SOLMAZ * ve Duygu İPÇİ **

***Gazi Üniversitesi Teknoloji Fakültesi Otomotiv Mühendisliği Bölümü
06500 Teknikokullar, Ankara

*hsolmaz@gazi.edu.tr, ORCID: 0000-0003-0689-6824

**duyguipci@gazi.edu.tr, ORCID: 0000-0002-8862-7662

(Geliş Tarihi: 21.12.2019, Kabul Tarihi: 21.06.2020)

Özet: Karayolu ulaştırma sektörü için emisyon regülasyonlarının giderek sıkılaşması, içten yanmalı motorlarda yeni emisyon azaltma tekniklerinin uygulanmasını zorunlu kılmaktadır. Egzoz emisyonlarının azaltılabilmesi için yanma sonrasında veya yanma sırasında birtakım önlemler alınması gerekmektedir. Düşük sıcaklık yanma çevrimleri hem düşük emisyon seviyeleri hem de yüksek enerji dönüşüm oranı sağlamaları nedeniyle popüler bir araştırma konusudur. Reaktif kontrollü sıkıştırma ile ateşlemeli (RCCI) yanma modu diğer düşük sıcaklık yanma modlarına göre yanma fazının daha kontrol edilebilir olması ve daha geniş bir çalışma aralığı sunabilmesi bakımından avantajlıdır. Ancak RCCI modunda motorun her çalışma şartında en yüksek verimi sağlayabilmesi için direkt enjeksiyon püskürtme başlangıcının anlık olarak kontrol edilmesi gerekir. Bu çalışmada sıkıştırma oranı 9,2 olan direkt enjeksiyonlu bir benzin motoru RCCI modda çalıştırılarak, püskürtme başlangıcı yanma fazının (KA50) anlık değişimine göre kontrol edilmiş ve farklı giriş sıcaklıkları için püskürtme avans haritası ile çalışma haritaları elde edilmiştir. En geniş çalışma aralığı 80°C giriş sıcaklığında sağlanmıştır. Minimum özgül yakıt tüketimi 232,3 g/kWh olarak ölçülmüştür. Kullanılan motorun sıkıştırma oranı çok düşük olmasına rağmen özgül yakıt tüketimi değerlerinin oldukça düşük olması yanma fazı kontrolünün başarılı olduğunu bir göstergesidir.

Anahtar Kelimeler: Düşük sıcaklık yanması, RCCI, yanma fazı, motor kontrolü.

CONTROL OF COMBUSTION PHASE WITH DIRECT INJECTION TIMING FOR DIFFERENT INLET TEMPERATURES IN AN RCCI ENGINE

Abstract: The increasingly stringent emission regulations for the road transport sector require the implementation of new emission reduction techniques for internal combustion engines. In order to reduce exhaust emissions, some precautions must be taken after or during combustion. Low temperature combustion cycles are a popular research subject because they provide both low emission levels and high energy conversion rate. Reactive controlled compression ignition (RCCI) combustion mode is advantageous in that the combustion phase is more controllable and offers a wider operating range than other low temperature combustion modes. However, in RCCI mode, the start of the direct injection must be controlled instantaneously in order to ensure the highest efficiency in every operating condition. In this study, a direct injection gasoline engine with a compression ratio of 9,2 was operated in RCCI mode, and the start of the direct injection was controlled according to the instantaneous change of the combustion phase (KA50) and the injection advance map and operation maps were obtained for different inlet air temperatures. The widest operating range was achieved at an inlet temperature of 80 °C. The minimum specific fuel consumption was measured as 232,3 g/kWh. Although the compression ratio of the engine used is very low, the specific fuel consumption values are quite low, which is an indication of successful combustion phase control

Keywords: Low temperature combustion, RCCI, combustion phase, engine control

KISALTMALAR

ÜÖNs	Üst ölü noktadan sonra
ÜÖNö	Üst ölü noktadan önce
AÖNö	Alt ölü noktadan önce
KA50	Toplam ısının %50'sinin açığa çıktığı krank açısı
RCCI	Reaktif kontrollü sıkıştırma ile ateşlemeli yanma
PR	Ön karışım oranı
EGR	Egzoz gazı resirkülasyonu
IMEP	İndike ortalama efektif basınç [bar]

°KA	Krank açısı derecesi
LTC	Düşük sıcaklıkta yanma
MPPR	Maksimum basınç artış oranı
RON	Araştırma oktan sayısı
ÜÖN	Üst ölü nokta
ÖYT	Özgül yakıt tüketimi

SEMBOLLER

A	Isı transferi yüzey alanı [m ²]
λ	Lambda

dQ	Isı dağılımı
$d\theta$	Krank açısı değişimi
h_g	Isı taşınım katsayısı [W/m^2C]
n	Motor hızı [rpm]
n_c	Politropik üs
P	Silindir basıncı [bar]
T_g	Silindir içi gaz sıcaklığı [$^{\circ}C$]
T_d	Silindir duvar sıcaklığı [$^{\circ}C$]
V	Silindir hacmi [m^3]

GİRİŞ

Günümüzde ulaştırma ve taşımacılık sektöründe karayolu ulaşımı yaygın bir şekilde kullanılmaktadır. Artan çevre kirliliği ve yüksek yakıt maliyetlerine rağmen, bu sektörde güç ihtiyacının büyük bir kısmı halen içten yanmalı motorlarla karşılanmaktadır (Ardebili, 2020). Emisyon regülasyonlarındaki baskılara rağmen elektrikli veya hibrit taşıtlar pazarda yaygınlaşma konusunda sıkıntı yaşamaktadırlar. Batarya problemleri, yüksek maliyet, şarj süresi, şarj istasyonu yetersizliği ve ülke altyapılarının mevcut durumu gibi birçok neden elektrikli taşıtlara geçişi zorlaştırmaktadır (Solmaz ve Kocakulak, 2018; Solmaz ve Kocakulak 2020). Bu nedenle kısa vadede içten yanmalı motorların popülerliğini korumaya devam edeceği öngörülebilir.

İçten yanmalı motorlar yüksek güç yoğunluğuna sahip olduklarından birçok alanda tercih edilmektedirler. Ancak çevreci endişelerin yanı sıra petrol kaynaklarının orta vadede tükeneceği konusunda oluşan ortak algı, içten yanmalı motorlarda bir yandan emisyonların azaltılmasını zorunlu kılarken, diğer yandan verimlilik artışının da sağlanması gerektiğini göstermektedir (Ardebili ve ark., 2018; Kocakulak ve Solmaz, 2019). Buji ile ateşlemeli motorlar uygun çalışma şartları sağlandığında katalitik konvertör ve direkt enjeksiyonlu benzin motorlarında ilave olarak bir azot oksit (NO_x) tutucu bir filtre kullanımıyla egzoz emisyonları istenilen seviyede tutulabilmektedir. Ancak buji ile ateşlemeli motorların en büyük dezavantajı düşük enerji dönüşüm verimlilikleridir. Buji ile ateşlemeli motorlarda vuruntu nedeniyle sıkıştırma oranı istenildiği kadar arttırılmadığından termik verim sıkıştırma ile ateşlemeli motorlara göre daha düşük mertebelerde kalmaktadır (Celikten ve ark., 2015). Ağır hizmet sektöründe sıkıştırma ile ateşlemeli motorların tercih edilme nedeni de sahip oldukları yüksek termik verimleridir. Sıkıştırma ile ateşlemeli motorlar için en büyük handikap yüksek miktarda NO_x ve is emisyonu salınımlarıdır (Ardebili ve ark., 2020; Çelik ve ark., 2016; Solmaz ve ark., 2016). Daha da önemlisi yanma sırasında bu iki emisyonun eş zamanlı olarak azaltılabilmesinin mümkün değildir ve yanma sonrası emisyon azaltma teknikleri oldukça pahalıdır. Bu nedenle dünya üzerinde birçok ülke öncelikli olarak binek araç sınıfında dizel motor kullanımını durduracağını açıklamıştır.

Geleneksel yanma metodlarında görülen bu sorunlardan dolayı araştırmalar alternatif yanma modları üzerinde

yoğunlaşmıştır. İçten yanmalı motorlar için bu amaca yönelik olarak düşük sıcaklık yanma çevrimi adı verilen farklı yanma modları üzerinde çalışmalar gerçekleştirilmiştir. Homojen dolgululu sıkıştırma ile ateşlemeli (HCCI) yanma, ön karışimli sıkıştırma ile ateşlemeli (PCI) yanma ve reaktif kontrollü sıkıştırma ile ateşlemeli (RCCI) yanma üzerinde çalışılan alternatif yanma modlarından (Uyumaz 2020). HCCI yanması ilk olarak Onishi ve arkadaşları tarafından 1979 yılında tanıtılmıştır (Onishi ve ark., 1979). HCCI yanma modunda hava ve yakıt buji ile ateşlemeli motorlarda olduğu gibi homojen olarak hazırlanır ancak karışımın tutuşturulması buji ile değil sıkıştırma ile ateşlemeli motorlarda olduğu gibi kendi kendine gerçekleşir. Bu yanma modlarında sıkıştırma ile ateşlemeli motorlarda olduğu gibi yüksek sıkıştırma oranına ihtiyaç duyduğundan termik verimleri yüksektir. Karışım homojen şekilde hazırlandığından is emisyonu problemi bulunmamaktadır. Bununla birlikte benzinli motorlarla kıyaslandığında oldukça fakir karışım oranları ile çalıştıklarından yanma sırasında sıcaklık artışı azalır ve NO_x emisyonu da görülmez (Solmaz, 2020; Calam, 2019a; Polat, 2020). Yanma sıcaklıklarının düşük olması soğutma suyuna kaybedilen ısı miktarını da azaltacağından motorun verimi daha da yükselecektir. Ancak bu yanma modlarındaki en büyük sorun yanma başlangıcı ve yanma fazının kontrol edilememesidir. Bununla birlikte yanma sıcaklıklarının düşük olması HC ve CO emisyonlarını arttırmaktadır. Yanma, yakıtın özellikleri ve silindir içi sıcaklığa bağlı olarak kendi kendine başladığından, her çevrimde yanma başlangıcı ve yanma hızı farklılık göstermektedir. Bu durum bazen yanmanın istenilenden çok önceye bazen de çok sonraya kaymasına neden olmaktadır ve bunun sonucu olarak şiddetli vuruntu, termik verimde azalma gibi sorunlar ortaya çıkmaktadır. Ayrıca yüksek yüklerde artan vuruntu ve düşük yüklerde görülen teklemeye sorunu nedeniyle HCCI yanma moduyla motorun çalışma aralığı da oldukça kısıtlı kalmaktadır. Yanma fazının kontrol edilememesi ve çalışma aralığının darlığı HCCI motorun önündeki en büyük engel olarak görülmektedir (Halis ve ark., 2018; Calam 2020a). Bu problemlerin giderilebilmesi için çok sayıda araştırma yapılmıştır. Dahili ve harici egzoz gaz geri dönüşümü uygulaması (EGR), alternatif yakıt kullanımı (Calam ve ark., 2020b), girdap oranı (Christensen ve ark., 2002), sıkıştırma oranının değiştirilmesi (Calam ve ark., 2019a; Haraldsson ve ark., 2002), enjeksiyon zamanlaması ve basıncı (Sjöberg ve ark., 2002; Helmantel ve ark., 2004), kam zamanlaması (Polat ve ark., 2019, Johansson ve ark., 2009) ve giriş hava sıcaklığının değiştirilmesi (Lida ve ark. 2003, Calam ve İçingür, 2019b) gibi pek çok uygulama denemiş ancak istenilen seviyede bir iyileşme sağlanamamıştır.

RCCI yanma modu HCCI yanma modunda görülen sorunların çözümüne imkan sağlayabilmek adına geliştirilmiştir. Reitz ve ark. (Reitz ve ark., 2013) tarafından 2013 yılında patenti alınan RCCI yanma modunda çift yakıt ve katmanlı yakıt enjeksiyonu stratejisi aynı anda uygulanmaktadır. RCCI modunda karışımın hazırlanabilmesi için düşük reaktiviteli yakıt,

genellikle yüksek uçuculuğa sahip ve oktan sayısı yüksek olan bir yakıt, port yakıt enjeksiyonu ile emme manifolduna püskürtülür. Silindir içerisinde hava ile karışan yakıt piston tarafından sıkıştırılmaya başlanır ve piston üst ölü noktaya (ÜÖN) doğru ilerlerken belirli bir krank açısında düşük reaktiviteli yakıt ve hava karışımının üzerine yüksek reaktiviteli yakıt püskürtülür. Kendi kendine tutuşma özellikleri iyi olan yüksek reaktiviteli yakıt direkt enjeksiyon sistemi ile yüksek basınçta silindire püskürtüldüğünden daha kolay atomize olur ve bu durum düşük is oluşumu için homojen hava yakıt karışımı oluşturulabilmesine imkan verir. Yanmanın başlangıcı yüksek reaktiviteli yakıtın silindire püskürtülüp karışmasından hemen sonra başladığından yanma başlangıcı yüksek reaktiviteli yakıtın püskürtme başlangıcı ile kontrol edilebilmektedir. Yanma başlangıcı düşük reaktiviteli yakıt ile kontrol edilirken yanma hızı ve ısı yayılımı yüksek reaktiviteli yakıtın özellikleri ile kontrol edilmektedir. Böylece oluşturulan homojen karışım sayesinde is emisyonlarını sıfıra indirmekte, düşük yanma sıcaklığı NOx oluşumunu engellemekte ve kontrollü yanma sayesinde daha yüksek termik verim ve daha geniş çalışma aralığı elde edilebilmektedir (Kokjohn ve ark., 2009).

Düşük sıcaklık çevrimleri ile ilgili çalışmaların birçoğunda dizel yakıtı veya benzin yakıtı kullanılmıştır. Her iki yakıtın da kendine göre avantaj ve dezavantajı bulunmaktadır. Benzin yüksek uçuculuk özelliği sayesinde düşük basınçlı püskürtme sistemi kullanılsa bile kolayca homojen karışım oluşturabilme yeteneğine sahiptir. Ancak kendi kendine tutuşma yeteneği kötü olduğundan özellikle düşük yüklerde yanma başlatılamamaktadır. Aksine dizel yakıtının kendi kendine tutuşma özellikleri oldukça iyidir. Fakat bu özellik yüksek yüklerde yanma kontrolünü zorlaştırmaktadır (Liu ve ark., 2008, Kokjohn ve ark., 2009). Kokjohn, her iki yakıtın bu eksikliklerini dikkate alarak gerçekleştirdiği çalışmayla RCCI fikrinin doğmasına zemin oluşturmuştur (Kokjohn ve ark., 2009). Bu çalışmada karışım teşkili benzin port enjeksiyon ile, dizel yakıtı ise emme supabı kapandıktan sonra direkt enjeksiyon sistemi ile püskürtülerek elde edilmiştir. Uygun yakıt reaktivitesi elde edildiğinde sadece benzin ya da dizel kullanımına göre çok daha düşük yakıt tüketimi değerlerinin elde edilebildiği ve çalışma aralığının çok daha genişletilebildiği tespit edilmiştir. Ayrıca bu strateji ile US 2010 ağır hizmet sınıfı emisyon regülasyonlarının egzozda hiçbir ilave sisteme ihtiyaç duyulmadan sağlanabildiği ve bu sırada %50 termik verime ulaşılabilirdiği ifade edilmiştir. Kokjohn ve ark. (Kokjohn ve ark., 2011) tarafından gerçekleştirilen diğer bir çalışmada hem hafif hem de ağır hizmet tipi motorda RCCI yanma modu denenmiştir. RCCI yanma gerçekleştirilen her iki motor tipinde de NOx emisyonları 0,05 g/kWh ve is emisyonları 0,01 g/kWh değerlerinin altında kalırken indike motor verimi % 50'nin üzerine çıkmıştır. Hanson ve ark. (Hanson ve ark., 2011) düşük yüklerde yakıt özelliklerinin RCCI yanması üzerine etkilerini incelemek amacıyla bir çalışma gerçekleştirilmiştir. Bu çalışmada hem çift yakıt stratejisi hem de tek yakıt olarak benzin ve tutuşma iyileştirici

olarak 2-etilheksilnitrat katkısı kullanılmıştır. Katkı ilavesiyle tek yakıt olarak benzin kullanıldığında %54 seviyesinde indike termik verim elde edilirken US 20110 emisyon normlarının karşılanabildiği tespit edilmiştir. Tek yakıt konsepti üzerine gerçekleştirilen diğer bir çalışmada setan arttırıcı katkı maddesi di-terciyerbütül peroksit direkt enjeksiyonla püskürtülen benzine katkı maddesi olarak ilave edilmiştir. Benzine hacimsel olarak yapılan %1,75 katkı maddesi ilavesiyle benzinin dizel yakıt tutuşma özelliği sergilediği belirtilmiştir. Çalışmada indike termik verimin %57 seviyesine ulaştığı ve emisyon standartlarının karşılanabildiği ifade edilmiştir. Direkt enjeksiyonda tek ve çift yakıt enjeksiyonu stratejisi uygulanan bir diğer çalışmada enjeksiyon zamanlamasının RCCI yanmasına etkisi incelenmiştir. Bu çalışmada port enjeksiyonda izooktan ve direkt enjeksiyonda ise n-heptan referans yakıtları kullanılmıştır. Direkt enjeksiyon zamanlamasının normalden erken yapılması karışımın daha homojen olmasına ve yanmanın HCCI yanmasına yaklaşmasına neden olduğu belirtilmiştir. Enjeksiyonun daha geç yapılması ise yanmanın dizel yanmasına doğru kaymasına yol açtığı ifade edilmiştir. Direkt enjeksiyonun tek kademe yerine çift kademeli olarak yapılmasının ise termik verimde %1'lik bir artışa imkan sağlamakla birlikte, CO ve HC emisyonlarını azalttığı belirlenmiştir (Splitter ve ark., 2011). Uyumaz ve ark. (Uyumaz ve ark., 2016) tarafından gerçekleştirilen bir çalışmada hava fazlalık katsayısındaki değişimin RCCI yanması üzerindeki etkisi incelenmiştir. Çalışmada izooktan ve n-heptan referans yakıtları kullanılırken testler %40 ön karışım oranında gerçekleştirilmiştir. Silindire gönderilen yakıt miktarı arttıkça yanma başlangıcının geciktiği belirtilmiştir. Bu durumun daha fazla yakıtın buharlaşması sonucu silindir sıcaklığını düşürmesinden kaynaklandığı ifade edilmiştir. Hava fazlalık katsayısı arttıkça yakıt tüketiminin azaldığı ve termik verimin arttığı tespit edilmiştir. Hava fazlalık katsayısı 2,65 de çevrimsel farklılıkların %5,91 olduğu, daha fakir karışımlarda çevrimsel farklılıkların hızla artarak %10'un üzerine çıktığı tespit edilmiştir. Gerçekleştirilen diğer bir çalışmada enjeksiyon zamanlamasının RCCI yanması üzerine etkileri incelenmiştir (Uyumaz ve Solmaz, 2016). İzooktan ve n-heptan kullanılan çalışmada n-heptan direkt enjeksiyonla yedi farklı enjeksiyon zamanlaması kullanılarak silindire püskürtülmüştür. Maksimum indike termik verimin direkt enjeksiyonun ÜÖN'dan 80° önce gerçekleştirildiğinde %42,47 olarak elde edildiği belirlenmiştir.

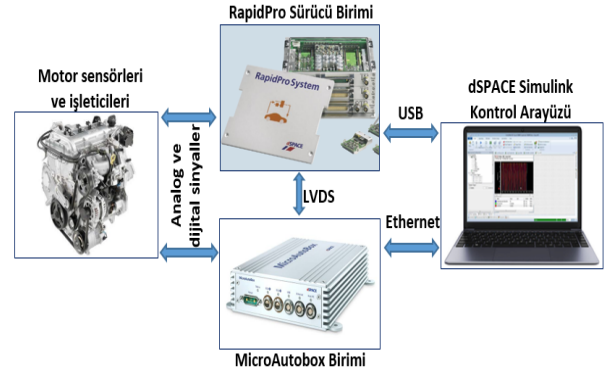
Literatürdeki çalışmalar incelendiğinde çeşitli parametrelerin RCCI yanma karakteristikleri ve motor verimlerine etkilerinin incelendiği görülmektedir. Bu çalışmada emme havası giriş sıcaklığının RCCI yanması üzerindeki etkileri parametrik olarak incelenirken aynı zamanda özgül yakıt tüketimi haritaları çıkartılarak hem RCCI çalışma aralığının nasıl değiştiği hem de motorun RCCI modunda en verimli çalışma bölgeleri belirlenmiştir. Motoru RCCI modda optimum verimle çalıştırabilmek için direkt enjeksiyon püskürtme başlangıcı KA50 açısı dikkate alınarak her çalışma

noktası için değiştirilmiş ve böylece püskürtme avansı haritaları da elde edilebilmiştir.

DENEY DÜZENİĞİ VE YÖNTEM

Deneyler dört silindri direkt enjeksiyon sistemine sahip bir GM Ecotec buji ile ateşlemeli motorunda referans yakıtlar izooktan ve n-heptan kullanılarak gerçekleştirilmiştir. Deney motoruna ait teknik özellikler Tablo 1’de görülmektedir. Deneylerde kullanılan referans yakıtların özellikleri ise daha önceki çalışmalarda verilmiştir (Arora, 2016; Halis ve ark., 2018; Calam ve İcingür, 2019c). Motorun RCCI modunda çalıştırılması için motorun emme manifolduna daha sonradan montajı gerçekleştirilen sekiz adet port tipi düşük basınç yakıt enjektöründen dört adedi kullanılmıştır. Port tipi yakıt enjektörlerinden düşük reaktiviteli izooktan yakıtı emme manifolduna püskürtülmüştür. Yüksek reaktiviteli yakıt n-heptan ise motorun orijinal donanımı olan direkt yakıt enjektörleri ile doğrudan silindir içerisine püskürtülmüştür. Port tipi yakıt enjeksiyonunda püskürtme basıncı 3 bar iken, direkt yakıt enjeksiyonu 100 bar basıncında gerçekleştirilmiştir. Deney motorunun RCCI modda çalıştırılması için motorun orijinal kontrol ünitesi devre dışı bırakılarak motor üzerindeki tüm işleticiler dSPACE markasına ait olan MicroAutobox mikroişlemci birimi ile RapidPro sürücü birimi kullanılarak kontrol edilmiştir.

Haberleşme ve motor kontrolünün şematik bir görünümü Şekil 1’de verilmiştir. Geliştirilen Simulink modeli ile motor üzerindeki işleticiler gerçek zamanlı olarak kontrol edilebilmektedir. MicroAutobox II Matlab/Simulink üzerinden programlanabilen 900 MHz hıza sahip, analog giriş ve çıkışları ile sensörlerden gelen bilgileri anlık toplayarak gerçek zamanlı kontrol yapmaya imkân sunan bir işlemci içermektedir. RapidPro ise kullanıcı arayüzünden gerçekleştirilen girdiler doğrultusunda MicroAutobox’ın hesaplayarak kendisine gönderdiği sinyaller doğrultusunda üzerinde bulunan sürücüler vasıtasıyla motor üzerindeki işleticileri çalıştırabilmektedir. Motor kontrolü için hazırlanan Simulink modeli işlemci üzerine gömülerek, dSPACE kontrol arayüzünden yakıt miktarı, ön karışım oranı (PR), gaz keleşi konumu, EGR valfi konumu, ateşleme sistemi, emme havası giriş sıcaklığı ve basıncı ile yüksek basınç pompası çıkış basıncı gibi motor yönetimine etki eden parametreler anlık olarak kontrol edilebilir hale getirilmiştir.



Şekil 1. Haberleşme ve motor kontrolünün şematik gösterimi

Tablo 1. Çalışma yapılan motorun teknik özellikleri

Model	GM Ecotec 2.0L GDI Turbo DOHC
Silindir Çapı x Strok [mm]	86 x 86
Silindir Sayısı	4
Silindir Hacmi [cc]	1998
Sıkıştırma Oranı [mm]	9,2:1
Maksimum Motor Gücü [kW @5300 d/d]	164
Maksimum Motor Torku [Nm @2400 d/d]	353
Emme Supapı Açılışı [°KA ÜÖNö]	25,5/-24,5
Emme Supapı Kapanması [°KA AÖNö]	2/-48
Egzoz Supapı Açılışı [°KA AÖNö]	36/-14
Egzoz Supapı Kapanması [°KA ÜÖNö]	22/-28

Tablo 1’de teknik özellikleri verilen deney motoru 460 HP gücünde AC bir dinamometreye bağlanmıştır ve motora ilk hareket dinamometre tarafından verilmiştir. Emme havası giriş sıcaklığı emme manifoldu ile gaz keleşi arasına konumlandırılan elektrikli bir ısıtıcı ile değiştirilmiştir. Bu ısıtıcının kontrolü dSPACE üzerinden yapılmıştır. Yakıt tüketimi hem PFI hem de DI enjektörlerin açık kalma sürelerine bağlı olarak püskürttükları yakıt miktarları %0,1 doğrulukta ölçüm yapabilen coriolis tip Micro Motion 1700 yakıt debimetresi ile kütesel olarak ölçülmüştür. Elde edilen doğru denklemleri Simulink modeline gömülmüştür. Böylece kullanıcı ara yüzünden püskürtülmesi istenen yakıt miktarı ve istenen ön karışım oranı girildiğinde, enjektörlerin açık kalma süreleri MicroAutobox tarafından hesaplanmıştır. İlgili motorda yakıt miktarının ayarlanması ve enjektör kontrolü ile ilgili daha detaylı açıklama Halis ve ark. tarafından 2018 yılında yayımlanan bir çalışmada sunulmuştur (Halis ve ark., 2018).

Silindir içi basıncın ölçülmesinde 20,3 pC/bar hassasiyetindeki PCB marka I15A04 model basınç sensörü kullanılmıştır. Elde edilen basınç voltaj sinyali şarj amplifikatörü ile yükseltılarak yanma analiz sistemine 1°KA çözünürlükte bir enkoder kullanılarak kaydedilmiştir. Egzoz gaz sıcaklıkları egzoz manifoldu

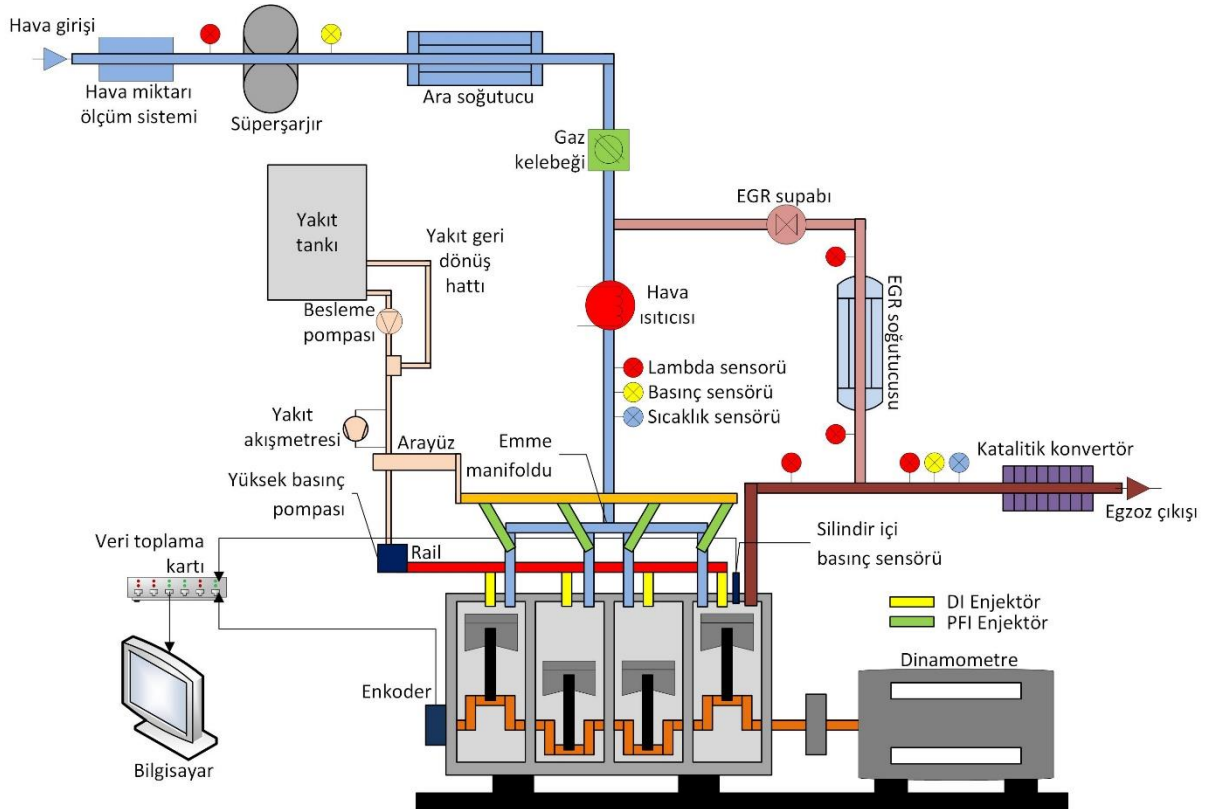
üzerinde egzoz valfinden yaklaşık 5 cm uzakta kalacak şekilde yerleştirilen K tipi termokupullarla ölçülmüştür. Lambda değerinin ölçümünde BOSCH LSU 4.9 geniş bantlı lambda sensörü kullanılmıştır.

Deneyle 40, 60, 80 ve 100 °C olmak üzere dört farklı emme havası giriş sıcaklığında gerçekleştirilmiştir. Deneysel yakıt olarak izooktan ve nheptan referans yakıtları kullanılmıştır. Düşük reaktiviteye sahip izooktan port yakıt enjeksiyon sisteminden, yüksek reaktiviteli nheptan ise direkt enjeksiyon sisteminden püskürtülmüştür. Ön karışım oranı tüm deneylede %20 (PR20) olarak sabit tutulmuştur. Bu oran silindire sürülen enerjinin %20 sinin porttan geri kalan kısmının da direkt enjeksiyonla silindire gönderildiğini ifade etmektedir. Deneysel düzeneğinin şematik görünümü Şekil 2’de verilmiştir. Deneyle her giriş sıcaklığında da 800 rpm motor hızından başlanılmış ve motorun tekleme yapmadan çıkabildiği maksimum motor devrine kadar veri toplanarak her giriş sıcaklığı için çalışma haritaları elde edilmiştir. Yüke ve motor hızına bağlı haritaların elde edilebilmesi için hem motor hızının hem de motor yükünün değiştirilmesi gerekmektedir. Bu çalışma kapsamında RCCI yanma modunun doğası gereği motor yükü silindire gönderilen yakıt miktarı ile değiştirilmiştir. Bu amaçla her motor devri için, motorun tekleme yapmadan çalışabildiği ve müsaade edilen vuruşu sınırı aralığında kalan yük bölgesi lambdanın değiştirilmesi suretiyle taranmıştır. Belirli bir motor devrinde lambda motor vuruşu sınırına gelene kadar

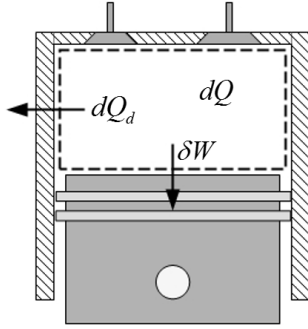
azaltılarak deneyle başlanılmıştır. Lambda değeri kademeli bir şekilde artırılarak bir motor devri için motor tekleme sınırına gelene kadar yaklaşık 4-5 farklı lambda değerinde veri kaydedilmiştir.

Düşük sıcaklık yanma çevrimlerinde yanma başlangıcı, yanma hızı ve süresi kimyasal kinetiklere, motorun sıkıştırma oranına, içeride bırakılan art gaz miktarına ve giriş havası sıcaklığına doğrudan bağlıdır. Bu çalışma kapsamında kullanılan motor buji ile ateşlemeli direkt enjeksiyonlu bir motor olduğundan sıkıştırma oranı 9,2 gibi yakıtın kendi kendine tutuşmasına çok da imkan vermeyecek bir değerdir. RCCI yanma modunda yakıtın kendi kendine tutuşması beklenildiğinden düşük sıkıştırma oranını telafi edecek bazı önlemler alınması gerekmektedir. Bu çalışma kapsamında yakıtın kendi kendine tutuşmasını sağlayabilmek amacıyla emme havasının ısıtılmasına ilave olarak, tüm test şartlarında egzoz supabı üst ölü noktadan 22 derece daha önce kapatılarak silindir içerisinde yüksek sıcaklıkta art gaz kalması sağlanmıştır.

Silindir içi ısı dağılımı termodinamiğin kapalı sistemler için verilen birinci kanunundan yararlanılarak hesaplanmıştır. Şekil 3’te yanma odasına çizilen kapalı sistem sınırları ve bu sınırlar boyunca gerçekleşen iş ve ısı geçişleri görülmektedir.



Şekil 2. Deneysel düzeneğinin şematik gösterimi



Şekil 3. Yanma odası kapalı sistemi

Supaplar ve segmanlardan meydana gelen kütle kaçakları ihmal edildiğinde sistem kapalı sistem olarak ele alınabilir. Bu durumda sistemde yanma sonucu bir miktar ısı açığa çıkmakta, silindir duvarlarından soğutma suyuna bir miktar ısı geçişi olmakta ve sistem piston üzerinde sınır işi gerçekleştirmektedir. Termodinamiğin birinci yasasının kapalı sistemler için verilen şeklinden,

$$dQ - \delta W - dQ_d = dU \quad (1)$$

elde edilir. Burada dQ ve dQ_d sırasıyla yakıtın yanması sonucu açığa çıkan ısı miktarını ve silindir duvarlarından transfer edilen ısı miktarını ifade etmektedir. İç enerji ve iş terimleri yerine yazılıp eşitlik tekrar düzenlendiğinde,

$$dQ = mc_v dT + pdV + dQ_d \quad (2)$$

olarak yazılabilir. İdeal gaz kanununun türevinden,

$$dT = \frac{1}{mR} Vdp + \frac{1}{mR} pdV \quad (3)$$

elde edilir. Son ifade eşitlik 2’de yerine yazılarak,

$$dQ = mc_v \left(\frac{1}{mR} Vdp + \frac{1}{mR} pdV \right) + pdV + dQ_d \quad (4)$$

elde edilir. Bu eşitlik tekrar düzenlendiğinde,

$$dQ = \frac{c_v}{c_p - c_v} Vdp + \left(1 + \frac{c_v}{c_p - c_v} \right) pdV + dQ_d \quad (5)$$

bulunur. Son eşitlikte özgül ısıların oranı, politropik üs n_c kullanılarak,

$$dQ = \frac{n_c}{n_c - 1} PdV + \frac{1}{n_c - 1} VdP + dQ_d \quad (6)$$

belirlenir. Son eşitlik yanma odasında yakıtın yanması sonucu açığa çıkan ısı miktarının hesabında kullanılmaktadır. Açığa çıkan ısı miktarını krank açısı başına hesaplayabilmek için eşitlik,

$$\frac{dQ}{d\theta} = \frac{n_c}{n_c - 1} P \frac{dV}{d\theta} + \frac{1}{n_c - 1} V \frac{dP}{d\theta} + \frac{dQ_d}{d\theta} \quad (7)$$

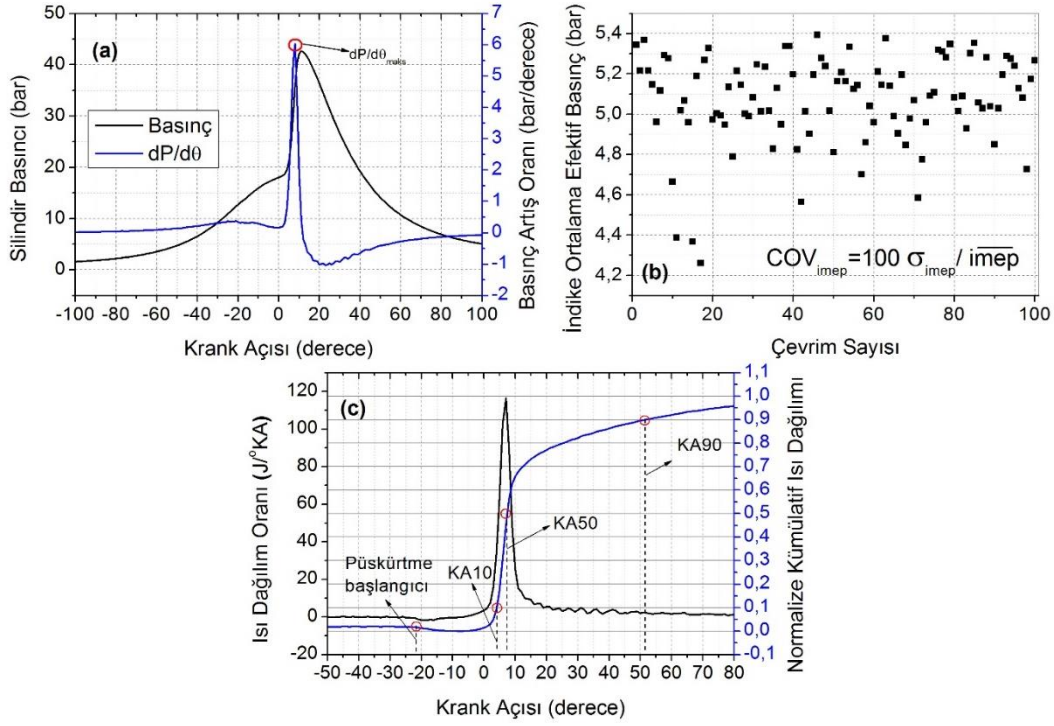
şeklinde düzenlenebilir. Son eşitlik silindir içerisindeki ısı dağılım oranının hesabında kullanılmaktadır. Eşitlikte $\frac{dQ}{d\theta}$ net ısı dağılımı oranını, $\frac{dQ_d}{d\theta}$ ise silindir duvarından transfer edilen ısıyı ifade etmektedir. Silindir duvarından transfer edilen ısı miktarı,

$$\frac{dQ_d}{d\theta} = \frac{1}{6n} h_g A (T_g - T_d) \quad (8)$$

eşitliği kullanılarak hesaplanmıştır. Son eşitlikte yer alan ısı taşınım katsayısı h_g modifiye edilmiş Woschni eşitliği ile hesaplanmıştır (Chang ve ark., 2004).

Deneyel ölçümlerdeki belirsizliklerin tanımlanabilmesi için deneysel veriler üzerinde hata analizi gerçekleştirilmiştir. Hata analizi için kareleri toplamının karekökü metodu kullanılmıştır (Taylor ve Kuyatt, 1994). Ölçülen ve hesaplanan bazı değerlerle ilgili belirsizlik aralıkları Tablo 2’de görülmektedir.

Düşük sıcaklık yanma çevrimlerinin tamamında olduğu gibi, RCCI yanma moduyla çalışan bir içten yanmalı motorun çalışma aralığı vuruntu ve tekleme bölgeleriyle sınırlandırılmaktadır. Yüksek vuruntu motor parçalarında aşırı ısıl gerilmeler ile mekanik arızalara sebep olurken, tekleme motorun düzenli çalışma ve düzenli güç çıkışı verebilme yeteneğini azaltmaktadır ve bazı durumlarda motorun stop etmesine de neden olabilir. Silindir basıncında derece başına 8-10 barlık bir artış oranı aşırı vuruntu olarak tanımlanmakta ve içten yanmalı motorların bu seviyede bir vuruntudan zarar göreceği belirtilmektedir. Şekil 4 (a)’da gösterildiği gibi silindir basıncının türevinin alınmasıyla basınç artış oranı belirlenebilir. Bu eğrinin maksimum değeri ilgili çevrimdeki maksimum basınç artış oranını (MPRR) vermektedir. Deneylerde tekleme ise indike ortalama basınç değerlerinin (IMEP) ardışık yüz çevrimdeki değişimleri dikkate alınarak belirlenmiştir. Şekil 4 (b)’de ardışık yüz çevrimdeki IMEP değerleri görülmektedir. Bu değerler kullanılarak hesaplanan standart sapmanın ortalama IMEP değerine oranlanmasıyla bulunan varyans katsayısının (COVimep) %10’u aşması durumunda motorda aşırı tekleme ve stop etme durumları meydana gelmektedir (Çınar ve ark., 2016; Heywood, 1988; Yılmaz, 2019). Silindire sürülen toplam enerjinin %10 ve %90’ının açığa çıktığı krank açıları sırasıyla yanma başlangıcı (KA10) ve yanma sonu (KA90) olarak tanımlanmaktadır. Bu iki krank açısının farkı ise krank açısı cinsinden yanma süresini ifade etmektedir. Yanma fazı olarak da ifade edilen, silindire sürülen yakıtın yarısının yandığı krank açısı KA50 şeklinde tanımlanmakta ve motor verimi üzerinde önemli bir etkisi bulunmaktadır (Solmaz, 2015; Yılmaz, 2019; Calam, 2020c). Silindir için yanma açısından önemli bilgiler ihtiva eden bu değerler Şekil 4 (c)’de görülen kümülatif ısı dağılımının normalize edilmesiyle elde edilen eğri üzerinden kolaylıkla belirlenebilmektedir.



Şekil 4. Bazı yanma parametrelerinin belirlenmesine yönelik örnekler

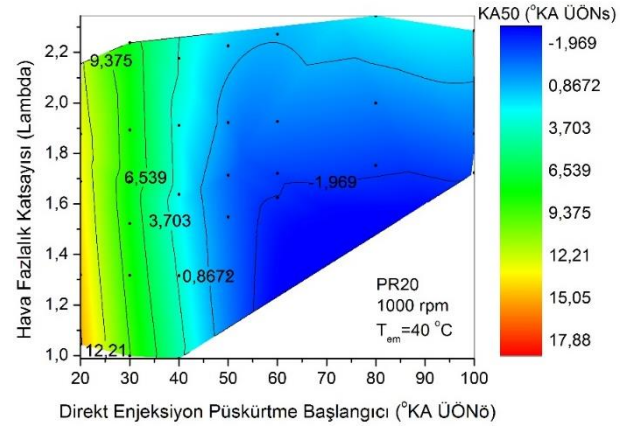
Tablo 2. Ölçülen ve hesaplanan değerlerdeki belirsizlikler

Parametre	Ölçüm aralığı		Belirsizlik aralığı (±)	
	Min.	Maks.	Min.	Maks.
Lambda [-]	1,0	3,96	0,01	0,04
Isı dağılım oranı [Joule/°KA]	-1,61	84,03	0,05	1,88
KA50 [°KA]	-10	20	1	1
Yanma süresi [°KA]	8	29	1	1
IMEP [kPa]	259,3	798,1	3,4	6,8
Motor torku [Nm]	24,8	71,2	0,2	0,7
ÖYT [g/kWh]	232,2	365,2	2,7	5,8
COVIMEP [%]	1,21	9,42	0,01	0,09
MPRR [kPa/CAD]	84,9	1609,4	1,9	36,1

DENEY SONUÇLARI VE DEĞERLENDİRME

Çalışma kapsamında RCCI bir motorda farklı emme havası giriş sıcaklıkları için motorun çalışabildiği tüm devir ve yük şartlarında maksimum verimi sağlayabilmesi için direkt enjeksiyon püskürtme başlangıcının optimize edilmesi hedeflenmiştir. Motor verimliliği ile yanma fazı arasında doğrudan bir ilişki bulunmakta ve RCCI modunda yanma fazı direkt enjeksiyon püskürtme başlangıcıyla değişim göstermektedir. Bu nedenle sonuç ve değerlendirme bölümünde ilk olarak sabit bir motor devrinde ve emme havası giriş sıcaklığında farklı hava fazlalık katsayıları için direkt enjeksiyon püskürtme başlangıcı ile KA50 arasındaki ilişki açıklanmıştır. Daha sonra motorun farklı sıcaklıkları için yük ve hız bakımından çalışma aralıkları sunulmuş ve optimize edilmiş KA50 değerleri için motorun direkt enjeksiyon püskürtme avansı haritası sunulmuştur. Son bölümde ise optimum püskürtme avansı

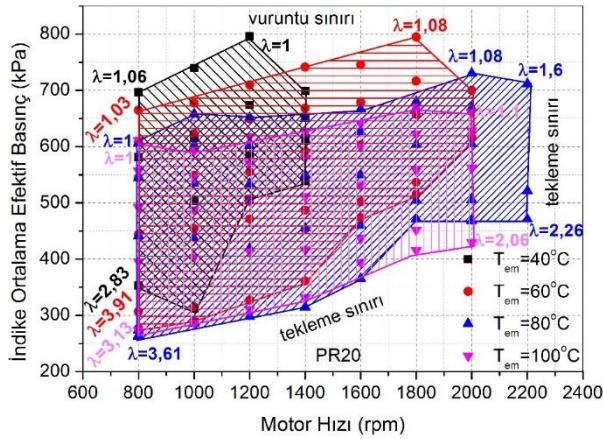
değerleri kullanılarak elde edilen özgül yakıt tüketimi haritalarına yer verilmiştir.



Şekil 5. Direkt enjeksiyon zamanlamasının yanma fazı üzerindeki etkisi

Daha önce belirtildiği üzere HCCI yanma modunun en büyük handikaplarından birisi yanma fazının kontrol edilememesidir. Bu nedenle motorda ya aşırı vuruntu ya da tekleme problemi görülmektedir. Her iki durumda da motorun termik verimi önemli ölçüde azalmaktadır. İçten yanmalı motorlardan maksimum termik verimin alınabilmesi için KA50 değerinin ÜÖNs 7-10 °KA aralığında olması gerekmektedir (Heywood, 1988). Bu soruna bir çözüm olabilmesi amacıyla geliştirilen RCCI yanma modunda silindir içerisine direkt olarak püskürtülen yüksek reaktiviteli yakıtın püskürtme zamanlaması yanma fazını daha kontrol edilebilir hale getirmektedir. Şekil 5'te 1000 rpm motor hızı ve 40 °C emme havası giriş sıcaklığında, PR20 için KA50 değerinin direkt enjeksiyon püskürtme açısına ve hava

fazlalık katsayısına bağlı değişimini göstermektedir. Şekil 5 incelendiğinde KA50 açısının püskürtme açısına bağlı olarak büyük ölçüde değiştiği ancak hava fazlalık katsayısı değişiminden çok fazla etkilenmediği görülmektedir. Grafikte görüldüğü üzere, belirtilen test şartları için en uygun püskürtme açısının ÜÖN'den 25-35 derece önce aralığındadır. Ancak buradan anlaşılacağı gibi, her farklı giriş havası sıcaklığı, ön karışım oranı ve motor hızı için uygun püskürtme açısı da değişecektir. Bu durumda farklı test şartları için direkt enjeksiyon püskürtme zamanlamasının sabit tutulması gerçek motor performansının görülebilmesine neden olacaktır. Ancak optimum motor performansını belirlemek için her test şartında farklı püskürtme açıları için data toplanıp bunların işlenerek en uygunlarının belirlenmesi ise çok fazla iş yükü anlamına gelmektedir. Bu ikilemi ortadan kaldırabilmek için, bu çalışmada KA50 değerine göre bir veri toplama sistemi geliştirilmiştir. Deneyler sırasında kullanılan basınç ölçüm sistemi KA50 değerini gerçek zamanlı olarak kullanıcı ara yüzüne aktarabilmektedir. Bir test sırasında ön karışım oranı, motor hızı, giriş sıcaklığı ve lambda belirlendikten sonra en uygun veri için KA50 değeri ÜÖNs 7-10 °KA aralığına denk gelecek şekilde püskürtme açısı değiştirilerek tüm veriler alınmıştır. Bu sayede çalışma neticesinde motora ait uygun püskürtme açısı haritası elde edilmiştir.



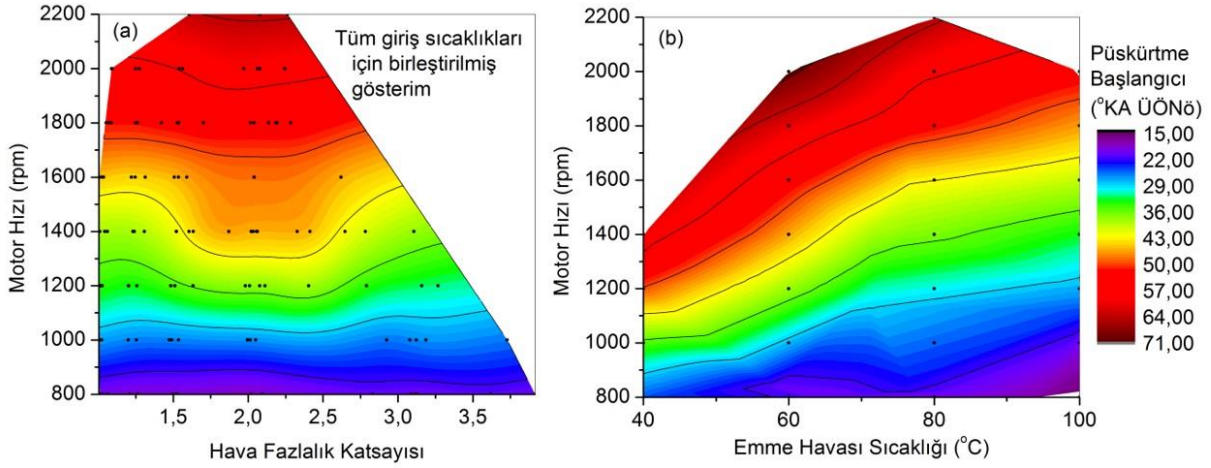
Şekil 6. Emme havası sıcaklığının RCCI motorun çalışma aralığına etkisi

Düşük sıcaklık yanma çevrimlerinde motorun çalışma aralığı vuruntu ve tekleme limitleri ile sınırlandırılmaktadır. Düşük yüklerde silindire sürülen yakıt miktarı azaldığından ortalama çevrim sıcaklığı oldukça düşmektedir. Bu durumda art gazların ve silindir duvarlarının da sıcaklığı giderek azalır. Bu nedenle takip eden çevrimlerde yakıtın kendi kendine tutuşması zorlaşmakta ve teklemeler görülmektedir. Motor yükünün artırılabilmesi için sıkıştırma ile ateşlemeli motorlarda olduğu gibi silindire gönderilen yakıt miktarı artırılır. Lambda giderek azalırken motor yükü ve aynı zamanda vuruntu miktarı da artar. Silindirde gerçekleşen eş zamanlı yanma sonucu ısı dağılım oranının çok yüksek değerlere ulaşması silindir içerisinde ani bir basınç yükselmesine ve dolayısıyla vuruntuya neden olur. Şekil 6'da farklı emme havası sıcaklıklarının RCCI motorun

çalışma aralığına etkisi görülmektedir. Deneylerde ön karışım oranı ve giriş sıcaklığı sabitlendikten sonra motor hızı 800 rpm'den itibaren 200 rpm aralıklarla artırılmıştır. Her devirde yakıt miktarı tekleme sınırından itibaren vuruntu sınırına kadar artırılarak motorun hem yük hem de devir aralığı belirlenmiştir. Görüldüğü üzere emme havası sıcaklığı fark etmesizin bütün çalışma aralıklarında düşük yüklerde lambda yüksek değerler alınırken, motor yükü arttıkça lambda azalmıştır. Tüm giriş havası sıcaklıklarında lambda 1 civarında vuruntu şiddeti arttığından motor yükü daha fazla artırılmamıştır. En küçük çalışma aralığı 40°C giriş sıcaklığında görülmektedir. Düşük sıcaklıklarda fakir karışımların kendi kendine tutuşabilmesi zorlaşmakta ve çalışma aralığı sınırlı kalmaktadır. Giriş sıcaklığı arttıkça motor devrinin artırılabilirdiği görülmektedir. 80 °C giriş havası sıcaklığında motor devri 2200 rpm'e kadar çıkmaktadır ancak 100 °C giriş sıcaklığında maksimum motor devri 2000 rpm'de kalmaktadır. Sıcaklık artışı yakıtın kendi kendine tutuşabilmesine yardım etmekte ancak aynı zamanda motorda volümetrik verimin de azalmasına neden olmaktadır. 100 °C'de motor hızının azalmasının nedeni volümetrik verimin iyice azalmasıdır. Bu nedenle giriş havası sıcaklığının PR20 kullanıldığında maksimum 80 °C'ye kadar çıkarılması uygun olacaktır.

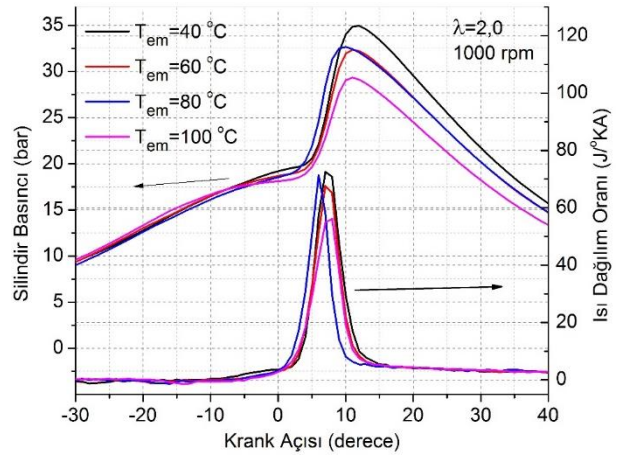
Şekil 7'de motor hızı, hava fazlalık katsayısı ve emme havası sıcaklığı değişkenlerine bağlı olarak KA50 açısını ÜÖNs 7-10 krank açısı derecesi aralığında tutabilmek için gerekli olan püskürtme açısı haritaları görülmektedir. KA50'yi istenilen aralıkta tutabilmek için motor hızı arttıkça püskürtme avansının da artırılması gerektiği Şekil 7 (a)'da görülmektedir. Motor hızı arttıkça fiziksel olarak yanma süresi çok fazla etkilenmemesine rağmen, krank birim zamanda daha fazla yol aldığından yanma süresi krank açısı cinsinden uzamaktadır. Bu durumda KA50 açısını motor verimliliği açısından uygun noktalarda tutabilmek için püskürtme avansını arttırmak gerekmektedir.

Benzer bir yaklaşım hali hazırda konvansiyonel bir yanma modu olan dizel motorlarında da uygulanmaktadır. Şekil 7 (a)'da görüldüğü üzere hava fazlalık katsayısının yanma fazı üzerinde önemli bir etkisi bulunmamaktadır. Homojen dolgulu motorlar olan buji ile ateşlemeli motorlarda yanma alev cephesi şeklinde molekülden moleküle ilerleyerek devam etmektedir. Bu tip bir yanma şeklinde HC moleküllerinin yakın çevresinde oksijen molekülü bulamaması durumunda yanma HC molekülü silindir içerisindeki girdabın etkisi ile oksijen bulunan başka bir noktaya ilerleyene dek yavaşlayacaktır. Ancak RCCI yanma modunda yanma silindirin neredeyse tamamında eş zamanlı olarak başladığından karışımın fakir veya zengin olması yanma hızını çok fazla etkilememektedir. Dolayısıyla optimum KA50 açısı için direkt enjeksiyon püskürtme zamanlamasının hava fazlalık katsayısından bağımsız olduğu ifade edilebilir. Geri beslemeli bir kontrol algoritmasıyla bir motor kontrol ünitesi tasarımı yapılması durumunda bu bağımsızlık RCCI modu için yazılımın daha da kolaylaşmasına imkan sağlayacaktır.



Şekil 7. Optimum KA50 için püskürtme başlangıcının değişimi

Şekil 7 (b)'de ise farklı emme havası giriş sıcaklığı ve motor devrinde istenilen KA50'nin elde edilebilmesi için gerekli püskürtme başlangıcı açısı haritası görülmektedir. Şekil 7 (a)'da olduğu gibi, yanma kinetiğinin ve içten yanmalı motor doğasının bir gereği olarak motor devri arttıkça püskürtme başlangıcının daha erkene alınması gerektiği anlaşılmaktadır. Emme havası giriş sıcaklığı yanma kinetikleri bakımından önem arz eden bir parametredir. Emme sıcaklığının artması sıkıştırma sonu ve yanma sonu sıcaklıklarının ve dolayısıyla da egzoz gaz sıcaklıklarının artmasına neden olur. Giriş havası sıcaklığının artırılması yanmanın kendi kendine başlamasının istenildiği düşük sıcaklık yanma çevrimlerinde yanmanın özellikle daha fakir karışımlarda daha kolay başlatılabilmesine imkan sağlamaktadır. Homojen dolgulı motorlarda giriş sıcaklığı arttıkça yakıt kendi kendine tutuşma sıcaklığına daha kolay ulaşacağından, doğal olarak yanma başlangıcı da öne alınmış olacaktır. Bu durumda yanma fazının kontrolü zorlaşır ve motor verimli çalışma bölgesinden uzaklaşır. RCCI yanma modunda direkt enjeksiyon zamanlaması motorun istenilen verimli bölgede tutulabilmesine imkan sağlamaktadır. Örneğin 1200 rpm motor hızında KA50'yi ÜÖNs 7-10 derece krank açısı aralığında tutabilmek için ihtiyaç duyulan püskürtme avansı, 40 °C giriş sıcaklığı için 50 derece krank açısı iken, 60, 80 ve 100 °C için sırasıyla 43, 35 ve 29 derecedir. Giriş sıcaklığı arttıkça püskürtme avansının azaltılması gerektiği buradan görülmektedir. Ancak burada direkt enjeksiyon kontrolünün KA50 açısına göre geri beslemeli olarak gerçekleştirilmesi çok yüksek hızlı gerçek zamanlı ve yüksek maliyetli işlemciler gerektirmektedir. Bunun yerine şekilde görülen harita bir gömülü sistem üzerinden motor kontrolü için kullanılabilir. Bu nedenle bu çalışmada emme havası sıcaklığının veya direkt enjeksiyon zamanlamasının parametrik olarak RCCI yanması ve motor performansına etkisinin incelenmesinin yanında, kullanılabilir bir çıktıya dönüştürülebilmesi adına bu çalışma haritaları da sunulmuştur.

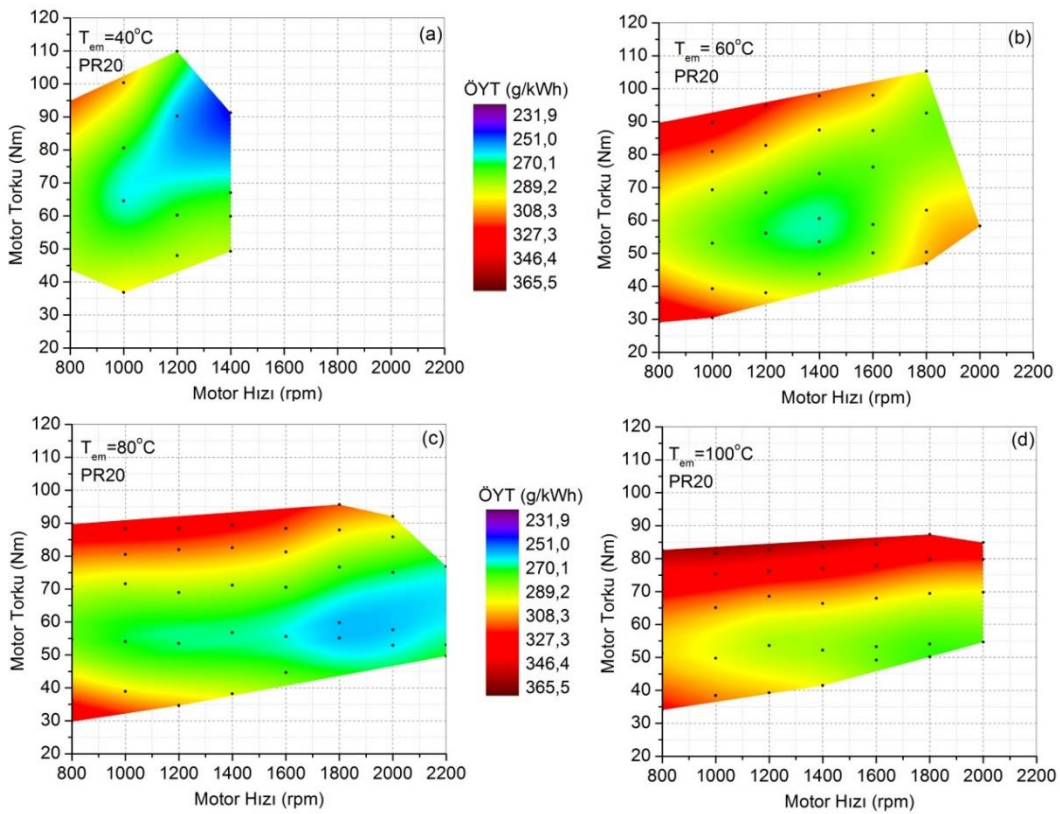


Şekil 8. Emme havası sıcaklığının RCCI motorun çalışma aralığına etkisi

Şekil 8 silindir basıncı ve ısı dağılım oranlarının farklı farklı giriş sıcaklıklarından nasıl etkilendiğini göstermektedir. Grafiğin elde edilmesinde kullanılan dotalar 1000 rpm motor hızında ve hava fazlalık katsayısının 2 olduğu şartlarda toplanmıştır. Şekilde görüldüğü üzere tüm giriş sıcaklıkları için yanma başlangıcı neredeyse aynıdır. Normal şartlarda parametrik olarak gerçekleştirilen bir çalışmada emme havası sıcaklığı arttıkça yanma başlangıcının ve yanma fazının daha erken krank açılarında meydana gelmesi beklenmektedir. Dolayısıyla bu durumda yanma fazı öne kaydığında, istenilen çalışma şartları için sanki tek bir sıcaklığın sağladığı yanılışı ortaya çıkmaktadır. Şekil 8'de 40 °C, 60 °C ve 100 °C emme giriş sıcaklıkları için KA50 açısı ÜÖNs 7 °KA iken, 80 °C giriş sıcaklığı için ÜÖNs 6 derece krank açısı olarak gerçekleştiği tespit edilmiştir. Yanma fazının bu aralıkta tutulabilmesi için kullanılan direkt enjeksiyon püskürtme açıları 40, 60, 80 ve 100 °C için sırasıyla ÜÖNö 35, 37, 35 ve 20 derece krank açısıdır. KA50 açıları incelendiğinde, 80 °C de meydana gelen 1 derecelik fark kullanılan enkoder çözünürlüğünün 1 derece olmasından kaynaklanmaktadır. Enkoder çözünürlüğü kontrol hassasiyetini etkilemektedir. Dolayısıyla Şekil 7'de verilen haritalarda da ± 1 derecelik bir sapma görülebilir. Ancak yine de yanma fazının tüm giriş sıcaklıkları için

istenilen aralıkta tutulabildiği ifade edilebilir. Şekil 8’de dikkat çeken diğer bir nokta ise farklı giriş sıcaklıklarında ortaya çıkan maksimum silindir içi basınç değerleridir. Görüldüğü üzere maksimum basınç 40 °C emme havası sıcaklığında 35 bar olarak ölçülmüştür. En düşük pik basınç ise 100 °C giriş sıcaklığında 29 bar olarak elde edilmiştir. Daha önce gerçekleştirilen parametrik çalışmalarda, emme havası sıcaklığının etkisi incelenirken diğer tüm parametreler sabit tutulduğundan giriş sıcaklığı arttıkça vuruntu eğiliminin de artmasıyla maksimum silindir basınçlarının arttığı görülmüştür. Üstelik bu basınç artışı yüksek sıcaklık nedeniyle azalan volümetrik verime rağmen meydana gelmektedir. (Calam, 2019b). Ancak maksimum basınç artmasına rağmen termik verimin uygun olmayan yanma fazı ve artan vuruntu şiddeti nedeniyle azalması kaçınılmazdır.

Silindir sıcaklığının artmasından olumsuz yönde etkilenen volümetrik verim de termik verimin azalmasında rol oynamaktadır. Bu nedenle parametrik olarak inceleme yapıldığında motor performansını tam olarak değerlendirebilmek mümkün değildir. Şekil 8 için değerlendirme yapıldığında, maksimum indike termik verimin %40,32 olarak 40 °C giriş sıcaklığında elde edildiği belirlenmiştir. En düşük indike termik verim ise 100 °C giriş sıcaklığında %34,8 olarak hesaplanmıştır. Yanma fazları ve hava fazlalık katsayıları aynı olmasına rağmen, emme havası sıcaklığı arttıkça maksimum silindir basıncının ve indike termik verimin azalması, volümetrik verimin düşmesi ve artan gaz sıcaklıkları nedeniyle ısı kayıplarının fazlalaşmasından kaynaklanmaktadır.



Şekil 9. Farklı giriş sıcaklıkları için özgül yakıt tüketimi haritaları

Şekil 9’da dört farklı giriş sıcaklığı için optimum KA50 yaklaşımı kullanılarak elde edilen fren özgül yakıt tüketimi haritaları görülmektedir. Haritalar ayrıca motor hızı ve fren motor torku çalışma aralıklarını da ifade etmektedir. Grafiklerin eksen ve renkli kontur skalaları anlaşılabilir olması ve kıyaslamayı kolaylaştırabilmek amacıyla aynı aralıklarda seçilmiştir. Minimum özgül yakıt tüketimi 232,3 g/kWh olarak 40 °C giriş sıcaklığında elde edilirken, maksimum özgül yakıt tüketimi 100 °C giriş sıcaklığında 365,1 g/kWh olarak elde edilmiştir. Düşük giriş sıcaklığında volümetrik verimin daha iyi olması nedeniyle harita geneline bakıldığında daha düşük özgül yakıt tüketimi değerlerinin elde edildiği söylenilebilir. Yine volümetrik verimin etkisiyle maksimum motor torkunun 40 °C giriş sıcaklığı için diğer giriş sıcaklıklarına göre daha yüksek

olduğu sıcaklık arttıkça maksimum motor torkunda da bir azalma olduğu şekilden anlaşılmaktadır. 40 °C giriş sıcaklığı gerçek uygulama şartlarında egzoz gaz sıcaklığı ile kolayca temin edilebilir ve dolayısıyla ekstra bir enerji sarfiyatına gerek kalmaksızın emme havası ısıtılabilir. Ancak bu giriş sıcaklığı için çalışma aralığının şekilde görüldüğü üzere çok dar olması pratik motor uygulamaları için uygun değildir. Bu sıkıştırma oranı ve PR20 oranı için optimum emme havası giriş sıcaklığının 80 °C olduğu söylenilebilir. Bu giriş sıcaklığında motor 800-2200 rpm ile 30-90 Nm motor yükleri aralığında bir çalışma gerçekleştirebilmiş ve bu aralıkların geniş bir bölgesinde özgül yakıt tüketimi değeri 260-290 g/kWh aralığında kalmıştır. RCCI yanma modu için oldukça düşük bir sıkıştırma oranı olan 9,2 için elde edilen bu özgül yakıt tüketimi değerleri, yüksek sıkıştırma oranına

sahip bir dizel motorunun özgül yakıt tüketimi değerlerine yakındır. Dolayısıyla RCCI yanma modunun daha yüksek sıkıştırma oranlarında uygulanması durumunda, iyi bir KA50 kontrolü ile daha düşük yakıt tüketimi değerlerine ulaşılabilir.

SONUÇLAR

Bu çalışmada dört silindirli direkt enjeksiyonlu, sıkıştırma oranı 9,2 olan bir buji ile ateşlemeli motor RCCI modda çalıştırılarak motor çalışma aralığı ile farklı giriş sıcaklıklarının etkileri incelenmiştir. RCCI modda hem port enjeksiyonu hem de direkt enjeksiyon gerektiğinden, motor çalışma aralığı ve özgül yakıt tüketimi direkt enjeksiyon başlangıcından etkilenmektedir. Optimum püskürtme başlangıcının belirlenebilmesi için KA50 açısı dikkate alınarak püskürtme başlangıcı anlık olarak değiştirilmiş ve KA50 açısı 7-10 derece ÜÖNs aralığında tutulmaya çalışılmıştır. Yanma fazının kontrolü için püskürtme başlangıcı, hava fazlalık katsayısı ve emme havası giriş sıcaklığı parametrelerinin etkileri incelenmiş ve KA50 açısının hava fazlalık katsayısındaki değişimden çok etkilenmediği ancak püskürtme basıncı ve giriş sıcaklığına bağlı olarak önemli bir değişim gösterdiği belirlenmiştir. Püskürtme başlangıcı ve giriş sıcaklığına bağlı elde edilen KA50 haritası motor kontrol algoritması için bir giriş parametresi olarak kullanılabilir. Bu şartlarda gerçekleştirilen deneylerde en geniş çalışma aralığı 80 °C emme havası sıcaklığı için elde edilmiştir. Minimum özgül yakıt tüketimi ise volümetrik verimin daha iyi olmasından dolayı 40 °C’de elde edilmiştir. Giriş sıcaklığı arttıkça volümetrik verimin kötüleşmesine bağlı olarak özgül yakıt tüketiminin arttığı belirlenmiştir. Sıkıştırma oranı 9,2 gibi RCCI yanması için çok düşük bir değer olmasına rağmen iyi bir KA50 kontrolü ile minimum özgül yakıt tüketimi değeri yüksek sıkıştırma oranlı dizel motorlarına yakın olarak 232,3 g/kWh elde edilmiştir. Yüksek sıkıştırma oranlı bir motorda bu değer daha da aşağı çekilebilir.

TEŞEKKÜR

Bu çalışma, TUBITAK tarafından 2219/A doktora sonrası araştırma burs programı kapsamında desteklenmiştir. Deney düzeneğinin kurulumunda United States National Science Foundation (Grant No:1434273) tarafından sağlanan finansal destek kullanılmıştır. Yazarlar TUBITAK, United States National Science Foundation ve Michigan Teknoloji Üniversitesi Enerji Mekatroniği Laboratuvarı eski yöneticisi Dr. Mahdi Shahbakhti’ye teşekkür eder.

KAYNAKLAR

Ardebili S. M. S., 2020, Green electricity generation potential from biogas produced by anaerobic digestion of farm animal waste and agriculture residues in Iran. *Renewable Energy*.

Ardebili S. M. S. and Khademalrasoul, A., 2018, An analysis of liquid-biofuel production potential from

agricultural residues and animal fat (case study: Khuzestan Province), *Journal of cleaner production*, 204, 819-831.

Ardebili S. M. S., Taghipoor A., Solmaz H., and Mostafaei M., 2020, The effect of nano-biochar on the performance and emissions of a diesel engine fueled with fusel oil-diesel fuel, *Fuel*, 268, 117356.

Calam, A., 2020a, Study on the combustion characteristics of acetone/n-heptane blend and RON50 reference fuels in an HCCI engine at different compression ratios, *Fuel*, 271, 117646.

Calam A., Aydoğan B., and Halis S. 2020b, The comparison of combustion, engine performance and emission characteristics of ethanol, methanol, fusel oil, butanol, isopropanol and naphtha with n-heptane blends on HCCI engine, *Fuel*, 266, 117071.

Calam A., 2020c, Effects of the fusel oil usage in HCCI engine on combustion, performance and emission. *Fuel*, 116503.

Calam A., Solmaz H., Yılmaz E., and İçingür, Y., 2019a, Investigation of effect of compression ratio on combustion and exhaust emissions in A HCCI engine. *Energy*, 168, 1208-1216.

Calam A., and İçingür Y. 2019b, Giriş Havası Sıcaklığının Hccı Motorun Yanma Ve Performansına Etkileri. *Isi Bilimi ve Tekniği Dergisi/Journal of Thermal Science & Technology*, 39(1).

Calam A., and İçingür Y., 2019c, Hava fazlalık katsayısı ve oktan sayısı değişiminin HCCI yanma karakteristiklerine ve motor performansına etkileri. *Politeknik Dergisi*, 22(3), 607-618.

Celikten I., Karaaslan E., Solmaz H. and Polat S., 2015, Benzin Katkı Maddelerinin Motor Performansı ve Egzoz Emisyonlarına Etkilerinin Deneysel Olarak İncelenmesi, *Isı Bilimi ve Tekniği Dergisi*, 35(1), 87-95.

Chang J., Guralp O., Filipi Z., Assanis D., Kuo T. W., Najt P. and Rask R., 2004, New Heat Transfer Correlation for an HCCI Engine Derived from Measurements of Instantaneous Surface Heat Flux, *SAE Technical Paper*, 2004-01-2996.

Çelik, M., Solmaz, H., Yücesu, H. S., and Yılmaz, E., 2016, Kanola Metil Esterine N-Heptan Katkısının Motor Performansı ve Yanma Karakteristiklerine Etkilerinin İncelenmesi, *Isı Bilimi ve Tekniği Dergisi*, 36(1), 9-16.

Çınar C., Uyumaz A., Polat S., Yılmaz E., Can Ö. and Solmaz, H., 2016, Combustion and performance characteristics of an HCCI engine utilizing trapped residual gas via reduced valve lift, *Applied Thermal Engineering*, 100, 586-594.

- Haraldsson G., Tunestål P., Johansson B., Hyvönen J., 2002, HCCI combustion phasing in a multi cylinder engine using variable compression ratio, *SAE Technical Paper*, 2002-01-2858.
- Liu H., Yao M., Zhang B., and Zheng Z., 2008, Effects of inlet pressure and octane numbers on combustion and emissions of a homogeneous charge compression ignition (HCCI) engine, *Energy & Fuels*, 22(4), 2207-2215.
- Halis S., Nacak Ç., Solmaz H., Yılmaz E., and Yücesu H. S., 2018, HCCI bir motorda oktan sayısının yanma karakteristikleri ve motor performansı üzerine etkilerinin incelenmesi, *Isı bilimi ve tekniği dergisi/Journal of thermal science & technology*, 38(2).
- Hanson R., Kokjohn S., Splitter D., and Reitz R. D., 2011, Fuel effects on reactivity controlled compression ignition (RCCI) combustion at low load, *SAE International Journal of Engines*, 4(2011-01-0361), 394-411.
- Helmantel A., Denbratt I., 2004, HCCI operation of a passenger car common rail DI diesel engine with early injection of conventional diesel fuel., *SAE Technical Paper*, 2004-01-0935.
- Heywood J. B., 1988, Internal combustion engine fundamentals, McGraw-hill New York.
- Kocakulak T., and Solmaz H., 2019, Elektrikli Bir Aracın Modellenmesi ve Rejeneratif Fren Sisteminin Bulanık Mantık Yöntemi ile Kontrol Edilmesi. *Int. Symp. Automot. Sci. Technology*.
- Kokjohn, S., Hanson, R., Splitter, D., Kaddatz, J., and Reitz, R. D., 2011, Fuel reactivity controlled compression ignition (RCCI) combustion in light-and heavyduty engines. *SAE International Journal of Engines*, 4(2011-01-0357), 360-374.
- Kokjohn S.L., Hanson R.M., Splitter D.A., Reitz R.D. 2009, Experiments and modeling of dual-fuel HCCI and PCCI combustion using in-cylinder fuel blending. *SAE Paper*, 2009-01-2647.
- Christensen M., Johansson B., Hultqvist A., 2002, The effect of combustion chamber geometry on HCCI operation, *SAE Technical Paper*, 2002-01-0425.
- Iida M., Hayashi M., Foster D.E., Martin J.K., 2003, Characteristics of homogeneous charge compression ignition (HCCI) engine operation for variations in compression ratio, speed, and intake temperature while using n-butane as a fuel, *Journal of engineering for gas turbines and power*, 125 (2), 472-478.
- Sjöberg M., Edling L.O., Eliassen T., Magnusson L., and Ångström H. E., 2002, GDI HCCI: Effects of injection timing and air swirl on fuel stratification, combustion and emissions formation, *SAE Technical Paper*, 2002-01-0106.
- Polat S., Solmaz H., Yılmaz E., Calam A., Uyumaz A., and Yücesu H. S., 2020, Mapping of an HCCI engine using negative valve overlap strategy. *Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects*, 42(9), 1140-1154.
- Reitz R.D., Hanson R.M., Splitter D.A., Kokjohn S.L., 2013, Engine combustion control via reactivity stratification, USA Patent No:8616177 B2.
- Onishi S., Jo S.H., Shoda K., Do Jo P., and Kato S., 1979, Active thermo-atmosphere combustion (ATAC)-a new combustion process for internal combustion engines, *SAE Technical paper*, 790501.
- Solmaz H., and Kocakulak T., 2018, Buji ile Ateşlemeli Motor Kullanılan Seri Hibrit Elektrikli Bir Aracın Modellenmesi. *In Proceedings on International Conference on Technology and Science*.
- Solmaz H., and Kocakulak, T., 2020, HCCI Menzili Artırıcı Motor Kullanılan Seri Hibrit Bir Aracın Modellenmesi, *GU J Sci, Part C*, 8(2):279-292, doi: 10.29109/gujsc.670564.
- Solmaz H., 2020, A comparative study on the usage of fusel oil and reference fuels in an HCCI engine at different compression ratios, *Fuel*, 273, 117775.
- Solmaz H., Yamık H., Uyumaz A., Polat S., and Yılmaz E., 2016, Direkt enjeksiyonlu bir dizel motorunda dizel ve jet-a1 yakıt karışımlarının yanma, motor performansı ve egzoz emisyonlarına etkileri üzerine deneysel bir çalışma, *Isı Bilimi ve Tekniği Dergisi*, 36(2), 51-60.
- Splitter D., Hanson R., Kokjohn S., Wissink M., and Reitz R. D., 2011, Injection effects in low load RCCI dual-fuel combustion, *SAE Technical Paper*, 2011-24-0047
- Johansson T., Johansson B., Tunestål P., and Aulin H., 2009, HCCI operating range in a turbo-charged multi cylinder engine with VVT and spray-guided DI, *SAE World Congress & Exhibition*, , 1-13.
- Taylor B. N., and Kuyatt C. E., 1994, Guidelines for Evaluating and Expressing the Uncertainty of NIST Measurement Results, *NIST Tech Note*, 1297, 1-20. doi:10.6028/NIST.TN.1900
- Uyumaz A., Solmaz H., 2016. RCCI bir motorda enjeksiyon zamanlaması ve lamdanın yanma ve performans karakteristikleri üzerindeki etkilerinin deneysel incelenmesi, *Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Dergisi Part C: Tasarım ve Teknoloji*, 4(4), 299-308.
- Uyumaz A., Solmaz H., Fahrettin B. O. Z., Yılmaz E., and Polat S., 2017, Reaktif Kontrollü Sıkıştırma İle Ateşlemeli (RCCI) Bir Motorda Lamdanın Yanma

Karakteristiklerine Etkileri, *Afyon Kocatepe Üniversitesi Fen Ve Mühendislik Bilimleri Dergisi*, 17(3), 1146-1156.

Uyumaz A., Aydoğan B., Calam A., Aksoy F., and Yılmaz E., 2020, The effects of diisopropyl ether on combustion, performance, emissions and operating range in a HCCI engine, *Fuel*, 265, 116919.

Yılmaz E., 2019, Investigation of the effects of diesel-fusel oil fuel blends on combustion, engine performance and exhaust emissions in a single cylinder compression ignition engine, *Fuel*, 255, 115741.



KONUT TİPİ BİNALARDA SOĞUTMA YÜKÜNÜN OPTİMUM YALITIM KALINLIĞINA ETKİSİ

Nusret AYDIN* ve Atilla BIYIKOĞLU**

*Gazi Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Silah Sistemleri Mühendisliği, Ankara, TÜRKİYE
06570 Maltepe, Ankara, nusretayd@yahoo.com, ORCID: 0000-0003-1280-4631

**Gazi Üniversitesi, Mühendislik Fakültesi, Makina Mühendisliği, Ankara, TÜRKİYE
06570 Maltepe, Ankara, abiyik@gazi.edu.tr, ORCID: 0000-0002-2133-6721

(Geliş Tarihi: 22.03.2019, Kabul Tarihi: 10.08.2020)

Özet: Bu çalışmanın amacı, Türkiye’deki konut tipi binalar için soğutma yükü etkisi altında optimum yalıtım kalınlığının (U-değerlerini) ömür maliyet analizi yapılarak belirlenmesi ve elde edilen sonuçlara göre TS 825 “Binalarda Isı Yalıtım Kuralları” standardında soğutma yükünün de hesaplamalara katılması gereken Derece Gün (DG) bölgelerinin tespit edilmesidir. Alan/Hacim (A/V) oranı $0,40 \text{ m}^{-1}$ olan 5 katlı bir apartman binası referans bina olarak alınmıştır. Binaların yıllık enerji ihtiyaçları, TS EN ISO 13790 standardına göre hesaplanmıştır. Toplam maliyeti temel alan ömür maliyet analizi 30 yıllık bir kullanım ömrü için yapılmıştır. Optimum yalıtım kalınlıkları iklim bölgelerine göre; cephe için 0 cm ile 4 cm, tavan için 0 cm ile 7,5 cm, taban için 0 ile 2,3 cm arasında hesaplanmıştır. Sonuç olarak, TS 825 standardında belirtilen DG1 ve DG2 bölgelerinde soğutma yükünün optimum yalıtım kalınlığı hesaplarına dahil edilmesi gerektiği belirlenmiştir. DG1 ve DG2 bölgelerine göre daha soğuk iklim şartlarının etkili olduğu DG3 ve DG4 bölgelerinde soğutma yükünün optimum yalıtım kalınlığını etkilemediği sonucuna varılmıştır.

Anahtar Kelimeler: U-değeri, konut tipi binalar, soğutma, optimum yalıtım kalınlığı.

THE EFFECT OF COOLING LOAD ON OPTIMUM INSULATION THICKNESS IN RESIDENTIAL BUILDINGS

Abstract: The main objective of this study is to determine the optimum insulation thickness of residential buildings in Turkey, under the influence of cooling loads by life cycle cost analysis (LCCA) and to specify the Degree Day (DG) regions that the cooling load should also be included in the calculations in the TS 825 “Heat Insulation Rules in Buildings” standard. A 5-storey apartment building with an Area/Volume ratio (A/V) of $0,40 \text{ m}^{-1}$ is taken as a reference building. The annual energy requirements of the reference building for cooling loads are calculated according to TS EN ISO 13790 standard. Life-cycle cost analysis based on the total cost approach is performed for a period of 30 years. Optimum insulation thicknesses based on climate zones are calculated between 0 cm and 4 cm for wall, 0 cm and 7,5 cm for ceiling, 0 cm and 2,7 cm for floor. As a result, it has been determined that cooling load should be included in the optimum insulation thickness calculations in the DG1 and DG2 regions specified in the TS 825 standard. It is concluded that the cooling loads don’t affect the optimum insulation thickness in DG3 and DG4 regions where the cooler climate is more effective than DG1 and DG2 regions.

Keywords: U-value, residential buildings, cooling, optimum insulation thickness.

SİMGE VE KISALTMALAR

A/V	Isı kaybeden toplam alan/brüt hacim	C_c	Soğutma için yalıtımlı bina yıllık yakıt maliyeti [$\$/\text{m}^2$]
A_i	i yönündeki toplam pencere alanı [m^2]	C_{co}	Soğutma için yalıtımsız bina yıllık yakıt maliyeti [$\$/\text{m}^2$]
A_n	Bina kullanım alanı [m^2]	C_y	Soğutma için 30 yıllık yakıt maliyeti [$\$/\text{m}^2$]
C	Maliyet [$\$/\text{m}^2$]	$C_{y,h}$	Isıtma için 30 yıllık yakıt maliyeti [$\$/\text{m}^2$]
C_c	Soğutma için yıllık yakıt maliyeti [$\$/\text{m}^2$]	DG	Derece Gün
C_e	Elektrik birim fiyatı [$\$/\text{kWh}$]	EPS	Genişletilmiş Polistiren
C_f	Yakıt birim fiyatı [$\$/\text{m}^3$]	F_w	Camlar için düzeltme faktörü
C_h	Isıtma için yalıtımlı bina yıllık yakıt maliyeti [$\$/\text{m}^2$]	g	Enflasyon oranı
C_{ho}	Isıtma için yalıtımsız bina yıllık yakıt maliyeti [$\$/\text{m}^2$]	g_{\perp}	Yüzeye dik gelen ışın için güneş enerjisi geçirme faktörü
C_i	Yalıtım malzemesinin birim fiyatı [$\$/\text{m}^3$]	$g_{i,ay}$	i yönündeki saydam elemanların güneş enerjisi geçirme faktörü
C_{ins}	Yalıtım maliyeti [$\$/\text{m}^2$]	H	Binanın özgül ısı kaybı [W/K]
C_T	Toplam maliyet [$\$/\text{m}^2$]		

H_T	İletim ve taşınım yoluyla gerçekleşen ısı kaybı [W/K]
H_u	Yakıtın alt ısı değerini
H_V	Havalandırma yoluyla gerçekleşen ısı kaybı [W/K]
$I_{i,ay}$	i yönünde dik yüzeylere gelen aylık ortalama güneş ışınımı şiddeti [W/m^2]
i	Faiz oranı
KKO_{ay}	Isıtma hesabı için kazanç/kayıp oranı
$KKO_{c,ay}$	Soğutma için kazanç/kayıp oranı
N	Ömür maliyet süresi [yıl]
n_h	Hava değişim oranı [h^{-1}]
PF	Bugünkü Değer Faktörü
Q_{ay}	Aylık enerji ihtiyacı [kWh/m^2]
$Q_{c,ay}$	Aylık soğutma enerji ihtiyacı [kWh/m^2]
$Q_{c,yıl}$	Yıllık soğutma enerji ihtiyacı [kWh/m^2]
$Q_{h,ay}$	Aylık net ısı ihtiyacı [kWh/m^2]
$Q_{h,yıl}$	Yıllık ısıtma enerjisi ihtiyacı [kWh/m^2]
$Q_{yıl}$	Yıllık enerji ihtiyacı [kWh/m^2]
R	Toplam ısı geçirgenlik direnci [m^2K/W]
$r_{i,ay}$	i yönünde saydam yüzeylerin aylık ortalama gölgelenme faktörü
t	Zaman (saniye olarak bir ay = 86400×30) [s]
U-değeri	Isıl geçirgenlik katsayısı [W/m^2K]
$V_{brüt}$	Binanın ısıtılan brüt hacmi [m^3]
V_h	Havalandırılan hacim [m^3]
x	Yalıtım malzemesi kalınlığı [m]
XPS	Ekstrüde Polistiren
$\eta_{c,ay}$	Soğutma hesabı için kayıpların aylık ortalama kullanım faktörü
$\eta_{h,ay}$	Kazançların aylık ortalama kullanım faktörü
η_k	Isıtma sistemi verimi
θ_e	Aylık ortalama dış ortam sıcaklığı [$^{\circ}C$]
θ_i	Aylık ortalama iç ortam sıcaklığı [$^{\circ}C$]
λ	Isı iletim katsayısı [W/mK]
$\Phi_{i,ay}$	Aylık ortalama iç ısı kazancı [W]
$\Phi_{s,ay}$	Aylık ortalama güneş enerjisi kazancı [W]

Alt İndisler

c	soğutma
e	dış
i	iç
f	yakıt
h	ısıtma
ins	yalıtım
opt	optimum

GİRİŞ

Günümüzde insan nüfusunun artması, sanayileşme ve hızlı kentleşmenin sonucu enerji tüketimi her geçen gün artmaktadır. Enerji tüketiminin artması, kısıtlı olan kaynakların azalmasına, çevre kirliliği ve küresel ısınma gibi çevresel sorunların hızla büyümesine neden olmaktadır. Artan enerji ihtiyacını karşılayabilmek için fosil yakıtların yerine bir yandan alternatif enerji kaynakları aranırken, diğer yandan mevcut kaynakların etkin biçimde kullanılması için çalışmalar yürütülmektedir.

Tüm dünyada toplam enerji tüketiminin yaklaşık 1/3'ü konutlarda kullanılmaktadır (Sağlam vd., 2017). Bu nedenle her alanda olduğu gibi konutlarda harcanan enerjinin azaltılması maksadıyla birtakım politikalar geliştirilmesi zorunlu hale gelmiştir. Günlük yaşamın gereklerinden ödün vermeden, konutlarda enerji tüketiminin minimuma indirilmesi hem ülke ekonomisine hem de doğanın korunmasına çok büyük katkı sağlayacaktır.

Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı Yenilenebilir Enerji Genel Müdürlüğü tarafından 2018 yılında hazırlanan Türkiye Enerji Verimliliği Gelişim Raporuna göre Türkiye'de enerjinin yaklaşık %20'si, toplam elektrik tüketiminin ise yaklaşık %22'si konutlarda kullanılmaktadır. Bu tüketilen enerjinin ise %60'ı binalarda ısıtma amacıyla harcanmaktadır (ETKB, 2018). Avrupa Birliği ülkeleriyle karşılaştırıldığı zaman ülkemizdeki konutlarda kullanılan enerji miktarı oldukça yüksektir (European Commission, 2018). Yapılan araştırmalar, doğru bir ısı yalıtımı ile binalarda kullanılan enerji miktarını Avrupa Birliği ülkeleri seviyesine indirmemiz durumunda, ortalama %30-40 oranında enerji tasarrufunun mümkün olduğunu göstermektedir (ÇŞB, 2015).

Avrupa Birliği (AB), tarafından hazırlanan Binalarda Enerji Performansı Yönetmeliğinde (Energy Performance of Buildings Directive, EPBD) ısıtmanın yanı sıra soğutma yükleri de optimum yalıtım kalınlığı hesaplamalarına dahil edilmiştir (European Commission, 2012). Ülkemizde binaların yalıtım kurallarını belirleyen standart TS 825 standardıdır (TS 825, 2008). TS 825 standardında yalıtım kalınlıkları ve limit ısı geçirgenlik katsayıları (U-değerleri) belirlenirken yalnızca ısıtma yükleri dikkate alınmıştır.

Türkiye'de konutlarda tüketilen enerjinin büyük bir kısmı ısıtma amacıyla kullanılmaktadır (ETKB, 2018). Ancak son yıllarda teknolojinin gelişmesiyle, soğutma sistemi fiyatları ve kullanım maliyetleri düşmüştür. Bunun sonucu olarak konutlarda soğutma için harcanan enerji miktarı her geçen gün artmaktadır. Geçmişte, soğutma sistemleri genellikle ülkemizin en sıcak bölgesi olan DG1 (Derece Gün) bölgesinde kullanılırken, günümüzde ılıman bir iklimte sahip DG2 ve DG3 bölgelerinde de kullanımı hızla artmaktadır.

Birçok araştırmacı binaların enerji ihtiyacının belirlenmesi ve ısı yalıtımının ısıtma ve/veya soğutma yükü üzerine etkilerini inceleyen araştırmalar yapmıştır. Çomaklı ve Yüksel (2003), Türkiye'nin soğuk iklimte sahip Erzurum, Erzincan ve Kars şehirlerindeki binalarda EPS kullanarak cephe yalıtımı için optimum yalıtım kalınlığının belirlenmesi üzerine bir çalışma yapmışlardır. 10 yıllık bir kullanım ömrü için, yalıtım malzemesi olarak EPS ve yakıt olarak kömür kullanıldığında, ısıtma yükü etkisi altında cephe için optimum yalıtım kalınlıklarını Erzurum için 0,10 m, Kars için 0,10 m ve Erzincan için 0,08 m olarak belirlemişlerdir. Özel (2008), Elazığ ili için ısıtma yükü etkisi altında optimum yalıtım kalınlığı, enerji tasarrufu

ve geri ödeme sürelerini üç farklı yakıt türü için hesaplamıştır. Hesaplamaları sonucunda; doğalgaz, ithal kömür ve fueloil için optimum cephe yalıtım kalınlıklarını sırasıyla 0,04, 0,045 ve 0,075 m olarak hesaplamıştır. Kaynaklı (2013), yaptığı çalışmada optimum yalıtım kalınlığı hesabı için derece-gün metodu ile birlikte ömür maliyet analizini kullanmıştır. Türkiye’deki konut tipi binalar için yaptığı çalışmasında, hesapladığı optimum yalıtım kalınlığıyla cephe yalıtılması durumunda 20 yıllık bir zaman zarfında iklim bölgelerine göre %76-88 arasında değişen oranda enerji tasarrufu elde edilebileceğini belirlemiştir. Geri ödeme sürelerinin, iklim ve kullanılan yalıtım malzemesine göre 3,85-16,25 yıl arasında değiştiğini raporlamıştır. Kürekçi (2016) çalışmasında, Türkiye’nin 81 il merkezi için dört farklı yakıt (doğalgaz, kömür, fueloil ve LPG) ve beş farklı yalıtım malzemesi (XPS, EPS, cam yünü, taş yünü ve poliüretan) kullanarak optimum yalıtım kalınlıklarını hesaplamıştır. Bu hesaplamalarını sadece ısıtma yükü, sadece soğutma yükü ve ısıtma ile soğutma yükünün birlikte olduğu durumlar için 10 yıllık bir optimizasyon süresi için yapmıştır. Sağlam vd. (2017), yaptıkları çalışmada binaların enerji ihtiyacını, dinamik bir hesap metodu kullanarak hesaplamışlardır. 30 yıllık bir kullanım ömrü için yaptıkları hesaplamalar sonucunda, yüksek katlı apartmanlarda optimum yalıtım kalınlığıyla yalıtım yapılması durumunda %70 varan enerji tasarrufu elde edilebileceğini ve bu oranın bina sakinlerinin havalandırma ve pencere açma gibi davranışlarına bağlı olarak %80’e kadar çıkabileceğini raporlanmışlardır. Özel ve Tunç (2018), çalışmalarında, Kars şehri için optimum yalıtım kalınlıklarını derece-gün metodu kullanarak güneş ışınımını dikkate alarak ve almadan belirlemişlerdir. 10 yıllık bir kullanım ömrü için cephe için optimum yalıtım kalınlığını güneş ışınımını dikkate alarak 8 cm ve dikkate almadan 9 cm olarak hesaplamışlardır.

Mevcut literatür incelendiğinde, Türkiye için yapılan çalışmalarda genellikle Derece Gün Metodu kullanıldığı, hesaplamalarda ısıtma yükü veya ısıtma+soğutma yükünün birlikte dikkate alındığı, ömür maliyet analizinin 10 yıllık bir zaman dilimi için yapıldığı ve sadece cephe için optimum yalıtım kalınlıklarının hesaplandığı görülmektedir.

Bu çalışmada, Türkiye’deki binalar için minimum enerji performans gerekliliklerinin optimum maliyet seviyelerinin hesaplanması için EPBD’ye dayanan bir yöntem kullanılmıştır. Optimum yalıtım kalınlıkları belirlenirken sadece soğutma yükü dikkate alınmıştır. Referans binaların soğutma yükü için yıllık enerji ihtiyacı, TS EN ISO 13790 standardına göre hesaplanmıştır (TS EN ISO 13790, 2013). Türkiye’de dört bölgede soğutma için optimum U-değerleri, optimum yalıtım kalınlıkları, yıllık enerji ihtiyacı, 30 yıllık yakıt maliyeti ve 30 yıllık yakıt tasarrufu konut tipi binalar için 30 yıllık bir süre dikkate alınarak hesaplanmıştır. Optimum yalıtım kalınlıkları; cephe, tavan ve taban için ayrı ayrı hesaplanmıştır. TS 825 standardında sadece ısıtma için belirtilen limit U-değerleri, soğutma yükü için optimum maliyet

yaklaşımına göre hesaplanan sonuçlarla karşılaştırılmıştır. Soğutma yükünün, optimum yalıtım kalınlığı hesaplamalarına dahil edilmesi gereken DG bölgeleri belirlenmiştir.

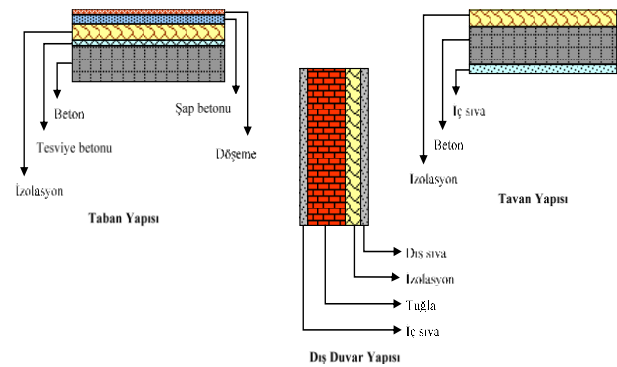
MATERYAL VE METOD

Hesaplamalar için Excel programında bir yazılım geliştirilmiştir. Bu yazılım kullanılarak farklı yalıtım kalınlıklarına karşı gelen, yıllık enerji ihtiyaçları ve yalıtım maliyetleri hesaplanmıştır. 30 yıllık bir süre için ömür maliyet analizi yapılarak, yalıtım maliyeti ve yakıt maliyetinden oluşan toplam maliyetin minimum olduğu optimum yalıtım kalınlıkları ve optimum U-değerleri belirlenmiştir. Hesaplamalar çatı, döşeme ve cephe için ayrı ayrı yapılmıştır. Hesaplamalar her bir DG bölgesi için tekrarlanmıştır.

Bina ve Bina Zarfının Özellikleri

Binalarda ısı kayıp ve kazançları genellikle cephe, tavan, taban, pencere ve havalandırma yoluyla gerçekleşir. Bu çalışmada, bina zarfı ve havalandırma yoluyla oluşan ısı kayıp ve kazançları dikkate alınarak binanın yıllık soğutma ihtiyacı belirlenmiştir. Hesaplamalar, aynı referans bina için dört farklı DG bölgesinde yapılmıştır.

Cephe, tavan ve taban yüzeylerini oluşturan zarf bileşenleri Şekil 1’de gösterilmiştir. Bina yalıtımında, kullanım alanına (cephe, tavan, taban) göre en yüksek pazar payına sahip yalıtım malzemesi tercih edilmiştir. Çatı yalıtımında, %70 pazar payına sahip cam yünü, döşeme yalıtımında %85 pazar payına sahip XPS ve cephe yalıtımında %80 pazar payına sahip EPS yalıtım malzemesi olarak belirlenmiştir (IZODER, 2018). Cephe, tavan ve taban bileşenlerinin fiziksel özellikleri ile ısı direnç değerleri Tablo 1’de verilmiştir. Tablo 1’de sunulan ısı iletim katsayıları ve ısı direnç değerleri TS 825 standardından alınmıştır (TS 825, 2008).



Şekil 1. Bina zarfının yapısı.

Bu çalışmada Türkiye’de bina stokunun genelini yansıttığı düşünülerek 5 katlı bir apartman binası referans bina olarak oluşturulmuştur. Hesaplamalarda kullanılan referans binanın fiziksel özellikleri ile pencere tipi Tablo 2’de verilmiştir.

Tablo 1. Yapı malzemelerinin fiziksel özellikleri.

Dış Duvar Yapısı	Kalınlık (m)	λ (W/mK)	R (m ² K/W)
İç Sıva	0,02	0,7	0,029
Tuğla	0,19	0,45	0,422
Geniştirilmiş Polistiren (EPS)	X	0,035	x/0,035
Dış Sıva	0,008	0,38	0,021
R _i			0,13
R _e			0,04
Tavan Yapısı	Kalınlık (m)	λ (W/mK)	R (m ² K/W)
İç Sıva	0,02	0,7	0,029
Beton	0,12	2,5	0,048
Cam yünü	x	0,045	x/0,045
R _i			0,13
R _e			0,04
Taban Yapısı	Kalınlık (m)	λ (W/mK)	R (m ² K/W)
Beton	0,12	2,5	0,048
Tesviye Betonu	0,02	1,4	0,014
Ekstrude Polistiren (XPS)	x	0,035	x/0,035
Şap Betonu	0,03	1,4	0,021
Döşeme	0,005	0,23	0,022
R _i			0,17
R _e			0

Tablo 2. Referans binanın fiziksel özellikleri.

Bina Özellikleri	Değer
Isı kaybeden toplam alan/Bina brüt hacmi (A/V)	0,40
Bina kullanım amacı	Konut
Bina kat adedi	5
Bina eni (m)	24
Bina boyu (m)	12
Kat yüksekliği (m)	2,70
Pencereler 12 mm aralıklı çift camlı PVC	PVC
Pencerelerin ısı geçirgenlik katsayısı (W/m ² K)	2,4
Havalandırma	Doğal
Taban alanı, A _t (m ²)	288
Tavan alanı, A _T (m ²)	288
Güney yönündeki toplam pencere alanı, A _{P,g} (m ²)	54
Doğu yönündeki toplam pencere alanı, A _{P,d} (m ²)	54
Batı yönündeki toplam pencere alanı, A _{P,b} (m ²)	27
Kuzey yönündeki toplam pencere alanı, A _{P,k} (m ²)	27
Toplam pencere alanı, A _P (m ²)	162
Dış havaya açık toplam cephe alanı, A _D (m ²)	590
Dış havaya açık taşıyıcı betonarme alanı, A _B (m ²)	220
Toplam cephe alanı, A _C (m ²)	810
Isı kaybeden toplam yüzey alanı, A _{top} (m ²)	1548
Binanın brüt hacmi, V _{brüt} (m ³)	3888
Bina kullanım alanı, A _n (0.32xV _{brüt}) (m ²)	1244

Yıllık Soğutma Enerjisi İhtiyacının Hesabı

Bu çalışmada, binanın soğutma enerjisi ihtiyacının hesaplanmasında, TS EN ISO 13790 standardında yer alan hesap metodolojisi kullanılmıştır. TS EN ISO 13790 standardında tanımlanan hesap metoduna göre, bir yapının yıllık soğutma enerjisi ihtiyacı (Q_{c,yıl}), aylık net soğutma ihtiyaçlarının toplanmasıyla bulunur.

$$Q_{c,yıl} = \sum Q_{c,ay} \quad (1)$$

Aylık net soğutma ihtiyacı (Q_{c,ay}), iç ortamda belli bir konfor sıcaklığını sağlamak için gereken enerji olup, aylık iç ve güneş enerji kazançları toplamından, ortamın aylık toplam ısı kayıplarının çıkartılmasıyla aşağıdaki eşitlik ile hesaplanır;

$$Q_{c,ay} = [(\Phi_{i,ay} + \Phi_{s,ay}) - \eta_{c,ay}H(\theta_i - \theta_e)] \times t \quad (2)$$

Bu eşitlikte; aylık soğutma enerji ihtiyacı, Q_{c,ay} (kWh), binanın özgül ısı kaybı, H (W/K), aylık ortalama iç sıcaklık, θ_i (°C), aylık ortalama dış sıcaklık, θ_e (°C), kayıpların aylık ortalama kullanım faktörü, $\eta_{c,ay}$, aylık ortalama iç kazançlar, $\Phi_{i,ay}$ (W), aylık ortalama güneş enerjisi kazancı, $\Phi_{s,ay}$ (W), soğutma süresi, t (s) (saniye olarak bir ay = 86400x30) olarak ifade edilmiştir. Binanın özgül ısı kaybı, H (W/K), aşağıdaki eşitlik ile hesaplanır;

$$H = H_T + H_V \quad (3)$$

Bu eşitlikte; iletim ve taşınım ile olan ısı kaybı H_T (W/K), havalandırma yoluyla olan ısı kaybı H_V (W/K) olarak ifade edilir. İletim ve taşınım yoluyla gerçekleşen ısı kaybı aşağıdaki eşitlikle hesaplanır;

$$H_T = \sum AU + IU_I \quad (4)$$

İletimle ve taşınım ile olan ısı kaybı hesaplamalarında ısı köprülerinden meydana gelen ısı kayıpları, IU_I ihmal edilmiştir.

$$\sum AU = U_D A_D + U_P A_P + 0,8 U_T A_T + 0,5 U_t A_t \quad (5)$$

Bu eşitlikte; cephe ısı transfer katsayısı U_D (W/m²K), pencerelerin ısı transfer katsayısı U_P (W/m²K), tavanın ısı transfer katsayısı U_T (W/m²K), tabanın ısı transfer katsayısı U_t (W/m²K), cephe alanı A_D (m²), pencerelerin alanı A_P (m²), tavan alanı A_T (m²), taban alanı A_t (m²) olarak ifade edilir. Havalandırma yoluyla ısı kaybı aşağıdaki eşitlikle hesaplanır;

$$H_V = 0,33 \times n_h \times (0,8 \times V_{brüt}) \quad (6)$$

Bu eşitlikte; hava değişim oranı n_h (h⁻¹), binanın soğutulan brüt hacmi V_{brüt} (m³) olarak ifade edilir. Aylık soğutma kayıp kullanım faktörü, $\eta_{c,ay}$ aşağıdaki eşitlikle hesaplanmıştır;

$$\eta_{c,ay} = (1 - e^{\left(\frac{-1}{KKO_{c,ay}}\right)}) \times KKO_{c,ay} \quad (7)$$

Burada, $KKO_{c,ay}$ soğutma için kazanç/kayıp oranıdır ve aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$KKO_{c,ay} = \frac{(\Phi_{i,ay} + \Phi_{s,ay})}{H(\theta_i - \theta_e)} \quad (8)$$

$KKO_{c,ay}$ oranının 2,5 ve altında olduğu durumlarda, o ay için soğutma enerji ihtiyacı olmadığı kabul edilmiştir. Bu çalışmada konut tipi bina için hesaplamalar yapıldığından; ortalama iç ortam sıcaklığı $\theta_i=22^\circ\text{C}$ olarak alınmıştır (TS EN ISO 13790, 2013). Ortalama aylık dış ortam sıcaklıkları DG bölgelerine göre TS 825 standardından alınmıştır. Hesaplama yönteminde kullanılan kabuller aşağıda özetlenmiştir;

Havalandırma yoluyla gerçekleşen ısı kaybı hesabında, hava değişim sayısı, $n_h=0,8$ (h^{-1}) olarak alınmıştır. Binanın aylık ortalama iç kazancı, $\Phi_{i,ay}=5$ W/m^2 olarak alınmıştır. Binanın aylık ortalama güneş enerjisi kazanç hesabında, saydam yüzeylerin aylık ortalama gölgelenme faktörü ($r_{i,ay}$), 0,8 olarak alınmıştır. Ortalama aylık güneş ışınımı şiddeti ($I_{i,ay}$), tüm bölgeler için bina yönlerine göre sabit kabul edilerek TS 825 standardından alınmıştır. Camlar için düzeltme faktörü, $F_w=0,80$ ve laboratuvar şartlarında ölçülen cam yüzeyine dik olarak gelen ışın için güneş enerjisi geçirme faktörü, $g_{\perp}=0,75$ olarak alınmıştır.

Yıllık Isıtma Enerjisi İhtiyacının Hesabı

Bu çalışmada, binanın ısıtma enerjisi ihtiyacının hesaplanmasında, TS 825 standardında yer alan hesap metodolojisi kullanılmıştır. TS 825 standardında tanımlanan hesap metoduna göre, bir yapının yıllık ısıtma enerjisi ihtiyacı ($Q_{h,yıl}$), aylık net ısı ihtiyaçlarının toplanmasıyla bulunur.

$$Q_{h,yıl} = \sum Q_{h,ay} \quad (9)$$

Aylık net ısı ihtiyacı ($Q_{h,ay}$), iç ortamda belli bir konfor sıcaklığını sağlamak için gereken ısı enerjisi olup binanın aylık toplam ısı kayıplarından, aylık iç ve güneş enerji kazançları toplamını çıkartmak suretiyle hesaplanır. Aylık ısıtma enerjisi gereksinimi ($Q_{h,ay}$) aşağıdaki eşitlik ile hesaplanır;

$$Q_{h,ay} = [H(\theta_i - \theta_e) - \eta_{h,ay}(\Phi_{i,ay} + \Phi_{s,ay})] \times t \quad (10)$$

Bu eşitlikte; aylık ısıtma enerji ihtiyacı, $Q_{h,ay}$ (kWh), binanın özgül ısı kaybı, H (W/K), aylık ortalama iç sıcaklık θ_i ($^\circ\text{C}$), aylık ortalama dış sıcaklık θ_e ($^\circ\text{C}$), kazançların aylık ortalama kullanım faktörü $\eta_{h,ay}$, aylık ortalama iç kazançlar $\Phi_{i,ay}$ (W), aylık ortalama güneş enerjisi kazancı $\Phi_{s,ay}$ (W), zaman t (s) (saniye olarak bir ay = 86400×30) olarak ifade edilmiştir. Binanın özgül ısı kaybı, H (W/K), aşağıdaki eşitlik ile hesaplanır;

$$H = H_T + H_V \quad (11)$$

Bu eşitlikte; iletim ve taşınım ile olan ısı kaybı H_T (W/K), havalandırma yoluyla olan ısı kaybı H_V (W/K) olarak

ifade edilir. İletim yoluyla gerçekleşen ısı kaybı aşağıdaki eşitlikle hesaplanır;

$$H_T = \sum AU + IU_I \quad (12)$$

İletimle olan ısı kaybı hesaplamalarında ısı köprülerinden meydana gelen ısı kayıpları, IU_I ihmal edilmiştir.

$$\sum AU = U_D A_D + U_P A_P + 0,8 U_T A_T + 0,5 U_l A_l \quad (13)$$

Bu eşitlikte; cephe ısı transfer katsayısı U_D (W/m²K), pencerelerin ısı transfer katsayısı U_P (W/m²K), tavanın ısı transfer katsayısı U_T (W/m²K), tabanın ısı transfer katsayısı U_l (W/m²K), cephe alanı A_D (m²), pencerelerin alanı A_P (m²), Tavan alanı A_T (m²), taban alanı A_l (m²) olarak ifade edilir. Havalandırma yoluyla ısı kaybı aşağıdaki eşitlikle hesaplanır;

$$H_V = 0,33 \times n_h \times (0,8 \times V_{brüt}) \quad (14)$$

Bu eşitlikte; hava değişim oranı n_h (h^{-1}), binanın ısıtılan brüt hacmi $V_{brüt}$ (m³) olarak ifade edilir.

Eş. (10)'da, aylık ısıtma enerji ihtiyacının negatif (-) olduğu aylarda enerji ihtiyacı sıfır (0) olarak kabul edilir ve yıllık ısıtma enerji ihtiyacının hesaplanmasında dikkate alınmaz. Eş.(10)'da yer alan aylık kazanç kullanım faktörü aşağıdaki eşitlikle hesaplanır;

$$\eta_{h,ay} = 1 - e^{\left(\frac{-1}{KKO_{ay}}\right)} \quad (15)$$

Burada, KKO_{ay} kazanç/kayıp oranıdır ve aşağıdaki şekilde tanımlanır;

$$KKO_{ay} = \frac{(\Phi_{i,ay} + \Phi_{s,ay})}{H(\theta_i - \theta_e)} \quad (16)$$

KKO_{ay} oranı 2,5 ve üzerinde olduğu durumlarda o ay için ısıtma enerjisi ihtiyacı olmadığı kabul edilmiştir.

Bu çalışmada konut tipi bina için hesaplamalar yapıldığından; ortalama iç ortam sıcaklığı $\theta_i=19^\circ\text{C}$ alınmıştır. (TS 825, 2008). Ortalama aylık dış ortam sıcaklıkları DG bölgelerine göre TS 825 standardından alınmıştır. Hesaplama yönteminde kullanılan kabuller aşağıda özetlenmiştir;

Havalandırma yoluyla gerçekleşen ısı kaybı hesabında, hava değişim sayısı, $n_h=0,8$ (h^{-1}) olarak alınmıştır. Binanın aylık ortalama iç kazancı, $\Phi_{i,ay}=5$ W/m^2 olarak alınmıştır. Binanın aylık ortalama güneş enerjisi kazanç hesabında, saydam yüzeylerin aylık ortalama gölgelenme faktörü ($r_{i,ay}$), 0,8 olarak alınmıştır. Ortalama aylık güneş ışınımı şiddeti ($I_{i,ay}$), tüm bölgeler için bina yönlerine göre sabit kabul edilerek TS 825 standardından alınmıştır (TS 825, 2008). Camlar için düzeltme faktörü, $F_w=0,80$ ve laboratuvar şartlarında ölçülen cam yüzeyine dik olarak gelen ışın için güneş enerjisi geçirme faktörü, $g_{\perp}=0,75$ olarak alınmıştır.

Yıllık Yakıt Maliyeti, Yıllık Yakıt Tasarrufu ve Yalıtım Maliyeti Hesabı

Soğutma için yıllık yakıt maliyeti C_c aşağıdaki eşitlikle hesaplanır;

$$C_c = \frac{Q_{c,yıl}}{COP} \times C_e \quad (17)$$

C_e elektrik birim fiyatı (\$/kWh) (TUİK, 2017), ve Soğutma sisteminin performans katsayısı (COP) değeri (Mangan ve Oral, 2016 ve SGM/2013-11) Tablo 3’de verilmiştir. Isıtma için yıllık yakıt maliyeti C_h aşağıdaki denklemle hesaplanır;

$$C_h = \frac{Q_{h,yıl}}{H_u \times \eta_k} \times C_f \quad (18)$$

C_f yakıt birim fiyatı (\$/m³), H_u (kWh/m³) kullanılan yakıtın alt ısı değer ve η_k ısıtma sisteminin verimidir. Bu hesaplamalarda kullanılan yakıtın birim fiyatı (BOTAŞ, 2018) ve alt ısı değeri (BOTAŞ, 2018) Tablo 3’de verilmiştir.

Optimum yalıtım kalınlığının hesaplanmasında ömür maliyet analizi yöntemi kullanılmıştır. N yıllık bir zaman dilimi boyunca toplam ısıtma maliyeti, bugünkü değer faktörü (PWF) kullanılarak hesaplanmıştır (Özel, 2008). PWF, enflasyon ve faiz oranlarına göre Eş.(19) ve Eş.(20) ile hesaplanır;

$$r = \begin{cases} \frac{(i-g)}{(1+g)}, & \text{eğer } i > g \\ \frac{(g-i)}{(1+i)}, & \text{eğer } g > i \end{cases} \quad (19)$$

$$PWF = \begin{cases} \frac{(1+r)^N - 1}{r \times (1+r)^N}, & i \neq g \\ \frac{N}{(1+i)}, & i = g \end{cases} \quad (20)$$

Burada; PWF bugünkü değer faktörü, i faiz oranı (TCMB, 2018), g enflasyon oranı (TUİK, 2018), r gerçek faiz oranı ve N (yıl) ömür maliyet süresidir. PWF hesaplamalarında kullanılan parametreler Tablo 3’de verilmiştir.

Bu çalışmada, üç farklı yalıtım malzemesi kullanılarak bina zarfının optimum yalıtım kalınlıkları hesaplanmıştır. Yalıtım malzemelerinin fiyatları Tablo 3’te verilmiştir. Yalıtım maliyetinin hesaplanmasında aşağıdaki eşitlik kullanılmıştır;

$$C_{ins} = C_i \times x \quad (21)$$

Burada; C_i , yalıtım malzemesinin (\$/m³) birim fiyatı (IZODER, 2018) ve x ise m cinsinden yalıtım

malzemesinin kalınlığıdır. Yakıt maliyeti ve yalıtım maliyetinden oluşan toplam maliyet C_T (\$/m²), soğutma için aşağıdaki eşitlikle hesaplanır;

$$C_T = C_c \times PWF + C_{ins} \quad (22)$$

Tablo 3. Hesaplamalarda kullanılan parametreler.

Parametre	Değer	Birim
Elektrik		
Alt ısı değer (H_u)	1	kWh/kWh
Birim fiyat (C_f) (TUİK, 2018)	0,109	\$/kWh
COP (Mangan ve Oral, 2016)	4,5	
Yakıt		
Doğal gaz		
Alt ısı değer (H_u) (BOTAŞ, 2018)	9,595	kWh/m ³
Birim fiyat (C_f) (BOTAŞ, 2018)	0,325	\$/m ³
Isıtma sistemi verimi (η_s)	%98	
Yalıtım Malzemesi		
Cam yünü (λ) (IZODER, 2018)	0,045	W/mK
XPS (λ) (IZODER, 2018)	0,035	W/mK
EPS (λ) (IZODER, 2018)	0,035	W/mK
Cam yünü birim fiyatı (IZODER, 2018)	32	\$/m ³
XPS birim fiyatı (IZODER, 2018)	120	\$/m ³
EPS birim fiyatı (IZODER, 2018)	210	\$/m ³
PWF		
Faiz oranı (i) (TCMB, 2018)	%12,75	
Enflasyon oranı (g) (TUİK, 2018)	%10,35	
Ömür Süresi (N) (EC, 2018)	30	yıl
Pencere (TS 825, 2008)		
U_p	2,4	W/m ² K
F_w	0,8	
g_{\perp}	0,75	
$r_{i,ay}$	0,8	
Aylık ortalama iç kazançlar		
$\Phi_{i,ay}$ (TS 825, 2008)	5	W
Hava değişim sayısı		
n_h (TS 825, 2008)	0,8	h ⁻¹
İç Ortam Sıcaklığı		
Soğutma için θ_i (TS EN ISO 13790, 2013)	19	°C
Isıtma için θ_i (TS 825, 2008)	22	°C
Döviz kuru		
\$/TL (TCMB, 2018)	3,75	

Burada; yıllık soğutma maliyeti C_c , bugünkü değer faktörü PWF, yalıtım maliyeti C_{ins} ile ifade edilmiştir. Yıllık yakıt tasarrufu (YYT), yalıtımsız binanın yıllık yakıt maliyetinden C_{co} (\$/m²) yalıtımlı binanın yıllık yakıt maliyetinin C_c (\$/m²) çıkartılmasıyla aşağıdaki eşitlikle hesaplanmıştır.

$$YYT = C_{co} - C_c \quad (23)$$

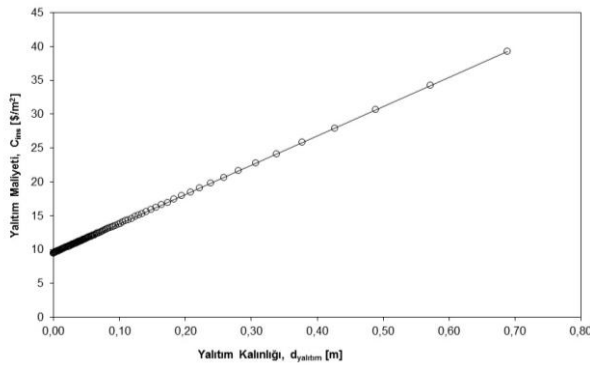
BULGULAR VE TARTIŞMALAR

Konut tipi binalarda enerji tasarrufu için uygulanacak en etkili yöntemlerden biri ısı yalıtımıdır. Bu nedenle, yalıtım kalınlığının belirlenmesi enerji verimliliği için çok önemlidir. Bu çalışmada tavan, taban ve cephe için

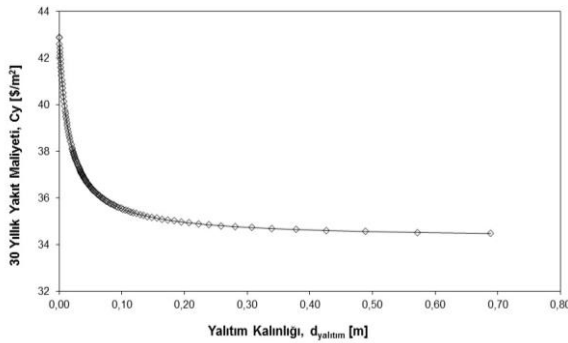
optimum yalıtım kalınlıkları ayrı ayrı hesaplanmıştır. Tavan yalıtımı için Cam Yünü, taban yalıtımı için XPS ve cephe yalıtımı için EPS kullanılmıştır. Türkiye’deki dört farklı DG bölgesi için yapılan hesaplamada soğutma için enerji olarak elektrik kullanılmıştır.

Bu çalışmada ömür maliyet analizi 30 yıllık bir kullanım ömrü için yapılmıştır. Ömür maliyet analizinde, yalıtım için yapılan maliyet (C_{ins}) ilk yatırım maliyetidir. Kullanım maliyeti ise 30 yıllık süre boyunca binayı soğutmak için kullanılan yakıt maliyeti, C_y ($\$/m^2$)’dir. Toplam maliyet ise yalıtım maliyeti ve 30 yıllık enerji maliyetinin toplamıdır. Yalıtımsız binalar için ilk yatırım maliyeti yoktur. Yalıtımsız binalarda sadece soğutma için kullanılan 30 yıllık enerji maliyeti, toplam maliyeti temsil etmektedir.

Binalarda yalıtım kalınlığı, bina kabuğunun tasarımında önemli bir parametredir. Düşük yalıtım kalınlığı, ısının daha hızlı aktarılmasına sebep olarak ısı konfor ve enerji tüketimi üzerinde olumsuz bir etki oluşturur. Binalarda artan yalıtım kalınlığı ile ısı kaybı ve yakıt maliyeti azalır. Bununla birlikte yalıtım kalınlığının artması yalıtım maliyetinin artmasına neden olur. Şekil 2’de görüldüğü gibi, yalıtım kalınlığının artmasıyla, yalıtım maliyeti artmaktadır. Bununla birlikte yalıtım kalınlığının artmasıyla, 30 yıllık yakıt maliyeti Şekil 3’de görüldüğü gibi azalmaktadır.



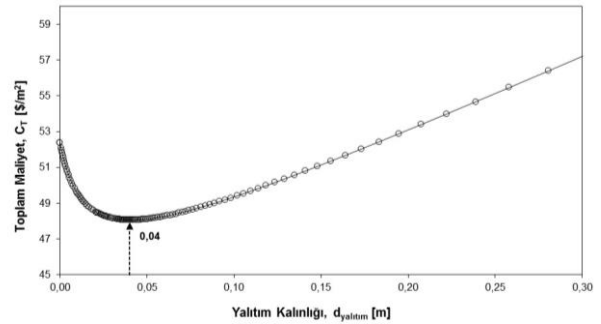
Şekil 2. Yalıtım kalınlığının yalıtım maliyeti üzerine etkisi.



Şekil 3. Yalıtım kalınlığının 30 yıllık yakıt maliyeti üzerine etkisi.

Hesaplamalarda öncelikle, farklı yalıtım kalınlıklarına karşılık gelen yıllık enerji ihtiyacı ve yalıtım maliyetleri belirlenmiştir. Daha sonra yalıtım maliyeti ve 30 yıllık yakıt maliyetinden oluşan toplam maliyetler

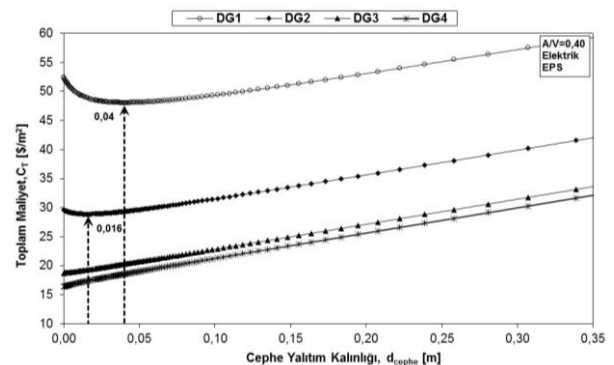
hesaplanmıştır. Farklı yalıtım kalınlıklarına karşılık gelen toplam maliyet; yalıtım kalınlığının artmasıyla belirli bir noktaya kadar azalmakta daha sonra Şekil 4’de görüldüğü gibi tekrar artmaya başlamaktadır. Toplam maliyetin minimum olduğu bu noktaya karşılık gelen yalıtım kalınlığı, optimum yalıtım kalınlığı olarak ifade edilmektedir. Optimum yalıtım kalınlıklarına karşılık gelen optimum ısı geçirgenlik katsayıları (U-değerleri) hesaplanarak her bir DG bölgesinde cephe, tavan ve taban için optimum U-değerleri belirlenmiştir.



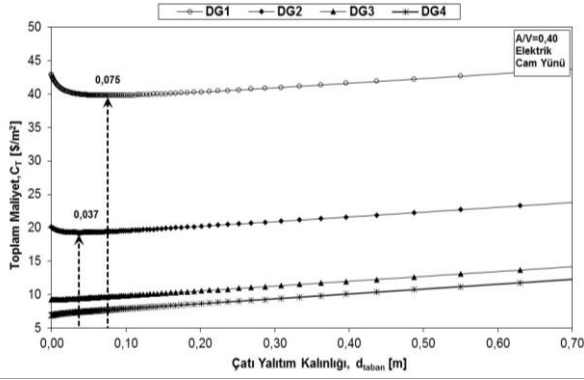
Şekil 4. Yalıtım kalınlığının 30 yıllık toplam maliyet üzerine etkisi.

A/V oranı $0,40 m^{-1}$ olan referans binada soğutma için elektrik kullanılması durumunda dört farklı DG bölgesinde cephe, tavan ve taban için belirlenen optimum yalıtım kalınlıkları Şekil 5-7’de gösterilmiştir. Cephe yalıtımı için ısı iletim katsayısı (λ) $0,035 W/mK$ olan EPS, tavan yalıtımı için ısı iletim katsayısı (λ) $0,045 W/mK$ olan Cam Yünü ve taban yalıtımı için ısı iletim katsayısı (λ) $0,035 W/mK$ olan XPS kullanılmıştır.

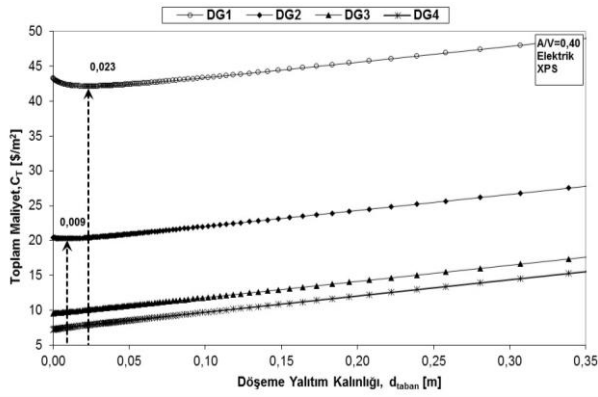
Şekil 5-7’de görüldüğü üzere her bir DG bölgesinde ve her bir bina zarfı için farklı optimum yalıtım kalınlıkları belirlenmiştir. Optimum cephe yalıtım kalınlıkları DG1, DG2 bölgelerinde sırasıyla $0,040 m$, $0,016 m$ olarak belirlenirken optimum çatı yalıtım kalınlıkları DG1, DG2 bölgelerinde sırasıyla $0,075 m$, $0,037 m$ ve optimum döşeme yalıtım kalınlıkları DG1, DG2 bölgelerinde sırasıyla $0,023 m$, $0,009 m$, olarak belirlenmiştir.



Şekil 5. DG bölgelerine göre optimum cephe yalıtım kalınlıkları.



Şekil 6. DG bölgelerine göre optimum çatı yalıtım kalınlıkları.



Şekil 7. DG bölgelerine göre optimum döşeme yalıtım kalınlıkları.

Soğutma yükü etkisi altında DG3 ve DG4 bölgelerinde cephe, tavan ve taban için optimum yalıtım kalınlığı hesaplanamamıştır. Bunun nedeni; DG3 ve DG4 bölgelerinin soğuk iklim kuşağında bulunması ve soğutma için harcanan enerjinin çok küçük olmasıdır. Optimum yalıtım kalınlıklarına karşılık gelen U-değerleri ise DG1, DG2 bölgelerinde cephe için sırasıyla 0,68 W/m²K, 1,30 W/m²K; tavan için sırasıyla 0,51 W/m²K, 0,90 W/m²K; taban için sırasıyla 1,02 W/m²K, 1,78 W/m²K olarak belirlenmiştir.

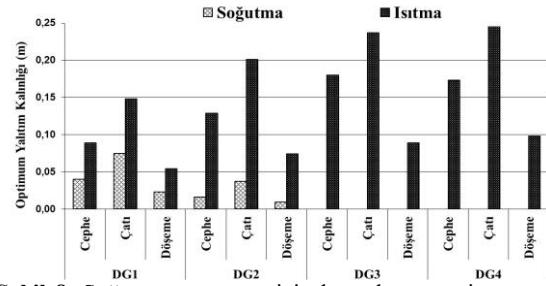
Şekil 5-7'de görüldüğü üzere sıcak iklim bölgesine sahip DG1 bölgesinden daha soğuk bir iklime sahip DG4 bölgesine gidildikçe toplam maliyet (C_T) ve optimum yalıtım kalınlıkları azalmaktadır. Daha sıcak bir iklime sahip DG1 bölgesinde soğutma için harcanan enerjinin daha fazla olması optimum yalıtım kalınlıklarını artırmaktadır. Optimum yalıtım kalınlıkları ve optimum yalıtım kalınlıklarına karşılık gelen optimum ısıl geçirgenlik katsayıları (U-değerleri) farklı bölgeler için Tablo 4'de verilmiştir.

Tablo 4. DG Bölgelerine göre optimum yalıtım kalınlıkları ve U-değerleri.

DG	Cephe için optimum yalıtım kalınlığı (m)	U _D (W/m ² K)	Tavan için optimum yalıtım kalınlığı (m)	U _T (W/m ² K)	Taban için optimum yalıtım kalınlığı (m)	U _t (W/m ² K)
DG1	0,040	0,68	0,075	0,51	0,023	1,02
DG2	0,016	1,30	0,037	0,90	0,009	1,78
DG3	-	-	-	-	-	-
DG4	-	-	-	-	-	-

DG1 bölgesindeki soğutma etkisi altında tavan için hesaplanan optimum yalıtım kalınlığı 7,5 cm iken bu değer DG2 bölgesinde 3,7 cm'dir. Daha sıcak iklim bölgesine sahip DG1 bölgesinden daha ılıman iklime sahip DG2 bölgesine gidildikçe optimum yalıtım kalınlıklarının azaldığı belirlenmiştir. Daha soğuk iklime sahip DG3 ve DG4 bölgelerinde ise soğutma için optimum yalıtım kalınlığı belirlenememiştir.

Soğutma için hesaplanan optimum yalıtım kalınlıkları ve karşılık gelen U-değerleri ısıtma için hesaplanan değerler ile Tablo 5 ve Şekil 8'de karşılaştırılmıştır. DG1 bölgesinde soğutma etkisi altında cephe, tavan ve taban için hesaplanan optimum yalıtım kalınlıkları, ısıtma için hesaplanan değerlerinin sırasıyla %45, %50 ve %43'ü kadardır. DG2 bölgesinde ise soğutma için hesaplanan değerler ısıtma değerlerinin cephe, tavan ve taban için sırasıyla %12, %18 ve %12'sine karşılık gelmektedir. DG1 ve DG2 bölgeleri arasındaki bu farkın nedeni DG1 bölgesinden DG4 bölgesine gidildikçe ısıtma için hesaplanan optimum yalıtım kalınlığının artması, soğutma yükü için hesaplanan optimum yalıtım kalınlığının azalmasıdır. Enerji ihtiyacının artması optimum yalıtım kalınlıklarını artırmaktadır.



Şekil 8. Soğutma ve ısıtma için hesaplanan optimum yalıtım kalınlıklarının karşılaştırılması

Soğutma için optimum yalıtım kalınlığına karşılık gelen yıllık enerji ihtiyacı, yıllık yakıt maliyeti, 30 yıllık yakıt maliyeti ve 30 yıllık yakıt tasarrufu ısıtma için hesaplanan değerler ile Tablo 6'da karşılaştırılmıştır. Tablo 6'da görüldüğü üzere, DG1 bölgesinde soğutma için gereken yıllık enerji ihtiyacı 13,18 kWh/m² iken bu değer ısıtma için 19,24 kWh/m²'dir. DG1 bölgesinde ısıtma için harcanan enerji soğutma için harcanan enerjinin 1,46 katı iken bu oran DG1 bölgesinden daha soğuk bir iklime sahip DG4 bölgesine gittikçe artmaktadır. DG4 bölgesinde ısıtma için harcanan enerji soğutma için harcanan enerjinin yaklaşık 30,4 katıdır.

Tablo 5. Soğutma ve ısıtma için hesaplanan optimum yalıtım kalınlıklarının ve U-değerlerinin karşılaştırılması.

DG	Yalıtım	Cephe için optimum yalıtım kalınlığı (m)	U _D (W/m ² K)	Tavan için optimum yalıtım kalınlığı (m)	U _T (W/m ² K)	Taban için optimum yalıtım kalınlığı (m)	U _t (W/m ² K)
DG1	Soğutma	0,040	0,68	0,075	0,51	0,023	1,02
	Isıtma	0,089	0,35	0,148	0,28	0,054	0,54
DG2	Soğutma	0,016	1,30	0,037	0,90	0,009	1,78
	Isıtma	0,129	0,25	0,201	0,21	0,074	0,41
DG3	Soğutma	-	-	-	-	-	-
	Isıtma	0,148	0,22	0,237	0,18	0,089	0,35
DG4	Soğutma	-	-	-	-	-	-
	Isıtma	0,173	0,19	0,268	0,16	0,098	0,32

DG1 bölgesinden DG4 bölgesine gidildikçe soğutma için harcanan enerji azalmakta buna karşılık ısıtma için harcanan enerji artmaktadır. DG1 bölgesinde soğutma için gereken yıllık enerji ihtiyacı (13,81 kWh/m²) ısıtma için gereken enerji ihtiyacından (19,24 kWh/m²) küçük olsa bile 30 yıllık yakıt maliyeti karşılaştırıldığında soğutma maliyeti (32,35 \$/m²) ısıtma maliyetinden (14,65 \$/m²) daha büyüktür. Bunun nedeni soğutma için kullanılan elektriğin doğalgazdan daha pahalı olmasıdır.

DG1 bölgesinde soğutma için yalıtımsız binanın 30 yıllık yakıt maliyeti 43,72 \$/m² iken ısıtmada bu değer 58,13 \$/m²'dir. Yalıtımsız binanın 30 yıllık yakıt maliyetinden yalıtımlı binanın 30 yıllık yakıt maliyetinin çıkartılmasıyla hesaplanan 30 yıllık yakıt tasarrufları karşılaştırıldığında; DG1 bölgesinde soğutma için 11,37 \$/m² yakıt tasarrufu elde edilirken ısıtma için 43,48 \$/m² yakıt tasarrufu elde edilmiştir. DG2 bölgesinde soğutma için 30 yıllık yakıt tasarrufu 2,76 \$/m² olurken ısıtma için bu değer 80 \$/m² hesaplanmıştır. Isıtma için elde edilen yakıt tasarrufunun soğutma için elde edilen yakıt tasarrufundan daha büyük olmasının sebebi, Türkiye'nin ılıman bir iklim kuşağında bulunması ve soğutma yapılan ayların en sıcak bölge olan DG1 bölgesinde bile beş aydan kısa olmasıdır. DG3 ve DG4 bölgelerinde soğutma için optimum yalıtım kalınlığı oluşmadığından herhangi bir yakıt tasarrufu söz konusu değildir. DG1 bölgesinden DG4 bölgesine gidildikçe soğutma için yakıt tasarrufları azalırken ısıtma için yakıt tasarruflarının arttığı belirlenmiştir.

Tablo 6. Soğutma için hesaplanan optimum yalıtım kalınlığına karşılık gelen yıllık enerji ihtiyacı, yıllık yakıt maliyeti, 30 yıllık yakıt maliyeti ve 30 yıllık yakıt tasarruflarının ısıtma değerleri ile karşılaştırılması.

DG	Yıllık Enerji İhtiyacı (kWh/m ²)		Yıllık Yakıt Maliyeti (\$/m ²)		30 Yıllık Yakıt Maliyeti (\$/m ²)		30 Yıllık Yakıt Tasarrufu (\$/m ²)	
	Soğutma	Isıtma	Soğutma	Isıtma	Soğutma	Isıtma	Soğutma	Isıtma
1	13,18	19,24	1,44	0,67	32,35	14,65	11,37	43,48
2	7,25	36,35	0,79	1,26	17,71	27,54	2,76	82,00
3	2,35	50,40	0,26	1,74	5,68	38,04	-	112,76
4	2,21	67,08	0,25	2,32	5,47	50,72	-	145,81

SONUÇLAR

Bu çalışmada soğutma yükü etkisi altında; tavan, taban ve cephe optimum yalıtım kalınlıkları, optimum U-değerleri, yıllık enerji ihtiyacı, 30 yıllık yakıt maliyeti ve 30 yıllık yakıt tasarrufu Türkiye'nin dört farklı DG bölgesi için 30 yıllık ömür maliyet analizi yapılarak hesaplanmıştır. Hesaplamalar, TS 825 standardında belirtilen farklı DG bölgeleri için ayrı ayrı yapılmıştır. Hesaplamalarda, üç farklı yalıtım malzemesi ve enerji olarak elektrik kullanılmıştır.

Sonuçlar bölgeye, yalıtım malzemesine ve bina zarfına bağlı olarak; optimum yalıtım kalınlığının 0,9 cm ile 7,5 cm, 30 yıllık yakıt tasarrufunun 2,76 \$/m² ile 11,37 \$/m² arasında değiştiğini göstermektedir. Sıcak iklim bölgesinden soğuk iklim bölgesine gidildikçe soğutma yükü için optimum yalıtım kalınlığı, yakıt maliyeti ve yakıt tasarrufu azalmaktadır. Soğutma yükü için enerji tasarrufu, sıcak iklim bölgelerinde soğuk iklim bölgelerine göre daha fazla olmaktadır.

DG1 ve DG2 bölgelerinde soğutma için optimum yalıtım kalınlıkları belirlenirken DG3 ve DG4 bölgelerinde optimum yalıtım kalınlığı belirlenememiştir. Bunun nedeni; DG3 ve DG4 bölgelerinin soğuk iklim kuşağında bulunması ve soğutma için harcanan enerjinin çok küçük olmasıdır.

DG1 bölgesinde yıllık soğutma maliyeti ısıtma maliyetinden daha fazladır. DG1 bölgesinde 30 yıllık yakıt maliyeti soğutma için 32,35 \$/m² olurken bu değer ısıtma için 14,65 \$/m²'dir. DG2 bölgesinde ise ısıtma maliyeti soğutma maliyetinden daha büyüktür. Fakat soğutma için 30 yıllık yakıt maliyeti 17,71 \$/m² gibi hiç küçümsenmeyecek bir değere karşılık gelmektedir. Bu kapsamda özellikle sıcak iklim şartlarına sahip DG1 ve DG2 bölgelerinde optimum yalıtım kalınlıklarının belirlenmesinde ısıtma yükü kadar etkili olan soğutma yükünün de optimum yalıtım kalınlığı hesaplamalarına katılması gerekmektedir.

TS 825 standardı sadece ısıtma için gerekli enerjinin hesaplanması için düzenlenmiş bir standarttır. Bu standartta soğutma hesabına yer verilmemiştir. Bu çalışmada soğutma enerjisi ihtiyacının hesaplanması için TS EN ISO 13790 standardı temel alınmıştır. Bu standartta soğutma hesabının yapılabilmesi için ulusal parametreler tanımlanmamıştır. Ulusal parametreleri olmayan ülkeler için kullanabilecekleri tavsiye niteliğindeki parametreler verilmekle birlikte ülkelerin ulusal parametrelerini kendilerinin belirlemesi tavsiye edilmiştir. Soğutma yükü hesabının daha doğru yapılabilmesi için ulusal bir standart düzenlenerek ulusal parametrelerin belirlenmesi gerekmektedir.

Bu çalışmada ısıtma enerjisi ihtiyacının belirlenmesi TS 825 standardına ve soğutma enerjisi ihtiyacının belirlenmesi ise TS EN ISO 13790 standardına göre yapılmıştır. Uluslararası Standartlar Teşkilatı (International Organization for Standardization /ISO) binalarda ısıtma ve soğutma enerji ihtiyaçlarının belirlenmesi için ISO 52016-1:2017 "Energy Performance of Buildings/Binaların Enerji Performansı" adı ile yeni bir standart yayımlamıştır. Gelecek çalışmalarda, binaların ısıtma ve soğutma enerji ihtiyaçlarının belirlenmesi için gizli ısı yüklerinin de hesaplamalara dahil edildiği daha kapsamlı bir yöntem izleyen ISO 52016-1:2017 standardının kullanılmasının uygun olacağı değerlendirilmektedir.

Sonuç olarak, konut tipi binalarda enerjiyi etkin bir şekilde kullanmanın ilk yolu ısıtma ve soğutma yükünü azaltmaktır. Isıtma ve soğutma yüklerini azaltmak için en ekonomik ve etkili yöntem ısı yalıtımıdır. Isı yalıtımında da en önemli parametre yalıtım kalınlığıdır. Yalıtım kalınlığının doğru tespit edilebilmesi için DG1 ve DG2 bölgelerinde soğutma yükü de optimum yalıtım kalınlığı hesaplamalarına dahil edilmelidir. Doğru belirlenen optimum yalıtım kalınlığı ile yakıt tüketimi azaltılacak ve enerji daha verimli kullanılacaktır. Bu kapsamda soğutma yükü hesaplamaları için gerekli ulusal parametrelerin belirlenerek TS 825 standardının tüm bölgelerde soğutma yüklerini de kapsayacak şekilde revize edilmesi gerektiği değerlendirilmektedir.

KAYNAKLAR

Çevre ve Şehircilik Bakanlığı (ÇŞB), 2015, *Isı yalıtım uygulama kılavuzu*, Ankara, 2-3.

Çomaklı, K. and Yüksel, B., 2003, Optimum Insulation Thickness of External Walls for Energy Saving, *Applied Thermal Engineering*, 23(4), 473-479.

Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı (ETKB), 2018, *Türkiye enerji verimliliği gelişim raporu*, Ankara, 10-30.

İnternet, Boru Hatları ile Petrol Taşıma Anonim Şirketi (BOTAS), 2018, *Tarife*, <https://www.botas.gov.tr/index/tur/faaliyetler/dogalgaz/tarifeDetay.asp?yil=2018&ay=2>

İnternet, European Commission (EC), 2012, *EU of the European Parliament and of the Council No 244/2012 of 16 January 2012 supplementing Directive 2010/31/EU of the European Parliament and of the Council on the energy performance of buildings by establishing a comparative methodology framework for calculating cost-optimal levels of minimum energy performance requirements for buildings and building elements*. <https://eur-lex.europa.eu/LexUriServ/LexUriServ.do?uri=OJ:L:2012:081:0018:0036:EN:PDF>

İnternet, European Commission (EC), 2018, <https://ec.europa.eu/energy/en/topics/energy-efficiency>.

İnternet, İZODER, 2018, <https://www.izoder.org.tr/>

İnternet, TCMB, 2018, 20.02.2018 *Gösterge Niteliğindeki Türkiye Cumhuriyet Merkez Bankası Kurları*. <https://www.tcmb.gov.tr/wps/wcm/connect/TR/TCMB+TR/Main+Menu/Istatistikler/Doviz+Kurlari>
İnternet, Türkiye Cumhuriyeti Merkez Bankası (TCMB), 2018, *TCMB Faiz Oranları* <https://www.tcmb.gov.tr/wps/wcm/connect/TR/TCMB+TR>

İnternet, Türkiye İstatistik Kurumu (TÜİK), 2017, *Elektrik ve Doğal Gaz Fiyatları*, file:///C:/Users/NSRT/Downloads/Elektrik_ve_Do% C4 %9Fal_Gaz_Fiyatlar_29.09.2017.pdf

İnternet, Türkiye İstatistik Kurumu (TÜİK), 2018, *Tüketici Fiyat Endeksi, Şubat 2018*. file:///C:/Users/NSRT/Downloads/T% C3% BCKETici_Fiyat_Endeksi_05.03.2018.pdf

Kaynaklı, Ö., 2013, Türkiye'de bina duvarları için optimum ısı yalıtım kalınlıkları ve geri ödeme süreleri, *İsı Bilimi ve Tekniği Dergisi*, 33 (2), 45-55.

Enerji ve Tabii Kaynaklar Bakanlığı (ETKB), 2018, *Türkiye enerji verimliliği gelişim raporu*, Ankara, 10-30.
Bilim, Sanayi ve Teknoloji Bakanlığı, 2014, *Klimaların enerji etiketlemesine dair tebliğ*. (SGM/2013-11), Resmi Gazete, Sayı: 28861.

Kürekcı, N. A., 2016, Determination of optimum insulation thickness for building walls by using heating and cooling degree-day values of all turkey's provincial centers, *Energy and Buildings*, 118, 197-213.

Mangan, S. D. and Oral, G. K., 2016, Assessment of residential building performances for the different climate zones of Turkey in terms of life cycle energy and cost efficiency, *Energy and Buildings*, 110, 362-376.

Özel, M., 2008, Bina dış duvarlarının optimum yalıtım kalınlıkları için dinamik yaklaşım ve maliyet analizi, *Gazi Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Dergisi*, 23(4), 879-884.

Özel, M. ve Tunç, D., 2018, Kars ilindeki binalar için ısıtma yükü ve optimum yalıtım kalınlığının belirlenmesi, *Fırat Üniversitesi Mühendislik Bilimleri Dergisi*, 30 (1), 251-257.

Sağlam, N. G., Yılmaz, A. Z., Becchio, C. and Corgnati, S. P., 2017, A comprehensive cost-optimal approach for energy retrofit of existing multi-family buildings: Application to apartment blocks in Turkey, *Energy and Buildings*, 150, 224-238.

TS 825, 2008, *Binalarda Isı Yalıtım Kuralları*, Türk Standartları Enstitüsü.

TS EN ISO 13790, 2013, *Binaların Enerji Performansı-Isıtılması ve Soğutulması için Enerji Kullanımının Hesaplanması*, Türk Standartları Enstitüsü.

ÖZGEÇMİŞ



Nusret AYDIN 1999 yılında Uludağ Üniversitesi Mühendislik-Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümünü bitirmiştir. Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsünde yüksek lisans derecesi almıştır. 2003 yılından beri Milli Savunma Bakanlığı Teknik Hizmetler Dairesinde görev yapmaktadır.



Prof. Dr. Atilla BIYIKOĞLU Gazi Üniversitesi Mühendislik Mimarlık Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümü'nden 1989 yılında lisans derecesi aldı. 1992 yılında Orta Doğu Teknik Üniversitesi Makina Mühendisliği Bölümü'nden Yüksek Lisans derecesi ve 1998 yılında Gazi Üniversitesi Makina Mühendisliği Bölümü'nden doktora derecesi aldı. 2003-2007 Yılları arasında Yardımcı Doçent, 2007-2013 yılları arasında Doçent olarak Gazi Üniversitesi Makina Mühendisliği Bölümü'nde görev yapmıştır. 2013-2017 yılları arasında Gazi Üniversitesi Makina Mühendisliği Bölüm Başkanı olarak görev yapmıştır. Gazi Üniversitesi Makina Mühendisliği Bölümü'nde 2013 yılından bu yana profesör olarak görev yapmaktadır.



A CONCISE ANALYTICAL TREATMENT OF ELASTIC RESPONSE OF A COOLING TWO-LAYER SOLID CYLINDER WITH DIFFERENT END AND BOUNDARY CONDITIONS

Tolga AKIŞ* and Ahmet N. ERASLAN**

* Department of Civil Engineering, Atılım University
06830 İncek, Ankara, tolga.akis@atilim.edu.tr, ORCID: 0000-0002-6754-4497

** Department of Engineering Sciences, Middle East Technical University
06531 Ankara, aeraslan@metu.edu.tr, ORCID: 0000-0002-1158-0042

(Geliş Tarihi: 29.07.2019, Kabul Tarihi: 18.08.2020)

Abstract: Analytical models are developed to estimate the transient elastic response of cooling two-layer solid cylinders with different end and boundary conditions. Such cylinders contain two layers that are in perfect contact. The hot assembly loses energy from its surface to either zero ambient by convection or by a prescribed lower surface temperature. In any case, as the cooling takes place slowly, the problem is amenable to use of the uncoupled theory of elasticity. A generalized plane strain solution is derived and then reduced to the state of plane strain by simply setting the axial strain equal to zero. The results of these solutions revealed that the radial and circumferential stresses remain unchanged by end conditions when the boundaries are free. However, in case of plane strain, the axial stress becomes the dominant stress component and it is much larger than that in free ends. Radially constrained boundaries create very large stresses in the assembly but the corresponding stress state is far away from yielding.

Keywords: Two-layer solid cylinder, Transient heat conduction, Cooling, Thermoelasticity, Generalized plane strain.

İKİ KATMANLI DOLU BİR SİLİNDİRİN ELASTİK DAVRANIŞININ FARKLI UÇ VE SINIR KOŞULLARI İÇİN ANALİTİK OLARAK İNCELENMESİ

Özet: İki katmanlı dolu silindirlerin zamana bağlı termoelastik davranışlarının farklı uç ve sınır koşulları için belirlenmesi amacıyla analitik modeller geliştirilmiştir. Söz konusu silindirler, aralarında mükemmel temas olan iki katmandan oluşmaktadır. Başlangıçta sıcak olan silindir, yüzeyinden konveksiyon yolu ile sıfır derecelik çevresel sıcaklığa veya önceden daha düşük olarak belirlenen yüzey sıcaklığına ulaşana kadar enerji kaybetmektedir. Tüm durumlarda soğuma yavaş bir biçimde gerçekleştiğinden problemde kuplajsız elastisite teorisinin kullanılması mümkün olmuştur. Genelleştirilmiş düzlemsel şekil değiştirme çözümü elde edilmiş ve bu çözüm, eksenel yöndeki birim şekil değiştirmeyi sıfıra eşitleyerek düzlemsel şekil değiştirme durumuna ait çözüme indirgenmiştir. Bu çözümlere ait sonuçlar, sınır koşullarının serbest olduğu durumlarda radyal ve teğetsel yöndeki gerilmelerin uç koşullarına göre değişmediğini göstermiştir. Ancak düzlemsel şekil değiştirme durumunda, eksenel gerilme baskın gerilme olmakta ve uçların serbest olduğu duruma göre oldukça yüksek değerlere ulaşmaktadır. Kompozit silindirin eksenel ve radyal yönde yer değiştirmesinin kısıtlanması büyük gerilmelere yol açmasına rağmen ilgili gerilme durumu silindirde akmaya yol açmamaktadır.

Anahtar Kelimeler: İki katmanlı dolu silindir, Zamana bağlı ısı iletimi, Soğuma, Termoelastisite, Genelleştirilmiş düzlemsel şekil değiştirme.

NOMENCLATURE

h	convection heat transfer coefficient [$W/(m^2 \text{ } ^\circ K)$]
a, b	interface and outer radii of the assembly, respectively [m]
α	coefficient of thermal expansion [$\bar{\alpha}_j = E_1 \alpha_j T_0 / \sigma_{01}$]
α_T	thermal diffusivity [m^2/s]
C_i	integration constants
E	modulus of elasticity [GPa]
ε_i	strain components [$\bar{\varepsilon}_j = \varepsilon_j E_1 / \sigma_{01}$]
k	thermal conductivity [$W/(m \text{ } ^\circ K)$]
ν	Poisson's ratio
r, θ, z	cylindrical coordinates
σ_0	uniaxial yield stress [MPa]
σ_i	stress components [$\bar{\sigma}_j = \sigma_j / \sigma_{01}$]
$\bar{\sigma}_{vM}$	von Mises stress
t	time [$\tau = \alpha_{T1} t / b$]
T	temperature [$\bar{T}_j = T_j / T_0$]

T_C	temperature of the casing [$^{\circ}C$]
T_0	initial temperature [$^{\circ}C$]
u	radial displacement [$\bar{u} = E_1 u / (\sigma_{01} b)$]

INTRODUCTION

Basic structural elements such as disks, cylinders, tubes, spherical shells and plates have been commonly used in different branches of industry and in daily life. The composite versions of these elements are also used especially in mechanical, aerospace, and automotive engineering. Due to this reason, a detailed knowledge of the stress response of such components under different loading and boundary conditions is needed for various engineering applications.

The existence of temperature gradients in the elements constitutes an important and unavoidable class of loads as it may occur for many reasons. Consequently, theoretical and experimental investigations of thermally induced stresses and deformations in the above mentioned assemblies have extensively been studied by researchers. Being one of the classical problems of thermal sciences, the transient heat conduction in homogenous solid and hollow circular cylinders, slabs and solid and hollow spheres have been investigated by many researchers in the past. Solutions of some of these classical problems with different methods can be found in books Carslaw and Jaeger (1959), Boley and Weiner (1960), Noda et al. (2003), Hetnarski and Eslami (2009), and Hahn and Özişik (2012).

The transient temperature response of composite solids has been handled using different methods. The common analytical techniques used are Green functions, orthogonal expansions and the Laplace transformation (Hahn and Özişik, 2012). Applications of these techniques and the use of other approaches can be found in the studies of Monte (2002), Sun and Wichman (2004), and Lu et al. (2006a). Other related investigations with different geometries and boundary conditions can be found in Lu et al. (2006b), Lu and Viljanen (2006), and Singh et al. (2008).

The thermomechanical response due to heat conduction in homogenous solid and hollow elements such as cylinders and spheres were studied by several researchers in the past. These are by Ishikawa (1978), by Tanigawa et al. (1984), by Thomas et al. (1985), and by Kandil et al. (1995). A collection of solutions to the thermoelastic response of cylinders, plates and spheres in transient heat conduction can be found in Noda et al. (2003).

Recently, Eraslan and Apatay (2015) investigated the thermoelastic stresses in cylindrical rods subjected to periodic boundary conditions by Duhamel's theorem. In the following investigation by the same authors (Eraslan and Apatay, 2016), they extended their analytical model to include partially plastic deformation and sudden unloading of the solid cylinder by the use of classical

theories of plasticity. The application of a similar procedure to the solution of loading and unloading problem of periodic heat generating cylinder can be found in Eraslan and Apatay (2017). On the other hand, transient response of an infinitely long annular cylinder composed of two different materials was studied by Yu-Ching and Cha'o-Kuang (1986), Jane and Lee (1999), Lee et al. (2001), Wang et al. (2004), Lee (2006), and Mashat et al. (2010).

The transient thermoelastic two-layer solid cylinder problem has been treated in an earlier work by Pardo et al. (1987). Following the approaches of Özişik (1980) for the transient heat transfer part and Boley and Weiner (1960) for the thermoelastic part two different problems have been solved. A composite circular disk with insulated ends (plane stress problem) and an infinitely long cylinder with fixed ends (plane strain problem). In this work, we extend their study to include the state of generalized plane strain, radially constrained boundaries and the use of physical properties of real engineering materials. In the following sections we describe the problems handled, present our analytical models, their detailed solutions and numerical results as the assemblies cool down slowly with different modes of heat transfer.

THERMOELASTIC MODEL AND ITS SOLUTION

Temperature Distribution for Convective Boundary Condition

The coordinate system and the dimensions of the two-layer solid cylinder are depicted in Fig. 1. An infinitely long cylinder contains an inner region $0 \leq r \leq a$ and an outer region $a \leq r \leq b$ that are in perfect contact as shown in Fig. 1. Initially both cylinders are at temperature $T_0 > 0$. For times $t > 0$ the cylinder loses energy from its surface by convection to the zero ambient temperature. The temperature distribution in the inner and outer regions are governed by unsteady heat conduction equations as (Hahn and Özişik, 2012)

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{\alpha_{T1}}{r} \left[\frac{\partial T_1}{\partial r} + r \frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} \right] \quad \text{in } 0 \leq r < a, t > 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{\alpha_{T2}}{r} \left[\frac{\partial T_2}{\partial r} + r \frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} \right] \quad \text{in } a < r < b, t > 0 \quad (2)$$

where $T_1(r, t)$ and $T_2(r, t)$ are the temperature distributions in the inner ($0 \leq r \leq a$) and outer ($a \leq r \leq b$) regions, respectively, and α_{T1} is the thermal diffusivity of the inner while α_{T2} is that of the outer region.

The boundary conditions are

$$T_1(0, t) = \text{finite}$$

$$k_2 \frac{\partial T_2(b,t)}{\partial r} + hT_2(b,t) = 0 \quad (3)$$

The interface conditions are

$$\begin{aligned} T_1(a,t) &= T_2(a,t) \\ k_1 \frac{\partial T_1(a,t)}{\partial r} &= k_2 \frac{\partial T_2(a,t)}{\partial r} \end{aligned} \quad (4)$$

Finally, the initial conditions are

$$\begin{aligned} T_1(r,0) &= T_0, \quad 0 \leq r \leq a \\ T_2(r,0) &= T_0, \quad a \leq r \leq b \end{aligned} \quad (5)$$

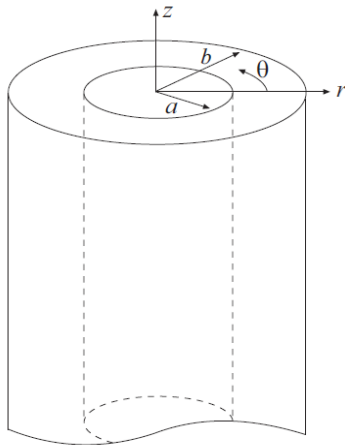


Figure 1. The cylindrical coordinate system and the dimensions of the long cylinder.

The solution is realized by separation of variables as

$$T_1(r,t) = \theta_1(t)R_1(r) \quad \text{and} \quad T_2(r,t) = \theta_2(t)R_2(r) \quad (6)$$

Substituting into Eqs. (1) and (2) one obtains

$$\begin{aligned} \frac{1}{\theta_{1n}} \frac{d\theta_{1n}}{dt} &= \frac{\alpha_{T1}}{R_{1n}r} \left[\frac{dR_{1n}}{dr} + r \frac{d^2 R_{1n}}{dr^2} \right] = -\lambda_n^2 \\ \frac{1}{\theta_{2n}} \frac{d\theta_{2n}}{dt} &= \frac{\alpha_{T2}}{R_{2n}r} \left[\frac{dR_{2n}}{dr} + r \frac{d^2 R_{2n}}{dr^2} \right] = -\lambda_n^2 \end{aligned} \quad (7)$$

in which $\lambda_n, n=1,2,\dots$ are the eigenvalues of the system. These equations are separated as

$$\frac{d\theta_{1n}}{dt} + \lambda_n^2 \theta_{1n} = 0 \quad \text{and} \quad \frac{d\theta_{2n}}{dt} + \lambda_n^2 \theta_{2n} = 0 \quad (8)$$

and

$$\frac{1}{r} \left[\frac{dR_{1n}}{dr} + r \frac{d^2 R_{1n}}{dr^2} \right] + \frac{\lambda_n^2}{\alpha_{T1}} R_{1n} = 0$$

$$\frac{1}{r} \left[\frac{dR_{2n}}{dr} + r \frac{d^2 R_{2n}}{dr^2} \right] + \frac{\lambda_n^2}{\alpha_{T2}} R_{2n} = 0 \quad (9)$$

followed by the solutions

$$\theta_{1n} = C_{1n} e^{-\lambda_n^2 t} \quad \text{and} \quad \theta_{2n} = C_{2n} e^{-\lambda_n^2 t} \quad (10)$$

and

$$R_{1n}(r) = A_{1n} J_0 \left(\frac{\lambda_n r}{\sqrt{\alpha_{T1}}} \right) + A_{2n} Y_0 \left(\frac{\lambda_n r}{\sqrt{\alpha_{T1}}} \right) \quad (11)$$

$$R_{2n}(r) = B_{1n} J_0 \left(\frac{\lambda_n r}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) + B_{2n} Y_0 \left(\frac{\lambda_n r}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) \quad (12)$$

where $J_0(r)$ and $Y_0(r)$ represent zero order Bessel functions of the first and second kind, respectively. As $Y_0(r)$ is not finite at $r=0$; $A_{2n}=0$, and the solutions in the radial dimension take the forms

$$R_{1n}(r) = A_{1n} J_0 \left(\frac{\lambda_n r}{\sqrt{\alpha_{T1}}} \right) \quad (13)$$

$$R_{2n}(r) = B_{1n} J_0 \left(\frac{\lambda_n r}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) + B_{2n} Y_0 \left(\frac{\lambda_n r}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) \quad (14)$$

since $R_{1n}(r)$ is an eigenfunction for any nonzero A_{1n} , we select $A_{1n}=1$ for convenience. The interface and boundary conditions become

$$\begin{aligned} R_{1n}(a) &= R_{2n}(a) \\ k_1 \frac{dR_{1n}(a)}{dr} &= k_2 \frac{dR_{2n}(a)}{dr} \\ k_2 \frac{dR_{2n}(b)}{dr} &+ hR_{2n}(b) = 0 \end{aligned} \quad (15)$$

Application of these conditions leads to

$$J_0 \left(\frac{a\lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T1}}} \right) - B_{1n} J_0 \left(\frac{a\lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) - B_{2n} Y_0 \left(\frac{a\lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) = 0 \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{k_1}{k_2} \sqrt{\frac{\alpha_{T2}}{\alpha_{T1}}} J_1 \left(\frac{a\lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T1}}} \right) - B_{1n} J_1 \left(\frac{a\lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) \\ - B_{2n} Y_1 \left(\frac{a\lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} B_{1n} \left[hJ_0 \left(\frac{b\lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) - \frac{k_2 \lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T2}}} J_1 \left(\frac{b\lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) \right] \\ + B_{2n} \left[hY_0 \left(\frac{b\lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) - \frac{k_2 \lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T2}}} Y_1 \left(\frac{b\lambda_n}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) \right] = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

Letting

$$\beta = \frac{a}{\sqrt{\alpha_{T1}}}, \quad \gamma = \frac{a}{\sqrt{\alpha_{T2}}}, \quad K = \frac{k_1}{k_2} \sqrt{\frac{\alpha_{T2}}{\alpha_{T1}}},$$

$$\eta = \frac{b}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \quad \text{and} \quad H = \frac{h\sqrt{\alpha_{T2}}}{k_2} \quad (19)$$

these equations become

$$J_0(\beta\lambda_n) - B_{1n}J_0(\gamma\lambda_n) - B_{2n}Y_0(\gamma\lambda_n) = 0 \quad (20)$$

$$KJ_1(\beta\lambda_n) - B_{1n}J_1(\gamma\lambda_n) - B_{2n}Y_1(\gamma\lambda_n) = 0 \quad (21)$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} J_0(\beta\lambda_n) & -J_0(\gamma\lambda_n) & -Y_0(\gamma\lambda_n) \\ KJ_1(\beta\lambda_n) & -J_1(\gamma\lambda_n) & -Y_1(\gamma\lambda_n) \\ 0 & HJ_0(\eta\lambda_n) - \lambda_n J_1(\eta\lambda_n) & HY_0(\eta\lambda_n) - \lambda_n Y_1(\eta\lambda_n) \end{bmatrix} \quad (24)$$

From the first two of these equations

$$\begin{bmatrix} J_0(\gamma\lambda_n) & Y_0(\gamma\lambda_n) \\ J_1(\gamma\lambda_n) & Y_1(\gamma\lambda_n) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_{1n} \\ B_{2n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_0(\beta\lambda_n) \\ KJ_1(\beta\lambda_n) \end{bmatrix} \quad (25)$$

B_{1n} and B_{2n} are determined as

$$B_{1n} = \frac{1}{\Delta} [J_0(\beta\lambda_n)Y_1(\gamma\lambda_n) - KJ_1(\beta\lambda_n)Y_0(\gamma\lambda_n)] \quad (26)$$

$$B_{2n} = \frac{1}{\Delta} [KJ_0(\gamma\lambda_n)J_1(\beta\lambda_n) - J_0(\beta\lambda_n)J_1(\gamma\lambda_n)] \quad (27)$$

where

$$\Delta = J_0(\gamma\lambda_n)Y_1(\gamma\lambda_n) - J_1(\gamma\lambda_n)Y_0(\gamma\lambda_n) \quad (28)$$

Eigenvalues are calculated from

$$\det[\mathbf{A}] = 0 \quad (29)$$

where \mathbf{A} is the coefficient matrix given by Eq. (24). The result is

$$\begin{aligned} & Y_1(\gamma\lambda_n) [HJ_0(\beta\lambda_n)J_0(\eta\lambda_n) - \lambda_n J_0(\beta\lambda_n)J_1(\eta\lambda_n)] \\ & + J_1(\gamma\lambda_n) [\lambda_n J_0(\beta\lambda_n)Y_1(\eta\lambda_n) - HJ_0(\beta\lambda_n)Y_0(\eta\lambda_n)] \\ & + J_1(\beta\lambda_n) \{ Y_0(\gamma\lambda_n) [K\lambda_n J_1(\eta\lambda_n) - HKJ_0(\eta\lambda_n)] \\ & + J_0(\gamma\lambda_n) [HKY_0(\eta\lambda_n) - K\lambda_n Y_1(\eta\lambda_n)] \} = 0 \end{aligned} \quad (30)$$

The general solutions are then

$$T_1(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-\lambda_n^2 t} R_{1n}(r) \quad (31)$$

$$T_2(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-\lambda_n^2 t} R_{2n}(r) \quad (32)$$

$$B_{1n} [HJ_0(\eta\lambda_n) - \lambda_n J_1(\eta\lambda_n)] + B_{2n} [HY_0(\eta\lambda_n) - \lambda_n Y_1(\eta\lambda_n)] = 0 \quad (22)$$

or in matrix notation

$$\mathbf{A} \times \begin{bmatrix} 1 \\ B_{1n} \\ B_{2n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (23)$$

where the coefficient matrix is

It should be noted that since the time dependent functions θ_{1n} and θ_{2n} are independent of material properties of the layers, there is no discontinuity at the interface. Due to this reason in the above two equations instead of C_{1n} and C_{2n} , a single constant C_n is used. Application of the initial conditions leads to the equations

$$T_0 = \sum_{n=1}^{\infty} C_n R_{1n}(r) \quad (33)$$

$$T_0 = \sum_{n=1}^{\infty} C_n R_{2n}(r) \quad (34)$$

The orthogonality property is (Hahn and Özışık, 2012)

$$\begin{aligned} & \frac{k_1}{\alpha_{T1}} \int_0^a r R_{1n}(r) R_{1m}(r) dr \\ & + \frac{k_2}{\alpha_{T2}} \int_a^b r R_{2n}(r) R_{2m}(r) dr = \begin{cases} 0 & \text{for } n \neq m \\ N_n & \text{for } n = m \end{cases} \end{aligned} \quad (35)$$

where the norm N_n is

$$N_n = \frac{k_1}{\alpha_{T1}} \int_0^a r R_{1n}^2(r) dr + \frac{k_2}{\alpha_{T2}} \int_a^b r R_{2n}^2(r) dr \quad (36)$$

The expression given in Eq. (35) is derived by using the two equations given in Eq. (9). Both of these equations are written for two different eigenvalues first. Then, the first set of these equations are multiplied by $R_{2n}(r)$, and the second set by $R_{1n}(r)$. The results are subtracted and integrated over the volume. The volume integrals are changed to surface integrals and the resulting expressions are summed up taking into consideration of the boundary conditions.

By performing integrations in Eq. (36) the norm N_n takes the form

$$N_n = E_1 + E_2 B_{1n}^2 + E_3 B_{1n} B_{2n} + E_4 B_{2n}^2 \quad (37)$$

where

$$E_1 = \frac{a^2 k_1}{2\alpha_{T1}} \left[J_0^2(\beta\lambda_n) + J_1^2(\beta\lambda_n) \right] \quad (38)$$

$$E_2 = \frac{k_2}{2\alpha_{T2}} \left\{ b^2 \left[J_0^2(\eta\lambda_n) + J_1^2(\eta\lambda_n) \right] - a^2 \left[J_0^2(\gamma\lambda_n) + J_1^2(\gamma\lambda_n) \right] \right\} \quad (39)$$

$$E_3 = \frac{k_2}{\alpha_{T2}} \left\{ b^2 \left[J_0(\eta\lambda_n) Y_0(\eta\lambda_n) + J_1(\eta\lambda_n) Y_1(\eta\lambda_n) \right] - a^2 \left[J_0(\gamma\lambda_n) Y_0(\gamma\lambda_n) + J_1(\gamma\lambda_n) Y_1(\gamma\lambda_n) \right] \right\} \quad (40)$$

$$E_4 = \frac{k_2}{2\alpha_{T2}} \left\{ b^2 \left[Y_0^2(\eta\lambda_n) + Y_1^2(\eta\lambda_n) \right] - a^2 \left[Y_0^2(\gamma\lambda_n) + Y_1^2(\gamma\lambda_n) \right] \right\} \quad (41)$$

Multiplying both sides of Eqs. (33) and (34) by the operator

$$\frac{k_i}{\alpha_{Ti}} r R_{im}(r) \quad (42)$$

and integrating

$$\frac{k_1}{\alpha_{T1}} \int_0^a r T_0 R_{1m}(r) dr = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left[\frac{k_1}{\alpha_{T1}} \int_0^a r R_{1n}(r) R_{1m}(r) dr \right] \quad (43)$$

$$\frac{k_2}{\alpha_{T2}} \int_a^b r T_0 R_{2m}(r) dr = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left[\frac{k_2}{\alpha_{T2}} \int_a^b r R_{2n}(r) R_{2m}(r) dr \right] \quad (44)$$

adding for $m = n$

$$\frac{k_1 T_0}{\alpha_{T1}} \int_0^a r R_{1n}(r) dr + \frac{k_2 T_0}{\alpha_{T2}} \int_a^b r R_{2n}(r) dr = C_n N_n \quad (45)$$

or by integrations

$$I_1 + I_2 = C_n N_n \quad (46)$$

where

$$I_1 = \frac{k_1 T_0 \beta}{\lambda_n} J_1(\beta\lambda_n) \quad (47)$$

$$I_2 = \frac{k_2 T_0}{\sqrt{\alpha_{T2} \lambda_n}} \left\{ B_{1n} \left[b J_1(\eta\lambda_n) - a J_1(\gamma\lambda_n) \right] + B_{2n} \left[b Y_1(\eta\lambda_n) - a Y_1(\gamma\lambda_n) \right] \right\} \quad (48)$$

then the solution is completed as

$$C_n = \frac{1}{N_n} (I_1 + I_2) \quad (49)$$

Temperature Distribution for Prescribed Surface Temperature

In this case the two-layer cylinder is mounted between rigid casing and cools down as it touches to the walls of the cooler casing. Hence, the conduction equations, Eqs. (1) and (2), are solved with the following boundary conditions

$$\begin{aligned} T_1(0, t) &= \text{finite} \\ T_2(b, t) &= T_C \end{aligned} \quad (50)$$

where T_C represents the temperature of the casing. This nonhomogeneous boundary condition is made homogeneous by the introduction of new dependent variables

$$\phi_1(r, t) = T_1(r, t) - T_C \quad (51)$$

$$\phi_2(r, t) = T_2(r, t) - T_C \quad (52)$$

then the system to be solved becomes

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial t} = \frac{\alpha_{T1}}{r} \left[\frac{\partial \phi_1}{\partial r} + r \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial r^2} \right] \text{ in } 0 \leq r < a, t > 0 \quad (53)$$

$$\frac{\partial \phi_2}{\partial t} = \frac{\alpha_{T2}}{r} \left[\frac{\partial \phi_2}{\partial r} + r \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial r^2} \right] \text{ in } a < r < b, t > 0 \quad (54)$$

with the following conditions: boundary

$$\begin{aligned} \phi_1(0, t) &= \text{finite} \\ \phi_2(b, t) &= 0 \end{aligned} \quad (55)$$

interface

$$\begin{aligned} \phi_1(a, t) &= \phi_2(a, t) \\ k_1 \frac{\partial \phi_1(a, t)}{\partial r} &= k_2 \frac{\partial \phi_2(a, t)}{\partial r} \end{aligned} \quad (56)$$

and initial

$$\begin{aligned} \phi_1(r, 0) &= T_0 - T_C \\ \phi_2(r, 0) &= T_0 - T_C \end{aligned} \quad (57)$$

The solution is realized by separation of variables as in the first problem. The result is

$$\phi_1(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-\lambda_n^2 t} R_{1n}(r) \quad (58)$$

$$\phi_2(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{-\lambda_n^2 t} R_{2n}(r) \quad (59)$$

where the eigenfunctions $R_{1n}(r)$ and $R_{2n}(r)$ are given by Eqs. (13) - (14), respectively and

$$C_n = \frac{1}{N_n} (I_1 + I_2) \quad (60)$$

the norm N_n is the same as above, Eq. (37), and

$$I_1 = \frac{k_1(T_0 - T_C)\beta}{\lambda_n} J_1(\beta\lambda_n) \quad (61)$$

$$I_2 = \frac{k_2(T_0 - T_C)}{\sqrt{\alpha_{T2}\lambda_n}} \{B_{1n}[bJ_1(\eta\lambda_n) - aJ_1(\gamma\lambda_n)] + B_{2n}[bY_1(\eta\lambda_n) - aY_1(\gamma\lambda_n)]\} \quad (62)$$

The eigenvalues λ_n , for $n = 1, 2, \dots$ of this solution are the roots of the nonlinear equation

$$Y_0(\eta\lambda_n)[KJ_0(\gamma\lambda_n)J_1(\beta\lambda_n) - J_0(\beta\lambda_n)J_1(\gamma\lambda_n)] - J_0(\eta\lambda_n)[KJ_1(\beta\lambda_n)Y_0(\gamma\lambda_n) - J_0(\beta\lambda_n)Y_1(\gamma\lambda_n)] = 0 \quad (63)$$

Finally, the temperature distributions are determined from

$$\begin{aligned} T_1(r, t) &= \phi_1(r, t) + T_C \\ T_2(r, t) &= \phi_2(r, t) + T_C \end{aligned} \quad (64)$$

Elastic Solutions

Basic equations

As the cylinder cools down slowly, the uncoupled theory of elasticity can be used. Hence, the equations of the generalized Hooke's law

$$\varepsilon_r = \frac{1}{E} [\sigma_r - \nu(\sigma_\theta + \sigma_z)] + \alpha(T - T_0) \quad (65)$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{1}{E} [\sigma_\theta - \nu(\sigma_r + \sigma_z)] + \alpha(T - T_0) \quad (66)$$

$$\varepsilon_z = \frac{1}{E} [\sigma_z - \nu(\sigma_r + \sigma_\theta)] + \alpha(T - T_0) \quad (67)$$

the strain displacement relations

$$\varepsilon_\theta = \frac{u}{r} ; \quad \varepsilon_r = \frac{du}{dr} \quad (68)$$

and the equation of equilibrium

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} = 0 \quad (69)$$

form the basic elastic equations for both regions (Timoshenko and Goodier, 1970; Rees, 1990). In these equations ε_j represents a strain component, E the modulus of elasticity, σ_j a normal stress component, ν

the Poisson's ratio, α the coefficient of thermal expansion and T_0 the initial temperature as before. In case of generalized plane strain $\varepsilon_z = \varepsilon_0 = \text{constant}$, the axial stress turns into

$$\sigma_z = E\varepsilon_0 + \nu(\sigma_r + \sigma_\theta) - E\alpha(T - T_0) \quad (70)$$

Solutions in the following sections are carried out by the use of normalized and dimensionless variables. These are $\bar{r} = r/b$ dimensionless radial coordinate, $\tau = \alpha_{T1}t/b$ dimensionless time, $\bar{T}_j = T_j/T_0$ dimensionless temperature, $\bar{\varepsilon}_j = \varepsilon_j E_1 / \sigma_{01}$ normalized strain component, $\bar{\sigma}_j = \sigma_j / \sigma_{01}$ dimensionless stress component, $\bar{u} = E_1 u / (\sigma_{01} b)$ dimensionless radial displacement, ν_j Poisson's ratio, $\bar{\alpha}_j = E_1 \alpha_j T_0 / \sigma_{01}$ dimensionless coefficient of thermal expansion, $\bar{E} = E_1 / E_2$ ratio of moduli of elasticity and σ_{01} the uniaxial yield limit of the inner region material.

Solution for the inner region

Combining the equations of the generalized Hooke's law with the strain displacement relations and substituting the axial stress $\bar{\sigma}_z$ into these equations, the radial and circumferential stresses can be expressed in terms of displacement and its first order derivative as

$$\bar{\sigma}_r = \frac{1}{(1 + \nu_1)(1 - 2\nu_1)} \left[\frac{\nu_1 \bar{u}}{\bar{r}} + (1 - \nu_1) \frac{d\bar{u}}{d\bar{r}} + \bar{\varepsilon}_0 \nu_1 \right] - \frac{\bar{\alpha}_1 (\bar{T}_1 - 1)}{1 - 2\nu_1} \quad (71)$$

$$\bar{\sigma}_\theta = \frac{1}{(1 + \nu_1)(1 - 2\nu_1)} \left[\frac{(1 - \nu_1) \bar{u}}{\bar{r}} + \nu_1 \frac{d\bar{u}}{d\bar{r}} + \bar{\varepsilon}_0 \nu_1 \right] - \frac{\bar{\alpha}_1 (\bar{T}_1 - 1)}{1 - 2\nu_1} \quad (72)$$

Substituting these stresses in the equation of equilibrium the governing differential equation for the inner region is obtained as

$$\bar{r}^2 \frac{d^2 \bar{u}}{d\bar{r}^2} + \bar{r} \frac{d\bar{u}}{d\bar{r}} - \bar{u} = \frac{1 + \nu_1}{1 - \nu_1} \bar{\alpha}_1 \bar{r}^2 \frac{d\bar{T}_1}{d\bar{r}} \quad (73)$$

The general solution is

$$\bar{u}(\bar{r}, \tau) = C_1 \bar{r} + \frac{C_2}{\bar{r}} + \frac{\bar{\alpha}_1 (1 + \nu_1)}{1 - \nu_1} \frac{F(\bar{r}, \tau)}{\bar{r}} \quad (74)$$

where C_1 and C_2 are the arbitrary integration constants and

$$F(\bar{r}, \tau) = \int_0^{\bar{r}} \xi \bar{T}_1(\xi, \tau) d\xi = \bar{r} \sqrt{\alpha_{T1}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{\lambda_n} e^{-\lambda_n^2 \tau} \left[J_1 \left(\frac{\lambda_n \bar{r}}{\sqrt{\alpha_{T1}}} \right) \right] \quad (75)$$

Note that when $T_1 = \phi_1 + T_C$, the term $F(\bar{r}, \tau)$ also includes the term $\bar{r}^2 T_C / 2$. We prefer using $F(\bar{r}, \tau)$ instead of explicit result in Eq. (75) for the compactness of the latter lengthy equations. Meanwhile, it is to be noted that

$$\lim_{\bar{r} \rightarrow 0} \frac{F(\bar{r}, \tau)}{\bar{r}} = \lim_{\bar{r} \rightarrow 0} [\bar{r} \bar{T}_1(\bar{r}, \tau)] = \lim_{\bar{r} \rightarrow 0} \{\bar{r} [\phi_1(\bar{r}, \tau) + T_C]\} = 0 \quad (76)$$

Since the stresses and displacement must be finite at the center ($\bar{r} = 0$), C_2 must be zero. Then the equations for the displacement and the stress components take the forms

$$\bar{u}(\bar{r}, \tau) = C_1 \bar{r} + \frac{\bar{\alpha}_1 (1 + \nu_1) F(\bar{r}, \tau)}{1 - \nu_1} \quad (77)$$

$$\bar{\sigma}_r(\bar{r}, \tau) = \frac{C_1 + \bar{\epsilon}_0 \nu_1}{(1 + \nu_1)(1 - 2\nu_1)} - \frac{\bar{\alpha}_1}{\bar{r}} \left[\frac{F(\bar{r}, \tau)}{\bar{r}(1 - \nu_1)} - \frac{F'(\bar{r}, \tau)}{1 - 2\nu_1} \right] - \frac{\bar{\alpha}_1 [\bar{T}_1(\bar{r}, \tau) - 1]}{1 - 2\nu_1} \quad (78)$$

$$\bar{\sigma}_\theta(\bar{r}, \tau) = \frac{C_1 + \bar{\epsilon}_0 \nu_1}{(1 + \nu_1)(1 - 2\nu_1)} + \frac{\bar{\alpha}_1}{\bar{r}(1 - \nu_1)} \left[\frac{F(\bar{r}, \tau)}{\bar{r}} + \frac{\nu_1 F'(\bar{r}, \tau)}{1 - 2\nu_1} \right] - \frac{\bar{\alpha}_1 [\bar{T}_1(\bar{r}, \tau) - 1]}{1 - 2\nu_1} \quad (79)$$

$$\bar{\sigma}_z(\bar{r}, \tau) = \frac{2C_1 \nu_1 + \bar{\epsilon}_0 (1 - \nu_1)}{(1 + \nu_1)(1 - 2\nu_1)} + \frac{\bar{\alpha}_1 \nu_1 F'(\bar{r}, \tau)}{\bar{r}(1 - \nu_1)(1 - 2\nu_1)} - \frac{\bar{\alpha}_1 [\bar{T}_1(\bar{r}, \tau) - 1]}{1 - 2\nu_1} \quad (80)$$

in these equations

$$F'(\bar{r}, \tau) = \bar{r} \bar{T}_1'(\bar{r}, \tau) \quad (81)$$

or

$$F'(\bar{r}, \tau) = \bar{r} [\phi_1'(\bar{r}, \tau) + T_C] \quad (82)$$

Solution for the outer region

Following similar steps as in the inner region, the solution is obtained as

$$\bar{\sigma}_r(\bar{r}, \tau) = \frac{C_3 + \bar{\epsilon}_0 \nu_2}{E(1 + \nu_2)(1 - 2\nu_2)} - \frac{C_4}{E \bar{r}^2 (1 + \nu_2)} - \frac{\bar{\alpha}_2}{E \bar{r}} \left[\frac{G(\bar{r}, \tau)}{\bar{r}(1 - \nu_2)} - \frac{G'(\bar{r}, \tau)}{1 - 2\nu_2} \right] - \frac{\bar{\alpha}_2 [\bar{T}_2(\bar{r}, \tau) - 1]}{E(1 - 2\nu_2)} \quad (83)$$

$$\bar{\sigma}_\theta(\bar{r}, \tau) = \frac{C_3 + \bar{\epsilon}_0 \nu_2}{E(1 + \nu_2)(1 - 2\nu_2)} + \frac{C_4}{E \bar{r}^2 (1 + \nu_2)} + \frac{\bar{\alpha}_2}{E \bar{r}} \left[\frac{G(\bar{r}, \tau)}{\bar{r}(1 - \nu_2)} + \frac{\nu_2 G'(\bar{r}, \tau)}{(1 - \nu_2)(1 - 2\nu_2)} \right] - \frac{\bar{\alpha}_2 [\bar{T}_2(\bar{r}, \tau) - 1]}{E(1 - 2\nu_2)} \quad (84)$$

$$\bar{\sigma}_z(\bar{r}, \tau) = \frac{2C_3 \nu_2 + \bar{\epsilon}_0 (1 - \nu_2)}{E(1 + \nu_2)(1 - 2\nu_2)} + \frac{\bar{\alpha}_2 \nu_2 G'(\bar{r}, \tau)}{E \bar{r} (1 - \nu_2)(1 - 2\nu_2)} - \frac{\bar{\alpha}_2 [\bar{T}_2(\bar{r}, \tau) - 1]}{E(1 - 2\nu_2)} \quad (85)$$

where C_3 and C_4 are the arbitrary integration constants and

$$G(\bar{r}, \tau) = \int_{\bar{a}}^{\bar{r}} \xi \bar{T}_2(\xi, \tau) d\xi = \sqrt{\alpha_{T2}} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{\lambda_n} e^{-\lambda_n^2 \tau} \left\{ B_{1n} \left[\bar{r} J_1 \left(\frac{\lambda_n \bar{r}}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) - \bar{a} J_1 \left(\frac{\lambda_n \bar{a}}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) \right] + B_{2n} \left[\bar{r} Y_1 \left(\frac{\lambda_n \bar{r}}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) - \bar{a} Y_1 \left(\frac{\lambda_n \bar{a}}{\sqrt{\alpha_{T2}}} \right) \right] \right\} \quad (86)$$

Note that the term $\bar{r}^2 T_C / 2$ accompanies the right hand side of this equation if $T_2 = \phi_2 + T_C$. The derivatives of $G(\bar{r}, \tau)$ are

$$G'(\bar{r}, \tau) = \bar{r} \bar{T}_2'(\bar{r}, \tau) \quad (87)$$

or

$$G'(\bar{r}, \tau) = \bar{r} [\phi_2'(\bar{r}, \tau) + T_C] \quad (88)$$

Evaluation of integration constants

Plane Strain In case of plane strain $\bar{\epsilon}_0 = 0$ and the remaining constants C_1 , C_3 and C_4 are evaluated from

$$\begin{aligned} \bar{u}^I(\bar{a}, \tau) &= \bar{u}^{II}(\bar{a}, \tau) \\ \bar{\sigma}_r^I(\bar{a}, \tau) &= \bar{\sigma}_r^{II}(\bar{a}, \tau) \\ \bar{\sigma}_r^{II}(1, \tau) &= 0 \end{aligned} \quad (89)$$

in which the superscripts *I* and *II* refer to inner and outer regions, respectively. Analytical expressions for the unknowns are determined by the comprehensive use of Mathematica. Since these expressions are overlong, it was not possible to include them here.

Generalized Plane Strain In this case $\bar{\varepsilon}_0 = \text{constant}$, and the unknowns are C_1 , C_3 , C_4 and $\bar{\varepsilon}_0$. The three equations in the group by Eq. (89) are still valid and the additional equation is

$$\int_0^{\bar{a}} \bar{\sigma}_z^I(\bar{r}, \tau) \bar{r} d\bar{r} + \int_{\bar{a}}^1 \bar{\sigma}_z^{II}(\bar{r}, \tau) \bar{r} d\bar{r} = 0 \quad (90)$$

Again, lengthy analytical expressions for the unknowns are determined by Mathematica.

Radially Constrained If the surface of the cylinder is mounted between rigid walls then the problem is a plane strain problem as well, i.e. $\bar{\varepsilon}_z = 0$ and the conditions are

$$\bar{u}^I(\bar{a}, \tau) = \bar{u}^{II}(\bar{a}, \tau)$$

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_r^I(\bar{a}, \tau) &= \bar{\sigma}_r^{II}(\bar{a}, \tau) \\ \bar{u}^{II}(1, \tau) &= 0 \end{aligned} \quad (91)$$

The three unknowns C_1 , C_3 and C_4 are then evaluated analytically by the use of these equations. It should be noted that for the radially constrained case the cylinder is also assumed to be axially constrained so that the plane strain condition relative to $r - \theta$ plane exists.

PRESENTATION OF RESULTS

In the calculations, physical properties of two different engineering materials namely Aluminum (AL) and Brass (BR) are used. Numerical values of the properties of these materials are listed in Table 1. Dimensionless variables used in the calculations and in the presentation of the results are calculated by the use of the data given in Table 1.

Table 1. Physical properties of the materials used.

Physical Property	Symbol	Unit	Aluminum (AL)	Brass (BR)
Thermal diffusivity	α_T	m^2/s	9.5×10^{-5}	3.4×10^{-5}
Thermal conductivity	k	$\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{K})$	230	110
Modulus of elasticity	E	GPa	70	105
Poisson's ratio	ν	-	0.35	0.35
Coeff. of thermal expansion	α	$1/^\circ\text{C}$	23.0×10^{-6}	20.9×10^{-6}
Uniaxial yield stress	σ_0	MPa	100	410

Plane Strain Calculations

In these calculations $T_0 = 60^\circ\text{C}$, $h = 100 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{K})$ and $\bar{a} = 0.6$ are used. Cooling of AL-BR and BR-AL cylinders from early times to steady state is plotted in Figs. 2(a) and 2(b), respectively. As seen in these figures the interface and boundary conditions are perfectly satisfied. While AL-BR

cylinder reaches steady state at $\tau = 20.7$, BR-AL does at $\tau = 5.9$. There are two reasons for this difference. First one is that since the dimensionless time is determined from $\tau = \alpha_{T1} t / b$, the magnitude of α_{T1} affects calculation of τ , secondly the thermal conductivity of aluminum is twice as much as that of brass. Hence, if aluminum is in the outer layer cooling takes place more rapidly.

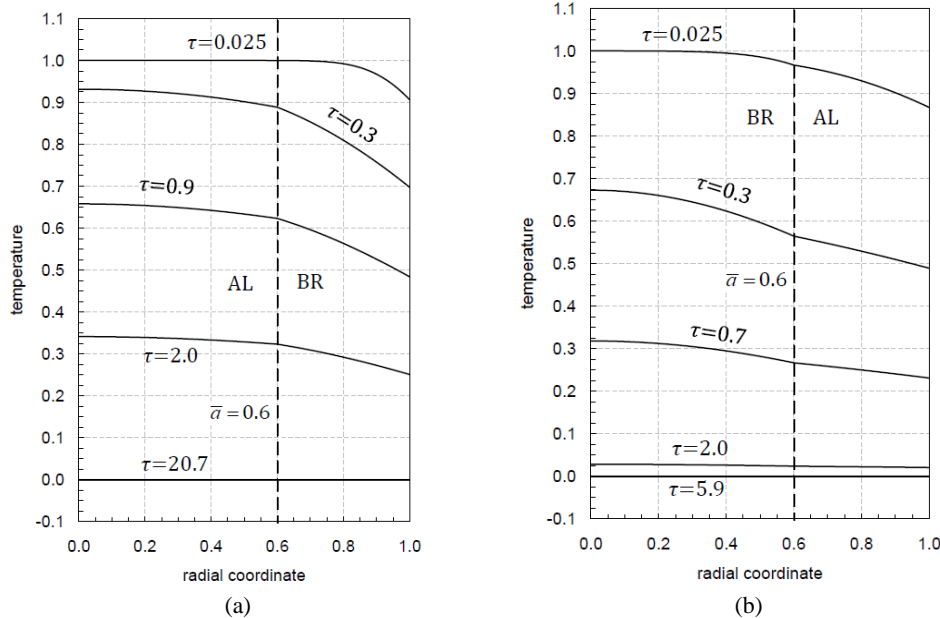


Figure 2. Distributions of temperature for the (a) AL-BR (Aluminum-Brass), and (b) BR-AL (Brass-Aluminum) two-layer cylinders at various time instants for $\bar{a} = 0.6$ and $T_0 = 60^\circ\text{C}$.

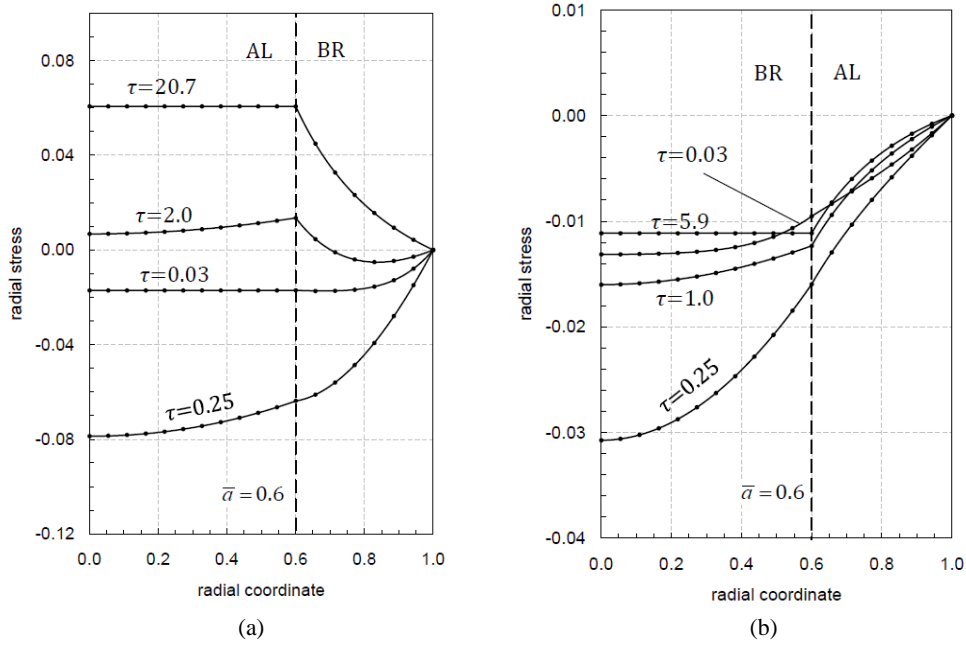


Figure 3. Comparison of the variation of radial stress distributions for the (a) AL-BR (Aluminum-Brass), and (b) BR-AL (Brass-Aluminum) two-layer cylinders for plane strain and generalized plane strain cases at various time instants for $\bar{a} = 0.6$ and $T_0 = 60^0 C$. The solid lines belong to plane strain case and dots to generalized plane strain.

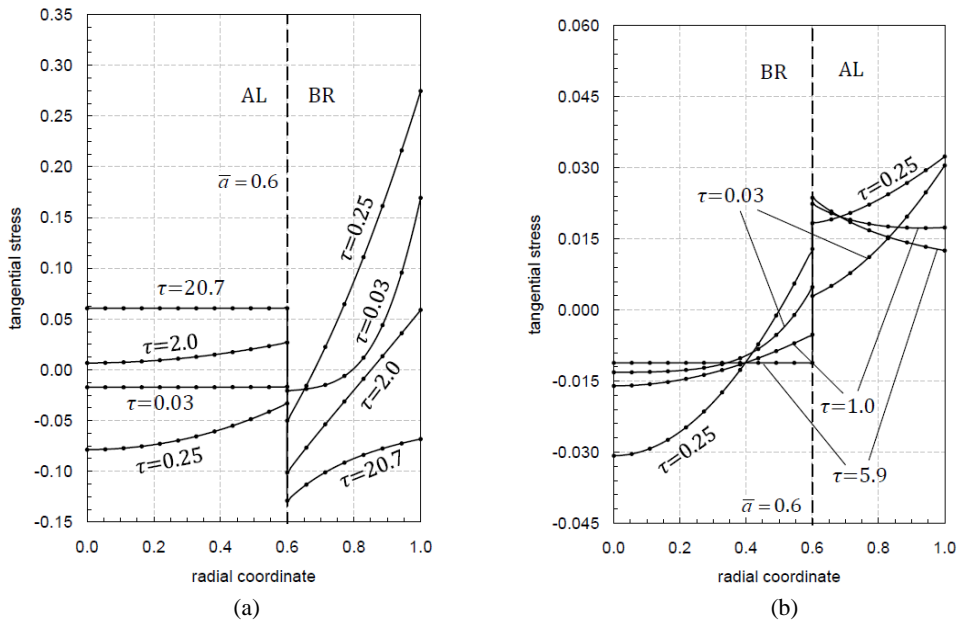


Figure 4. Comparison of the variation of tangential stress distributions for the (a) AL-BR (Aluminum-Brass), and (b) BR-AL (Brass-Aluminum) two-layer cylinders for plane strain and generalized plane strain cases at various time instants for $\bar{a} = 0.6$ and $T_0 = 60^0 C$. The solid lines belong to plane strain case and dots to generalized plane strain.

The distributions of stress and displacement corresponding to temperature profiles in Figs. 2(a) and 2(b) are presented in Figs. 3 - 6. The details of these calculations are provided in Tables 2-5.

Table 2. Unknowns calculated for AL-BR (Aluminum-Brass) generalized plane strain two-layer cylinder for $\bar{a} = 0.6$.

τ	C_1	C_3	C_4	$\bar{\epsilon}_0$
0.025	-0.100365×10^1	-0.910570	0.327618	-0.152034×10^{-1}
0.03	-0.100375×10^1	-0.910380	0.327500	-0.181297×10^{-1}
0.25	-0.100293×10^1	-0.904712	0.301985	-0.131116
2.0	-0.977868	-0.887678	0.874624×10^{-1}	-0.630918
20.7	-0.963887	-0.878593	-0.307041×10^{-1}	-0.901851

Table 3. Unknowns calculated for BR-AL (Brass-Aluminum) generalized plane strain two-layer cylinder for $\bar{a} = 0.6$.

τ	C_1	C_3	C_4	$\bar{\epsilon}_0$
0.025	-0.332142	-0.366973	0.131371	-0.166232×10^{-1}
0.03	-0.331933	-0.366926	0.130863	-0.197670×10^{-1}
0.25	-0.327211	-0.363207	0.943917×10^{-1}	-0.128406
0.3	-0.326519	-0.362455	0.871070×10^{-1}	-0.147228
1.0	-0.321412	-0.356844	0.327206×10^{-1}	-0.287133
5.9	-0.319532	-0.354777	0.126901×10^{-1}	-0.338643

Table 4. Unknowns calculated for the AL-BR (Aluminum-Brass) plane strain two-layer cylinder for $\bar{a} = 0.6$.

τ	C_1	C_3	C_4
0.025	-0.582071×10^{-2}	-0.456173×10^1	0.327618
0.03	-0.693840×10^{-2}	-0.456190×10^1	0.327500
0.25	-0.916629×10^{-1}	-0.428145×10^1	0.301985
2.0	-0.856437	-0.228657×10^1	-0.874624×10^{-1}
20.7	-0.127953×10^1	-0.119426×10^1	-0.307041×10^{-1}

The comparison of radial stress distributions in plane strain and in generalized plane strain calculations as time increases are plotted in Figs. 3(a) and 3(b). In these figures dots belong to the results of generalized plane strain calculations and solid lines to plane strain

calculations. With low magnitudes, the results of these calculations are identical. The same situation is observed for tangential stress as well. The results of plane strain (solid lines) and generalized plane strain (dots) are presented in Figs. 4(a) and 4(b). The difference between axial stress distributions is obvious and can be visualized in Figs. 5(a) and 5(b). In these figures solid lines belong to the results of plane strain calculations and dashed lines to generalized plane strain. It is observed that sharp gradients dominate generalized plane strain calculations. The distributions of radial displacement for both calculations are plotted in Figs. 6(a) and 6(b). In these figures solid lines show the distributions for the plane strain case in which $\epsilon_z = 0$.

Table 5. Unknowns calculated for the BR-AL (Brass-Aluminum) plane strain two-layer cylinder for $\bar{a} = 0.6$.

τ	C_1	C_3	C_4
0.025	-0.448840×10^{-2}	-0.179154×10^1	0.131371
0.03	-0.545516×10^{-2}	-0.177732×10^1	0.130863
0.25	-0.126000	-0.131818×10^1	0.943917×10^{-1}
0.3	-0.153701	-0.124240×10^1	0.871070×10^{-1}
1.0	-0.361493	-0.680260	0.327206×10^{-1}
5.9	-0.438051	-0.473325	0.126901×10^{-1}

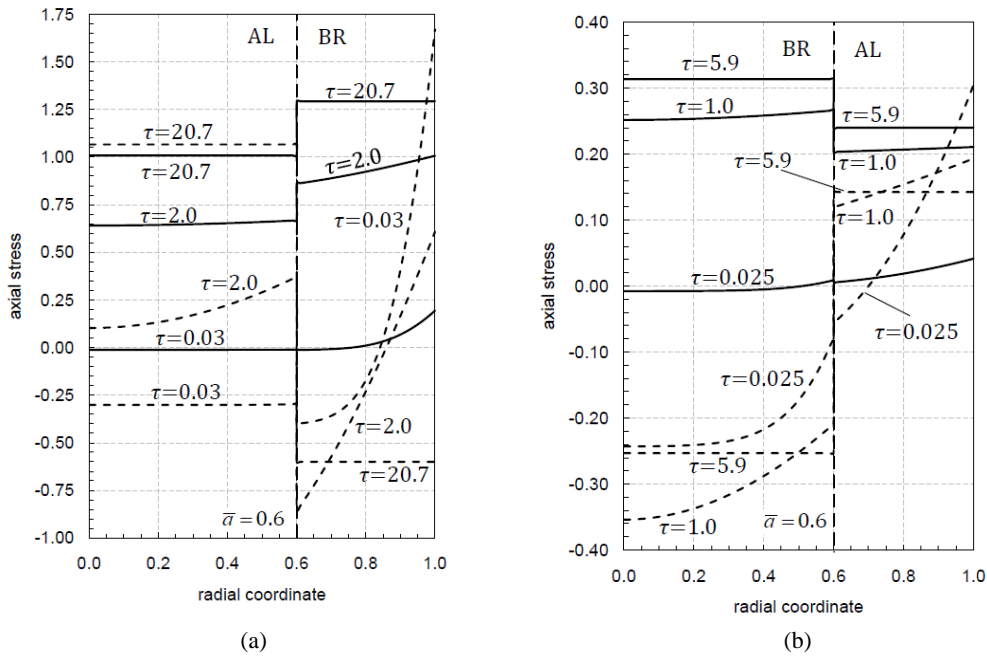


Figure 5. Comparison of the variation of axial stress distributions for the (a) AL-BR (Aluminum-Brass), and (b) BR-AL (Brass-Aluminum) two-layer cylinders for plane strain and generalized plane strain cases at various time instants for $\bar{a} = 0.6$ and $T_0 = 60^{\circ}C$. The solid lines belong to plane strain case and dashed lines to generalized plane strain. The stress values for the generalized plane strain case is multiplied by 10.

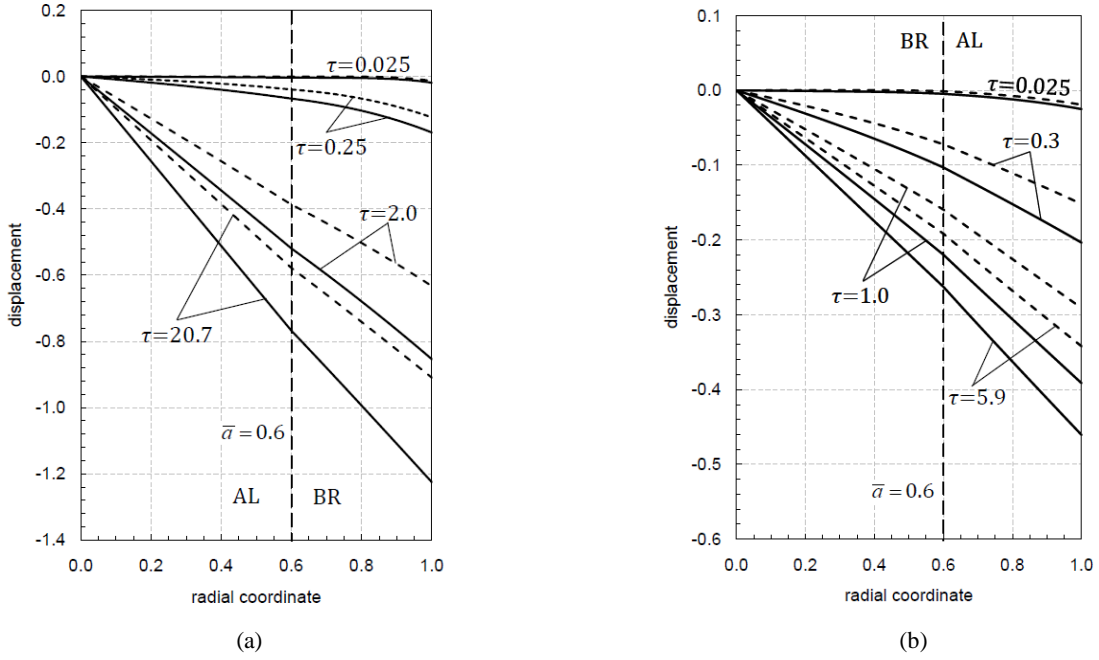


Figure 6. Comparison of the distributions of radial displacement for the (a) AL-BR (Aluminum-Brass), and (b) BR-AL (Brass-Aluminum) two-layer cylinders for plane strain and generalized plane strain cases at various time instants for $\bar{a} = 0.6$ and $T_0 = 60^0 C$. The solid lines belong to plane strain case and dashed lines to generalized plane strain.

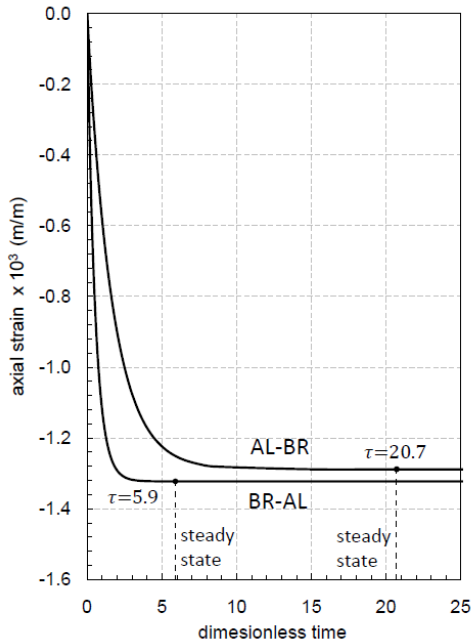


Figure 7. Variation of axial strain ($\epsilon_0 = \bar{\epsilon}_0 \sigma_{01} / E_1$) with time for AL-BR (Aluminum-Brass) and BR-AL (Brass-Aluminum) two-layer cylinders for generalized plane strain case ($\bar{a} = 0.6$ and $T_0 = 60^0 C$).

As seen in Figs. 6(a) and 6(b) when $\epsilon_z = 0$ the contraction in volume is realized by contraction in the radial dimension only. However, in generalized plane strain case the cylinder contracts in both axial and radial dimensions. This situation is also illustrated in Fig. 7, on

which the decrease in the axial dimension with time is plotted.

To check if the cylinder is deforming plastically with the calculated stresses, von Mises yield criterion is used. The von Mises stress, $\bar{\sigma}_{vM}$, is determined at any radial location using slightly different expressions for the inner and outer regions. For the inner region it is determined from

$$\bar{\sigma}_{vM} = \sqrt{\frac{1}{2} \left[(\bar{\sigma}_r - \bar{\sigma}_\theta)^2 + (\bar{\sigma}_r - \bar{\sigma}_z)^2 + (\bar{\sigma}_\theta - \bar{\sigma}_z)^2 \right]} \quad (92)$$

while for the outer layer

$$\bar{\sigma}_{vM} = \left(\frac{\sigma_{01}}{\sigma_{02}} \right) \sqrt{\frac{1}{2} \left[(\bar{\sigma}_r - \bar{\sigma}_\theta)^2 + (\bar{\sigma}_r - \bar{\sigma}_z)^2 + (\bar{\sigma}_\theta - \bar{\sigma}_z)^2 \right]} \quad (93)$$

where σ_{02} stands for the uniaxial yield stress of the material in this layer. Note that the cylinder becomes plastic at locations where $\bar{\sigma}_{vM} \geq 1$. The variations of $\bar{\sigma}_{vM}$ in the AL-BR and BR-AL cylinders at various time instants for both end conditions are calculated and plotted in Figs. 8(a), 8(b), 9(a) and 9(b). As seen in these figures, for both end conditions the stress states are elastic. In addition, larger magnitudes of von Mises stress are calculated in plane stress case for both cylinders.

Next, the results of the calculations for radially constrained plane strain two-layer cylinders are presented. Here the values $T_0 = 60^0 C$, $T_C = 12^0 C$ and

$\bar{a} = 0.5$ are used. Temperature distribution vs. time history of AL-BR cylinder is plotted in Fig. 10(a). As seen in this figure, $\bar{T}(\bar{r}) = T_C / T_0 = 0.2$ throughout in the cylinder when the steady state condition is reached at

$\tau = 4.93$. To determine the corresponding stresses in the cylinder integration constants are determined and tabulated in Table 6.

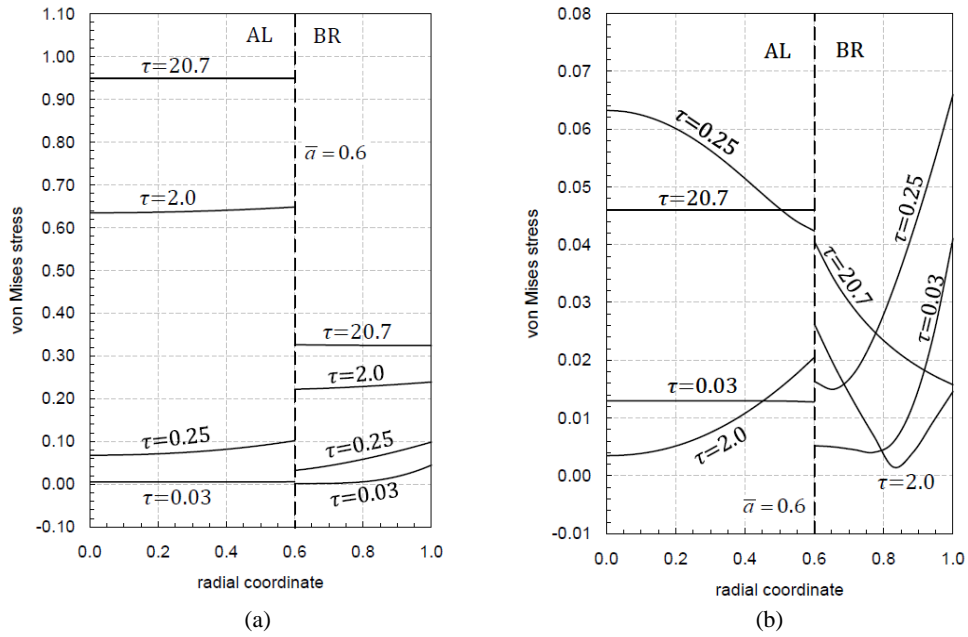


Figure 8. Distributions of von Mises stress for the AL-BR (Aluminum-Brass) two-layer cylinders for (a) plane strain, and (b) generalized plane strain cases at various time instants for $\bar{a} = 0.6$ and $T_0 = 60^0C$.

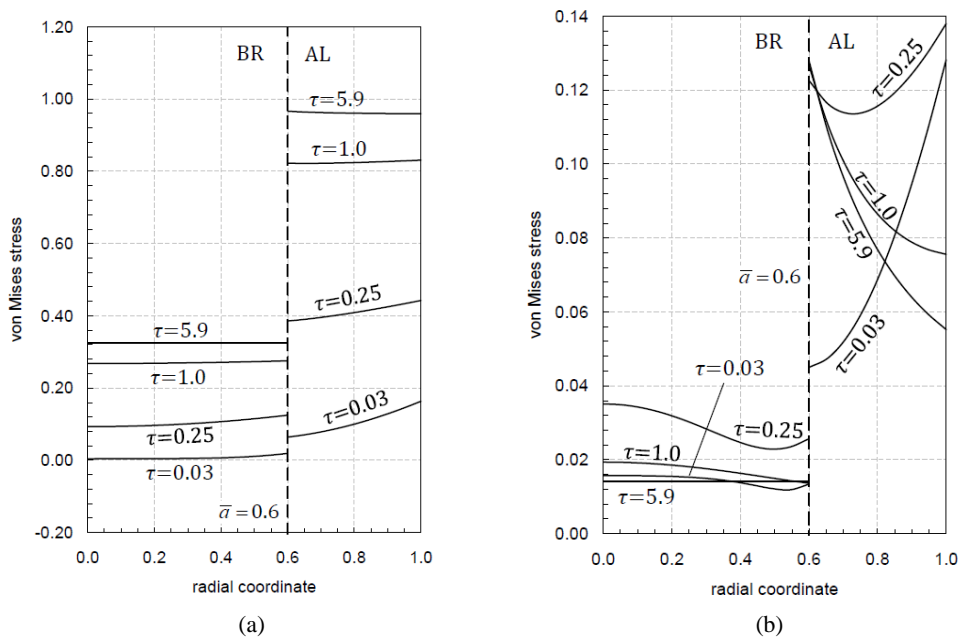


Figure 9. Distributions of von Mises stress for the BR-AL (Brass-Aluminum) two-layer cylinders for (a) plane strain, and (b) generalized plane strain cases at various time instants for $\bar{a} = 0.6$, $T_0 = 60^0C$.

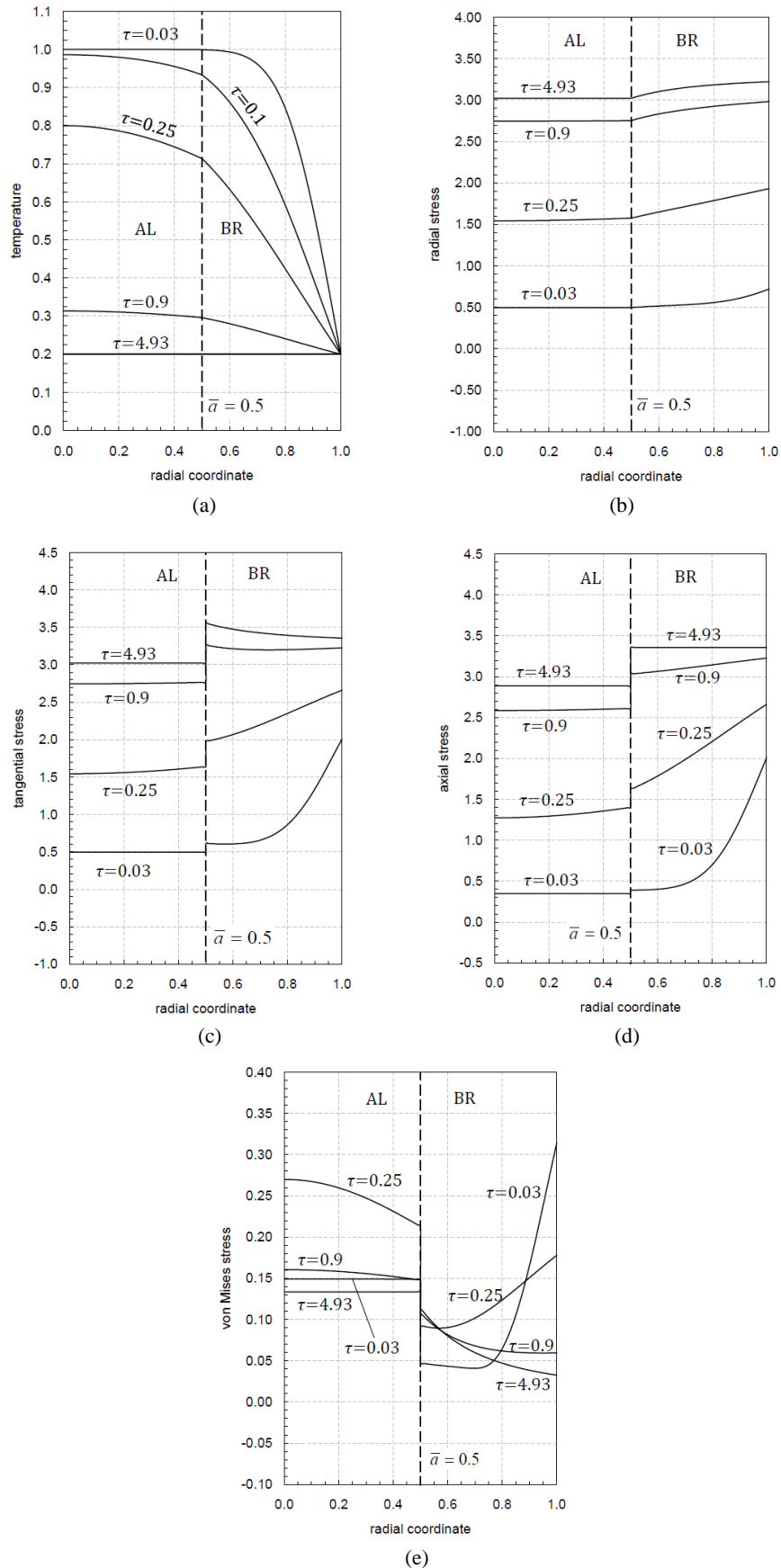


Figure 10. Distributions of (a) temperature, (b) radial stress, (c) tangential stress, (d) axial stress, and (e) von Mises stress for the AL-BR (Aluminum-Brass) axially and radially constrained two-layer cylinders (plane strain case) at various time instants for $\bar{a} = 0.5$, $T_0 = 60^{\circ}C$, $T_C = 12^{\circ}C$.

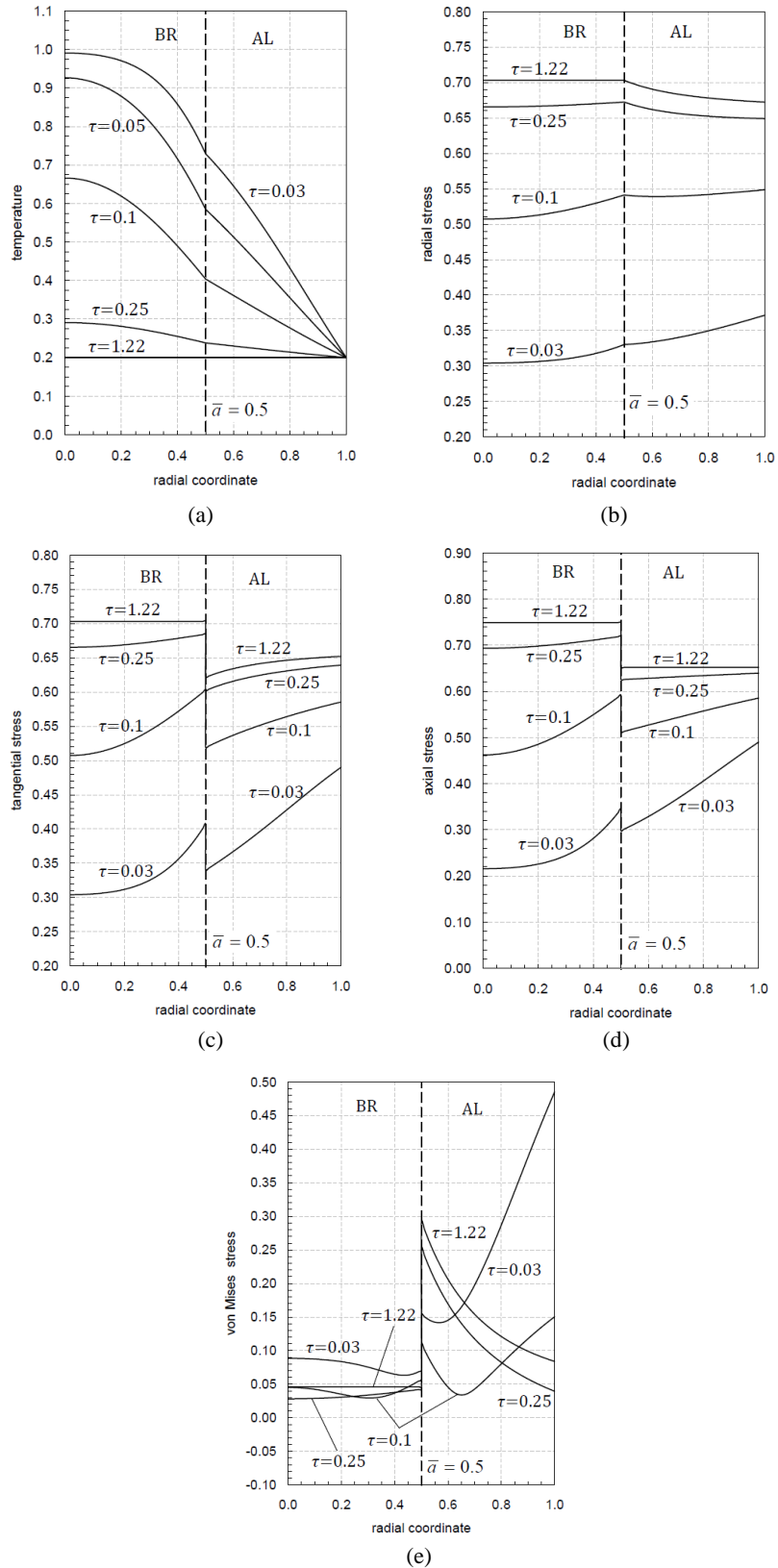


Figure 11. Distributions of (a) temperature, (b) radial stress, (c) tangential stress, (d) axial stress, and (e) von Mises stress for the BR-AL (Brass-Aluminum) axially and radially constrained two-layer cylinders (plane strain case) at various time instants for $\bar{a} = 0.5$, $T_0 = 60^{\circ}C$, $T_C = 12^{\circ}C$.

Table 6. Unknowns calculated for AL-BR (Aluminum-Brass) radially constrained plane strain cylinder for $\bar{a} = 0.5$.

τ	C_1	C_3	C_4
0.03	-0.801893	-0.761918	0.240756
0.1	-0.644804	-0.648036	0.242042
0.25	-0.438352	-0.510367	0.207737
0.9	-0.979417×10^{-1}	-0.292115	0.124936
4.93	-0.202731×10^{-1}	-0.242434	0.105699

Distributions of radial, tangential and axial stresses are plotted in Figs. 10(b), (c) and (d). The constraint in the radial direction gives rise to large magnitudes of the stresses. To check if the cylinder is deforming plastically with these large magnitudes of the stresses, the variations of $\bar{\sigma}_{vM}$ in the cylinder as time passes are calculated and plotted in Fig. 10(e). As seen in this figure, although the stresses have large magnitudes, the corresponding stress state is far away from plasticization.

Similar calculations are performed for Brass-Aluminum (BR-AL) radially constrained plane strain cylinder. The temperature profiles from early times to steady state are plotted in Fig. 11(a). BR-AL cylinder comes to steady state at $\tau = 1.22$. Integration constants for this cylinder are calculated and tabulated in Table 7.

Table 7. Unknowns calculated for BR-AL (Brass-Aluminum) radially constrained plane strain cylinder for $\bar{a} = 0.5$.

τ	C_1	C_3	C_4
0.03	-0.211227	-0.193295	0.693263×10^{-1}
0.05	-0.189389	-0.158316	0.557702×10^{-1}
0.1	-0.161368	-0.110541	0.313801×10^{-1}
0.25	-0.134912	-0.636878×10^{-1}	0.413571×10^{-2}
1.22	-0.128746	-0.527198×10^{-1}	-0.233146×10^{-2}

Figs. 11(b) - 11(e) display the distributions of radial, tangential, axial and von Mises stresses, respectively. As seen in Fig. 11(e), again, the stress state is purely elastic.

CONCLUDING REMARKS

Using physical properties of Aluminum and Brass, plane strain, generalized plane strain, radially constrained plane strain thermoelastic analyses of the cooling of a two-layer cylinder are performed using the uncoupled theory of elasticity. The cylinder consists of two layers that are in perfect contact. In plane strain and generalized plane strain calculations it is supposed that the hot assembly loses energy from its surface to the zero ambient by convection. In these calculations, it is observed that while radial and circumferential stresses are very small in magnitude and are identical, the axial stress is the largest one among the principle stresses. Axial stress profiles in plane strain and in generalized plane strain differ to some extent with sharper gradients in the state of generalized plane strain. On the other hand, for both end conditions it is observed that the stress states

from early times to steady state are elastic when the von Mises criterion is considered.

In the solutions with radially constrained boundary condition, the cylinder is assumed to be mounted between rigid walls. Cooling of the cylinder takes place as it touches cooler surface of the rigid casing. In this case the decrease in length is not possible and the problem becomes a plane strain one at the same time. Radially constrained boundaries give rise to stresses with large magnitudes but it is shown by the use of von Mises yield condition that the resulting stress state is far away from plasticization.

REFERENCES

- Boley B. A. and Weiner, J. H., 1960, *Theory of Thermal Stresses*, Wiley, New York.
- Carslaw H. S. and Jaeger J. C., 1959, *Conduction of Heat in Solids* (Sec. Ed.), Oxford University Press, Oxford.
- Eraslan A. N. and Apatay T., 2015, Thermoelastic Stresses in a Rod Subjected to Periodic Boundary Condition: An Analytical Treatment, *J. Multidisciplinary Eng. Sci. Tech.*, 2, 2438-2444.
- Eraslan A. N. and Apatay T., 2016, Analytical Solution to Thermal Loading and Unloading of a Cylinder Subjected to Periodic Surface Heating, *J. Thermal Stresses*, 39, 928-941.
- Eraslan A. N. and Apatay T., 2017, Thermal Loading and Unloading of a Solid Cylinder Subjected to Periodic Internal Energy Cycling, *ZAMM*, 97, 340-357.
- Hahn W. D. and Özışık M. N., 2012, *Heat Conduction*, John Wiley & Sons, New Jersey.
- Hetnarski B. H. and Eslami M. R., 2009, *Thermal Stresses-Advanced Theory and Applications*, Springer, Netherlands.
- Ishikawa H., 1978, A Thermoelastoplastic Solution for a Circular Solid Cylinder Subjected to Heating and Cooling, *J. Thermal Stresses*, 1, 211-222.
- Jane K. C. and Lee Z. Y., 1999, Thermoelastic Transient Response of an Infinitely Long Annular Multilayered Cylinder, *Mech. Res. Comm.*, 26, 709-718.
- Kandil A., El-Kady A. A. and El-Kafrawy A., 1995, Transient Thermal Stress Analysis of Thick-Walled Cylinders, *Int. J. Mech. Sci.*, 37, 721-732.
- Lee Z. Y., 2006, Generalized Coupled Transient Thermoelastic Problem of Multilayered Hollow Cylinder with Hybrid Boundary Conditions, *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 33, 518-528.

- Lee Z. -Y., Chen C. K. and Hung C. -I., 2001, Transient Thermal Stress Analysis of Multilayered Hollow Cylinder, *Acta Mechanica*, 151, 75-88.
- Lu X., Tervola P. and Viljanen M., 2006a, Transient Analytical Solution to Heat Conduction in Composite Circular Cylinder, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49, 341-348.
- Lu X., Tervola P. and Viljanen M., 2006b, Transient Analytical Solution to Heat Conduction in Multi-Dimensional Composite Cylinder Slab, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49, 1107-1114.
- Lu X. and Viljanen M., 2006, An Analytical Method to Solve Heat Conduction in Layered Spheres with Time-Dependent Boundary Conditions, *Phys. Lett. A*, 351, 274-282.
- Mashat D. S., Zenkour A. M. and Elsibai K. A., 2010, Transient Response of Multilayered Hollow Cylinder Using Various Theories of Generalized Thermoelasticity, *Natural Science*, 2, 1171-1179.
- Monte F. D., 2002, An Analytic Approach to the Unsteady Heat Conduction Processes in One-Dimensional Composite Media, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 45, 1333-1343.
- Noda N., Hetnarski R. B. and Tanigawa Y., 2003, *Thermal Stresses* (Sec. Ed.), Taylor and Francis, New York.
- Özışık M. N., 1980, *Heat Conduction*, Wiley, New York.
- Pardo E., Sarmiento G. S., Laura P. A. A. and Gutierrez R. H., 1987, Analytical Solution for Unsteady Thermal Stresses in an Infinite Cylinder Composed of Two Materials, *J. Thermal Stresses*, 10, 29-43.
- Rees D. W. A., 1990, *The Mechanics of Solids and Structures*, McGraw-Hill, London, New York.
- Singh S., Jain P. K. and Rizwan-uddin, 2008, Analytical Solution to Transient Heat Conduction in Polar Coordinates with Multiple Layers in Radial Direction, *Int. J. Therm. Sci.*, 47, 261-273.
- Sun Y. and Wichman I. S., 2004, On Transient Heat Conduction in a One-Dimensional Composite Slab, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47, 1555-1559.
- Tanigawa Y., Takeuti Y. and Ueshima K., 1984, Transient Thermal Stresses of Solid and Hollow Spheres with Spherically Isotropic Thermoelastic Properties, *Ingenieur-Archiv*, 54, 259-267.
- Thomas J. R., Singh J. P., Tawil H., Powers L. and Hasselma D. P. H., 1985, Thermal Stresses in a Long Circular Cylinder Subjected to Sudden Cooling During Transient Convection Heating, *J. Thermal Stresses*, 8, 249-260.
- Timoshenko S. and Goodier J. N., 1970, *Theory of Elasticity*, McGraw-Hill, New-York.
- Wang H. M., Ding H. J. and Chen Y. M., 2004, Thermoelastic Dynamic Solution of a Multilayered Spherically Isotropic Hollow Sphere for Spherically Symmetric Problems, *Acta Mechanica*, 173, 131-145.
- Yu-Ching Y. and Cha'o-Kuang C., 1986, Thermoelastic Transient Response of Infinitely Long Annular Cylinder Composed of Two Different Materials, *Int. J. Eng. Sci.*, 24, 569-581.



THE EFFECT OF STEFAN FLOW ON THE MODELS OF DROPLET EVAPORATION

Yigit AKKUS

ASELSAN A.Ş. Haberleşme ve Bilgi Teknolojileri Sektör Bşk., 06200 Yenimahalle, Ankara
yakkus@aselsan.com.tr, ORCID: 0000-0001-8978-3934

(Geliş Tarihi: 26.04.2020, Kabul Tarihi: 23.09.2020)

Abstract: Droplet evaporation has been widely studied in the literature due to its key role in various applications in science and industry. The problem of droplet evaporation involves various mechanisms in both liquid and vapor phases together with the interface separating them. Modeling of this multiphase problem is not straightforward thereof studied by many researchers but in every time a few different contributing mechanisms could be highlighted. One of the pieces of this puzzle is undoubtedly the Stefan flow, which is always present during the evaporation of a liquid to an insoluble surrounding gas, yet the number of studies exploring its individual contribution to the evaporation remain very restricted. In the current study, the effect of Stefan flow is assessed by employing a recent state-of-the-art model that accounts for all pertinent physics of droplet evaporation. Results reveal that Stefan flow can be responsible for 17% of total evaporation when the droplet is placed on a high temperature substrate. Moreover, it is shown that lower performance of diffusion based models (in gas phase) can be greatly enhanced by incorporating the effect of Stefan flow into the interfacial mass flux equation. In addition, performances of existing *purely diffusion* and *diffusion and Stefan flow* based correlations in the prediction of evaporation rates are elucidated. Last but not least, under varying humidity of the surrounding gas, contribution of individual transport mechanisms in gas phase to the total evaporation rate is found to be unaffected. Based on this result, it is hypothesized that contributions of Stefan flow and natural convection have a linear dependence on the contribution of sole diffusion. The current study clearly demonstrated that Stefan flow considerably enhances the evaporation rate of droplets, especially in the case of high substrate heating. Therefore, future studies on the topic should account for the Stefan flow during the modeling of droplet evaporation.

Keywords: Droplet evaporation, Stefan flow, natural convection, gas diffusion, thermocapillarity, buoyancy.

STEFAN AKIŞININ DAMLACIK BUHARLAŞMA MODELLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİ

Özet: Bilim ve endüstrideki çeşitli uygulamalarda kilit rolü olması nedeniyle damlacık buharlaşması literatürde yaygın olarak incelenmektedir. Damlacık buharlaşması problemi, sıvı ve buhar fazları ile bu fazları ayıran ara yüzeyde meydana gelen çeşitli mekanizmaları içerir. Modellenmesi kolay olmayan bu çok-fazlı problem birçok araştırmacı tarafından çalışılmıştır, ancak içerdiği mekanizmalardan sadece birkaçı ön plana çıkarılabilmektedir. Bir sıvının o sıvı içerisinde çözünmeyen gaz ortamına buharlaşması sırasında her zaman ortaya çıkan Stefan akışı, bulmacanın parçalarından biridir. Ancak Stefan akışının buharlaşmaya olan katkısını araştıran çalışmaların sayısı oldukça sınırlıdır. Bu çalışmada, Stefan akışının etkisi, tüm ilgili fiziksel mekanizmaları içeren yenilikçi bir model kullanılarak ölçülmüştür. Damlacık yüksek sıcaklıkta bir katı yüzey üzerine yerleştirildiğinde Stefan akışının toplam buharlaşmanın %17'sinden sorumlu olabileceği bu çalışmada gösterilmiştir. Ayrıca, Stefan akışının ara yüzey kütle akışı denkleminde dâhil edilmesiyle difüzyon temelli modellerin (gaz fazındaki) düşük performansının büyük ölçüde artırılabilirliği gösterilmiştir. Ayrıca bu çalışmada, sadece difüzyon ile difüzyon ve Stefan akışına dayalı mevcut ilişkililerin buharlaşma oranlarını bulma performansları tartışılmıştır. Son olarak, gaz ortamının değişen nem oranları altında, gaz fazındaki münferit taşıma mekanizmalarının toplam buharlaşma hızına olan katkılarında bir değişiklik olmadığı bulunmuştur. Bu sonuca dayanarak, Stefan akışı ve doğal konveksiyonun katkılarının, sadece difüzyonun katkısına doğrusal bir bağımlılığı olduğu düşünülmüştür. Bu çalışma, Stefan akışının, bilhassa ısıtılmış katı yüzeyler üzerinde duran damlacıkların buharlaşma hızlarını kayda değer şekilde artırdığını göstermiştir. Bu yüzden, bundan sonra yapılacak ilgili damlacık buharlaşması modelleme çalışmaları Stefan akışını da içermelidir.

Anahtar Kelimeler: Damlacık buharlaşması, Stefan akışı, doğal taşınım, gaz difüzyonu, sıcaklığa bağlı değişen kılcallık, kaldırma.

NOMENCLATURE

Symbols

B_M Spalding mass number
 c_p specific heat capacity [J/kg·K]
 c molar concentration [mol/m³]

D binary diffusion coefficient [m²/s]
 g gravitational acceleration [m/s²]
 h_{fg} latent heat of evaporation [J/kg]
 k thermal conductivity [W/m·K]
 \dot{m}''_{ev} evaporative mass flux [kg/m²·s]
 M molar mass [kg/mol]

n	unit vector in normal direction
p	pressure [Pa]
R	droplet radius [m]
t	unit vector in tangential direction
T	temperature [°C]
u	velocity vector [m/s]
Y	mass fraction

Greek Symbols

γ	surface tension [N/m]
ε	emissivity
θ	contact angle [rad]
ρ	density [kg/m ³]
σ	Stefan-Boltzmann constant [W/m ² ·K ⁴]
$\bar{\tau}$	stress tensor [Pa]
ϕ	relative humidity

Subscripts

a	air
g	gas
l	liquid
s	droplet surface
surr	surroundings
v	vapor
w	wall
∞	far field

INTRODUCTION

Droplet evaporation is at the center of numerous natural phenomena, scientific processes, and industrial applications including DNA mapping, inkjet printing, and surface coating (Smalyukh *et al.*, 2006; Lim *et al.*, 2009; Wu *et al.*, 2014). In recent years, the interest of thermal scientists in the droplet evaporation has increased because of its potential utilization in electronic cooling applications (Won *et al.*, 2015; Shuai *et al.*, 2018). Evaporating droplets are promising tools in heat removal due to high latent heat of vaporization emerging during phase change. Their utilization in a cooling application can be in different ways. Spray cooling, for instance, uses drying fine droplets, which are continuously generated through a nozzle and thrown to the hot substrate (Kim, 2007). Alternatively, continuously fed constant shape droplets are suggested as an effective cooling solution (Kokalj *et al.*, 2010).

Droplet evaporation is a multi-phase problem combining liquid droplet domain with surrounding gas domain. While the liquid domain consists of a single pure substance, gas domain is the mixture of air and the vapor of the liquid. Therefore, in addition to mass, momentum, and energy balance equations, species transport equation should be considered in the gas domain during the solution. Boundary conditions at the natural boundaries of the problem domain can be easily determined. However, boundary conditions at the droplet surface (*i.e.* at the interface between liquid and gas domains) requires additional attention due to the inherent complexities of coupling of condensed and rarefied phases. Hence, the modeling of droplet evaporation is not straightforward

and is computationally costly. To mitigate the computational challenges, various assumptions have been applied in the modeling of droplet evaporation such as omission of convective transport in liquid and/or gas phases, neglecting Marangoni (thermocapillary) effect and applying Boussinesq approximation to model buoyant flows. Although these simplifications facilitate obtaining a converged solution, they inevitably result in certain errors, the extent of which should be questioned in detail.

Although it was rarely considered in early studies (Duh and Yang, 1989; Lozinski and Matalon, 1993), convective transport inside the droplet is always present and two simultaneous effects trigger it: buoyancy and thermocapillarity. Although the observation of thermocapillary flow in water droplet is controversial in the literature (Ward and Duan, 2004; Xu and Luo, 2007), thermocapillary flow always exists based on the thermophysical properties of pure water as long as there is a temperature gradient at the liquid-vapor interface. Moreover, it was reported that when these both effects are present, thermocapillary flow dictates the internal flow field by dominating the buoyant liquid flow (Bouchenna *et al.*, 2017).

In gas domain, convective transport accompanies the mass diffusion. However, early studies generally followed the semi-empirical correlation of Hu and Larson (2002) as a function of contact angle based on the well-known studies of Deegan *et al.* (1997, 2000). Likewise, many studies considered only the heat and mass diffusion in the gas phase (Girard *et al.*, 2006; Xu *et al.*, 2009). Omission of convection was demonstrated to considerably lower the evaporation rates by the experiments (Kelly-Zion *et al.*, 2011; Carle *et al.*, 2013; Carle *et al.*, 2016). Yet the role of convection has been neglected in almost all numerical studies except a few (Saada *et al.*, 2010; Chen *et al.*, 2017; Pan *et al.*, 2020). It should be noted that natural convection in gas phase becomes stronger with increasing substrate temperatures. Therefore, inclusion of gas flow is critical in the modeling of droplets utilized in the thermal management of high heat flux dissipating electronic components.

Another common assumption in droplet evaporation modeling is the omission of Stefan flow. Except several recent studies (Semenov *et al.*, 2013; Carle *et al.*, 2016; Chen *et al.*, 2017; Pan *et al.*, 2020), evaporation models have neglected the effect of Stefan flow. However, Stefan flow is always present during the evaporation of a liquid to a different surrounding gas, which is insoluble in the liquid. Mechanism of Stefan flow can be understood better by referring to Figure 1. Vapor molecules emitted from the droplet surface diffuse into the air, which is called as vapor diffusion as seen in Figure 1b. Likewise, air molecules diffuse towards to the droplet surface due to the concentration gradient, which is called air diffusion as seen in Figure 1b. However, concentration of air at the droplet surface must vanish since the air is not soluble in the liquid. Therefore, a counter mechanism is necessary to oppose the mass transfer of air towards the interface.

A bulk gas flow, then, originates near the interface and carries the air molecules away from the droplet surface in an equal rate of air diffusion (called air convection in Figure 1b). This flow is called as Stefan flow, and, in addition to the air molecules, it transports the vapor from the interface (called as vapor convection in Figure 1b) as an additional mechanism to the diffusion of vapor. Consequently, when considered in the modeling, Stefan flow results in elevated evaporation rates. Contribution of Stefan flow to the evaporation rates and its effect on the gas flow field were experimentally assessed by several recent studies (Zaitsev *et al.*, 2017; Kabov *et al.*, 2017; Misyura, 2017, 2018). Moreover, empirical model of Carle *et al.* (2016) was utilized to show the effect of Stefan flow on evaporation rates for a certain drop configuration. However, a comprehensive numerical model including all pertinent physics in drop evaporation have not been employed to reveal the explicit contribution of Stefan flow on evaporation rates yet.

Objective of this study is to demonstrate the effect of Stefan flow on droplet evaporation. A recent theoretical framework suggested by Akkus *et al.* (2020) for the modeling of steady droplet evaporation is used to model the evaporation with and without the presence of Stefan flow. In addition to a full-model incorporating all relevant physics in both liquid and gas domain, a model that omits the fluid flow in gas domain (*i.e.* diffusion based model in gas domain) is also applied to assess the effect of Stefan flow on widely used diffusion based models. Moreover, simulations results are compared with the predictions of two well-known correlations: diffusion based correlation of Hu and Larson (2002) and Spalding model (Sazhin, 2005; Carle *et al.*, 2016) accounting for both diffusion and Stefan flow. To the best of author's knowledge, this is the first study assessing the contribution of Stefan flow to the evaporation utilizing a numerical model with temperature dependent thermophysical properties accounting for buoyancy and Marangoni convection in liquid phase together with diffusive and convective transport in gas phase.

THEORETICAL MODELING

In the case of steadily fed droplets, a steady state solution of the governing equations is sought since the geometries of liquid and gas domains do not change with time. A similar approach is also applied for drying droplets due to the fact that the time scale of droplet deformation is significantly longer than mass, momentum or energy transport time scales (Carle *et al.*, 2016; Pan *et al.*, 2020). Consequently, a quasi-steady state solution is applicable for the instantaneous geometry of the droplet and corresponding environment conditions. Almost all of the modeling attempts in previous studies were using the quasi-steady state assumption.

In the present study, steady evaporation from a hemispherical, continuously fed water droplet placed on a heated wall is considered. Surrounding air volume is chosen as much larger than the volume of the droplet to prevent artificial boundary effects. Due to the symmetry, 2-D axisymmetric model is utilized. Figure 2 shows the problem domain together with the boundary conditions. At the far field boundaries, temperature, pressure, and concentration values are set to their ambient values. Symmetry conditions are applied at the droplet axis. Assuming highly conductive substrate material, constant wall temperature is assigned to the substrate surface. Moreover, no slip and no vapor penetration conditions are applied at the substrate surface.

Governing equations are solved in both phases, separately. Conservation equations for mass, linear momentum, and energy are considered in both phases, while species conservation equation for vapor transport is additionally considered in the gas phase. Due to the continuous feeding assumption, droplet shape is preserved during the evaporation, which renders the problem steady state. Steady forms of the governing equations are summarized below:

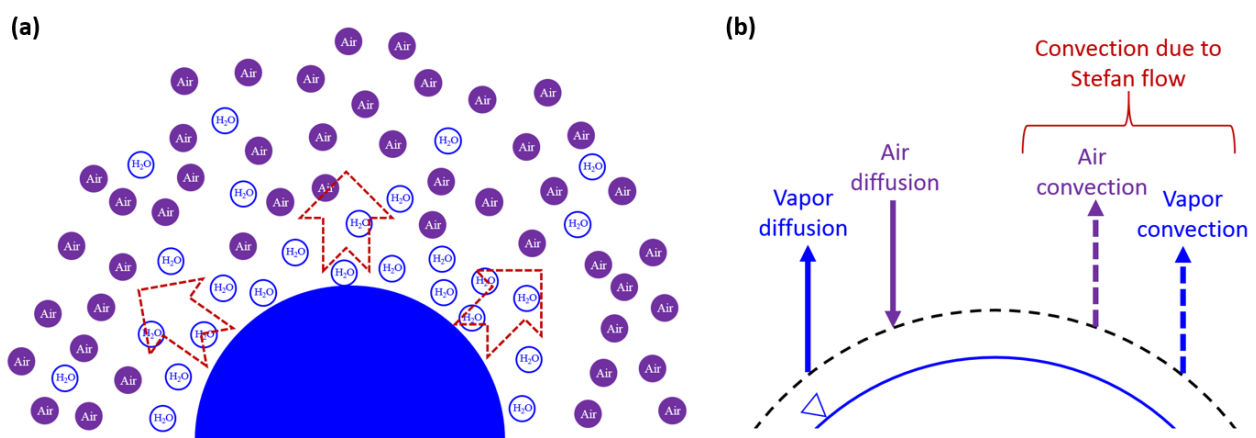


Figure 1. (a) Typical distribution of vapor and air during droplet evaporation. Red arrows show the bulk flow of gas (Stefan flow). (b) Interfacial mass transport mechanisms during droplet evaporation in the vicinity of droplet surface.

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1a)$$

$$\rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}} + \rho \mathbf{g} \quad (1b)$$

$$\rho c_p \mathbf{u} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (k \nabla T) + \bar{\boldsymbol{\tau}} : \nabla \mathbf{u} \quad (1c)$$

$$\mathbf{u} \cdot \nabla c_v = \nabla \cdot (D \nabla c_v) \quad (1d)$$

Since droplet and gas domains are solved separately, the interface between liquid and gas phases arises as an additional boundary. Energy, force, and mass balances at this interface should be carefully established. Balance equations, then, serve as boundary conditions for both domains. Energy is transferred from the droplet to the gas phase and surroundings *via* three mechanisms: evaporative heat transfer, conduction, and radiation as shown in Figure 2. Consequently, energy balance reduces to the following equation:

$$\mathbf{n} \cdot (-k_l \nabla T_l) = \dot{m}_{ev}'' h_{fg} + \mathbf{n} \cdot (-k_g \nabla T_g) + \sigma \varepsilon (T_s^4 - T_{surr}^4) \quad (2)$$

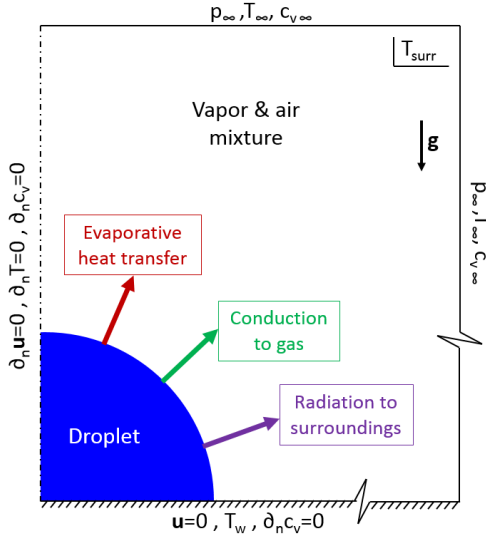


Figure 2. Problem domain and boundary conditions

Majority of interfacial heat transfer is due to the evaporation. Therefore, estimation of evaporative mass flux (\dot{m}_{ev}'') is crucial. Contrary to the common approach, diffusion of vapor in the gas phase is not the sole mechanism for the mass transfer. Stefan flow is also responsible for the transport of vapor from the interface. Therefore, evaporative mass flux should be expressed in terms of both transport mechanisms as follows:

$$\dot{m}_{ev}'' = M(-D(\nabla \cdot \mathbf{n})c_v + (\mathbf{u}_g \cdot \mathbf{n})c_v) \quad (3)$$

where \mathbf{u}_g is the velocity of the gas flow near the interface. The magnitude of normal gas velocity can be calculated by equating the *air diffusion* (see Fig. 1) towards the interface and *air convection* (see Fig. 1) from the interface as follows:

$$\mathbf{u}_g \cdot \mathbf{n} = -(D/c_a)(\nabla \cdot \mathbf{n})c_a \quad (4)$$

Equation (3) estimates the interfacial mass flux based on the gas phase near the interface. This mass flux must be

conserved across the interface. Then normal component of interfacial liquid velocity can be obtained based on the interfacial mass balance as follows:

$$\mathbf{u}_s \cdot \mathbf{n} = \dot{m}_{ev}'' / \rho \quad (5)$$

Density difference of the phases leads to a jump in normal components of the interfacial velocities. On the other hand, tangential velocities of both phases converge to the same value at the interface. This tangential velocity can be estimated based on the tangential force balance:

$$-\mathbf{n} \cdot \bar{\boldsymbol{\tau}}_l \cdot \mathbf{t} = \nabla \gamma \cdot \mathbf{t} \quad (6)$$

In Eq. (6), shear stress associated with the gas phase is omitted. This assumption is justified by a post analysis, which shows that shear of gas is substantially smaller than that of liquid.

Governing equations with the associated boundary conditions are solved using Finite Element Method based solver of COMSOL Multiphysics® software (2018). Embedded grid generator of COMSOL is utilized to create the solution mesh. Liquid-gas interface is divided to equal length arcs before meshing. Grid generation initiates on these arcs and advances towards the liquid and gas domains at a certain growth rate. The number of arcs control the resolution of the solution by determining the density of the resultant mesh at the interface. Grid independence is controlled and secured for every case studied based on the criteria of change of evaporation rate to be less than 0.1%. Coupling of two phases, *i.e.* the application of interfacial boundary conditions to both liquid and gas domains, is not straightforward. Therefore, an iterative solution approach is required to satisfy the interfacial mass, momentum and energy balances (Akkus *et al.*, 2017, 2019). Details of the iterative computational scheme together with the validation of the model were given in the study of Akkus *et al.* (2020), and, therefore, not repeated here.

PREVIOUS CORRELATIONS FOR DROPLET EVAPORATION

Droplet evaporation is commonly present in many applications. Prediction of evaporation rate is of interest in these applications. However, modeling of this complex phenomenon is costly in terms of both computational power and time. Therefore, previously reported correlations are usually utilized to estimate the evaporation rates of droplets in many fields of science and industry. Among these correlations, several influential ones are highlighted in this section.

Deegan *et al.* (1997) explained the coffee ring effect (ring-like deposit along the perimeter of drying coffee droplets) by suggesting the capillary flow (from the center of the droplet towards the edge) as the carrier of colloidal particles when the droplet dries with a pinned contact line (constant contact radius, CCR, mode). They suggested a spatial variation of the evaporation rate

intensifying near the contact line due to the thinning liquid height: $\dot{m}_{ev}'' \propto (R - r)^{-\lambda}$. Considering a diffusion limited transport in the gas phase, later, Deegan *et al.* (2000) reported a suitable approximation to the analytical solution of the problem as follows: $\dot{m}_{ev}'' \approx J_0[1 - (r/R)^2]^{-\lambda}$, where J_0 was related to vapor mass diffusion and λ was a fitting parameter accounting for the nonuniformity of the evaporation rate along the droplet interface. The relationship between J_0 and λ , and also their dependence to contact angle, θ , were not exactly defined by Deegan *et al.* In a following study, Hu and Larson (2002) provided semi-empirical correlations of $J_0(\theta)$ and $\lambda(\theta)$ as functions of contact angle based on the solution of diffusion equation in the gas phase. After integrating the interfacial mass flux along the droplet surface, Hu and Larson derived a simple correlation for the total evaporation rate from a droplet having a contact angle between 0 and $\pi/2$ as follows:

$$\dot{m}_{ev} = -\pi RD(\rho_v|_{T_w} - \rho_v|_{T_\infty})(1.3 + 0.27\theta^2) \quad (7)$$

Derivation of this correlation was dependent on certain assumptions and conditions. In the gas phase, convective transport (natural convection, Stefan flow etc.) was not accounted for. Moreover, liquid–vapor interface was assumed isothermal. Internal convection inside the liquid was also not considered. Another important aspect was that vapor density in the correlation was suggested to evaluate at substrate (wall) temperature assuming small temperature difference between droplet surface and substrate. Despite these simplifications, correlation of Hu and Larson (2002) was adopted by many subsequent studies because of its simplicity.

Convective mass transfer from droplet surface has been of interest in combustion studies. As a common tool utilized in these studies, Spalding evaporation model (Spalding, 1953) was developed based on the calculation of mass and heat balance separately in each phase at the interface. This model includes the effect of Stefan flow in addition to the diffusive mass transfer, thereby enabling the estimation of evaporation enhancement due to Stefan flow. Sazhin (2005) reported a correlation based on Spalding model assuming vapor and air diffusion coefficients equal:

$$\dot{m}_{ev} = -4\pi RD(\rho_v|_{T_\infty} + \rho_a|_{T_\infty}) \ln(1 + B_M) \quad (8a)$$

$$B_M = (Y_{v,s} + Y_{v,\infty}) / (1 - Y_{v,s}) \quad (8b)$$

$$Y_{v,s} = \left[1 + \left(\frac{p_\infty}{p_v|_{T_s}} - 1 \right) \frac{M_a}{M_v} \right]^{-1} \quad (8c)$$

During its derivation, Spalding model had also certain assumptions. Firstly, this correlation considers a full spherical droplet. Therefore, its applicability for droplets resting on a substrate with certain contact angle is questionable. Carle *et al.* (2016) speculated that this correlation's functional dependence on geometrical parameters remains the same as for pure diffusive

evaporation. However, in this study, since the geometry of the droplet considered is hemisphere, evaporation rate can be estimated by halving the rate in Eq. (8a) without further modifications to account for the effect of different contact angles. Moreover, Spalding model assumes isothermal droplet and vapor/liquid equilibrium at the interface. During the calculation of vapor pressure near the droplet in Eq. (8c), the isothermal droplet temperature is simply used. However, if the temperature distribution is available for the droplet, temperature of the surface should be considered. In this study, area-weighted average of surface temperature (T_s) is utilized to estimate (saturated) vapor pressure (p_v) near the droplet surface.

RESULTS AND DISCUSSION

Simulations are carried out for a hemispherical water droplet placed on a heated substrate surrounded by ambient air. Size of the droplet and air domains together with the properties of surrounding air are provided in Table 1. Bond number is sufficiently smaller than unity for all cases simulated confirming the spherical shape of the droplet surface. Water surface is assumed to have the emissivity value of 0.97 (Robinson and Davies, 1972). Binary diffusion coefficient of water vapor in air is calculated based on the temperature dependent correlation suggested by Bolz and Tuve (1976). The rest of the thermophysical properties are also considered temperature dependent and evaluated during the simulations utilizing the material library of COMSOL.

Table 1. Geometrical parameters and far field conditions

Droplet radius	2.5 mm
Radius of gas volume	250 mm
Height of gas volume	500 mm
Ambient temperature	30 °C
Ambient pressure	1 atm
Ambient relative humidity	0.25

Considering a solid substrate with sufficiently high thermal conductivity, temperature of the wall is assumed uniform. Substrate temperature is set to 39 °C (Case-1) and 74 °C (Case-2) matching those of a previous study (Akkus *et al.*, 2019, 2020), where it was demonstrated that the increase of substrate temperature has paramount effect on the evaporation rate and the physics of the fluids in both phases. Thermocapillary (Marangoni) flow is triggered by the variation of surface tension with changing temperature. The presence of Marangoni flow for water is contentious in the literature (Ward and Duan, 2004; Xu and Luo, 2007). Theoretically, Marangoni flow must be present in evaporating droplets with considerable surface temperature variation. However, common belief for vanishing Marangoni flow in many droplet experiments is the high attraction of water molecules to the surfactants (Savino *et al.*, 2003). Consequently,

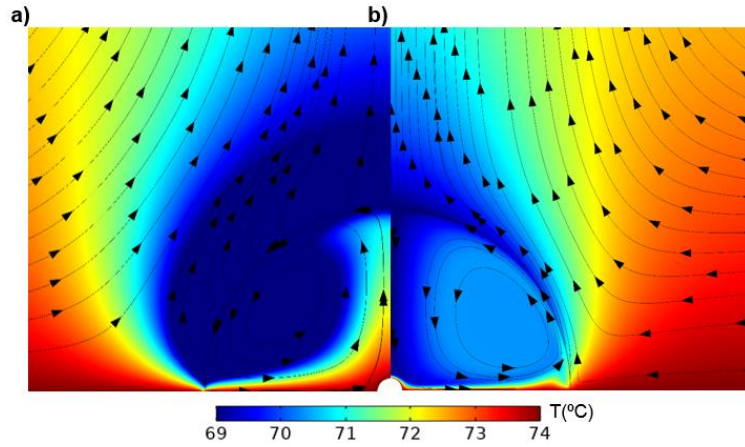


Figure 3. Temperature field and streamlines by **FM** in droplet and gas region near the droplet surface for Case-2 a) without and b) with thermocapillary flow.

Marangoni flow is not always observable and, in its absence, buoyancy drives the internal liquid flow inside the droplets (Ruiz and Black, 2002; Lu *et al.*, 2011; Bouchenna *et al.*, 2017; Akkus *et al.*, 2019). In this study, simulations are carried out with and without the presence of Marangoni flow to demonstrate the effect of Stefan flow on evaporation rates and dynamics for both cases.

First, simulations are carried out considering all relevant physics including Stefan flow. These simulations are named as full model (called **FM** hereafter). The temperature distribution inside the droplet and the gas region near the droplet is shown in Figure 3, where only the results of Case-2 are provided since temperature and flow patterns are similar in both cases. When Marangoni flow is absent, buoyant flow carries the liquid from substrate to the apex along the centerline. Liquid, then, cools due to evaporation and moves along the droplet surface towards the contact line. The resultant flow pattern forms a vortex as shown in Fig. 3a. When Marangoni (thermocapillary) flow is accounted for, flow pattern is also a vortex but in the reverse direction (see Fig. 3b). In this case, liquid is transported along the droplet surface towards the apex due to the increasing

surface tension. This thermocapillary flow is much stronger than buoyant flow and carries much more energy from the hot wall to the droplet. Consequently, temperature rise is higher in the droplet and at the droplet surface when Marangoni flow is present.

After **FM** simulations, Stefan flow is canceled by setting the normal component of the gas velocity at the interface (*i.e.* $\mathbf{u}_g \cdot \mathbf{n} = 0$). Simulations of full model without Stefan flow is named as **FM-S**. Resultant velocity magnitude fields and superimposed streamlines in droplet and gas region near the droplet surface without Marangoni flow for Case-2 are shown in Figure 4a. To enable a direct comparison, predictions of **FM**, which includes Stefan flow, are also provided in Figure 4b. It should be noted that strong thermocapillary flow (in tangential direction) dominates the Stefan flow (in radial direction) leading to an overall tangential flow in the close vicinity of the droplet surface (see Figure 3b). Therefore, changes in the magnitude of Stefan flow are not noticeable in the presence of thermocapillarity, which constitutes the reason of reporting the results in Figure 4 for only buoyancy driven internal flow cases. Figure 4 clearly demonstrates that velocity field and magnitudes

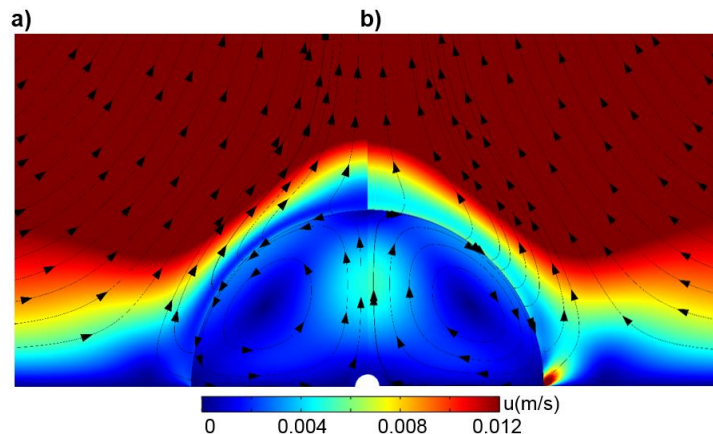


Figure 4. Velocity magnitude field and streamlines in droplet and gas region near the droplet surface without Marangoni flow for Case-2 a) without (**FM-S**) and b) with (**FM**) Stefan flow.

Table 2. Evaporation rate (in $\mu\text{g/s}$) estimation of different models. Percentage values in parenthesis reflect the ratio of the evaporation rate estimation of a model to that of **FM**.

	w/o Marangoni		w/ Marangoni	
	Case-1	Case-2	Case-1	Case-2
Diffusion model (DM)	15.0 (77%)	87.2 (64%)	16.8 (69%)	108.6 (46%)
Diffusion model w/ Stefan flow (DM+S)	15.9 (82%)	113.3 (84%)	17.9 (73%)	159.3 (67%)
Diffusion based correlation: Hu&Larson (2002) (HL)	17.4 (90%)	114.1 (84%)	17.4 (71%)	114.1 (48%)
Diffusion&Stefan flow based Spalding correlation (SP)	15.9 (82%)	105.4 (78%)	18.4 (75%)	142.8 (60%)
Full model w/o Stefan flow (FM-S)	18.6 (96%)	116.7 (86%)	23.2 (95%)	197.5 (83%)
Full model (FM)	19.4 (100%)	135.4 (100%)	24.5 (100%)	238.4 (100%)

are greatly affected depending on the presence of Stefan flow. In its absence, velocity magnitudes are lower in the close vicinity of the interface. Moreover, gas flow originating from the droplet surface immediately bends in upward direction. In the presence of Stefan flow, normal gas flow originating from the interface is stronger. Due to the strong evaporation near the contact line, a gas flow jet emerges in the normal direction near the contact line in accordance with previous studies (Carle *et al.*, 2016; Pan *et al.*, 2020), which is not apparent in the results of **FM-S** in Figure 4a.

Many studies in the literature have considered only the diffusion of heat and vapor in gas phase because of its relatively low computational cost. These diffusion based models can be useful as long as the convective transport is weak in the gas phase (slight substrate heating etc.). A diffusion limited model (**DM** hereafter) can be constructed by canceling the gas flow in **FM**. Although gas flow is not present in **DM**, the effect of the absence of Stefan flow on evaporation rates can be assessed by including the convection component of mass flux in Eq. (3) since the estimation of normal velocity at the interface is dependent on the concentration distribution of air solely (see Eq. (4)). Therefore, this study also simulates a diffusion limited evaporation with the added effect of mass transfer associated with the Stefan flow. This model is called as **DM+S**. Resultant evaporation rates of all models simulated together with the predictions of diffusion based correlation of Hu and Larson (2002) (**HL** hereafter) and Spalding model (**SP** hereafter) are summarized in Table 2.

Results demonstrate that the rise in the substrate temperature and the presence of Marangoni flow enhance the evaporation rates, as expected. Omission of Stefan flow in modeling result in the underestimation of evaporation rates by 4–17%. Underestimation of **FM-S** substantially increases with increasing substrate temperature. In fact, superheat value of 9 °C (Case-1) results in the underestimation evaporation rates by only 4–5%. This result is in conjunction with the study of Semenov *et al.* (2013), where Stefan flow was reported to be negligible in the case of evaporation from droplets resting on non-heated high conductive substrates. Moreover, results exhibit that the effect of Stefan flow on

evaporation is slightly affected by the presence of thermocapillary flow.

Diffusion limited evaporation approach is expected to fail in the presence of strong natural convection of gas phase, which occurs in the case of substrates with elevated temperatures. For instance, in this study, **DM** underestimates evaporation rate by 54% in the case of high substrate temperature (with Marangoni flow); however, this failure can be greatly compensated by the inclusion of the mass flow associated with Stefan flow. For the same case, utilization of **DM+S** enhances the evaporation rate by 47%. In the absence of Marangoni flow, **DM+S** still enhances the evaporation rate greatly (by 30%). In the case of low substrate temperature, on the other hand, enhancement of evaporation rates by **DM+S** remains restricted (6–7%).

While **HL** considers the diffusion of heat and vapor in gas phase solely, **SP** additionally accounts for the Stefan flow, which is, in fact, expected to increase the evaporation rate prediction of **SP**. Yet, in the absence of Marangoni flow, **HL** predicts higher evaporation rates than **SP**. This surprising result is understandable when the temperature selection in the evaluation of vapor properties near the droplet surface is revisited. **HL** utilizes substrate temperature in the estimation of vapor density near the interface in Eq. (7), whilst **SP** considers the surface temperature of the droplet in the calculation of vapor pressure near the interface. In the case of a buoyancy driven internal flow, interface temperature becomes cooler than that of a droplet with Marangoni flow (Lu *et al.*, 2011; Akkus *et al.*, 2019). Therefore, the difference between substrate temperature and average interface temperature is higher in droplets with a buoyancy driven internal flow. Consequently, the vapor pressure near the surface, thereby the evaporation rate, is underestimated by **SP** compared to **HL** in the absence of Marangoni flow. However, when thermocapillarity is present, enhanced heat transfer from the substrate to the interface due to strong Marangoni flow increases the interface temperature, which increases the evaporation rate prediction of **SP**. In addition, in this study, comparisons of the effect of Stefan flow using full and diffusion limited models exhibit that contribution of Stefan flow to the evaporation rates is higher in the presence of Marangoni flow. Thus, **SP** predicts higher

Table 3. Evaporation rate (in $\mu\text{g/s}$) estimation of different models for Case-2 across different relative humidity values of ambient air. Percentage values in parenthesis reflect the ratio of the evaporation rate estimation of a model to that of **FM**.

	w/o Marangoni			w/ Marangoni		
	$\phi=1$	$\phi=0.25$	$\phi=0$	$\phi=1$	$\phi=0.25$	$\phi=0$
DM	77.8 (65%)	87.2 (64%)	90.2 (65%)	96.4 (46%)	108.6 (46%)	111.2 (45%)
DM+S	102.2 (85%)	113.3 (84%)	117.4 (84%)	142.4 (67%)	159.3 (67%)	163.7 (66%)
HL	102.6 (86%)	114.1 (84%)	118.0 (85%)	102.6 (49%)	114.1 (48%)	118.0 (48%)
SP	101.0 (84%)	105.4 (78%)	106.6 (77%)	136.9 (65%)	142.8 (60%)	144.7 (59%)
FM-S	102.6 (86%)	116.7 (86%)	121.4 (87%)	171.4 (81%)	197.5 (83%)	206.5 (84%)
FM	120.0 (100%)	135.4 (100%)	139.0 (100%)	211.3 (100%)	238.4 (100%)	247.3 (100%)

evaporation rates than **HL** when Marangoni flow is present. Specifically, in the case of hot substrate, choice of **SP** instead of **HL** improves the evaporation rate by 25%.

Additional simulations are carried out under extreme humidity conditions: dry ($\phi=0$) and saturated ($\phi=1$) air. Since the deviations resulting from simplifying assumptions become larger with increasing substrate temperature, only Case-2 is considered. Results of these simulations together with the corresponding results of previous ($\phi=0.25$) simulations are provided in Table 3 to demonstrate the tendency of evaporation rates across ambient air with varying humidity. Results exhibit that increasing vapor fraction in ambient gas reduces the evaporation rate, whilst Marangoni flow inside the droplet enhances the evaporation, as expected. Moreover, evaporation rate prediction of **HL** exceeds that of **SP** in the absence of Marangoni flow due to the lower surface temperature of the droplet in this case as explained previously. Another observation is the restricted increase (15–17%) of evaporation rates between dry and saturated ambient air cases. However, this result can be attributed to the selection of ambient temperature (30 °C), at which the increase in vapor density difference between droplet surface and far field (*i.e.* $\rho_v|_{T_s} - \rho_v|_{T_\infty}$) from saturated to dry air cases is approximately 15%.

On the other hand, results in Table 3 manifest that at a given substrate and ambient temperature, contribution of individual transport mechanisms in gas phase (diffusion, Stefan flow, and natural convection) to the total evaporation rate is unaffected by humidity of the air. In other words, vapor mass transfer rates associated with diffusion, Stefan flow, and natural convection increase linearly with increasing density difference of vapor between near droplet and far field regions. It should be noted that **HL**, as a diffusion limited correlation, relies on the density difference (see Eq. (7)). In this perspective, the density difference can be viewed as a measure of the diffusion component of the total evaporation. Therefore, current results may suggest that contributions of Stefan flow and natural convection scale is linearly dependent on the rate of diffusion. Linear dependence of Stefan flow and diffusion limited evaporation was also suggested by

Semenov *et al.* (2013). In addition, linear dependence of natural convection and diffusion limited evaporation can be inferred from the empirical correlation of Carle *et al.* (2016), where the term representing the diffusion limited evaporation multiplies the other terms in the correlation.

CONCLUSION

An innovative model of droplet evaporation is utilized to evaluate the effects of transport mechanisms, specifically the Stefan flow, on the evaporation rates. Steady evaporation from a hemispherical water droplet placed on a heated flat substrate is considered. Simulations are carried out across varying substrate temperatures and humidity values of surrounding air. Different scenarios based on the presence of thermocapillary convection are also simulated. Results exhibit that omission of Stefan flow leads to the considerable underestimation of evaporation rates (up to 17%) for high substrate temperatures cases, while its effect is very restricted in near isothermal evaporation cases. Inclusion of the mass transfer associated with the Stefan flow is demonstrated to result in a great compensation of the deficit of total evaporation rate in diffusion limited (in gas phase) models. Therefore, despite the exclusion of gas flow, diffusion based models can still account for the effect of Stefan flow. In the absence of Marangoni flow, existing correlations of droplet evaporation (**HL** and **SP**) underestimate the evaporation rate by 10–23%. However, they severely underestimate evaporation rate in the presence of Marangoni flow (25–52%), yet the predictions of **SP** are better than **HL** since it accounts for the Stefan flow. Under varying humidity of the air, contribution of individual transport mechanisms in gas phase to the total evaporation rate is found to be unchanging, which suggests the linear dependence of not only diffusion but also Stefan flow and natural convection on the density difference of vapor between droplet surface and ambient air.

REFERENCES

- Akkuş Y., Cetin B. and Dursunkaya Z., 2017, Modeling of Evaporation from a Sessile Constant Shape Droplet. In *ASME 2017 15th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- Akkus Y., Çetin B. and Dursunkaya Z., 2019, An Iterative Solution Approach to Coupled Heat and Mass Transfer in a Steadily Fed Evaporating Water Droplet, *J. Heat Transf.*, 141, 031501.
- Akkus Y., Çetin B. and Dursunkaya Z., 2020, A Theoretical Framework for Comprehensive Modeling of Steadily Fed Evaporating Droplets and the Validity of Common Assumptions, *Int. J. Therm. Sci.*, 158, 106529.
- Bolz R. and Tuve G., 1976, Handbook of Tables for Applied Engineering Science, CRC Press, Cleveland, 2nd edition.
- Bouchenna C., Saada M. A., Chikh S. and Tadrist L., 2017, Generalized Formulation for Evaporation Rate and Flow Pattern Prediction Inside an Evaporating Pinned Sessile Drop, *Int. J. Heat Mass Tran.*, 109, 482-500.
- Carle F., Sobac B. and Brutin D., 2013, Experimental Evidence of the Atmospheric Convective Transport Contribution to Sessile Droplet Evaporation, *Appl. Phys. Lett.*, 102, 061603.
- Carle F., Semenov S., Medale M. and Brutin D., 2016, Contribution of Convective Transport to Evaporation of Sessile Droplets: Empirical Model, *Int. J. Therm. Sci.*, 101, 35-47.
- Chen Y. H., Hu W. N., Wang J., Hong F. J. and Cheng P., 2017, Transient Effects and Mass Convection in Sessile Droplet Evaporation: The Role of Liquid and Substrate Thermophysical Properties, *Int. J. Heat Mass Tran.*, 108, 2072-2087.
- COMSOL Multiphysics® v. 5.4. www.comsol.com. COMSOL AB, Stockholm, Sweden, 2018.
- Deegan R. D., Bakajin O., Dupont T. F., Huber G., Nagel S. R. and Witten, T. A., 1997, Capillary Flow as the Cause of Ring Stains From Dried Liquid Drops, *Nature*, 389, 827-829.
- Deegan R. D., Bakajin O., Dupont T. F., Huber G., Nagel S. R. and Witten T. A., 2000, Contact Line Deposits in an Evaporating Drop, *Phys. Rev. E*, 62, 756.
- Duh J. C. and Yang W. J., 1989, Numerical Analysis of Natural Convection in Liquid Droplets by Phase Change, *Numer. Heat Transfer*, 16, 129-154.
- Girard F., Antoni M., Faure S. and Steinchen A., 2006, Evaporation and Marangoni Driven Convection in Small Heated Water Droplets, *Langmuir*, 22, 11085-11091.
- Hu H. and Larson R. G., 2002, Evaporation of a Sessile Droplet on a Substrate, *J. Phys. Chem. B*, 106, 1334-1344.
- Kabov O. A., Zaitsev D. V., Kirichenko D. P. and Ajaev V. S., 2017, Interaction of Levitating Microdroplets with Moist Air Flow in the Contact Line Region, *Nanosc. Microsc. Therm. Eng.*, 21, 60-69.
- Kelly-Zion P. L., Pursell C. J., Vaidya S. and Batra J., 2011, Evaporation of Sessile Drops under Combined Diffusion and Natural Convection, *Colloid. Surface. A*, 381, 31-36.
- Kim J., 2007, Spray Cooling Heat Transfer: The State of the Art, *Int. J. Heat Fluid Flow*, 28, 753-767.
- Kokalj T., Cho H., Jenko M. and Lee L. P., 2010, Biologically Inspired Porous Cooling Membrane Using Arrayed-droplets Evaporation, *Appl. Phys. Lett.*, 96, 163703.
- Lim T., Jeong J., Chung J. and Chung J. T., 2009, Evaporation of Inkjet Printed Pico-liter Droplet on Heated Substrates with Different Thermal Conductivity, *J. Mech. Sci. Technol.*, 23, 1788-1794.
- Lozinski D. and Matalon M., 1993, Thermocapillary Motion in a Spinning Vaporizing Droplet, *Phys. Fluids A Fluid*, 5, 1596-1601.
- Lu G., Duan Y. Y., Wang X. D. and Lee, D. J., 2011, Internal Flow in Evaporating Droplet on Heated Solid Surface, *Int. J. Heat Mass Tran.*, 54, 4437-4447.
- Misyura S. Y., 2017, Evaporation of a Sessile Water Drop and a Drop of Aqueous Salt Solution, *Sci. Rep.*, 7, 1-11.
- Misyura S. Y., 2018, Non-isothermal Evaporation in a Sessile Droplet of Water-salt Solution, *Int. J. Therm. Sci.*, 124, 76-84.
- Robinson P. J. and Davies J. A., 1972, Laboratory Determinations of Water Surface Emissivity, *J. Appl. Meteor.*, 11, 1391-1393.
- Ruiz O. E. and Black W. Z., 2002, Evaporation of Water Droplets Placed on a Heated Horizontal Surface, *ASME J. Heat Transf.*, 124, 854-863.
- Pan Z., Weibel J. A. and Garimella S. V., 2020, Transport Mechanisms during Water Droplet Evaporation on Heated Substrates of Different Wettability, *Int. J. Heat Mass Tran.*, 152, 119524.
- Saada M. A., Salah C. and Lounes T., 2010, Numerical Investigation of Heat and Mass Transfer of an

Evaporating Sessile Drop on a Horizontal Surface, *Phys. Fluids*, 22, 112115.

Savino R., Paterna D. and Lappa M., 2003, Marangoni Flotation of Liquid Droplets, *J. Fluid Mech.*, 479, 307–326.

Sazhin S., 2005, Modelling of Heating, Evaporation and Ignition of Fuel Droplets: Combined Analytical, Asymptotic and Numerical Analysis. In *Journal of Physics: Conference Series*, 22, 174.

Semenov S., Starov V. M. and Rubio R. G., 2013, Evaporation of Pinned Sessile Microdroplets of Water on a Highly Heat-conductive Substrate: Computer Simulations, *Eur. Phys. J-Spec Top.*, 219, 143-154.

Shuai S., Du Z., Ma B., Shan L., Dogruoz B. and Agonafer D., 2018, Numerical Investigation of Shape Effect on Microdroplet Evaporation, ASME 2018 International Technical Conference and Exhibition on Packaging and Integration of Electronic and Photonic Microsystems, American Society of Mechanical Engineers, V001T04A010.

Smalyukh I. I., Zribi O. V., Butler J. C., Lavrentovich O. D. and Wong G. C. L., 2006, Structure and Dynamics of Liquid Crystalline Pattern Formation in Drying Droplets of DNA, *Phys. Rev. Lett.*, 96, 177801.

Spalding D. B., 1953, *The Combustion of Liquid Fuel*, Pittsburgh.

Ward C. and Duan F., 2004, Turbulent Transition of Thermocapillary Flow Induced by Water Evaporation, *Phys. Rev. E*, 69, 056308.

Won Y., Cho J., Agonafer D., Asheghi M., and Goodson K.E., 2015, Fundamental Cooling Limits for High Power Density Gallium Nitride Electronics, *IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol.*, 5, 737-744.

Wu H., Chen L. X., Zeng X. Q., Ren T. H. and Briscoe, W. H., 2014, Self-assembly in an Evaporating Nanofluid Droplet: Rapid Transformation of Nanorods into 3D Fibre Network Structures, *Soft Matter*, 10, 5243-5248.

Xu X. and Luo J., 2007, Marangoni Flow in an Evaporating Water Droplet, *Appl. Phys. Lett.*, 91, 124102.

Xu X., Luo J. and Guo D., 2009, Criterion for Reversal of Thermal Marangoni Flow in Drying Drops, *Langmuir*, 26, 1918-1922.

Zaitsev D. V., Kirichenko D. P., Ajaev V. S. and Kabov O. A., 2017, Levitation and Self-organization of Liquid Microdroplets over Dry Heated Substrates, *Phys. Rev. Lett.*, 119, 094503.



Yigit AKKUŞ is a senior engineer in ASELSAN A.Ş. He received his B.Sc. and minor degrees from the Mechanical Engineering and Materials and Metallurgical Engineering Departments of Middle East Technical University, Ankara, Turkey, in 2009, respectively. He obtained his Ph.D. degree from the Mechanical Engineering Department of Middle East Technical University in 2015. He was a post-doctoral fellow in Mechanical Engineering Department of Southern Methodist University, Dallas, U.S.A., in 2017-2018. Dr. Akkuş is responsible for the thermal management and packaging of high heat flux electronics in ASELSAN. His research focuses on macro-, micro- and nano-scale heat transfer, two-phase passive heat spreaders, thin film evaporation and condensation, droplet evaporation and molecular dynamics simulations. He currently teaches “AAR-652 Passive Heat Exchange Devices and Phase Change” course in ASELSAN Academy.



UZUN BİR KARAYOLU TÜNELİNDE ACİL DURUM SİMÜLASYONU

Nureddin DİNLER* ve Özkan KAÇAN**

*Gazi Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümü 06570 Maltepe, Ankara,
ndinler@gazi.edu.tr, ORCID: 0000-0002-2872-9050

**Karayolları Genel Müdürlüğü, 06100 Çankaya, Ankara,
okacan@kgm.gov.tr, ORCID: 0000-0002-3120-5995

(Geliş Tarihi: 22.05.2020, Kabul Tarihi: 30.09.2020)

Özet: Karayolu taşımacılığında coğrafi olarak aşılması güç olan bölgelerde tüneller hem kat edilecek yolu kısaltmakta hem de yakıt tasarrufu sağlamaktadır. Bir taşıtın tünel içerisinde yanması oluşabilecek en kötü senaryodur. Dünyada insanların hayatlarını kaybetmesi ile sonuçlanan büyük tünel yangınları olmuştur. Ülkemizde de Ovit, Kop ve Zigana tüneli gibi uzun karayolu tünelleri inşa edilmektedir. Bu çalışmada, uzun bir karayolu tüneli (14500 m) içerisindeki taşıt yangını (30 MW) için acil durum modellemesi yapılmıştır. Acil durum için kritik nokta belirlenerek, 1000 m uzunluğunda bölge 1/100 ölçeğinde incelenmiştir. Çalışmada Ansys Fluent kullanılmıştır. Türbülanslı akış şartları dikkate alınmıştır. Yangının olduğu bölgedeki sıcaklık dağılımı, karbonmonoksit (CO) emisyon dağılımı ve hız dağılımları incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar grafikler halinde verilmiş ve yorumlanmıştır. Sıcaklık değerleri incelendiğinde yangın bölgesinde ortalama sıcaklık değerlerinin ilk 30 m’de ortalama 400 K’in üzerinde belirlenmiştir CO emisyon değerlerinin ise atış şaftına kadar 400 ppm seviyelerinin altına düşmediği, özellikle ilk 50 m’de ortalama 1000 ppm’in üzerinde olduğu belirlenmiştir.

Anahtar Kelimeler: Karayolu tüneli, acil durum, havalandırma.

EMERGENCY SIMULATION IN A LONG HIGHWAY TUNNEL

Abstract: In regions that are difficult to overcome geographically in road transport, tunnels both shorten the road to be covered and save fuel. It is the worst scenario that a vehicle can burn in a tunnel. There have been major tunnel fires in the world that have resulted in people's lives. In our country, long highway tunnels such as the Ovit, Kop and Zigana tunnels are being built. In this study, emergency modeling was carried out for vehicle fire (30 MW) in a long road tunnel (14.5 km). The critical point for the emergency was determined and the 1000 m long region was examined on a scale of 1/100. Ansys Fluent was used in the study. Turbulent flow conditions are taken into account. Temperature distribution, carbon monoxide (CO) emission distribution and velocity distributions in the region where the fire is located were examined. Results are given in graphs and interpreted. When the temperature values are examined, the average temperature values in the fire zone were obtained above 400 K in the first 30 m. It was obtained that the CO values did not fall below 400 ppm until the firing shaft, especially in the first 50 m, above 1000 ppm on average.

Keywords: Road tunnel, emergency condition, ventilation.

SEMBOLLER

A	Tünel kesit alanı [m ²]	T	Sıcaklık [K]
C _p	Karışımın öz ısı [kJ/kg°C]	T ₀	Ortam başlangıç sıcaklığı [°C]
D _h	Tünel hidrolik çapı [m]	T _f	Yangın sıcaklığı [°C]
D*	Yangın karakteristik çapı [m]	t	Zaman [s]
Fr	Froude sayısı [=V/√gL]	V	Tünel içi hava hızı [m/s]
g	Yer çekimi ivmesi [m/s ²]	V _c	Kritik hız [m/s]
H	Tünel yüksekliği [m]	φ	Genel değişken
K ₁	Froude sayısına bağlı katsayı [F _r ^{-1/3}]	μ	Dinamik viskozite değeri [kg/ms]
k	Türbülans kinetik enerjisi	ε	Türbülans yutulma oranı
L	Karakteristik uzunluk [m]	Γ	Genel difüzyon katsayısı
m*	Kütleli debi [kg/s]	δ	Bir özelliğin iki değeri arası fark
P	Tünel kesitinin çevre uzunluğu [m]	θ	Eğim
p	Basınç [Pa]	ρ	Hava yoğunluğu [kg/m ³]
Q	Yangın yükü [MW]	ρ ₀	Ortam başlangıç hava yoğunluğu [kg/m ³]
Q _c	Taşıma bağlı ısı salınımı [kW]	EPC	Avrupa Parlamentosu ve Konseyi
Q*	Boyutsuz ısı salınım oranı	HAD	Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği
		KGM	Karayolları Genel Müdürlüğü
		PIARC	Dünya Yol Birliği

GİRİŞ

Ulaştırmanın güç olduğu coğrafi engellerin aşılmasında karayolu tünelleri ulaşımı kolaylaştırmaktadır. Bu tüneller, ulaşımı kolaylaştırırken bölgeler arası ilişkileri geliştirmede izole gözükken bölgelerin ekonomik gelişiminde de bir katalizör olarak kullanılmaktadır. Günümüzde, insanlığa birçok katkı sağlayan bu tünellerin yukarıda belirtilen iyi yönlerinin dışında tünel içerisindeki olası bir kaza ve kaza sonrasında oluşabilecek sıkıntılar oldukça ciddi boyutlara ulaşabilmektedir. Bu kazaların açık karayolundaki benzer kazalara göre sıklığı az olmakla birlikte sahip oldukları etki oldukça yüksek olabilmekte ve bu nedenle medyanın ve halkın ilgisini daha çok çekmektedir.

Dünya çapında yaşanmış olan ve yaşanan en ciddi karayolu tüneli kazası olarak anılan 1999 yılında meydana gelen Mont Blanc (Fransa) Tüneli felaketidir. 11,6 km uzunluğundaki tünelde bir kamyonun başlayan yangın, 23 tır ve 10 arabaya yayılarak 39 kişinin hayatını kaybetmesine sebep olmuştur. Tünel uzun yıllar önce tasarlandığından, tünel güvenlik ekipmanlarının ve acil durum senaryolarının yetersizliğinden kaynaklı tespitler uzun süre dile getirilmiştir. Aynı yıl gerçekleşen bir diğer kaza olan Tauern Tüneli felaketinde ise, bakım nedeniyle tünel trafiği tek şeritten sağlanırken, bir kamyon beklemeye kuyruğuna hızla çarpmış, zincirleme kazalar meydana gelmiş, yangın saç spreyi de içeren çeşitli malları taşıyan başka bir kamyonun da alev almasıyla yayılmıştır. Yangını söndürmek yaklaşık 16 saat sürmüştür. 2 yıl sonra gerçekleşen (2001) Gotthard Tüneli kazasında ise, kontrolü kaybedilen bir kamyon karşı şeride geçmiş, tehlikeli madde taşıyan bir başka kamyonu çarpmış ve 7 ağır yük taşıyan yayılan bir tünel yangınına sebep olmuştur. Yangın sonucunda 11 kişi hayatını kaybetmiştir (PIARC, 2017). Tüm bu kazaların ortak özellikleri; tünellerin uzun (> 6 km) ve tek tüp halinde olmasıdır. Söz konusu kazalar doğrudan etkilerinin yanı sıra, uzun süre tünellerin kapalı kalmaları sebebiyle, alternatif güzergâhlarda trafik sıkışıklığına yol açmış, buna bağlı kaza oranları yükselmiştir. Sadece Gotthard Tünelinin kapanması nedeniyle İtalya ekonomisi 2,5 milyar Euro zarara uğramıştır. Tüm Avrupa ekonomisine zararın 15 milyar Euro'yu bulduğu tahmin edilmektedir (EU Report, 2003). Yaşanan üzücü tünel yangınları, bu konuya olan ilgiyi daha da arttırmıştır.

Karayolu tüneli yangını; yangının dinamik süreci (türbülans, yanma, radyasyon, vb.) ve tünelin geometrik düzeni (tünel geometrisi, araç geometrisi ve bunların düzeni gibi) arasındaki karşılıklı etkileşimler nedeniyle çok karmaşık bir olgudur. Meydana gelen tünel yangınlarının nedenleri; aracın kendiliğinden tutuşmasına (yük, yakıt ve araç dâhil), araç çarpışmasına ve aşırı yüklü çarpışmalara (örneğin, ön arka çarpışma ve yan duvarla çarpışma) göre sınıflandırılabilir. Bu nedenlere bağlı yangınlar, tünel duvarının yanında, sağ / sol şeritte ya da yolun ortasında rastgele ateş dağılımını mümkün kılmaktadır. Yangının gelişimi, duman dağılımı ve tünel kaplamasındaki hasar, tüneldeki yangının yerine büyük ölçüde bağlıdır. Bu sebeplere bağlı olarak

karayolu tüneli yangınlarında, duman hareketi ve tünel yangın güvenliği yönetiminin anlaşılmasına açık bir ihtiyaç doğmuştur (Wang vd., 2017).

Karayolu tünellerinde, belirli bir yönde duman akışını sağlamak için havalandırma sistemleri kullanılmaktadır. Hava hızı çok düşük olduğunda, yangın dumanı iki yönlü olarak yayılır. Hava hızı yüksek olduğunda ise atım yönünde yangın dumanı hızla yayılır ve tünelin içini doldurur. Her iki durumda, yangın kaynağına yaklaşan itfaiyeciler için tehlikeli olabilir.

Boyuna havalandırma yapılan tünellerde, havalandırma hızının kritik hızdan çok yüksek olduğu durumlarda hava akımının alt kısmında katmanlaşma sorunu baş gösterebilmektedir. Bu sebeple geri akışın engellenmesini sağlayacak en düşük hızı belirlemek amacıyla sınırlandırma hızı kavramı geliştirilmiştir (Wu ve Bakar, 2000). Li vd. (2010), gerçekleştirdiği model deneylerde sınırlandırma hızı tanımlanmıştır. Tünellerin çoğu, duman hareketini önemli ölçüde etkileyebilecek bir eğime sahiptir. Atkinson ve Wu (1996), tünel eğimi ile kritik hız arasındaki etkileşimi incelemek için düz zemin ile %10'a kadar eğimli tünel modellerinde deneysel çalışmalar yürütmüşlerdir. Bu çalışmalar sonunda, düz bir tünelle eğimli bir tünel arasındaki kritik hızlar arasında ilişki kurmuşlardır. Hyun vd. (2009), yaptığı benzer bir çalışmada eğim ve kritik hız arasındaki ilişki önerilmiştir. Chow vd. (2015) ise aynı ilişkiyi farklı katsayı ile tanımlamışlardır. Bu çalışmaların yanında, tünel içerisinde taşıt blokajının yangın üzerine etkisi ile ilgili incelemeler de yapılmıştır. Oka ve Atkinson (1995), blokaj etkisinin ısı yayma oranı üzerine yaptığı etkiyi incelemişlerdir. Bu çalışmada, yangının tünel genişliğinin büyük kısmını işgal ettiği ve tavana doğru yükselerek arttığı, kritik hızların da azaldığı gözlemlenmiştir. Benzer şekilde yapılan diğer araştırmalarda da yangının gerisinde konumlandırılan araçların blokaj oranının artmasıyla kritik hızın azaldığı gösterilmiştir (Li vd., 2010; Lee and Tsai, 2012; Alva vd. 2017). Hu vd. (2007) deneysel çalışmada tünel içindeki duman sıcaklığının değişimi incelenmiştir. Deneylerde yangın boyutu, tünel kat yüksekliği, tünel kesit geometrisi ve havalandırma hızı etkisi incelenmiştir. Duman hareket yönünde olan havalandırma hızının etkisi ve tünel içindeki bariyer etkisinin duman sıcaklığı ve hareketi üzerindeki etkileri de çalışmada araştırılmıştır. Deneysel sonuçlar, tünel içinde taşıt hareketi olmadığı sürece yangın boyutundaki artışın tünel tavanındaki duman sıcaklığını artırdığını göstermektedir.

Tünel yangınlarıyla ilgili bir diğer araştırma konusu da tünellerin kesit değişimlerinin yangın üzerine etkisidir. Bu çalışmaların en önemlilerinden birisi Kurioka vd. (2003), tünel içerisinde çıkan bir yangının yakın bölgesindeki olayları analiz etmek için yaptıkları deneylerdir. Yaptıkları çalışmada 1/10, 1/2 ve tam ölçekli olmak üzere ve tam ölçekli modeller dikkatlen ve en alı kesitli olmak üzere modeller kullanılmışlardır. Deneylerde kare kesitli yangın kaynağı kullanılmışlardır. En/boy oranı, açığa çıkan ısı miktarı ve uzunlamasına

havalandırma hızı değiştirilmiştir. Alevin eğilmesi, görünür alev yüksekliği, duman tabakasının maksimum sıcaklığı ve konumu için ampirik formüller 1/10 ölçekli model tünel kullanılarak elde edilmiştir. Yangın kaynağının yakınındaki alanda yangın olayını tahmin etmek için buldukları ampirik bağıntıların uygulanabilir olduğunu belirtmişlerdir. Lee ve Ryou (2005), benzer bir çalışmada aynı hidrolik çapa sahip tünel için en/boy oranı arttıkça kritik hızın arttığını tespit etmişlerdir. Vauquelin ve Wu (2006), ölçekli modeller üzerine yapılan deneysel çalışmalarında tünel genişliğinin kritik hız üzerindeki etkisini araştırmışlar ve tünel kesitinin en/boy oranının düşük olduğu durumlarda, tünelin genişliği arttıkça kritik hızın arttığını tespit etmişlerdir.

Bu çalışmaların dışında, Kashef vd. (2009), iki bölge (düz ve kavisli) tarafından oluşturulan uzun bir yol tünelinde 30 MW'lık bir etkinlikte duman yayılmasını kontrol etmek için farklı acil durum havalandırma stratejilerinin etkinliğini değerlendirmiştir. Sonuçlar, düz bölgedeki senaryolar durumunda geri tepmenin önlendiğini veya sınırlandırıldığını göstermiştir. Tam tersine, kavisli bölgede yer aldığında, temiz hava ile yanma ürünleri arasında iyi bir karıştırma gerçekleştiği görülmüştür. Bu karıştırma prosesi, düz zonda gerilemeye neden olmuş ve düz bölgede geriye doğru uzanarak, geri tepme derecesini arttırmıştır. Çalışma sonucunda kavisli bölgedeki duman geri tepmesini en aza indirmek için, kavisli bölge boyunca tavan jet fanları kurmak önemi vurgulanmıştır. Benzer şekilde, Caliendo vd. (2012), kavisli tünellerde yangın etkisini incelemiş, tünelin tam ortasında meydana gelen bir otobüs yangınına simüle ederek, 3 m/s kritik havalandırma hızı için geri tepmenin önlendiğini göstermiştir. Karaaslan vd. (2011), at nalı kesitli bir tünelin ölçek modeli üzerinde yaptıkları tünel yangını çalışmasında duman hareketini incelemiş ve dumanın kontrolü için fan çalışma sırasının, fan itiş gücünün ve havalandırmaya başlama zamanının tünel yangınları üzerindeki önemini vurgulamışlardır.

Literatür çalışmalarında, giriş bölümünde bahsedildiği üzere karayolu tünel yangınlarıyla ilgili; kritik hız kavramı, geri katmanlaşma, maksimum duman sıcaklığı, tünel içerisindeki araçların blokaj etkileri, tünel kesitinin etkileri (en, boy, hidrolik çap, kavis vb.), yanan araç türünün etkileri, atmosferik koşulların etkisi ve son zamanlarda da yangın önleme sistemlerinin etkinliği (su sisi ve sulu yangın önleme sistemleri vb.) üzerine bir çok çalışma yapılmıştır. Bu çalışmada 14500 metrelik uzun bir karayolu tünelindeki tünel iç kesiminde acil durum

olarak 30 MW gücünde yangın modellemesi yapılmıştır. İncelenen 1000 metrelik kesimde, 1/100 ölçek model kullanılarak, tünel geometrisi, araçlar, tahliye noktaları ve jet fanlar modellenmiştir.

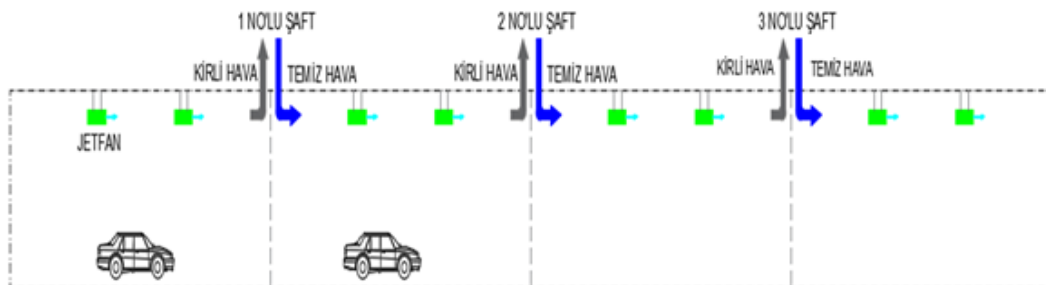
PROBLEMİN TANIMI

Karayolu tünellerinde gerçek boyutta bir yangın düzeneği kurularak tünel içerisindeki yangına bağlı türbülans, sıcaklık değişimi, hava hızı değişimi, duman emisyonları, görüş mesafesi gibi parametreleri incelemek en doğru verileri sağlayabilir. Ancak, bu düzeneklerin kurulumları hem süre hem maliyet yönünden olanaksızdır. Günümüzde HAD (Hesaplamalı Akışkanlar Dinamiği) yazılımları sayesinde tam ölçekli ya da küçük ölçekli çalışmalara göre çok daha düşük maliyette, diğer yöntemlerle erişilmesi çok zor olan birçok ayrıntılı veri elde edilerek daha etkin değerlendirme yapılabilmektedir (Caliendo vd., 2012).

Bu çalışmada, ölçek model yaklaşımı ve Ansys Fluent yazılımı ile süreklilik, momentum, enerji ve tür denklemleri çözülerek türbülans, yanma, yüzdürme gibi karmaşık süreçler tanımlanmış, yangın sonucu oluşan dumanın gaz sıcaklığı, hava akış hızı, zehirli gaz konsantrasyonları, tünelde görüş mesafesi, insanların tahliye işlemleri gibi süreçlerle ilgili değerlendirmeler yapılmış ve analitik olarak tek boyutlu denklemler ile başlangıç hesapları yapılmıştır.

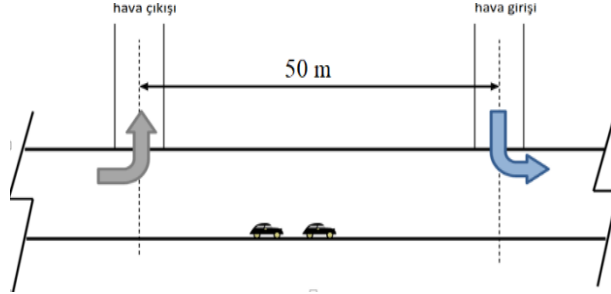
14500 m uzunluğunda çift tüp bulunan tünel, Karayolları Genel Müdürlüğü (KGM) Teknik Şartnamesine göre devlet ve il yolları standardına uygun olarak 2 şeritli yapılmaktadır (KGM, 1997). Tünelin havalandırma sistemi, trafikle aynı yönde çalışacak şekilde tasarlanmıştır. Tünelin bulunduğu konum ve uzunluğu ile "EPC'nin 2004/54/EC sayılı direktifi" ve "Karayolları Teknik Şartnamesi" göz önünde bulundurularak klasik boyuna havalandırma sisteminin seçilmesi bu tünel için uygun görülmemiştir (EPC, 2004; KGM, 1997).

Yapısal maliyetleri (gabarinin büyümesi ve kanal maliyetleri) ve işletme zorlukları dolayısıyla yarı enine ve enine havalandırma sistemlerinin yerine, çok uzun tünellerde kullanılan ve diğer sistemlere göre maliyeti daha uygun olan bölünmüş boyuna havalandırma sistemi tercih edilmiştir ve havalandırma sistemine ait şematik gösterimi Şekil 1'de verilmiştir.



Şekil 1. Havalandırma sistemi şematik gösterimi.

Tünelde havalandırma amaçlı 3 adet ana şaft yapısı bulunmaktadır. Eksenel fanların bulunduğu her ana şaft yapısı içerisinde birbirinden 50 m mesafe aralıklı sırasıyla 1 kirli hava kanalı ve 1 temiz hava kanalı şaftı bulunmaktadır (Şekil 2). Bu temiz ve kirli hava şaftları her iki tüpe de bağlanmaktadır. Bu sistemde jet fanlar ve eksenel fanlar beraber kullanılmaktadır.



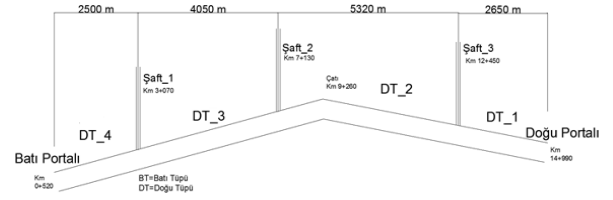
Şekil 2. Şaftların şematik gösterimi.

Tünelin Yapısal Özellikleri

Tünelde ait fiziksel özellikler Tablo 1'de verilmiştir. Tünelde eğim yer yer değişmekle beraber, büyük kısımlar çatı eğimli +0,85 ila -3,30 ve +3,30 ila -0,85 şeklinde değişmektedir. Hesaplamalarda eğime göre bölümler ayrı ayrı yapılmış olup bu bölümler Şekil 3'te gösterilmiştir.

Tablo 1. Tünelde ait fiziksel özellikler.

Hesaplarda Kullanılan Parametreler	Doğu Tüpe Değerleri
Tünel uzunluğu	14 500 m
Tünel boyuna eğimi	Çatı eğim
Tünel kesit alanı	67 m ²
Tünel yüksekliği	7,3 m
Tünel çevresi	31,16 m
Tünel hidrolik çapı	8,6 m
Şerit sayısı	2
Giriş portalı rakımı	1014 m
Çıkış portalı rakımı	1210 m



Şekil 3. Hesap yapılan bölümlerin şematik gösterimi.

Tünelde ait havalandırma hesapları için 2045 yılı tahmini trafik dağılımı referans alınmıştır. Tünelin yapılacağı güzergâhta, KGM'den alınan 2045 yılı trafik tahminine göre hesaplanan saatlik trafik verileri Tablo 2'de verilmiştir. Hesaplamalarda, 2045 yılı trafik dağılımına göre, Tablo 3'te gösterilen, günlük trafiğin %10 değeri olarak saatlik en yüksek trafik yükü alınmıştır.

Tablo 2. Trafik verileri.

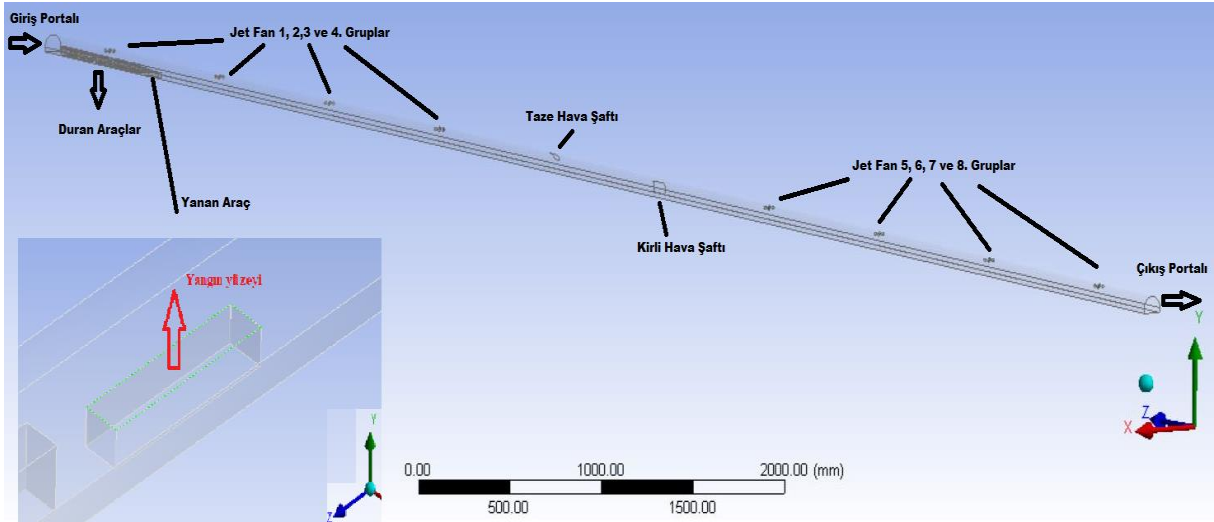
Yıllar	Otomobil	Hafif Yüklü Ticari Taşıt	Otobüs	Kamyon	Kamyon, Römork, Çekici, Yarı Römork	Toplam
2015	3187	254	65	528	382	4416
2016	6754	342	87	663	1340	9186
2017	12095	455	116	708	1816	15190
2018	21661	555	141	715	2006	25078

Tablo 3. Hesaplamalara katılan saatlik en yüksek trafik yükü.

Trafik Verileri	
Trafik akış (tek/çift yönlü)	Tek yön
Ağır vasıta	286 araç/saat
Orta yüklü ticari araç	56 araç/saat
Otomobil	2166 araç/saat

Tünel Geometrisi ve Ölçek Model Kullanımı

Hesaplamalara göre kritik nokta olarak bulunan DT_3 lokasyonu 11500 m'de (giriş portalından uzaklığı, % 3,3 eğimli kısım) meydana gelebilecek 30 MW'lık bir araç yangını, başlangıç noktası kabul edilmiş ve buna göre bir



Şekil 4. Geometrik model.

analiz çalışması yapılmıştır.

Geometri, yapının fiziksel geometrisini termodinamik yönden uygun yansıtaacak boyutlarda hazırlanmalıdır. Seçilen senaryoda, yangının 1000 metrelik kesiminde, %3,3 eğimli, 1/100 ölçek model kullanılarak, tünel geometrisi, araçlar, tahliye noktaları ve jet fanlar modellenmiştir (Şekil 4).

14500 metrelik tünelin geometrisinin tam ölçekte modellenmesi hem zor hem de analiz açısından çok yüksek maliyetler gerektirmektedir. Bu nedenle, bu çalışmada tüneldeki yangına bağlı fiziksel ve kimyasal süreçleri inceleyebilmek için ölçek model kullanılmıştır. Literatürde yapılan çalışmalarda farklı ölçek modeller olmakla beraber bu çalışmada, birçok yangın güvenliğiyle ilgili bilimsel çalışmada kullanılan Froude ölçek modeli tercih edilmiştir ve kullanılan korelasyonların örnekleri Tablo 4'te verilmiştir (Lee ve Tsai, 2012; Alpgiray, 2016; Gong vd., 2016; Tang vd., 2017).

Tablo 5'te, tünel geometrik verileri, araçlar ve fanlara ait modelde kullanılan prototip modelin boyutları ve ölçek model karşılıkları verilmiştir.

Temel Sınır Şartlarının Belirlenmesi ve Ağ Yapısı Seçimi

Yangın yüküne bağlı, oluşacak gaz debisi ve emisyon dağılımını doğru tahmin edebilmek önemlidir. Bu çalışmada, tünelde tehlikeli madde taşımaları yapılmayacağı varsayılmıştır. Tehlikeli madde taşımalarına bağlı yangınların dışında 30 MW'lık araç yangınlarını 25-50 tonluk ağır yük taşıtları yangınları ve bu taşıtların beraber karıştığı kazalar oluşturmaktadır (PIARC, 2017:7). Tablo 6'da farklı ülkelerin tünel yangın yükü standartları verilmiştir. Tünelde tüp başına trafik yükünün, nispeten küçük olduğu düşünülerek, birden fazla ağır yük taşıtının çarpışması ve yangınına bağlı riskin düşük olması beklenmektedir. Tüm faktörler değerlendirilerek, havalandırma tasarımında yangın yükü 30 MW olarak alınmıştır.

Tablo 4. Froude ölçek model sisteminde kullanılan korelasyonlara örnekler (Ingason vd. 2015).

Birim	Ölçek
Isı salınım oranı (kW)	$Q_M/Q_F=(I_M/I_F)^{5/2}$
Hız (m/s)	$V_M/V_F=(I_M/I_F)^{1/2}$
Zaman (s)	$t_M/t_F=(I_M/I_F)^{1/2}$
Sıcaklık (K)	$T_M/T_F=1$
Gaz konsantrasyonu	$Y_M/Y_F=1$
Basınç (Pa)	$P_M/P_F=(I_M/I_F)$
Yanma hızı (kg/(m ² s))	$(m''_f \delta H_c)_M/(m''_f \delta H_c)_F=(I_M/I_F)^{1/2}$
Debi (kg/s)	$\rho_{w,M}/\rho_{w,F}=(I_M/I_F)^{5/2}$

Tablo 5. Tünelin ve kullanılan ekipmanların 1/100 ölçek model boyutları.

Tünelin ve Kullanılan Ekipmanların Geometrik Verileri	Prototip Model	1/100 Ölçek Model
Hesap Yapılan Uzunluk (m)	1000,00	10,00
Eğim (-)	%3,30	%3,30
Tünel Yüksekliği (H _T) (m)	7,22	0,0722
Tünel Hidrolik Çapı (D _H) (m)	8,60	0,0086
Şerit Sayısı (-)	2	2
Taze Hava Şaftı Ölçüleri (m ²)	10×5	0,1×0,05
Egzoz Hava Şaftı Ölçüleri (m ²)	4,5×3	0,045×0,03
Otomobil Ölçüleri (boy x en x yükseklik) (m ³)	4,2×1,8×1,4	0,042×0,018×0,014
Otobüs Ölçüleri (boy x en x yükseklik) (m ³)	12×2,5×2,9	0,12×0,025×0,029
Ağır Yük Taşıtı Ölçüleri (boy x en x yükseklik) (m ³)	13×2,5×3,6	0,12×0,025×0,036
Jet Fan Dış Çapı (m)	1,4	0,014
Jet Fan İç Çapı(m)	1,25	0,0125
Jet Fan Uzunluk (m)	3,4	0,034

Tünel yangınlarıyla ilgili kabul edilen yangın sıcaklık/zaman eğrilerine göre (Şekil 5) yangının yaklaşık 5 dakikada en yüksek sıcaklık değerine ulaşacağı kabul edilmiş ve oluşacak en yüksek sıcaklık, modifiye edilmiş hidrokarbon eğrisi referans alınarak hesaplanmıştır. Modifiye edilmiş hidrokarbon eğrisine (HCM) göre, zamana bağlı sıcaklık farkı Denklem 1 ile hesaplanmaktadır (Taillefer vd., 2013).

$$\delta T = 1280 (1 - 0,325 \exp^{-0,167t} - 0,675 \exp^{-2,5t}) \quad (1)$$

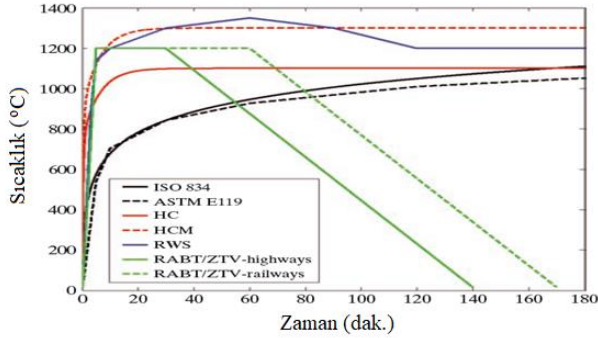
Denklem 1'de t, yangının başlangıcından itibaren dakika olarak geçen süreyi, δT oluşan sıcaklık farkını göstermektedir. Başlangıç tünel sıcaklığı 20°C olduğundan en yüksek sıcaklık değeri 1120°C (1393 K) olarak hesaplanmıştır.

Yangın sonrası oluşacak duman miktarını ve içeriğini belirlemek için "Runehamar Tünel Yangın Testleri" sonuçlarından faydalanılmıştır. Bu testlerde 66 ve 202 MW aralığında dört farklı ağır yük taşıtı yangını incelenmiştir (Li ve diğerleri, 2012). Yangın sonrası oluşacak duman miktarı (m^*_{gaz}), tüketilen yakıt miktarı ($m^*_{yakıt}$) ve tüketilen hava miktarının (m^*_{hava}) toplamına eşittir.

$$m^*_{gaz} = m^*_{hava} + m^*_{yakıt} \quad (2)$$

Tablo 6. Bazı ülkelerin yangın tasarım yükleri (PIARC, 2017).

Ülke	Yangın Tasarım Yükü (MW)	Açıklamalar
Avusturya	30	Yüksek risk kategorisinde 50 MW
Fransa	30-200	Tehlikeli madde taşımacılığı varsa 200 MW
Almanya	30-100	Tünel uzunluğu ve ağır yük taşıt sayısına göre değişiyor.
İtalya	20-200	Tehlikeli madde taşımacılığı varsa 200 MW
Japonya	30	Su sisi sistemiyle birlikte, havalandırma amaçlı
Norveç	20-100	Risk sınıfına göre değişiyor.
Portekiz	10-100	Trafik yoğunluğu ve özelliklerine göre değişiyor.
Singapur	30-200	İzin verilen araç türüne göre değişiyor.
İsviçre	30	Duman atım hızı 3,3-4 m/s arasında olacak şekilde
Amerika	30-300	Tehlikeli madde taşımacılığı varsa 300 MW



Şekil 5. Yangın durumunda karakteristik zaman/sıcaklık eğrileri (Maraveas ve Vrakas, 2014).

Li vd. (2012) Runehamar T1 testi sonuçlarına göre hesap yapılarak 30 MJ için değeri için yaklaşık olarak 9,824 kg hava, 1,622 kg yakıt tüketilmektedir ve $m^*_{gaz} = 11,45$ kg/s bulunmuştur.

Yangın sonrası oluşacak dumanın gaz içeriği, öncelikli olarak yanan yakıtla bağlıdır. Birçok küçük ve büyük yangın testleri yapılmış ve yangın sonucu oluşan CO₂, CO, HCN, NO, NH₃, HCl, SO₂ gibi gazların miktarları saptanıp bir korelasyona ulaşılmaya çalışılmıştır (Ingason vd., 2015). Tünel içerisinde meydana gelen yangınlarda, yangın sonucu oluşan CO ve CO₂'in tüneldeki miktarının belirlenebilmesi önemlidir. CO₂ oranı yanan üründen bağımsız olarak sadece ısı salınım oranına bağlı olmakla beraber, CO oranı yanan yakıtın türü ve geometrisiyle doğrudan ilişkilidir. "Runehamar Tünel Yangın Testleri" raporuna göre oluşan CO₂ miktarı ($m^*_{CO_2}$), Denklem 3'e göre belirlenebilir (Li vd., 2012).

$$m^*_{CO_2} = 0,087 Q \quad (3)$$

burada Q, MW birimiyle, $m^*_{CO_2}$ ise, kg/s birimiyle ifade edilmektedir. Denklem 3'e göre, $m^*_{CO_2} = 2,61$ kg/s bulunur.

Oluşan CO gazı miktarı ve ısı miktarı, yakıt türüne bağlı olarak değiştiğinden bunlarla ilgili kabuller yapılmıştır. "Fire in Tunnels" raporuna göre, tünelde 30 MW 'lık bir otobüs yangınına ait test sonuçlarına göre, her 2 kg CO₂ gazına karşılık, 0,1 kg CO gazı, 0,05 kg ısı ortaya çıkmaktadır (FIT, 2005: 60, 70). Bu sonuçları Runehamar test sonuçlarıyla birleştirerek en kötü senaryo düşünüldüğünde; 11,45 kg gaz içeriğinde, 2,61 kg CO₂ ortaya çıkacaktır. Gaz içeriğinde yaklaşık %22 oranında CO₂, %1 oranında CO ve %0,5 oranında ısı bulunduğu kabul edilmiş, kalan kısım su buharı olarak tanımlanmıştır.

Jet fanlar, kapasitesi ve iç hacmine bağlı olarak momentum kaynağı olarak değerlendirilmiştir. Her bir jet fanın, jet fan kataloglarından seçilerek 45 kW, 1304 N/m³ itki gücüne sahip olduğu kabul edilmiştir. Yangın bölgesine 100'er m yakınındaki fan grupları (1 ve 2 numaralı fan grupları), yangını tetikleme riski ve yoğunluk değişimi nedeniyle verimsiz olacağı için çalıştırılmamıştır. Şafta kadar olan kısımdaki 2 grup (4 adet jet fan) devreye girmiştir.

Olası bir yangın durumunda gerek acil durum araçlarının müdahalesi, gerekse tünel içinde dumandan ve sıcaklıktan arındırılmış bir ortam sağlanabilmesi amacıyla tünel içinde oluşabilecek ters katmanlaşmanın önlenmesi gerekmektedir. Ters katmanlaşma, duman ve sıcak havanın istenilen havalandırma yönünün tersine ilerlemesidir. Kritik hız ise ters katmanlaşmanın önüne geçilen minimum havalandırma hızıdır.

Tünel içerisinde yangın esnasında havalandırma sistemi aracılığı ile sağlanan hava hızı, dumanı istenilen yönde yönlendirmek ve bu esnada ters katmanlaşmayı engellenebilmek için kritik hızdan büyük olmalıdır.

Karayolu tünellerinde duman, trafiğin akış yönüne doğru yönlendirilmelidir. Bu sayede yangın bölgesinde oluşabilecek bir trafik sıkışıklığı durumunda, araçların ve içerisindeki yolcuların dumana ve sıcaklığa maruz kalmamaları sağlanmış olur.

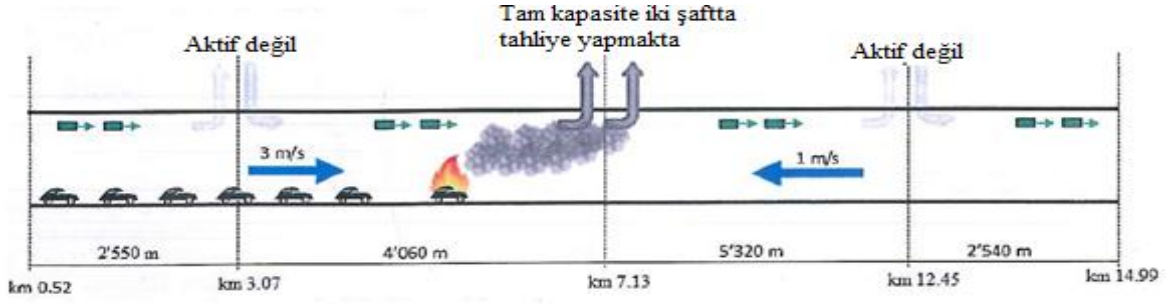
Kritik hız; yangın ısı yükü, tünel yüksekliği, tünel kesit alanı, tünel eğimi, ortam sıcaklığı gibi parametrelere bağlıdır. Denklem 4 ve Denklem 6'nın birlikte çözülmesiyle kritik hız ve kritik sıcaklık hesaplanabilmektedir (Toprak, 2014).

$$V_c = K_1 \left(\frac{g Q_c H}{\rho_0 c_p T_f A} \right)^{1/3} \quad (4)$$

$$K_1 = 1 + 0,0374(\theta)^{0,8} \quad (5)$$

$$\text{Burada;} \quad T_f = \frac{Q_c}{\rho_0 c_p A V_c} + T_0 \quad (6)$$

Yukarıdaki denklemlerde V_c kritik hızı (m/s), T_f kritik sıcaklığı (°C), T_0 başlangıç sıcaklığı (°C), Q_c taşınımla ısı yükünü (kW), H tünel yüksekliğini (m), ρ_0 ortam hava yoğunluğunu (kg/m³), c_p havanın özgül ısısını (kJ/kg°C),



Şekil 6. Şaftlar öncesi yangın durumu şematik gösterimi.

K_1 Froude sayısı faktörünü, θ tünel eğimini, A tünel kesit alanını (m^2), g yerçekimi ivmesini ($kg.m/s^2$) göstermektedir. Eğimin $\% -3,3$ olduğu kısımda, 30 MW'lık yangın durumunda kritik hız ve sıcaklık değerleri hesabında kullanılan değerler ve Tablo 7'de ve NFPA (National Fire Protection Association)'a göre iterasyon sonuçları Tablo 8'de gösterilmiştir.

Tablo 7. Eğimin $\% -3,3$ olduğu kısımda kritik hız hesabında kullanılan değerler.

Yangın Yüğü (Q) (MW)	30,00
Tünel Yüksekliği (H_T) (m)	7,22
Tünel Kesit Alanı (A) (m^2)	67,00
Tünel Eğimi (θ) (%)	-3,30
Ortam Hava Yoğunluğu (ρ_0) (kg/m^3)	1,20
Ortam Sıcaklığı (T_0) ($^{\circ}C$)	20,00
Havanın Özgül Isısı (C_p) ($kJ/kg^{\circ}C$)	1,01
Froude Sayısı Faktörü (K_1) ($Fr^{-1/3}$)	0,61

Tablo 8. Eğimin $\% -3,3$ olduğu kısımda kritik hız ve sıcaklık değerleri iterasyonları (NFPA 502, 2017: Annex-D).

İterasyon	T_f ($^{\circ}C$)	V_c (m/s)
1	20,00	2,98
2	144,26	2,65
3	159,80	2,62
4	161,51	2,61
5	161,70	2,61
6	161,72	2,61
7	161,72	2,61
8	161,72	2,61

Eğimin $\% -3,3$ olduğu kısımda 30 MW'lık yangın durumunda kritik hız (V_c) 2,61 m/s, kritik sıcaklık (T_c) $162^{\circ}C$ bulunmuştur. Yüksek eğim nedeniyle, yangın sonucu oluşan baca etkisi en çok bu bölümde etkili olmaktadır. Tünel içi havalandırma tasarım hızı, bu değeri aşacak şekilde 3 m/s olarak seçilmiştir.

Yangının arka kısmındaki (giriş kısmından arkada kalan 11500 metrelik mesafe) jet fanların çalıştığı ve tünel içinde 3 m/s'lik hava hızının sağlandığı varsayılarak, model çalışmadaki tünel giriş portalı 3 m/s hava hızını sağlayacak şekilde dinamik basınç olarak tanımlanmıştır. Tünel içerisindeki yangının etkisi, yangının tünel içerisindeki pozisyonuna bağlı olarak değişmektedir. Bu çalışmada yangın sonucu oluşan dumanın tahliyesi için

dumanın en yakın hava değişim istasyonunun yayılım yönüne yönlendirilmesi (Şekil 6) göz önünde bulundurulmuştur (CETU, 2003: 69).

Şaftın ileri kısmındaki tersinir çalışan jet fanların sayısal olarak hesaplanan senaryoya göre, tünel içinde şafta kadar 1 m/s hava hızını sağladığı varsayılarak, model çalışmadaki çıkış portalından tünel içerisine 1 m/s hava hızını sağlayacak şekilde dinamik basınç tanımlanmıştır.

Tünel şaftlarındaki 2×70 m³/s debili aksiyal fanlar tam kapasite ile tahliye amaçlı çalıştırılmıştır. Tahliye fanlarına ait tünele bağlanan menfezler basınç olarak tanımlanmıştır.

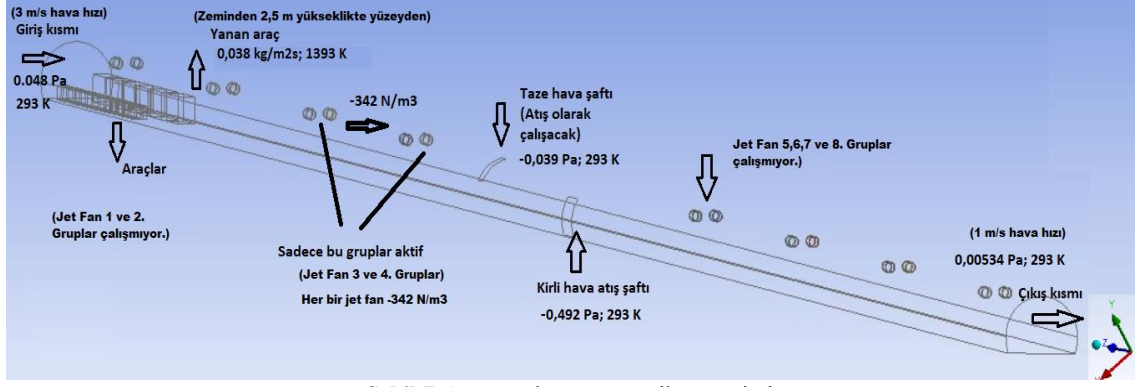
Duman, birim yüzey alandan (ağır yük taşıtı ya da otobüsün yüzey alanı 30 m²) geçen kütle akısı olarak tanımlanmıştır. Otobüs boyutu yükseklikleri 2,5 metre ile 3 metre arasında değişmektedir. Yapılan çalışmada, yangın sonucu oluşan dumanın, otobüsün üst yüzeyine yakın bir bölgeden dağıldığı düşünülmektedir, yerden 2,5 metre yükseklikte, 12 metre uzunluğunda yüzey (otobüs üst yüzeyi) yangın kaynağı olarak seçilmiştir. Kullanılan sınır şartları Tablo 9'da ve Şekil 7'de geometri üzerinde de gösterilmiştir.

Tablo 9. Kullanılan sınır şartları.

Kararlı Rejim Sınır Koşulları	Prototip Model	1/100 Ölçek Model
Isı salınım oranı (kW)	30000	0,30
Tünel içi hava hızı (m/s)	3,00	0,30
Kirli hava şaftı hava hızı	9,57	0,96
Taze hava şaftı hava hızı	2,68	0,27
Tünel içi sıcaklık (K)	293,00	293,00
Duman sıcaklığı (K)	1393	1393
Debi (kg/s)	11,45	0,0001145
Jet Fan itki gücü (N/m^3)	1304	342
Betonarme duvar kaplama kalınlığı (m)	0,30	0,003

Ağ yapısı seçimi

Analizlerden daha kesin ve kısa zamanda çözüm alabilmek için ağ yapısı hücre boyutlarının uygun seçilmesi önemlidir (McGrattan ve Forney, 2004). Duman karakteristiğini ölçmek için minimum yangın karakteristik çapı (D^*) Denklem 7 ile belirlenir.



Şekil 7. Sınır şartlarının şematik gösterimi.

$$D^* = \left(\frac{Q}{\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g}} \right)^{2/5} \quad (7)$$

Burada, Q, kW biriminden ısı salınım oranını, ρ_0 , başlangıç hava yoğunluğunu, c_p başlangıç havanın başlangıç özgül ısısını, T_0 başlangıç ortam sıcaklığını ve g ise yerçekimi ivmesini ifade eder.

Yükseklığe (H) bağlı, boyutsuz ısı salınım oranı (Q^*), Denklem 8 ile belirlenir.

$$Q^* = \frac{Q}{\rho_0 c_p T_0 \sqrt{g} * H^{5/2}} \quad (8)$$

Denklem 7 ve Denklem 8 birleştirilerek Denklem 9 elde edilir.

$$D^* / H = (Q^*)^{2/5} \quad (9)$$

Eğer Denklem 9 doğru sonuç veriyorsa, Denklem 10 ile uygun ağ (grid) hücre boyutu elde edilir (Li ve diğerleri, 2012).

$$\text{Yangın bölgesi mesh boyutu} = 0.075 D^* \quad (10)$$

Ölçek modelde kullanılan sınır değerlerine göre, Denklem 7 ve 8'den boyutsuz yangın çapı ve boyutsuz ısı salınım oranı hesaplanırsa;

$$D^* = \left(\frac{0,3}{1,2(1,01)(293)(\sqrt{9,81})} \right)^{2/5} = 0,037$$

$$Q = \frac{0,3}{1,2(1,01)(293)(\sqrt{9,81})(0,0722)^{5/2}} = 0,193 \quad \text{bulunur.}$$

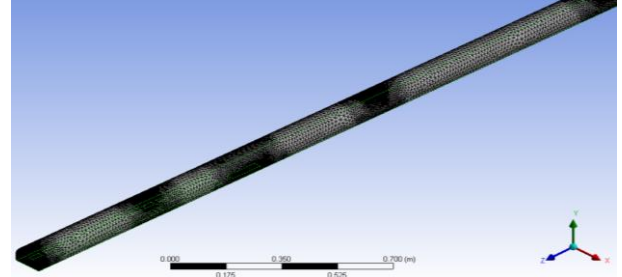
Denklem 9 ile kontrol yapıldığında,

$$D^* / H = 0,512, \quad (Q^*)^{2/5} = 0,512 \quad \text{bulunur.}$$

Doğru sonuç alındığı için, Denklem 10 ile $0.075 \times 0,037 = 0,0028$ m bulunur.

Hücre boyutu, tüneldeki ağ yapısını basitleştirmek için 0,0028 metre yerine 0,002 m olarak, tetrahedral elemanlardan oluşan düzensiz ağ yapısı kullanılmıştır. Ağ, yangın bölgesinde, jet fan kısımlarında, şaftların bulunduğu bölgede ve portal giriş çıkışında iyileştirilmiştir. Toplam 2 293 533 ağ hücresi üretilmiştir (Şekil 8).

Kontrol amaçlı olarak, yangın bölgesine yakın bir noktada, farklı ağ sayılarında hız, sıcaklık ve yoğunluk değerleri karşılaştırılmıştır (Tablo 10). 3 ve 4 numaralı ağ sayılarında, sonuçlara etkilerin çok az olduğu görülmüştür. Tüm hesaplamalarda 10^{-6} ile 10^{-9} mertebesinde yakınsama sağlanmıştır.



Şekil 8. Ağ yapısı gösterimi.

Tablo 10. Farklı ağ sayılarında sonuçların karşılaştırılması.

No	Ağ Element Sayısı	Hız	%	Sıcaklık	%	Yoğunluk	%
1	943 057	1,80421	%29	329,13	%-7	1,01039	%8
2	1 120 445	1,48539	%-6	311,15	%-1	1,0879	%1
3	2 141 331	1,4197	%0	309,07	%0	1,10271	%0
4	2 293 533	1,4016	-	308,904	-	1,09952	-

Matematiksel Modelleme

Analizler kararlı rejimde basınç tabanlı olarak yapılmıştır. Akışa dair parametreleri hesaplayabilmek için akışkanın uyması gereken kütle ve momentumun korunumu gibi temel prensiplerden yola çıkılarak temel akış denklemleri elde edilebilir. Genel değişken ϕ kullanılarak, süreklilik, momentum, enerji, türbülans modeli denklemleri gibi tüm denklemler genel bir formda yazılabilir. Genel bir ϕ değişkeni için üç boyutlu genel taşınım denklemi Denklem 11'de verilmiştir.

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla(\rho\vec{U}\phi) = \nabla(\Gamma_\phi \nabla\phi) + S_\phi \quad (11)$$

Bu eşitlikte; ϕ , genel bir değişkeni, Γ , genel difüzyon katsayısını ve S , kaynak terimini temsil etmektedir. Genel taşınım denklemi için, değişkenler ve bunlara karşılık gelen difüzyon katsayıları ile kaynak terimleri de Tablo 11'de verilmiştir.

Türbülans modeli seçiminde, Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) denklemleri, modellenen türbülans ölçeğindeki transport denklemlerini akışa dair parametrelerin ortalama değeri olarak ifade etmektedir. Çözüm yapılırken; basınç, sıcaklık, enerji ya da tür konsantrasyonu gibi skaler büyüklükler için ortalananmış değerler kullanılarak sistem çözümlenebilir hale getirilmektedir. Bu çalışmada, süreklilik denkleminin sağlanması, hesap yükünün nispeten az olması, türbülans harcanım oranının hesaplanması ve sonucun negatif çıkmaması (hızın karesi) gibi konularda oldukça tutarlı olan realizeable k/ϵ modeli kullanılmıştır (Berberoğlu, 2008). Bu modelde k , türbülans kinetik enerjisini, ϵ , türbülans yutulma oranını (turbulence dissipation rate) ifade eder. Türbülanslı viskozite değeri μ_t ; k ve ϵ 'nin fonksiyonu olarak ifade edilir.

SONUÇLAR

Çalışmada, 2045 yılı trafik verileri temel alınarak tespit edilen kritik yangın bölgesinin incelenmesi amaçlanmıştır. Bu bölge, iki tüp şeklinde olan tünelin Doğu tüpü girişinden 11500 metre uzaklıkta yer almaktadır. 30 MW'lık bir otobüs yangını durumu Ansys Fluent programı yardımıyla incelenmiştir. Elde edilen hız, sıcaklık, karbon monoksit emisyonları sonuçları sırasıyla bölüm içerisinde verilmiştir.

Analiz sonuçları; yangın bölgesinde oluşabilecek hasarları tespit edebilmek için dikey kesitte, tünel

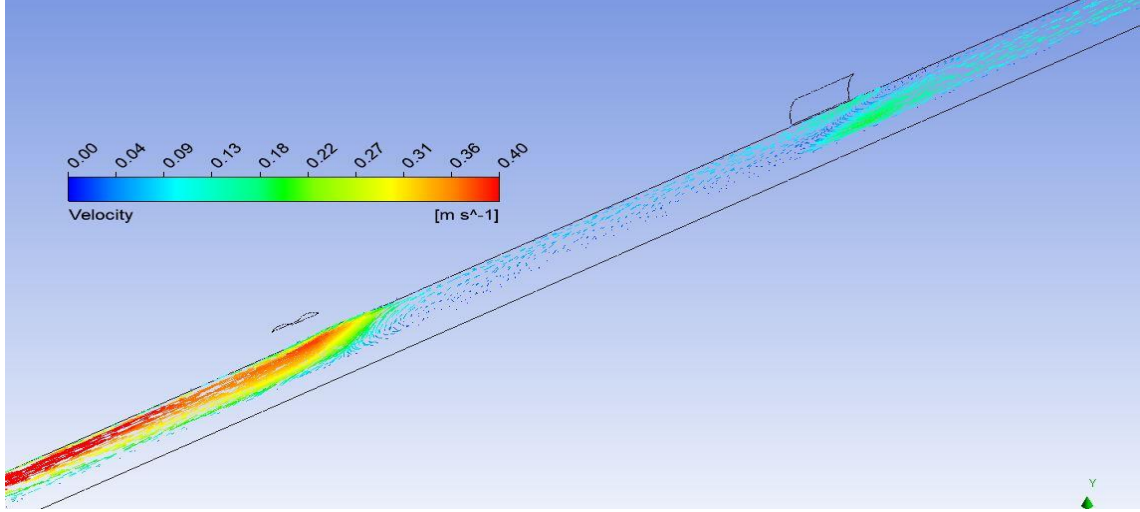
boyunca duman dağılımını görebilmek için yatay kesitte, atış fanlarının performanslarını izleyebilmek ve olası tünel içine duman basma riskini görebilmek için şaft bölgesinde yatay kesitte, yangın bölgesine müdahale edecek itfaiye personeli ve ters yönde tünel kullanıcılarının tahliyesi için önemli olan yerden 1,7 metre mesafede yatay kesitte incelenmiştir.

Hız dağılımı incelendiğinde, dağılım yangın bölgesinden kirli hava şaftına kadar 3 m/s değerinin üzerindedir. Temiz hava şaftından, tünel çıkışına kadar olan kesimde ise trafiğin tersi yönde yaklaşık 1 m/s'lik hava hızı sağlanmaktadır. Atış fanlarına yakın bölgedeki hız vektörleri Şekil 9'da verilmiştir. Jet fan gruplarının çalıştığı 150 m'lik kesimde yerel hız dağılımı da Şekil 10'da verilmiştir. Yangın bölgesinden 150 m ve 250 m mesafede çalışan jet fan gruplarının hız konturları incelendiğinde, piyasada bulunabilen jet fanlara ait teknik özelliklere göre 33,6 m/s'lik hava hızını doğru şekilde yansıttığı görülmektedir. Jet fan grupları arasındaki 100 m'lik mesafe jet fanların çalışma verimi açısından yeterli görülmektedir.

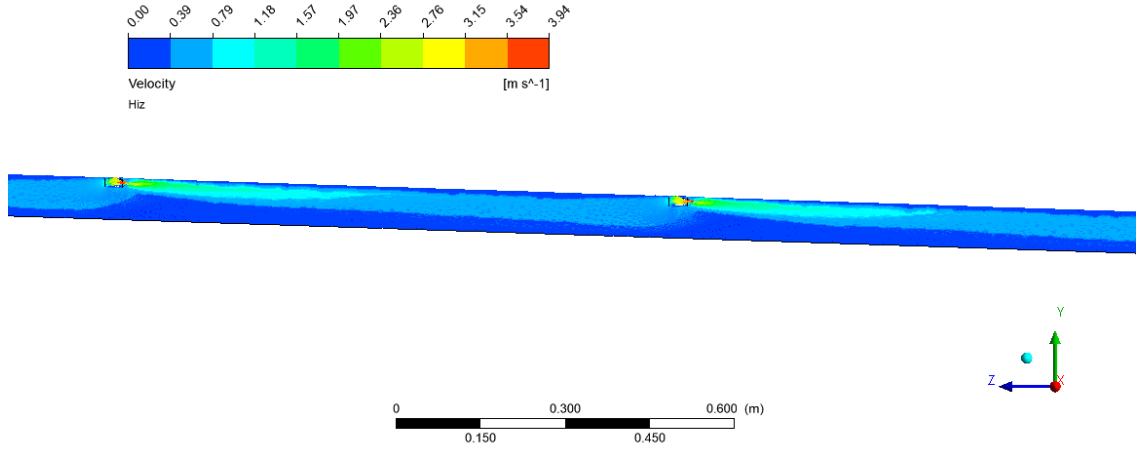
Şekil 11'de yerden 1,7 m mesafede lokal hız dağılımı gösterilmiştir. Yangın bölgesinin arka kısmında, insanların tahliye edileceği bölgede (trafik akış yönünün tersi istikamette), yerden 1,7 m mesafede hız 3 m/s'dir. Trafik yönünde yangın mahaline yakın kısımlarda hız 6-7 m/s seviyelerindeyken, diğer kısımlarda 4 m/s'yi geçmemektedir.

Tablo 11. Genel taşınım denklemi için, değişkenler ve bunlara karşılık gelen difüzyon katsayıları ve kaynak terimleri (Novozhilov, 2001).

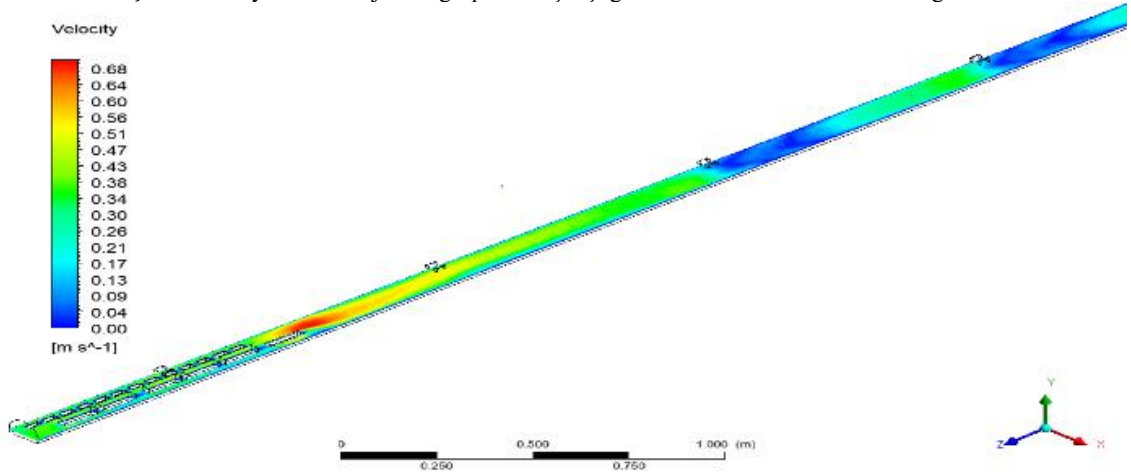
Denklem	ϕ	Γ	S_ϕ
Süreklilik	1	0	0
x-momentum	u	μ_e	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial w}{\partial x}\right)$
y-momentum	u_z	μ_e	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial w}{\partial y}\right)$
z-momentum	u_z	μ_e	$-\frac{\partial P}{\partial z} - g(\rho - \rho_{ref}) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu_e \frac{\partial u}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu_e \frac{\partial v}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_e \frac{\partial w}{\partial z}\right)$
Türbülans kinetik enerjisi	k	$\frac{\mu_e}{\sigma_k}$	$P + G - \rho\epsilon$
Türbülans kinetik enerji yutulması	ϵ	$\frac{\mu_e}{\sigma_\epsilon}$	$\frac{\epsilon}{k}(C_1G - C_2\rho\epsilon)$
Enerji	h	$\frac{\mu_e}{\sigma_h}$	$-Q_R$
Kimyasal reaksiyon	Y_F	$\frac{\mu_e}{\sigma_Y}$	$-C_R\rho\frac{\epsilon}{k}\min\left(Y_F, \frac{Y_0}{r}\right)$
$P = \mu_e \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right\}$ $G = g \left(\frac{\mu_e}{\sigma_h} \right) \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{\partial p}{\partial z}$			



Şekil 9. Boyuna kesitte atış fanlarına yakın 150 m'lik kısımda yerel hız dağılımı.



Şekil 10. Boyuna kesitte jet fan gruplarının çalıştığı 150 m'lik kesimde lokal hız dağılımı.



Şekil 11. Yerden 1,7 m mesafede 400 m'lik mesafede lokal hız dağılımı.

Şekil 12'de yangının olduğu kısımda 1300 K gibi yüksek sıcaklık değeri görünürken, yangın bölgesinde sıcaklığın 600 K düzeyinde olduğu, havalandırma yönünde yangına en yakın fan grubunun bulunduğu ilk 50 m'lik kısımda 400-500 K seviyelerine düştüğü gözlemlenmektedir. Bunun nedeni de jet fanların çalışması ile havanın tahliye edilmesidir.

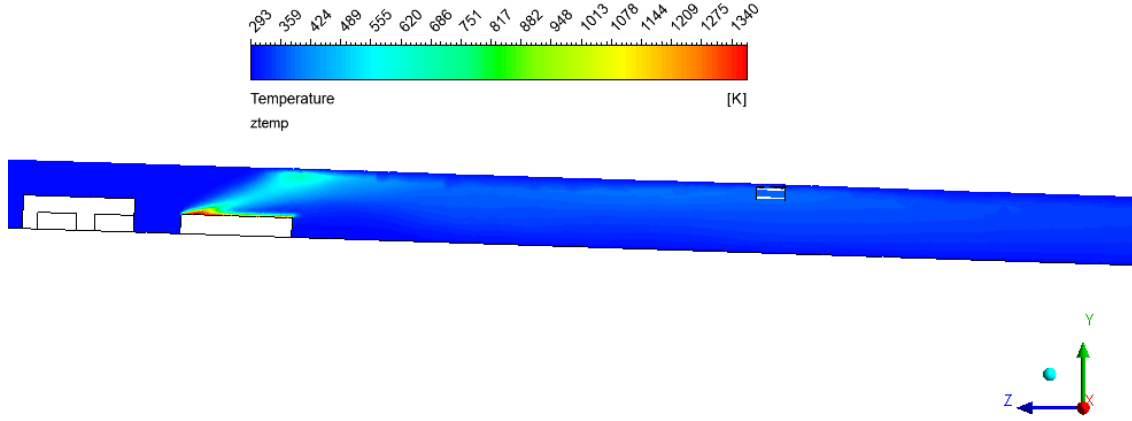
Yangın bölgesindeki sıcaklık dağılımı 400 K civarında olduğu belirlendikten sonra sıcaklık skalası en yüksek 600 K olacak şekilde belirlenmiş ve yangına müdahale noktasında önemli olan 200 m'lik bölge içerisindeki sıcaklık dağılımı Şekil 13'te verilmiştir. Şekil 12 ve Şekil 13 incelendiğinde, yangın bölgesinden geriye doğru sıcaklık yayılmamıştır. Bu da tünel kullanıcılarının tüneli tahliyesi için güvenli alanın oluştuğunu ve havalandırma için seçilen tasarım hızının (3 m/s) yeterli olduğunu

göstermektedir. Sıcaklığa bağlı karışım havası yoğunluk düşüştü nedeniyle yangın mahalline yakın noktalarda tünel tavanına yakın kısımlarda iken, yangın olan bölgeye uzaklık arttıkça soğuyan havanın, yoğunluğunun artması nedeniyle sıcaklığın tüm kesitte homojen olarak dağıldığı gözlemlenmektedir.

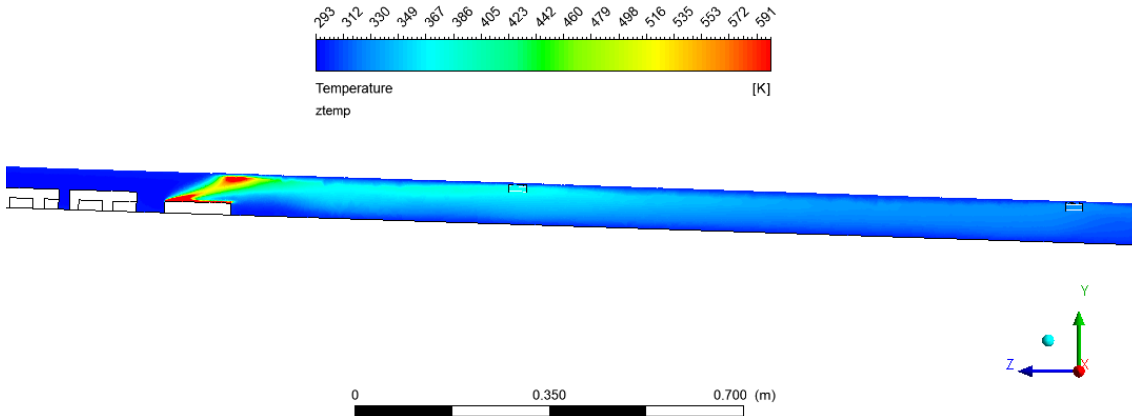
Eksenel fanların yangın durumunda ne şekilde etkileneceğini tespit edebilmek için Şekil 14'te, zeminden 6 m yükseklikte yerel sıcaklık dağılımı verilmiştir. Yangın bölgesinde sıcaklık değerleri 600 K

seviyelerindeyken, yangın bölgesinden 200 m uzaklıkta tavan sıcaklığı 330 K seviyelerine düşmüştür. Çalıştırılmayan ilk jet fan grubunda sıcaklık değerleri 500 K seviyelerindedir. Havalandırma sisteminin ana elemanları olan jet fanlar 250°C (523 K)'de 90 dakika süre ile çalışacak şekilde seçildiği kabulüyle, yangın bölgesinden 150 m ileride bulunan ve aktif olan jet fanların zarar görmeyeceği öngörülebilir.

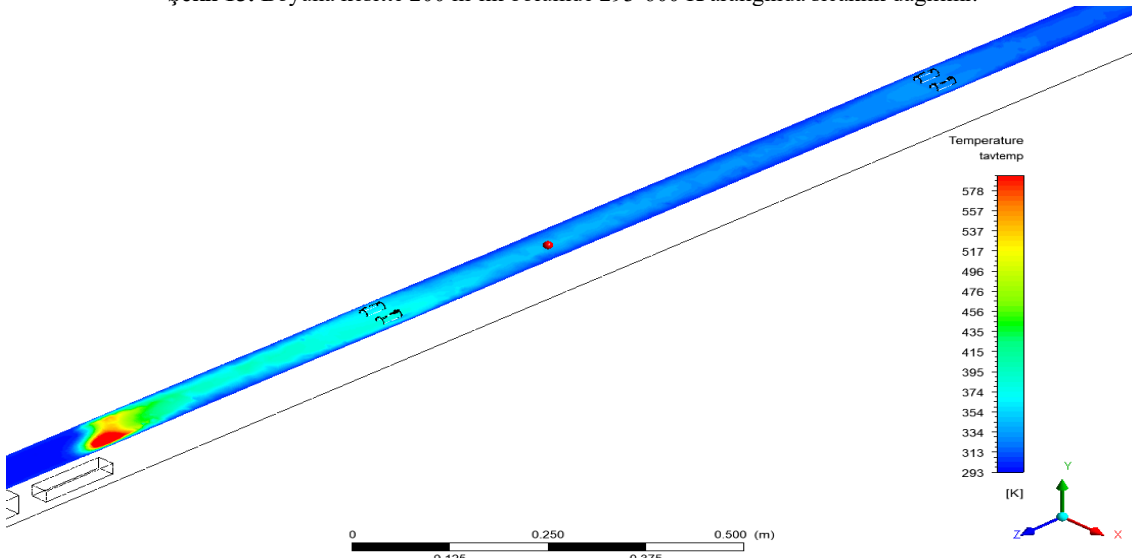
Şekil 15'te, ortalama bir insan boyunun 1,7 m olduğu kabul edilerek 400 m'lik kısımda zemin seviyesine yakın



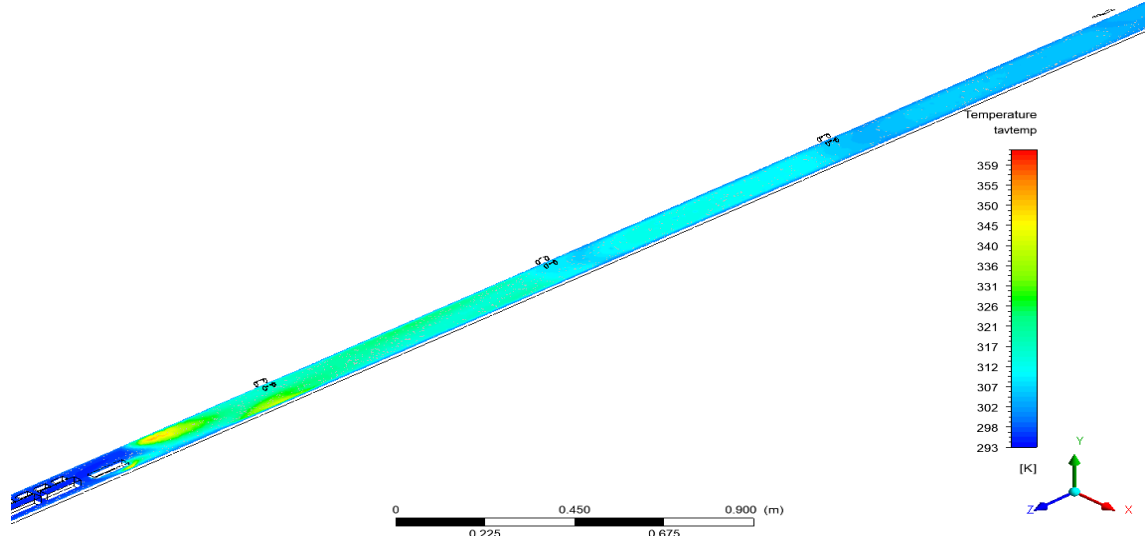
Şekil 12. Boyuna kesitte yangın bölgesinde sıcaklık dağılımı.



Şekil 13. Boyuna kesitte 200 m'lik bölümde 293-600 K aralığında sıcaklık dağılımı.



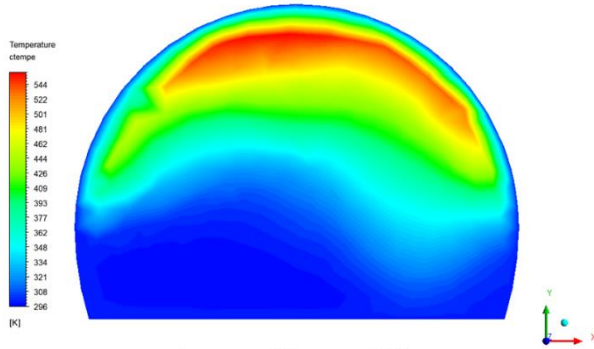
Şekil 14. Zeminden 6 m yükseklikte, 200 m'lik kısımda tavan bölgesi sıcaklık dağılımı.



Şekil 15. Zeminden 1,7 m yükseklikte, 400 m'lik kısımda sıcaklık dağılımı.

sıcaklık dağılımı verilmiştir. Yangın bölgesinden, tünel kullanıcılarının tahliyesinin yapılacağı geri bölgede sıcaklık değerlerinin yükselmediği görülmektedir. Havalandırma yönünde ilk 150 m'lik kısımda sıcaklık değeri 330 K (63°C) seviyelerini geçmektedir. Bu da yangına müdahale noktasında gelecek itfaiye personelinin gerekli koruyucu önlemleri almasını gerektirmektedir.

Şekil 16'da yangın bölgesinden, trafik yönünde 10 m ileride tünel kesitinin yerel sıcaklık dağılımı verilmiştir. Beklenildiği gibi, karışım havasının sıcaklığı bağlı yoğunluk düşüşü nedeniyle sıcak hava yükselmiş ve tünel tavanında en yüksek değerler ölçülmüştür.



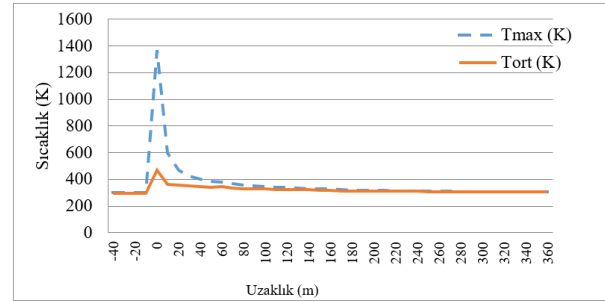
Şekil 16. XY ekseninde yangın bölgesinden 10 m ileride sıcaklık dağılımı.

Şekil 17'de, 0 m yangın bölgesi olmak üzere, -40 m tünel kullanıcılarının tahliye güzergâhında, 360 m'de trafik yönünde kirli hava atış şaftına kadar olan mesafede ölçülen en yüksek sıcaklıklar ve ortalama sıcaklıklar grafik olarak gösterilmiştir.

Tünel içindeki beton yapının hasarı; beton yapının dağılması ve ısıl olarak mukavemetinin azalmasına bağlı olarak değerlendirilmektedir. Isıl bozulma, tünel astar veya döşeme kalınlığının yarısını aşarsa yapının ciddi şekilde hasar gördüğü kabul edilir. Tünelde beton

yüzeyle sıcaklığın yayılması 200°C'de başlar, kritik sıcaklık ise 300°C'dir. (PIARC, 1991).

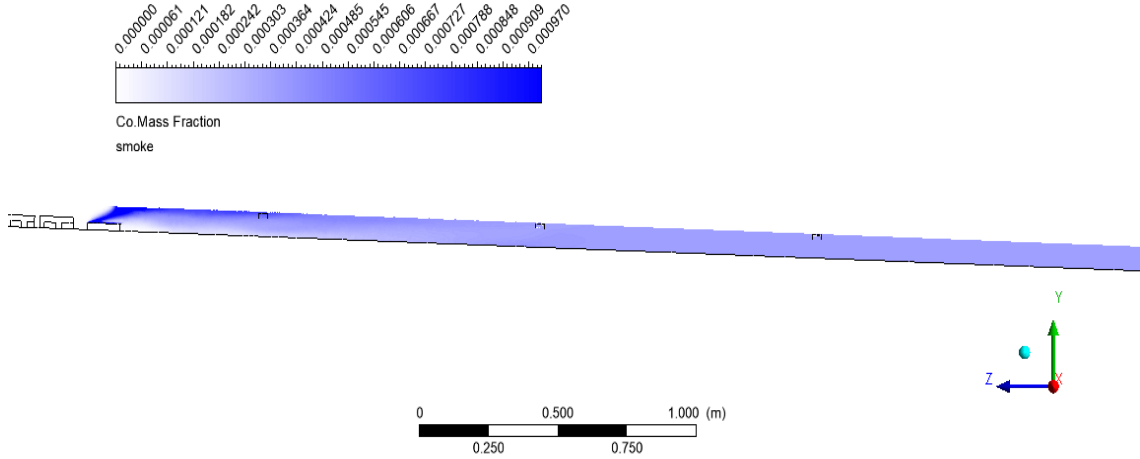
Sıcaklık analizi sonuçları incelendiğinde, yangın bölgesinden trafik yönünde ilk 50 metrelik kısımda ölçülen en yüksek sıcaklıklar 200°C'nin üzerinde seyretmektedir. Bu bölümde beton malzemelerin zarar görebileceği öngörülebilir. Özellikle yangın bölgesi ve 20 m ilerisine kadar olan bölümde sıcaklıklar belirli bölümlerde 300°C'yi (573 K) aşmaktadır. Bu bölümlerde yapısal dökümler ve kalıcı hasarlar beklenebilir. Özellikle yangının çıktığı bölgeye yakın olan 20 m'lik mesafede tavan sıcaklık değerleri kritik değerleri aşmaktadır.



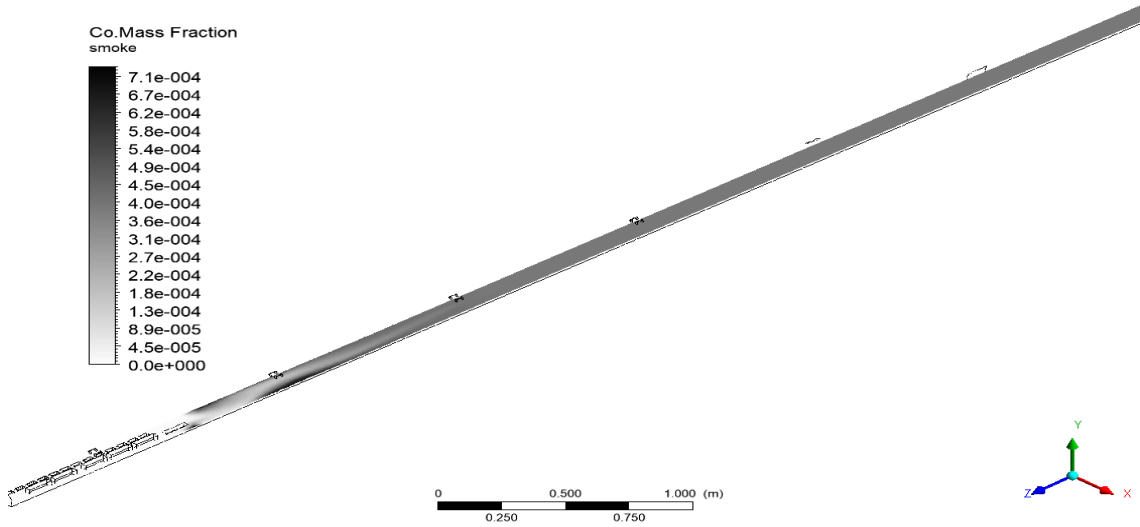
Şekil 17. Yangın bölgesinden 40 m geride ve 360 m ileride (trafik yönüne) sıcaklık değişimi.

Yangın mahalinden trafik yönünde ilk 100 m'lik kısımda tünelin tavan kısmına yakın bulunan bölgede, 100°C ile 350°C arasında sıcaklık değerlerinin değiştiği ve yangına dayanıklı malzemelerin kullanılmaması durumunda, aydınlatma armatürlerinde, aydınlatma, haberleşme ve veri iletim kablolarında, kablo kanallarında, ve destek elemanlarında kalıcı hasarlar olabileceği öngörülebilir (PIARC, 1991).

Acil durumlardaki önemli noktalardan birisi de karbonmonoksit emisyonu konsantrasyonlarıdır. Şekil 18'de yangın bölgesinden geriye doğru dumanın



Şekil 18. Boyuna kesitte 400 m'de zamandan bağımsız CO dağılımı.



Şekil 19. Boyuna kesitte, zeminden 1,7 m mesafede CO ve duman dağılımı.

yayılmadığı görülmektedir. Yangın bölgesinden şafta kadar olan bölümde karışım havasında bulunan CO seviyesi 10000 ppm'den 400 ppm seviyelerine kadar azalmıştır.

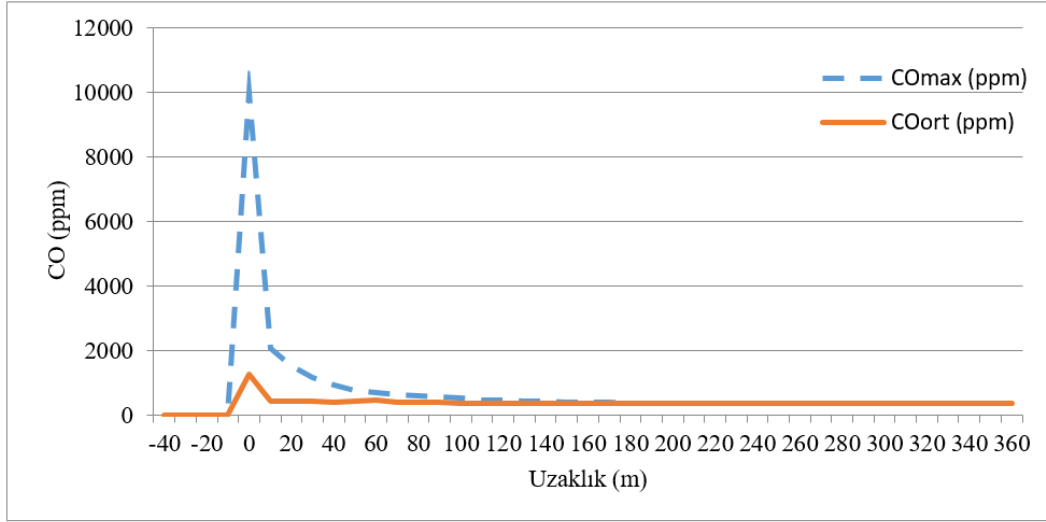
Şekil 19'da şaftların sonrasındaki duman dağılımını da görebilmek için 400 m'lik kısımda CO dağılımı gösterilmiştir. Sıcaklık düşmesi nedeniyle yangın mahallinden şafta doğru karışım havasının yoğunluğu yükselmekte ve duman tünel kesitine dengeli biçimde dağılmaktadır. Yangının olduğu bölgenin hemen sonrasındaki çalışmayan ilk jet fan grubu havalandırmaya karşı blokaj etkisi yaptığından dolayı ilk jet fan grubunun altında ufak bir kısımda dumanın çıktığı görülmektedir.

Şekil 20'de 0 m yangın bölgesi olmak üzere, -40 m tünel kullanıcılarının tahliye güzergâhında, 360 m'de trafik yönünde kirli hava atış şaftına kadar olan mesafede ölçülen en yüksek ve ortalama CO değerleri grafik olarak gösterilmiştir.

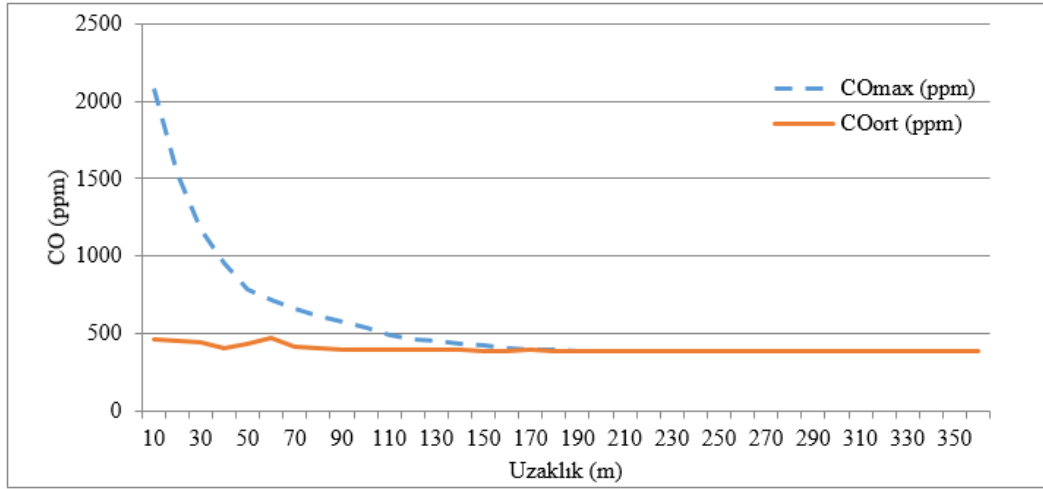
Şekil 21'de yangın bölgesinin 10 m ilerisinden, kirli hava atış şaftına kadar CO miktarı değişimi detaylı olarak grafikte gösterilmiştir. Ortalama CO değerlerinin atış şaftına kadar 400 ppm seviyelerinin altına düşmediği,

özellikle ilk 50 m'de ortalama 1000 ppm'in üzerinde olduğu görülmektedir. Yangın mahallinden trafik yönüne göre geride kalan kısımda CO oranının kabul edilebilir seviyelerde olduğu (Şekil 20), bu da yangının gerisinde bekleyen tünel kullanıcılarının dumandan etkilenmeden tahliyesinin gerçekleşebileceğini göstermektedir.

CO analizi sonuçları incelendiğinde, yangın bölgesine yakın 50 m'lik mesafede sıcaklık kaynaklı yoğunluk farkı nedeniyle CO'nun tünelin tavan kısmında yoğunlaştığı, 60 m'de çalıştırılmayan jet fanın engellemesinden dolayı ortalama değerlerin nispeten yükseldiği, 70 m'den sonra ise dumanın soğuyarak çökmeye başlamasıyla beraber en üst ve ortalama değer arasındaki farkın kapandığı görülmektedir. İlk 30 m'de yangın durumunda tünel kullanıcıları için kabul edilebilir güvenlik kriterlerine göre 1200 ppm seviyesinin (Caliendo vd., 2013) üzerinde olduğu görülmektedir. Bu da yangın söndürme ekiplerinin oksijen maskesi vb. koruyucu önlemler olarak yangına müdahale etmesini gerektirmektedir.



Şekil 20. Yangın bölgesinden 40 m geride ve 360 m ileride (trafik yönüne) CO değişimi.



Şekil 21. Yangın bölgesinden kirli hava şaftına kadar CO değişimi.

DEĞERLENDİRME VE ÖNERİLER

Literatür çalışmalarından faydalanılarak seçilen tasarım yangın yüküne göre kritik hız ve sıcaklık değerleri hesaplanmış analitik olarak yapılan hesaplar sonucunda yangın sonucu oluşan kritik nokta olarak tünelde eğimin en yüksek olduğu DT_3 lokasyonu bulunmuştur. Bu bölgede eğimin negatif olması sebebiyle, yangın sonucu oluşan baca etkisinin yüksek olması bu sonucu ortaya çıkarmıştır. Ansys Fluent yazılımında geometri hazırlanırken, mesh yapısı hazırlanırken ve uygun model seçilirken (k-ε türbülans modeli) literatür çalışmalarından faydalanılmış ve sonuçların analitik hesaplamalarla uygunluk gösterdiği görülmüştür.

Yangın bölgesinden 150 m ve 250 m mesafede çalışan jet fan gruplarının hız konturları incelendiğinde, fanların çalışma hızı 33,6 m/s olarak elde edilmiştir. Jet fan grupları arasındaki 100 m mesafe jet fanların çalışma verimi açısından yeterli görünmektedir. Yangın bölgesinin arka kısmında, insanların tahliye edileceği bölgede (trafik akış yönünün tersi istikamette) hava hızı 3 m/s olmaktadır. Ayrıca, trafik yönünde yangın

mahaline yakın kısımlarda hız 6-7 m/s seviyelerindeyken, diğer kısımlarda 4 m/s'yi geçmemektedir.

Eksenel fanların yangın durumunda ne şekilde etkileneceğini tespit edebilmek için zeminden 6 m yükseklikte yerel sıcaklık dağılımı verilmiştir. Yangın bölgesinde sıcaklık değerleri 600 K seviyelerindeyken, yangın bölgesinden 200 m uzaklıkta tavan sıcaklığı 330 K seviyelerine düşmüştür. Yangın bölgesinden, tünel kullanıcılarının tahliyesinin yapılacağı geri bölgede sıcaklık değerlerinin yükselmediği görünmektedir. Havalandırma yönünde ilk 150 m'lik kısımda sıcaklık değeri 330 K (63°C) seviyelerini geçmektedir. Ortalama sıcaklık değerlerinin ilk 30 m'de ortalama 400 K'in üzerinde olduğu ve yangına müdahale ekipleri ve o bölgedeki tünel kullanıcıları için riskli olduğu görünmektedir. Bununla birlikte, 0 m yangın bölgesi olmak üzere, -40 m tünel kullanıcılarının tahliye güzergâhında, 360 m'de trafik yönünde kirli hava atış şaftına kadar olan mesafede hesaplanan ortalama CO değerlerinin atış şaftına kadar 400 ppm seviyelerinin altına düşmediği, özellikle ilk 50 m'de ortalama 1000 ppm'in üzerinde olduğu belirlenmiştir. Yangın mahallinden trafik

yönüne göre geride kalan kısımda CO oranının kabul edilebilir seviyelerde olduğu, sadece trafik yönünde ilk 50 m’de referans değerini aştığı belirlenmiştir.

Çalışmada tünel içerisinden tehlikeli madde yüklü araçların geçmediği (özellikle tankerle akaryakıt taşımacılığı) varsayımı yapılmıştır. Bundan sonra yapılacak çalışmalarda çok uzun gerçek bir karayolu tüneline tehlikeli madde geçişi olan durumlar hesaba katılarak, değişik araç yangınları üzerine (30, 50, 100, 200 MW’lık yangın durumları) çalışma yapılması faydalı olacaktır.

KAYNAKLAR

Alpğiray B., 2016, *Enine Havalandırma Sistemine Sahip Bir Tünelde Yangın Kaynaklı Duman Tahliyesinin Sayısal Yöntemle İncelenmesi*, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.

Alva W.U., Jomaas G., Anne S. and Dederichs A., 2017, The Influence of Vehicular Obstacles on Longitudinal Ventilation Control in Tunnel Fires, *Fire Safety Journal*, 87, 25-36.

Atkinson G.T. and Wu, Y., 1996, Smoke Control in Sloping Tunnels, *Fire Safety Journal*, 27, 335-341.

Berberoğlu M.İ., 2008, *Yeraltı Raylı Taşıma Sistemi İstasyonu İçin Yangın Modellemesi ve Simülasyonu*, Yüksek Lisans Tezi, Gazi Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü, Ankara.

Caliendo, C., Ciambelli, P., De Guglielmo, M.L., Meo, M.G. and Russo, P., 2012, Numerical simulation of different HGV fire scenarios in curved bi-directional road tunnels and safety evaluation, *Tunnelling and Underground Space Technology*, 31, 33-50.

Caliendo, C., Ciambelli, P., De Guglielmo, M.L., Meo, M.G. ve Russo, P., 2013, “Simulation of fire scenarios due to different vehicle types with and without traffic in a bi-directional road tunnel”, *Tunnelling and Underground Space Technology*, 37, 22-36.

Chow W.K., Gao Y., Zhao J.H., Dang J.F., Chow C.L. and Miao L., 2015, Smoke movement in tilted tunnel fires with longitudinal ventilation, *Fire Safety Journal*, 75, 14-22.

CETU. (Novembre, 2003). *Dossier Pilote Des Tunnels Equipments -Ventilation*, Bron: Centre D’etudes Des Tunnels, 45-69.

EPC (European Parliament and of the Council), 2004, On Minimum Safety Requirements for Tunnels in the Trans-European Road Network, *Official Journal of the European Union*, Brussel, 29 April 2004, L201, 56-76.

EU Report, 2003, EU (European Union) Directorate General for Energy and Transport, *Safety in European Road Tunnels*, EU Report 1.4.73, Brussel, 1-7.

FIT (European Thematic Network Fire in Tunnels), 2005, *Design Fire Scenarios*, Technical Report Part 1, A. Haack, STUVA, 60-70.

Gong, L., Jiang, L., Li, S., Shen, N., Zhang, Y. and Sun, J. 2016, “Theoretical and experimental study on longitudinal smoke temperature distribution in tunnel fires”, *International Journal of Thermal Sciences* 102, 319-328.

Hu L.H., Huo R., Wang H.B., Li Y.Z. and Yang R.X., 2007, Experimental Studies On Fire-Induced Buoyant Smoke Temperature Distribution Along Tunnel Ceiling, *Building and Environment*, 42, 11, 3095-3915.

Hyun K.G., Ryul K.S., Sun R.H., 2009, An Experimental Study on the Effect of Slope on the Critical Velocity in Tunnel Fires, *Journal of Fire Sciences*, 28, 27-47.

Ingason, H., Li, Y.Z. ve Lönnemark, A., 2015, Springer Science+Business Media New York, “Tunnel Fire Dynamics”, 372-384, 473-504.

Karaaslan S., Hepkaya E., Yucel N., 2011, Ölçeklendirilmiş Bir Kısa Tünelde Boyuna Havalandırma Sisteminin CFD Simülasyonu”, *Isı Bilimi ve Tekniği Dergisi*, 33, 1, 63-77.

Kashef A., Saber H.H. and Gao L., 2009, Optimization of Emergency Ventilation Strategies in a Curved Section of a Road Tunnel, *National Republican Congressional Committee (NRCC)*, 51289, 11.

KGM (Karayolları Genel Müdürlüğü Araştırma ve Geliştirme Dairesi Başkanlığı), 1997, *Karayolu Tüneli Uygulama Projesi Teknik Şartnamesi*, KGM Matbaası, Ankara, 1-18.

Kurioka H., Oka Y., Satoh H. and Sugawa O. 2003. Fire Properties in Near Field of Square Fire Source with Longitudinal Ventilation in Tunnels, *Fire Safety Journal*, 38, 319-340.

Lee S.R. and Ryou H.S., 2005, An Experimental Study of the Effect of the Aspect Ratio on the Critical Velocity in Longitudinal Ventilation Tunnel Fires, *Journal of Fire Sciences*, 23, 119-138.

Lee Y.P. and Tsai K.C., 2012, Effect of Vehicular Blockage on Critical Ventilation Velocity and Tunnel Fire Behavior in Longitudinally Ventilated Tunnels, *Fire Safety Journal*, 53, 35-42.

Li Y.Z., Lei B. and Ingason H., 2010, Study of Critical Velocity and Backlayering Length in Longitudinally Ventilated Tunnel Fires, *Fire Safety Journal*, 45, 361-370.

Li, Y.Z., Lei, B., Ingason, H. (2012) Scale modeling and numerical simulation of smoke control for rescue stations in long railway tunnels. *Journal of Fire Protection Engineering* 22 (2):101-131.

- Maraveas, C. and Vrakas, A.S., 2014, Design of Concrete Tunnel Linings for Fire Safety, *Structural Engineering International*, 3, 1-11.
- McGrattan, K. and Forney, G., 2004, Fire Dynamics Simulator (Version 4), User's Guide. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA.
- NFPA, 2017, *NFPA 502: Standard for Road Tunnels, Bridges, and Other Limited Access Highways, 2017 Edition*, NFPA (National Fire Protection Association), Massachusetts, USA.
- Novozhilov V., 2001, Computational Fluid Dynamics Modeling of Compartment Fires, *Progress in Energy and Comustion Science*, 27, 611-666.
- Oka Y. and Atkinson G.T., 1995, Control of Smoke Flow in Tunnel Fires, *Fire Safety Journal*, 25, 305-322.
- PIARC (Permanent International Association of Road Congress), 1991, "Fire in Road Tunnels. *Protection for Civil Engineering Structures, Electrical Circuits and Equipment*, PIARC Committee on Road Tunnels, Paris, 175, 55-68.
- PIARC (Permanent International Association of Road Congress), 2017, *Road Tunnels: (2017R02EN) Design Fire Characteristics for Road Tunnels*, PIARC Technical Committee 3.3 on Road Tunnels Operations, Paris, 3-64.
- Taillefer, N., Carlotti, P., Lemerle, C. and Avenel, R., 2013, Ten Years of Increased Hydrocarbon Temperature Curves in French Tunnels, *Fire Technology*, 49(2), 531-549.
- Tang F., Li L., Chen W., Tao C. and Zhan Z., 2017, Studies on Ceiling Maximum Thermal Smoke Temperature and Longitudinal Decay in a Tunnel Fire with Different Transverse Gas Burner Locations, *Applied Thermal Engineering*, 110, 1674-1681.
- Toprak, A.S., 2014, *CFD Application of a metro tunnel fire safety and emergency ventilation systems*, Master's Thesis, Marmara University Department of Mechanical Engineering, İstanbul.
- Vauquelin O. and Wu Y., 2006, Influence of Tunnel Width on Longitudinal Smoke Control, *Fire Safety Journal*, 41, 420-426.
- Wang X.Y., Spearpoint M.J. and Fleischmann C.M., 2017, Investigation of the Effect of Tunnel Ventilation on Crib Fires Through Small-Scale Experiments, *Fire Safety Journal*, 88, 45-55.
- Wu Y. and Bakar M.Z.A., 2000, Control of Smoke Flow in Tunnel Fires Using Longitudinal Ventilation System - A Study of the Critical Velocity", *Fire Safety Journal*, 35, 363-390.



THERMODYNAMIC AND ECONOMIC ANALYSIS OF GEOTHERMAL ENERGY POWERED KALINA CYCLE

Merve SENTURK ACAR*

*Mechanical Engineering Dept., Engineering Faculty, Bilecik Seyh Edebali University, 11230 Bilecik, Turkey, merve.senturkacar@bilecik.edu.tr, ORCID: 0000-0003-1442-4560

(Geliş Tarihi: 19.03.2020, Kabul Tarihi: 08.10.2020)

Abstract: In this study, thermodynamic and economic analysis have been carried out to the determination of optimum design parameters of Kalina Cycle. The optimization of four key parameters (turbine inlet pressure, geothermal water outlet temperature at evaporator, condenser pressure and ammonia mass fraction) is also conducted. The thermodynamic properties of the medium temperature geothermal resource in the Simav region are used in the system designs. The energy efficiency and exergy efficiency of the system are evaluated through the thermodynamic analysis. Also, the system has been investigated economically with the net present value method. As a result of the exergy analysis, it is determined that the maximum exergy destruction occurs in the evaporator within the total exergy destruction of the system. In the system design with 90 % ammonia mass fraction, the exergy destruction in the evaporator constitutes 66.5 % of the total exergy destruction in the system. The geothermal water outlet temperature at evaporator, ammonia mass fraction, turbine inlet pressure and condenser pressure of the most effective geothermal energy powered Kalina Cycle are determined as 353.15 K, 90 %, 4808 kPa and 700 kPa, respectively. The energy efficiency and exergy efficiency of this system are calculated as 13.04 % and 51.81 %, respectively. Also, the net present value of this system is calculated as 119.377 Million US\$ and it is seen that it is suitable for investment in economic terms.

Keywords: Kalina cycle, Geothermal energy, Net present value, Energy, Exergy.

JEOTERMAL ENERJİ KAYNAKLI KALİNA ÇEVİRİMİNİN TERMODİNAMİK VE EKONOMİK ANALİZİ

Özet: Bu çalışmada, jeotermal enerjiyle çalışan Kalina Çevrimi'nin optimum tasarım parametrelerinin belirlenmesi için termodinamik ve ekonomik analizler yapılmıştır. Türbin giriş basıncı, evaporatördeki jeotermal akışkan çıkış sıcaklığı, kondanser basıncı ve amonyak kütle oranı sistemin değişken parametreleridir. Simav bölgesindeki orta sıcaklıklı jeotermal kaynağın termodinamik özellikleri sistem tasarımlarında kullanılmıştır. Sistemin enerji ve ekserji verimleri termodinamik analizler ile değerlendirilmiştir. Ayrıca, sistem net bugünkü değer yöntemi ile ekonomik olarak incelenmiştir. Ekserji analizi sonucunda, sistemin toplam ekserji yıkımı içerisinde maksimum ekserji yıkımının evaporatörde meydana geldiği tespit edilmiştir. Kütlece % 90 amonyak bileşenli sistem tasarımında, evaporatördeki ekserji yıkımı, sistemdeki toplam ekserji yıkımının % 66.5'ini oluşturmaktadır. Ekserji analizleri sonucunda en yüksek ekserji yıkımının evaporatörde olduğu ve % 90 amonyak bileşenli sistem tasarımında, evaporatördeki ekserji yıkımı, toplam sistemdeki ekserji yıkımının % 66.5'ini oluşturmaktadır. En etkin sistem tasarımının enerji verimliliği ve ekserji verimliliği sırasıyla % 13.04 ve % 51.81 olarak belirlenmiştir. Optimum sisteme ait evaporatördeki jeotermal su çıkış sıcaklığı, amonyak kütle oranı, türbin giriş basıncı ve kondenser basıncı sırasıyla 353.15 K, % 90, 4808 kPa ve 700 kPa olarak belirlenmiştir. Bu sisteme ait enerji verimliliği ve ekserji verimliliği sırasıyla % 13.04 ve % 51.81 olarak belirlenmiştir. Ayrıca bu sistemin net bugünkü değeri 119.377 Milyon ABD\$ olarak hesaplanmış ve ekonomik açıdan yatırıma uygun olduğu görülmüştür.

Keywords: Kalina çevrimi, Jeotermal enerji, Net bugünkü değer, Enerji, Ekserji.

NOMENCLATURE

C	Cost [\$]	h	Specific enthalpy [kJ/kg]
c	Specific heat [kJ/ kg· K]	\dot{m}	Mass flow [kg/s]
D_{tube}	Diameter of the inlet pipe [m]	M	Molar mass [kg/mol]
e^0	Molar exergy [kJ/mol]	NPV	Net present value
$\dot{E}x$	Exergy [kW]	\dot{Q}	Heat energy [kW]
F	Cost Factor	Q_{vs}	Volume flow rate of separator [m ³ /s]
		T	Temperature [K]
		U	Heat transfer coefficient [W/m ² ·K]

u_t	Terminal velocity of separator [m/ s]
V	Total volume of separator [m ³]
\dot{W}	Power [kW]
ρ	Density [m ³ / kg]
ε	Exergy efficiency [%]
α	Ammonia mass fraction [%]
ψ	Specific exergy [kJ/kg]
η	Energy efficiency [%]

Subscripts

b	Benefit
BM	Bare module
c	Condenser
ch	Chemical
cw	Cooling water
$elec$	Electricity
eva	Evaporator
g	Generator
gf	Geothermal fluid
i	Interest rate
ic	Investment cost
j	Discount rate
l	Liquid
M	Material
m,i	Inlet mass flow
m,o	Outlet mass flow
moc	Maintenance and operating
ol	Life time of system
ncf	Net cash flow
p	Pump
P	Pressure
ph	Physical
r	Recuperator
sc	Salvage cost
sep	Separator
sys	System
v	Vapor
wf	Working fluid
t	Time (year)
tr	Turbine
0	Dead state

Abbreviations

CEPCI	Chemical Engineering Plant Cost Index
GEPKC	Geothermal Energy Powered Kalina Cycle
OFC	Organic Flash Cycle
ORC	Organic Rankine Cycle

INTRODUCTION

Due to the increase in energy demand and the decrease in fossil fuel reserves and pollution of the environment, research on power generation from renewable energy sources and increasing the energy efficiency of these systems gained importance (Arslan, 2010; Arslan, 2011; Deepak et al., 2014; Yari et al., 2015; Zare and Moalemi, 2017; Acar and Arslan, 2019). Geothermal energy is one of the most preferred renewable energy sources in terms of sustainability. It is also important

because of the absence of environmental pollutants in the Kalina cycle due to the re-injection of geothermal fluid. Also, developing countries tend to use renewable energy sources to ensure energy diversity and energy security. Kalina Cycle (KC) is one of the low-temperature power cycles in which is using ammonia and water mixture as working fluid (Arslan, 2010; Arslan, 2011; Kalina, 1984; Saffari et al., 2016; Igobo and Davies, 2016).

In literature, different configurations of KC and operating parameters of cycles were investigated according to the thermodynamic and economic analysis. In the studies on KC, the ammonia mass fraction of ammonia-water mixture was changed between 50-90 % (Singh and Kaushik, 2013; Modi and Haglind, 2015; Sadeghi et al., 2015). Arslan (2010) investigated optimum geothermal water outlet temperature at evaporator and ammonia mass fraction of Kalina cycle system (KCS-34) according to the exergoeconomic analysis. The results show that energy efficiency of 14.9 % and exergy efficiency of 36.2 % can be achieved for optimum system design with an ammonia mass fraction of 90 %. Arslan (2011) used artificial neural network for optimization of geothermal energy powered KC and determined that the optimum ammonia mass fraction ranges from 80 % to 90 % for KCS-34. Sun et al. (2014) investigated the performance and optimum parameters of solar driven KC. They determined that the maximum annual power generation of system was 553520 kWh and the energy and exergy efficiencies of the system were 6.48 % and 35.6 %, respectively. Zare and Ashouri et al. (2015) compared the performance of fuel and solar powered KC. They found that the levelized cost of electricity of solar KC higher than fuel driven KC. Yari et al. (2015) compared the low-grade heat source powered trilateral Rankine Cycle, Organic Rankine Cycle (ORC) and KC from the viewpoint of exergoeconomic. Moalemi (2017) analyzed the parabolic solar collector integrated KC in the point view of energy, exergy and economic analysis. Saffari et al. (2016) used artificial bee colony algorithm according to thermodynamical analysis of Husavik power plant to determine the optimum operating conditions of KC. The optimum value of exergy and thermal efficiencies were determined as 20.26 % and 48.18 %, respectively.

Wang and Yu (2016) investigated the performance of a composition-adjustable KC. They indicated that the thermal efficiency of the composition-adjustable KC higher than conventional KC. Wang et al. (2017) investigated the efficiency improvement of a KC by sliding condensation pressure theoretically and numerically. They mentioned that the condenser pressure has significant effects on the system performance. The maximum energy and exergy efficiencies of the optimum design were determined as 10.48 % and 48.10 %, respectively. Rodríguez et al. (2013) compared the geothermal energy powered ORC and KC according to thermodynamical and economic analysis. They mentioned that R-290 for ORC and the ammonia-water mixture with 84 % ammonia mass fraction for KC are the most effective working fluids in the point view of

economic analysis. Varma and Srinivas (2017) compared the performance of ORC, Organic flash cycle (OFC) and KC for low temperature heat recovery. They stated that OFC had been generated maximum power. Zhang et al. (2012) indicated that KC more effective than ORC in the point view of thermodynamic analysis in their review research. Li et al. (2013) compared the performance of KC and e- KC in which the ejector was replaced with the throttle valve. They mentioned that the e - KC more effective than KC. Eller et al. (2017) analyzed the pressure, heat exchanger capacity and power output of ORC and KC for 473.25 K, 573.25 K and 473.25 K heat source temperature. They mentioned that the grassroots cost of ammonia-water KC was the lowest in the investigated source temperature range. The grassroots costs of KC were changed between 1203.4 €/kW and 619.4 €/kW. Cao et al. (2018) optimized the Kalina-Flash cycles by genetic algorithm. They determined that the Kalina -Flash cycles more effective than KC from thermodynamic and economic point of view. Nasruddin et al. (2009) reported that the optimum ammonia mass fraction was 78 % for geothermal powered KC according to thermodynamical analysis. Mergner and Weimer (2015) mentioned that the KSG-1 was more effective than the KCS-34 for geothermal power generation. He et al. (2014) investigated the performance of two modified KCS-11 cycle and KCS-11. Also, they determined the effects of two different key parameters (ammonia mass fraction and cooling water temperature) on the performance of the systems. The energy efficiency, power output and exergy efficiency of the systems were increased with the decrease of the cooling water temperature. According to the results, the maximum cycle efficiency of KCS-11 yielded with at ammonia mass fraction of 92 % for 3000 kPa turbine inlet pressure of working fluid. The energy and exergy efficiencies of this system were determined as 10.2 % and 50.6 %, respectively. Singh and Kaushik (2013) parametrically examined the performance of exhaust gas powered KC. They reported that increasing the turbine inlet pressure increase the maximum cycle efficiency further corresponding to a much higher ammonia mass fraction and the best cycle performance is determined with the 80 % of ammonia mass fraction for the turbine inlet

pressure of around 4000 kPa. Prananto et al. (2018) investigated the performance of KC which generates electrical power from the brine discharged from the geothermal fluid at the Wayang Windu geothermal power plant. They determined the power generation and energy efficiency of the system as 1600 kW and 13.2 %, respectively.

In this study, thermodynamic and economic analysis have been carried out to determine the optimum design parameters of the Kalina Cycle operating with a medium temperature geothermal resource. KSG-1 (Siemens' Kalina cycle system) Kalina Cycle is used for modeling of the system. The outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator, ammonia mass fraction, turbine inlet pressure and condenser pressure are variable parameters of the system. Geothermal energy Powered Kalina Cycle (GEPKC) is evaluated by using net present value (*NPV*) method from the economical point of view for different system designs. The investment costs of equipment of GEPKC are calculated by using Module Costing Technique. Also, the energy and exergy efficiencies of the GEPKC designs are calculated. The exergy destructions and the investment costs of the system equipment are determined.

GEOTHERMAL ENERGY POWERED KALINA CYCLE

The geothermal energy heat source temperature, cooling water temperature and thermodynamical properties of ammonia-water mixture are the design parameters of the GEPKC. In the GEPKC designs, the thermodynamical properties of the geothermal source in the Simav region are used (Arslan, 2008; Arslan, 2010; Arslan, 2011). The geothermal fluid is supplied from 9 wells. The temperature of the geothermal fluid is 406.65 K and its mass flow rate is 462 kg/s (Arslan, 2008; Arslan, 2010; Arslan, 2011). The vapor fraction of the geothermal fluid has been assumed as 10 %. GEPKC flow diagram is given in Figure 1.

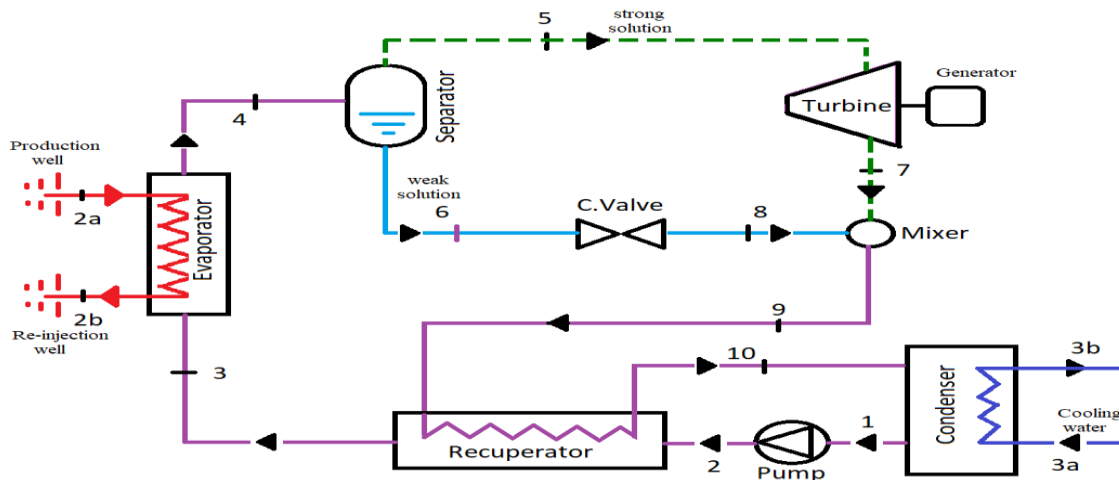


Figure 1. GEPKC flow diagram

As seen in Figure 1, the saturated liquid phased working fluid enters the pump (1) and outlets the pump (2) at evaporator pressure. The high-pressured working fluid enters the recuperator (3) and takes the heat of the mixer exhaust stream (9). The geothermal fluid (2a) is transferred the heat to the preheated working fluid (4) at the evaporator and re-injected to the well (2b). The working fluid is separated into two different flows at the separator. One is high ammonia concentration (strong solution) and vapor phased stream (5) and the other is low ammonia concentration (weak solution) and liquid

phased stream (6). Superheated strong solution flow is expanded at the turbine (point 7) to produce power. At the same time, weak solution flows pass through the valve to expand the condenser pressure (8). And both weak solution and strong solution flows are mixed in the mixer and enters the recuperator (9). And it gives the heat to the high-pressured working fluid (2-3). The low-pressured ammonia-water mixture enters to the air-cooled condenser (10) and leaves as saturated liquid (1). The properties of the GEPKC equipment and parameters are given in Table 1.

Table 1. The properties of the GEPKC equipment and parameters (Arslan, 2010; Wang et al., 2017; Acar and Arslan, 2019).

Component	Parameter	Values
Geothermal fluid	Inlet temperature T_{2a}	406.65 K
	Outlet temperature T_{2b}	353.15 K, 363.15 K, 373.15 K
	Mass flow rate \dot{m}_{2a}	462 kg/s
Evaporator	Outlet temperature of mixture T_4	398.15 K
	Efficiency η_{eva}	0.85
Condenser	Inlet temperature T_{3a}	288.15 K
	Outlet temperature T_{3b}	298.15 K
	Pressure P_c	4 kPa
	Efficiency η_c	0.85
Generator	Efficiency η_g	0.95
Pump	Isentropic efficiency η_p	0.8
Recuperator	Efficiency η_r	0.85
Turbine	Isentropic efficiency η_{tr}	0.85

The GEPKC is designed for 90, 85, 80, 75, 70 % of ammonia mass fraction (α). The thermodynamic properties of the ammonia-water mixture are determined by Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties Database 10.1 (REFPROP) (Lemmon et al., 2018).

THERMODYNAMIC ANALYSIS

The governing energy equations of the GEPKC were obtained as follows. The heat transfer in the evaporator is calculated as;

$$\dot{Q}_{eva} = \dot{Q}_{gf} = \dot{m}_{gf} \cdot (h_{2a} - h_{2b}) = (\dot{m}_4 \cdot (h_4 - h_3)) / \eta_{eva} \quad (1)$$

The energy and mass equations of separator are given as;

$$\dot{m}_4 \cdot \alpha_4 = \dot{m}_5 \cdot \alpha_5 + \dot{m}_6 \cdot \alpha_6 \quad (2)$$

$$\dot{m}_4 = \dot{m}_5 + \dot{m}_6 \quad (3)$$

$$\dot{m}_4 \cdot h_4 = \dot{m}_5 \cdot h_5 + \dot{m}_6 \cdot h_6 \quad (4)$$

The turbine power output can be calculated as;

$$\dot{W}_{tr} = \dot{m}_5 \cdot (h_5 - h_7) = \dot{m}_5 \cdot (h_5 - h_{7s}) \cdot \eta_{tr} \quad (5)$$

Here, s indicates the isentropic process. The generator electric power can be calculated as;

$$\dot{W}_g = \eta_g \cdot \dot{W}_{tr} \quad (6)$$

The expansion through the control valve is an isenthalpic process.

$$h_6 = h_8 \quad (7)$$

The energy and mass equations of mixer are given as;

$$\dot{m}_9 \cdot \alpha_9 = \dot{m}_7 \cdot \alpha_7 + \dot{m}_8 \cdot \alpha_8 \quad (8)$$

$$\dot{m}_9 = \dot{m}_7 + \dot{m}_8 \quad (9)$$

$$\dot{m}_9 \cdot h_9 = \dot{m}_7 \cdot h_7 + \dot{m}_8 \cdot h_8 \quad (10)$$

The heat transfer in recuperator is given as;

$$\dot{Q}_r = \dot{m}_9 \cdot (h_9 - h_{10}) = (\dot{m}_2 \cdot (h_3 - h_2)) / \eta_r \quad (11)$$

The heat transfer in the condenser can be calculated by as;

$$\dot{Q}_c = \dot{m}_{10} \cdot (h_{10} - h_1) = (\dot{m}_{cw} \cdot (h_{3b} - h_{3a})) / \eta_c \quad (12)$$

The pump power input can be calculated as;

$$\dot{W}_p = \dot{m}_3 \cdot (h_3 - h_2) = \dot{m}_3 \cdot (h_{3s} - h_2) / \eta_p \quad (13)$$

The net power output of the GEPKC is;

$$\dot{W}_{net} = \dot{W}_g - \dot{W}_p \quad (14)$$

The energy efficiency of the GEPKC is calculated by;

$$\eta = \frac{\dot{W}_{net}}{\dot{Q}_{gf}} \quad (15)$$

The exergy balance equation for steady systems is:

$$\dot{E}_{X_{heat}} - \dot{E}_{X_{work}} + \dot{E}_{X_{m,i}} - \dot{E}_{X_{m,o}} = \dot{E}_{X_{dest}} \quad (16)$$

The exergy term of heat is calculated with;

$$\dot{E}_{X_{heat}} = \sum \left(1 - \frac{T_0}{T_e}\right) \cdot \dot{Q}_e \quad (17)$$

The exergy term of work is given as;

$$\dot{E}_{X_{work}} = \dot{W} \quad (18)$$

The mass flow exergy terms are given as;

$$\dot{E}_{X_{m,i}} = \sum \dot{m}_i \cdot \psi_i \quad (19)$$

$$\dot{E}_{X_{m,out}} = \sum \dot{m}_{out} \cdot \psi_{out} \quad (20)$$

where ψ ; the physical and chemical exergy terms.

$$\psi = \psi_{ph} + \psi_{ch} \quad (21)$$

The physical exergy term is given as:

$$\psi_{ph} = (h - h_0) - T_0 \cdot (s - s_0) \quad (22)$$

where h is enthalpy, s is entropy, and the subscript zero indicates properties of fluids at the dead state. The reference state is 298.15 K and 101.325 kPa. The chemical exergy term given as;

$$\psi_{ch} = \frac{\alpha}{M_{NH_3}} \cdot e_{ch,NH_3}^0 - \frac{(1-\alpha)}{M_{H_2O}} \cdot e_{ch,H_2O}^0 \quad (23)$$

where e_{ch,NH_3}^0 and e_{ch,H_2O}^0 are molar exergy of the pure component at dead state conditions (kJ/mol), M is the molar mass (kg/mol), α is the mass ratio of ammonia in the mixture (Bejan et al., 1996).

The exergetic efficiency of system is then calculated by the following equation;

$$\varepsilon = 1 - \frac{\dot{E}_{X_{d,total}}}{\dot{E}_{X_{m,i}}} = \frac{\dot{W}_{net}}{(\dot{m}_{gf} \cdot (\psi_{2a} - \psi_{2b}))} \quad (24)$$

ECONOMIC ANALYSIS

The life cycle cost (C_{sys}) of GEPKC can be determined as;

$$C_{sys} = C_b - (C_{ic} + C_{sc} + C_{moc}) \quad (25)$$

where, C_{ic} ; the investment costs (\$), C_{sc} ; salvage cost (\$), C_{moc} ; maintenance and operating costs (\$) and C_b ; benefit (\$) of the GEPKC. The C_{sc} of GEPKC was taken as 10% of the C_{ic} (Acar and Arslan, 2017).

$$C_{sc} = C_{ic} \cdot 0.10 \quad (26)$$

The C_{moc} of GEPKC system was taken as 6 % of the C_{ic} of the GEPKC (Ashouri et al., 2015).

$$C_{moc} = C_{ic} \cdot 0.06 \quad (27)$$

The benefit of GEPKC includes electricity earning.

$$C_b = \dot{W}_{net} \cdot C_{elec} \cdot t_o \quad (28)$$

where C_{elec} ; the unit price of electricity (\$/kWh) and t_o ; operating time of plant is 8400 h per annum (Arslan, 2010). C_{elec} is calculated by;

$$C_{elec} = \frac{CEPCI_{2018}}{CEPCI_{2014}} \cdot C_{elec,2014} \quad (29)$$

where $C_{elec,2014}$; the unit price of electricity in 2014 is 0.06 \$/kWh (Aminyavari et al., 2014), $CEPCI_{2018}$; Chemical Engineering Plant Cost Index in 2018 is 603.1 (CEPCI, 2018) and $CEPCI_{2014}$; Chemical Engineering Plant Cost Index in 2014 is 576.1 (Cao et al., 2018). The net cash flow;

$$C_{ncf} = (C_b - C_{moc}) \cdot (1 + i)^{t-1} \quad (30)$$

here, i ; the interest rate and t ; the related year time of cash flow. The NPV of GEPKC;

$$NPV = (C_{sc} - C_{ic}) + \sum_{t=0}^{ol} \frac{C_{ncf}}{(1+j)^t} \quad (31)$$

where ol ; the lifetime of GEPKC, j ; the discount rate. In this study, the lifetime of GEPKC system was added to calculations as 20 years. The discount and interest rates were taken as 18.5 % and 19.5 %, respectively (CBRT, 2019).

The investment cost of GEPKC is calculated by using Module Costing Technique (Cao et al., 2018; Turton et al., 2018). The data used to calculate the purchase costs of equipment were obtained from the literature in 2001 (Turton et al., 2018). The equipment costs were modified for the year 2018 by CEPCI. The equipment costs in 2018 can be calculated by;

$$C_{eq} = \frac{CEPCI_{2018}}{CEPCI_{2001}} \cdot F_{BM} \cdot C^0 \quad (32)$$

here, F_{BM} ; the bare module cost factor, C^0 ; the purchase cost of equipment and $CEPCI_{2001}$; Chemical Engineering Plant Cost Index in 2001 is 397 (Cao et al., 2018). The purchase cost of equipment is calculated by (Turton et al., 2018);

$$\log C^0 = K_1 + K_2 \cdot \log X + K_3 \cdot (\log X)^2 \quad (33)$$

here, K ; constants are determined depending on the equipment and X ; the parameter which is related to the equipment. These parameters are the total volume for separator, total heat transfer area for the evaporator,

Table 2. The constants of the cost equations (Turton et al., 2018).

Equipment	Constant										
	K_1	K_2	K_3	B_1	B_2	F_M	F_{BM}	F_P	c_1	c_2	c_3
Evaporator	4.6656	-0.1557	0.1547	0.9600	1.210	2.450	-	1.0000	0.0000	0.0000	0.0000
Separator	3.4974	0.4483	0.1074	2.2500	1.820	3.200	-	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
Recuperator	4.6656	-0.1557	0.1547	0.9600	1.210	2.450	-	1.0000	0.0000	0.0000	0.0000
Condenser	4.6420	0.3698	0.0025	-	-	-	3.000	0.0000	0.0000	0.0000	0.0000
Turbine	2.6259	1.4398	-0.1776	-	-	-	11.600	-	-	-	-
Pump	3.3892	0.0536	0.1538	1.8900	1.350	2.200	-	-	-0.3935	0.3957	-0.0023

condenser and recuperator, power consumption for pump and power output of the turbine.

The bare module cost factors can be calculated by (Turton et al., 2018);

$$F_{BM} = B_1 + B_2 \cdot F_M \cdot F_P \quad (34)$$

here, B ; the constants based on equipment types, F_M ; material factor and F_P ; pressure factor. The pressure factor of the pump can be calculated by (Turton et al., 2018);

$$\log F_P = C_1 + C_2 \cdot \log P_p + C_3 \cdot (\log P_p)^2 \quad (35)$$

here, P_p is the design pressure of the pump. The constants of the cost equations according to the equipment's are given in Table 2.

The heat transfer areas of the heat exchangers are calculated by using the logarithmic mean temperature difference (LMTD) method (Ashouri et al., 2015). Heat transfer coefficient (U) values of the equipment are given in Table 3.

Table 3. Heat transfer coefficient (U) values of the equipment (Ashouri et al., 2015; Rodríguez et al., 2013).

Equipment	U (W/m ² ·K)
Recuperator	1000
Evaporator	900
Condenser	1100

The total volume of the separator can be calculated with (Cao at al., 2018; Zarrouka and Purnanto, 2015);

$$V_{sep} = \frac{\pi \cdot (3 \cdot D_{tube})^2}{4} \cdot (7 \cdot D_{tube} + 4 \cdot D_{tube}) \quad (36)$$

here D_{tube} ; the diameter of the inlet pipe (m) and it is given by (Cao at al., 2018);

$$D_{tube} = \left(\frac{4 \cdot Q_{vs} / u_t}{\pi} \right)^{0.5} \quad (37)$$

here Q_{vs} ; the volume flow rate of inlet flow of separator (m³/s) and u_t ; the terminal velocity of separator (m/s). The terminal velocity of vertical cyclone type separator is given by (Cao at al., 2018; Zarrouka and Purnanto, 2015);

$$u_t = Z \cdot \left(\frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_V} \right)^{0.5} \quad (38)$$

Here ρ_L ; liquid density (kg/m³), ρ_V ; vapor density (kg/m³) and Z is 0.069 (Cao at al., 2018; Zarrouka and Purnanto, 2015).

The investment cost of the mixer is considered negligible.

RESULTS AND DISCUSSION

In this study, turbine inlet pressure, geothermal water outlet temperature at the evaporator, condenser pressure and ammonia mass fraction are the design and optimization parameters of GEPKC. 125 different GEPKC models are designed and energy efficiency, exergy efficiency and net present values of these models are calculated. The investment cost of each component is considered for economic investigation. Handling the operating parameters as $P_4=4808$ kPa and $T_{2b}=353.15$ K, the variation of energy efficiency of the GEPKC system with different ammonia mass fraction (α) and condenser pressure (P_{10}) obtained as seen in Fig. 2.

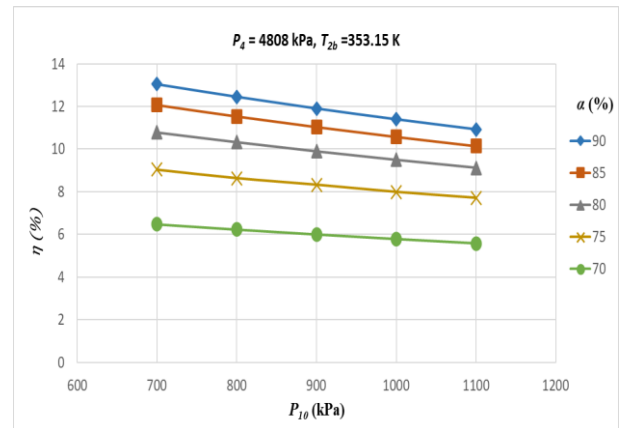


Figure 2. The variation of energy efficiency, η of GEPKC versus α and P_{10} .

According to Fig. 2, the η values of the GEPKC increase by the decrease of P_{10} and the increase of the ammonia mass fraction. The η values of the proposed system range between 5.57 % and 13.04 %. The highest η value of GEPKC system is obtained for 700 kPa of turbine outlet pressure and 90 % of ammonia mass fraction at 4808 kPa of turbine inlet pressure and 353.15 K of outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator. The η values of the system increase with the increase of the ammonia mass fraction and decrease of the condenser pressure. The change of exergy efficiency values of GEPKC system for $P_4=4808$ kPa and $T_{1b}=353.15$ K

according to different ammonia mass fraction (α) and turbine outlet pressure (P_{10}) are given in Fig. 3.

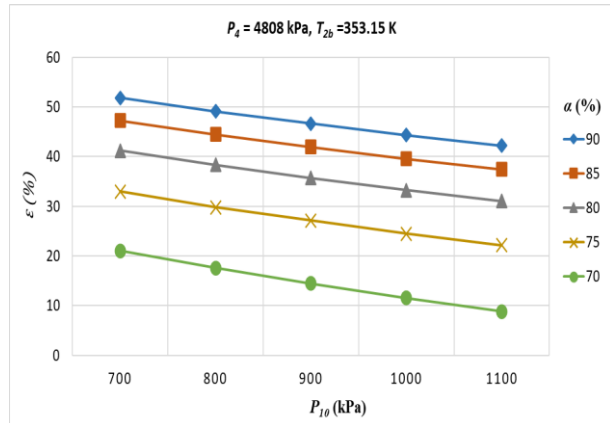


Figure 3. The variation of exergy efficiency, ϵ of GEPC versus α and P_{10} .

According to Fig. 3, the ϵ values of the GEPC increase by the decrease of P_{10} and the increase of the ammonia mass fraction. The ϵ values of the proposed system range between 8.79 % and 51.81 %. The highest ϵ value of GEPC system is obtained for 700 kPa of turbine outlet pressure and 90 % of ammonia mass fraction at 4808 kPa of turbine inlet pressure and 353.15 K of outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator. The ϵ values of the system increase with the increase of the ammonia mass fraction and decrease of the condenser pressure. Handling the operating parameters as $P_4=4808$ kPa and $T_{2b}=353.15$ K, the variation of NPV of the GEPC system with different ammonia mass fraction (α) and turbine outlet pressure (P_{10}) obtained as seen in Fig. 4.

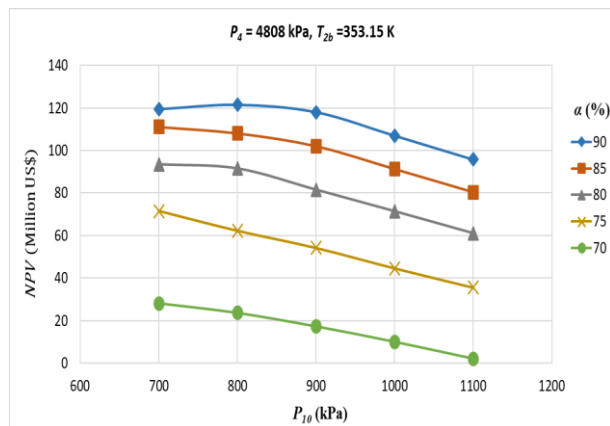


Figure 4. The variation of NPV of GEPC versus α and P_{10} .

Fig. 4 shows that the NPV of the GEPC decrease by the increase of P_{10} and the decrease of the ammonia mass fraction. The NPV of the proposed system range between 2.196 Million US\$ and 121.446 Million US\$. The maximum NPV of GEPC system was obtained for 800 kPa of turbine outlet pressure and 90 % of ammonia mass fraction at 4808 kPa of turbine inlet pressure and 353.15 K of outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator. The change of the net power output values of GEPC system for $P_4=4808$ kPa and $T_{2b}=353.15$ K

according to different ammonia mass fraction (α) and turbine outlet pressure (P_{10}) are given in Fig. 5.

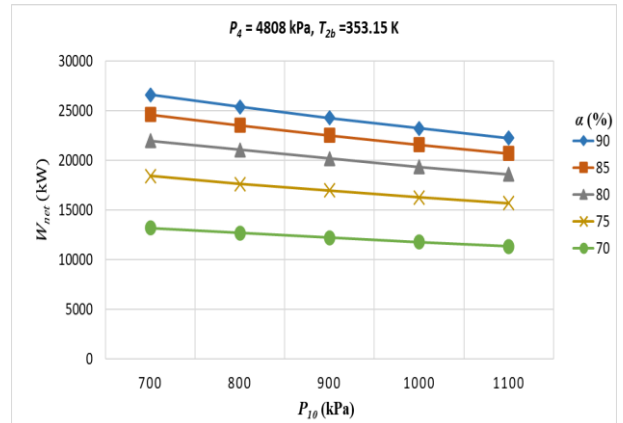


Figure 5. The variation of the net power output of GEPC versus α and P_{10} .

According to Fig. 5, the net power output values of the GEPC increase by the decrease of P_{10} and the increase of the ammonia mass fraction. The net power output values of the proposed system range between 11372.672 kW and 26633.930 kW. The highest net power output value of GEPC system is obtained for 700 kPa of turbine outlet pressure and 90 % of ammonia mass fraction at 4808 kPa of turbine inlet pressure and 353.15 K of outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator. The net power output values of the system increase with the increase of the ammonia mass fraction and decrease of the condenser pressure. Handling the operating parameters as $P_{10}=700$ kPa and $T_{2b}=353.15$ K, the variation of energy efficiency of the GEPC system with different ammonia mass fraction (α) and turbine inlet pressure (P_4) obtained as seen in Fig. 6.

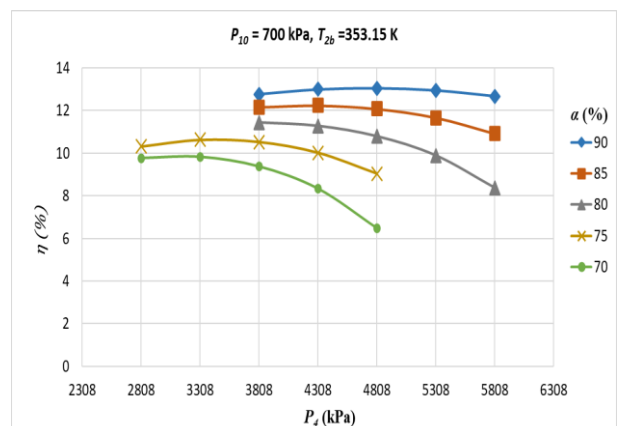


Figure 6. The variation of energy efficiency, η of GEPC versus α and P_4 .

According to Fig. 6, the η values of the proposed system range between 6.47 % and 13.04 %. The minimum η value of GEPC system at the same ammonia mass fraction is obtained for the maximum value of turbine inlet pressure. Furthermore, the variation of the η values with the turbine inlet pressure for different ammonia mass fractions show different trends. The highest η value of GEPC system is obtained for 4808 kPa of turbine

inlet pressure and 90 % of ammonia mass fraction at 700 kPa of turbine outlet pressure and 353.15 K of outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator. The change of ε values of GEPKC system for $P_{10}=700$ kPa and $T_{2b}=353.15$ K according to different ammonia mass fraction (α) and turbine inlet pressure (P_4) are given in Fig. 7.

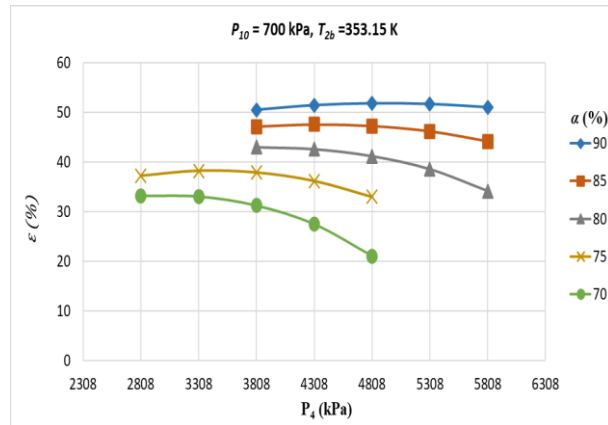


Figure 7. The variation of exergy efficiency, ε of GEPKC versus α and P_4 .

According to Fig. 7, the ε values of the proposed system range between 21.01 % and 51.81 %. The maximum ε value of GEPKC system is obtained for 4808 kPa of turbine inlet pressure and 90 % of ammonia mass fraction at 700 kPa of turbine outlet pressure and 353.15 K of outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator. The change of NPV of GEPKC system for $P_{10}=800$ kPa and $T_{2b}=353.15$ K according to different ammonia mass fraction (α) and turbine inlet pressure (P_4) is given in Fig. 8.

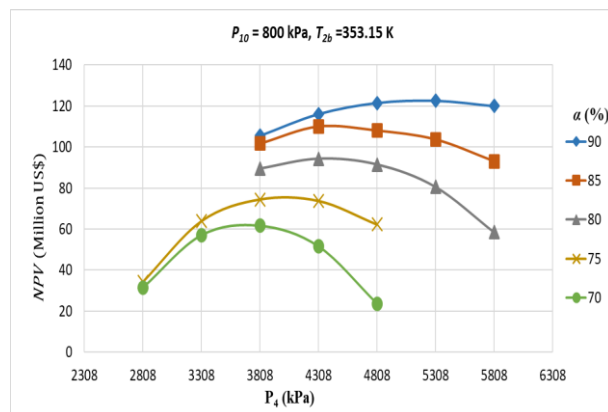


Figure 8. The variation of NPV of GEPKC versus α and P_4 .

Fig. 8 shows that the NPV of the proposed system ranges between 23.656 Million US\$ and 122.529 Million US\$. The maximum NPV of GEPKC system is obtained for 800 kPa of turbine outlet pressure and 5308 kPa of turbine inlet pressure. For the same system, the energy and exergy efficiencies are calculated as 12.38 % and 46.71 %, respectively. The change of net power output values of GEPKC system for $P_{10}=700$ kPa and $T_{2b}=353.15$ K according to different ammonia mass

fraction (α) and turbine inlet pressure (P_4) are given in Fig. 9.

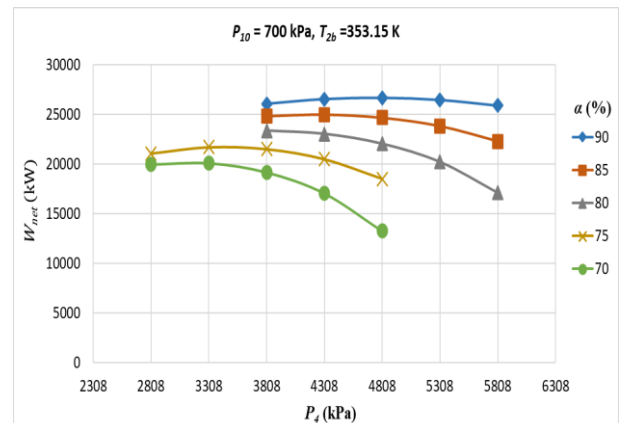


Figure 9. The variation of the net power output of GEPKC versus α and P_4 .

According to Fig. 9, the variation of the net power output values of the GEPKC with the turbine inlet pressure for different ammonia mass fractions show the same trends. The net power output values of the proposed system range between 13218.33 kW and 26633.93 kW. The highest net power output value of GEPKC system is obtained as 26633.93 kW for 4808 kPa of turbine inlet pressure and 90 % of ammonia mass fraction at 700 kPa of turbine outlet pressure and 353.15 K of outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator. Handling the operating parameters as $P_{10}=700$ kPa and $P_4=4808$ kPa, the variation of ε of the GEPKC system with different outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator (T_{2b}) and ammonia mass fraction (α) obtained as seen in Fig. 10.

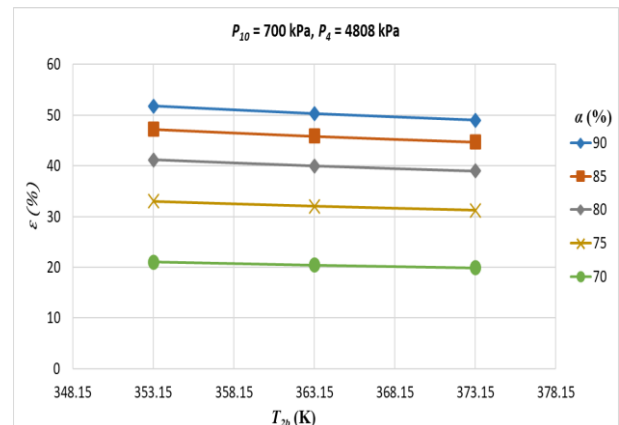


Figure 10. The variation of exergy efficiency, ε of GEPKC versus α and T_{2b} .

Fig. 10 shows that the ε values of the GEPKC increase by the decrease of outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator and the increase of the ammonia mass fraction. The ε values of the proposed system range between 19.88 % and 51.81 %. The highest exergy efficiency value of GEPKC system was obtained for 353.15 K of outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator. The ε values of the system increase with the increase of the ammonia mass fraction and outlet

temperature of the geothermal fluid from the evaporator. Handling the operating parameters as $P_{10}=700$ kPa and $P_4=4808$ kPa, the variation of NPV of the GEPKC system with different outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator (T_{2b}) and ammonia mass fraction (α) obtained as seen in Fig. 11.

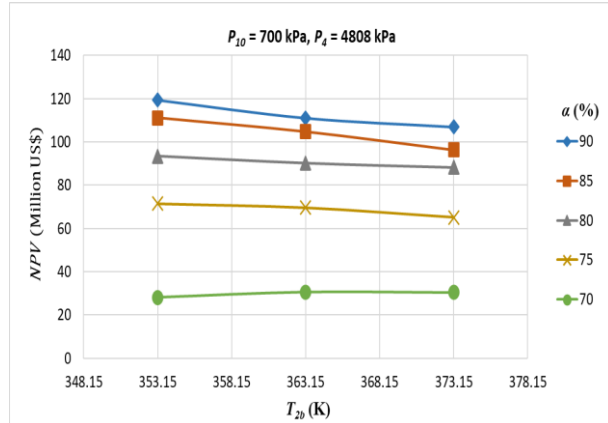


Figure 11. The variation of NPV of GEPKC versus α and T_{2b} .

Fig. 11 shows that the NPV of the GEPKC increase by the decrease of T_{2b} accepts 70 % of the ammonia mass fraction. The NPV of the proposed system ranges between 28.142 Million US\$ and 119.377 Million US\$. The maximum NPV of GEPKC was obtained for 353.15 K of the outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator and 90 % of the ammonia mass fraction. The change of net power output values of GEPKC for $P_4=4808$ kPa and $P_{10}=700$ kPa according to different ammonia mass fraction (α) and turbine outlet pressure (T_{2b}) are given in Fig. 12.

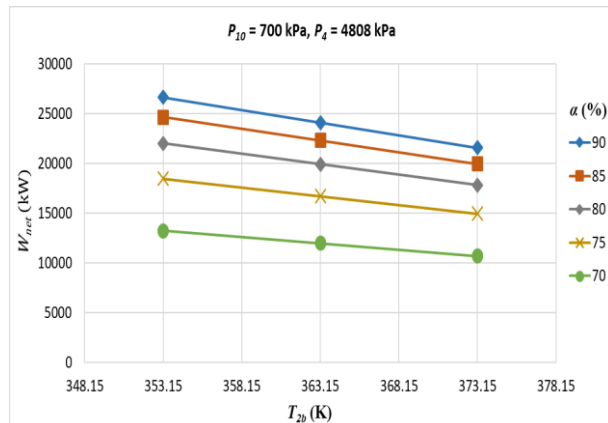


Figure 12. The variation of the net power output of GEPKC versus α and T_{2b} .

According to Fig. 12, the net power output values of the GEPKC increase by the decrease of T_{2b} and the increase of the ammonia mass fraction. The net power output values of the proposed system range between 10702.51 kW and 26633.93 kW. The net power output values of the system increase with the increase of the ammonia mass fraction and decrease of the outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator. Handling the operating parameters as $P_4=4808$ kPa, $P_{10}=700$ kPa and $T_{2b}=353.15$ K, the variation of exergy destructions of the

system equipment with ammonia mass fraction are given in Fig. 13.

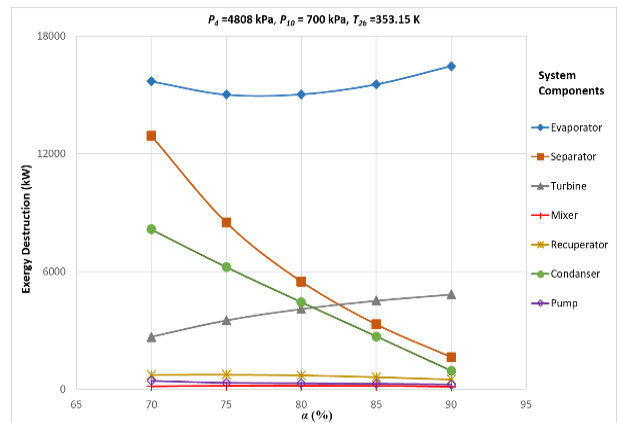


Figure 13. The variation of exergy destructions of system equipment versus α .

As seen in Fig. 13, the highest exergy destruction is determined as 16461.22 kW for the evaporator. The minimum exergy destruction in the evaporator is determined as 15010.84 kW at 75 % of ammonia mass fraction. The exergy destruction of separator and condenser decreases with the increase of the ammonia mass fraction. The exergy destruction of the turbine decreases with the decrease of the ammonia mass fraction. In the system design with 90 % ammonia mass fraction, the exergy destruction in the evaporator accounts for 66.5 % of the total exergy destruction in the system. The maximum exergy destruction occurs in the evaporator within the total exergy destruction of the system. Handling the operating parameters as $P_4=4808$ kPa, $P_{10}=700$ kPa and $T_{2b}=353.15$ K, the variation of investment costs of the system equipment with ammonia mass fraction are given in Fig. 14.

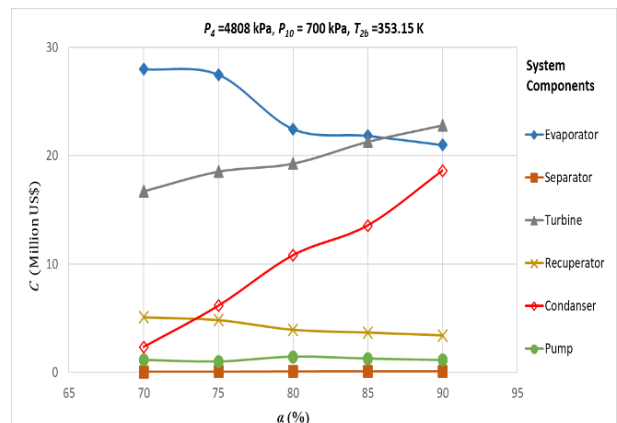


Figure 14. The variation of the investment cost of system equipment versus α .

As seen in Fig. 14, the highest investment cost is determined as 27.9927 Million US\$ for the evaporator. The investment cost of the turbine, separator and condenser increase with the increase of the ammonia mass fraction. The investment costs of the evaporator and recuperator decrease with the increase of the ammonia mass fraction. According to the energy efficiency and

Table 4. The optimum GEPKC design parameters.

	T (K)	P (kPa)	h (kJ/kg)	s (kJ/kg·K)	\dot{m} (kg/s)	α (%)	E_x^{ch} (kW)	Ψ (kJ/kg)
1	290.60	700	358.04	1.6851	151.94	90	2714097.31	196.66
2	291.72	4808	365.91	1.6905	151.94	90	2714097.31	202.92
3	309.93	4808	449.89	1.9697	151.94	90	2714097.31	203.65
4	398.15	4808	1592.10	5.0858	151.94	90	2714097.31	416.80
5	398.15	4808	1789.10	5.6081	123.68	96.416	2366346.95	458.08
6	398.15	4808	729.96	2.7998	28.25	61.914	347650.36	178.31
7	308.37	700	1561.81	5.7391	123.68	96.416	2366346.95	191.73
8	323.04	700	729.96	2.9558	28.25	61.914	347650.36	189.72
9	314.93	700	1407.12	5.2243	151.93	90	2714097.31	190.53
10	307.21	700	1308.32	4.9065	151.93	90	2714097.31	186.48
2a	406.65	300	777.13	2.2030	462.00	-		461.33
2b	353.15	300	335.21	1.0754	462.00	-		355.61
3a	288.15	4	62.98	0.2244	3450.31	-		728.59
3b	298.15	4	104.83	0.3672	3450.31	-		727.87
\dot{W}_{net}	26633.93 kW							
η	13.04 %							
ε	51.81 %							
NPV	119.377 Million US\$							

exergy efficiency values of GEPKC, the optimum plant design parameters are given in Table 4.

As seen in Table 4, the NPV , energy and exergy efficiency of the most effective GEPKC are determined as 119.377 Million US\$, 13.04 % and 51.81 %, respectively. The geothermal water outlet temperature at the evaporator, ammonia mass fraction, turbine inlet pressure and condenser pressure of this system are determined as 353.15 K, 90 %, 4808 kPa and 700 kPa, respectively.

The thermodynamic model of GEPKC is validated comparing the results obtained with published literature results (Arslan, 2010; Wang et al., 2017), as shown in

Table 5 and Table 6. The data obtained from Arslan (2010) are used to validate the thermodynamic model according to the thermodynamic properties of geothermal source and cooling water.

As seen in Table 5, the energy efficiency of the KCS-34 system, which has the same geothermal resource characteristics, is 2.5% higher than that of the KCS-1 system. When both systems are evaluated in terms of exergy efficiency, it is seen that the KCS-1 system is 12.6% more efficient than the KCS-34 system. The thermodynamic properties of the key state points well coincide with each other.

Table 5. Model validation with the results of Arslan (2017).

Parameter	Arslan (2010)	Present study
Cycle type	KCS-34	KC-1
Mass flow rate of geothermal fluid	462 kg/s	462 kg/s
Geothermal fluid inlet temperature (evaporator)	406.65 K	406.65 K
Geothermal fluid outlet temperature (evaporator)	353.15 K	353.15 K
Working fluid ammonia mass fraction	90 %	90 %
Turbine inlet ammonia mass fraction of working fluid	93 %	93.70 %
Turbine inlet temperature of working fluid	403 K	398.15 K
Turbine inlet pressure of working fluid	3000 kPa	3308 kPa
Condensing temperature	311.85 K	312.43 K
Condensing pressure	714 kPa	700 kPa
Cooling water inlet temperature (condenser)	288.15 K	288.15 K
Cooling water outlet temperature (condenser)	298.15 K	298.15 K
Mass flow rate of cooling water	3463.6	3110 kg/s
η	14.8 %	12.3 %
ε	36.2 %	48.8 %

Table 6. Model validation with the results of Wang et al. (2017).

State	Present study				Wang et al. (2017)			
	<i>T</i> (K)	<i>P</i> (kPa)	\dot{m} (kg/s)	α (%)	<i>T</i> (K)	<i>P</i> (kPa)	\dot{m} (kg/s)	α (%)
1	298.79	700	177.06	0.750	282.35	435	32.673	0.760
2	299.28	2808	177.06	0.750	282.71	2392	32.673	0.760
3	338.20	2808	177.06	0.750	321.77	2325	32.673	0.760
4	398.15	2808	177.06	0.750	380.45	2280	32.67	0.760
5	398.15	2808	113.39	0.921	380.45	2280	19.914	0.964
6	398.15	2808	58.77	0.405	380.45	2280	12.759	0.441
7	341.11	700	113.39	0.921	312.95	447	19.914	0.964
8	345.36	700	58.77	0.405	334.76	447	12.759	0.441
9	343.20	700	177.06	0.750	326.77	447	32.673	0.760
10	327.31	700	177.06	0.750	308.29	443	32.673	0.760
2a	406.65	300	462	<i>gf</i>	393.15	2000	142	<i>gf</i>
2b	353.15	300	462	<i>gf</i>	341.78	1961	142	<i>gf</i>
3a	288.15	4	3507	<i>water</i>	271.85	118	2259	<i>air</i>
3b	298.15	4	3507	<i>water</i>	283.60	113	2259	<i>air</i>
η	10.30 %				10.48 %			
ϵ	37.22 %				48.10 %			

As seen in Table 6, the energy efficiency value in Reference (Wang et al., 2017) is 0.18 % higher than the present work. The exergy efficiency of the system in Reference (Wang et al., 2017) is 18 % higher than the exergy efficiency of the GEPKC. The reason of this difference is that the temperature and mass flow rate of the resource is used in this study are higher than the Reference (Wang et al., 2017). Considering the properties of the geothermal resources used in the studies, it is seen that the thermodynamic properties of the state points coincide with each other. It is observed that especially the pressure values and the ammonia mass fractions of the state points are compatible with the Reference (Wang et al., 2017).

CONCLUSION

In this study, the GEPKC is designed for different geothermal water outlet temperature at evaporator, ammonia mass fraction, turbine inlet pressure and condenser pressure. The net power output, *NPV*, energy and exergy efficiencies of the GEPKC are determined. The most effective system parameters determined as $P_{10}=700$ kPa, $P_4=4808$ kPa, $T_{2b}=353.15$ K and $\alpha=90$ % according to the energy and exergy efficiencies. The energy and exergy efficiencies of this system are determined as 13.04 % and 51.81 %, respectively. In addition, the *NPV* value of this system is calculated as 119.377 Million US\$ and it is seen that it is suitable for investment in economic terms. The net power output of this system is calculated as 26633.93 kW. Also, the following results were obtained:

- The net power output, energy and exergy efficiencies of the GEPKC increase with the decrease of the condenser pressure.

- The investment cost of the evaporator is found to have a significant effect on the *NPV* value. The investment cost of the evaporator decreases with the increase of the ammonia mass fraction.
- The maximum exergy destruction is realized in the evaporator.
- The exergy efficiency values of the GEPKC increase by the decrease of outlet temperature of the geothermal fluid from the evaporator, turbine outlet pressure and the increase of the ammonia mass fraction.
- The *NPV* of the GEPKC increases with the increase of ammonia mass fraction ratio.

REFERENCES

- Acar, S.M. and Arslan, O., 2017, Exergo-economic evaluation of a new drying system boosted by Ranque–Hilsch vortex tube, *Applied Thermal Engineering*, 124, 1–16.
- Acar, S.M. and Arslan, O., 2019, Energy and exergy analysis of solar energy-integrated, geothermal energy-powered Organic Rankine Cycle, *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 137 (2), 659–666.
- Aminyavari, M., Najafi, B., Shirazi, A., and Rinaldi, F., 2014, Exergetic, economic and environmental (3E) analyses, and multi objective optimization of a CO₂/NH₃ cascade refrigeration system, *Applied Thermal Engineering*, 65, 42–50.

- Arslan, O., 2008, *Ultimate evaluation of Simav-Eynal geothermal resources: design of integrated system and its energy-exergy analysis*, Ph.D. thesis, Institute of Applied Sciences Eskisehir Osmangazi University, Turkey (in Turkish).
- Arslan, O., 2010, Exergoeconomic evaluation of electricity generation by the medium temperature geothermal resources, using a Kalina cycle: Simav case study, *International Journal of Thermal Sciences*, 49 (9), 1866-1873.
- Arslan, O., 2011, Power generation from medium temperature geothermal resources: ANN-based optimization of Kalina cycle system-34, *Energy*, 36 (5), 2528-2534.
- Ashouri, M., Vandani, A.M.K., Mehrpooya, M., Ahmadi, M.H. and Abdollahpour, A., 2015, Techno-economic assessment of Kalina cycle driven by a parabolic trough solar collector, *Energy Conversion and Management*, 105, 1328-1339.
- Bejan, A., Tsatsaronis, G. and Moran, M., 1996, *Thermal design and optimization*, New York: John Wiley & Sons Inc., USA.
- Cao, L., Wang, J., Chen, L. and Dai, Y., 2018, Comprehensive analysis and optimization of Kalina-Flash cycles for low-grade heat source, *Applied Thermal Engineering*, 131, 540-552.
- Deepak, K., Gupta, A.V.S.S.K.S., Srinivas, T., Prabhakar Vattikuti, S.V. and Deva Prasad, S., 2014, Investigation of separator parameters in Kalina Cycle systems, *International Journal of Current Engineering and Technology*, Special Issue 2, 496-500.
- Eller, T., Herberle, F. and Brüggemann, D., 2017, Techno-economic analysis of novel working fluid pairs for the Kalina cycle, *Energy Procedia*, 129, 113-120.
- He, J., Chao, L., Xu, X., Li, Y., Wu, S. and Xu, J., 2014, Performance research on modified KCS (Kalina cycle system) 11 without throttle valve, *Energy*, 64, 389-397.
- Igobo, O.N. and Davies, P.A., 2016, Review of low-temperature vapour power cycle engines with quasi-isothermal expansion, *Applied Energy*, 180, 834-848.
- Internet, 2019, CEPCI Chemical Engineering Plant Cost Index, Plant Cost Index 2018, <https://www.chemengonline.com/2019-cepci-updates-january-prelim-and-december-2018-final/>.
- Internet, 2019, CBRT Central Bank of Republic of Turkish, *Discount rate and interest rate of Turkey 2018*, <https://www.tcmb.gov.tr/wps/wcm/connect/TR/TCMB+TR/Main+Menu/Temel+Faaliyetler/Para+Politikasi/Ree skont+ve+Avans+Faiz+Oranlari>.
- Kalina, A.I., 1984, Combined-Cycle System with Novel Bottoming Cycle, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 106 (4), 737-742.
- Lemmon, E.W., Bell, I.H., Huber, M.L. and McLinden, M.O., 2018, *NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties-REFPROP*, Version 10.0, National Institute of Standards and Technology.
- Li, X., Zhang, Q. and Li, X., 2013, A Kalina cycle with ejector, *Energy*, 54, 212-219.
- Mergner, H. and Weimer, T., 2015, Performance of ammonia-water based cycles for power generation from low enthalpy heat sources. *Energy*, 88, 93-100.
- Modi, A. and Haglind, F., 2015, Thermodynamic optimisation and analysis of four Kalina cycle layouts for high temperature applications, *Applied Thermal Engineering*, 76, 196-205.
- Nasruddin, Usvika R., Rifaldi, M. and Noor, A., 2009, Energy and exergy analysis of Kalina cycle system (KCS) 34 with mass fraction ammonia-water mixture variation, *Journal of Mechanical Science and Technology*, 23, 1871-1876.
- Prananto, L.A., Zaini, I.N., Mahendranata, B.I., Juangsa, F.B., Aziz, M. and Soelaiman, T.A.F., 2018, Use of the Kalina cycle as a bottoming cycle in a geothermal power plant: casestudy of the Wayang Windu geothermal power plant, *Applied Thermal Engineering*, 132, 686-696.
- Rodríguez, C.E.C., Palacio, J.C.E., Venturini, O.J., Lora, E.E.S., Cobas, V.M., dos Santos, D.M., Dotto F.R.L. and Gialluca, V., 2013, Exergetic and economic comparison of ORC and Kalina cycle for low temperature enhanced geothermal system in Brazil, *Applied Thermal Engineering*, 52 (1), 109-119.
- Sadeghi, S., Saffari, H. and Bahadormanesh, N., 2015, Optimization of a modified double-turbine Kalina cycle by using Artificial Bee Colony algorithm, *Applied Thermal Engineering*, 91, 19-32.
- Saffari, H., Sadeghi, S., Khoshzat, M. and Mehregan, P., 2016, Thermodynamic analysis and optimization of a geothermal Kalina cycle system using Artificial Bee Colony algorithm, *Renewable Energy*, 89, 154-167.
- Singh, O.K. and Kaushik, S.C., 2013, Energy and exergy analysis and optimization of Kalina cycle coupled with a coal-fired steam power plant, *Applied Thermal Engineering*, 51, 787-800.
- Sun, F., Zhou, W., Ikegami, Y., Nakagami, H. and Su, X., 2014, Energy-exergy analysis and optimization of the solar-boosted Kalina cycle system 11 (KCS-11), *Renewable Energy*, 66, 268-279.

Turton, R., Shaeiwitz, J.A., Bhattacharyya, D. and Whiting, W.B., 2018, *Analysis, Synthesis, and Design of Chemical Processes*. 5th ed, Upper Saddle River New Jersey: Prentice Hall, USA.

Varma, G.V.P. and Srinivas, T., 2017, Power generation from low temperature heat recovery, *Energy Conversion and Management*, 151, 123-135.

Wang, E. and Yu, Z., 2016, A numerical analysis of a composition-adjustable Kalina cycle power plant for power generation from low-temperature geothermal heat sources, *Applied Energy*, 180, 834-848.

Wang, E., Yu, Z. and Zhang, F., 2017, Investigation on efficiency improvement of a Kalina cycle by sliding condensation pressure method, *Energy Conversion and Management*, 151, 123-135.

Yari, M., Mehr, A.S., Zare, V., Mahmoudi, S.M.S. and Rosen, M.A., 2015, Exergoeconomic comparison of TLC (trilateral Rankine cycle), ORC (organic Rankine cycle) and Kalina cycle using a lowgrade heat source, *Energy*, 83, 712-722.

Zare, V. and Moalemi, A., 2017, Parabolic trough solar collectors integrated with a Kalina cycle for high temperature applications: Energy, exergy and economic analyses, *Energy Conversion and Management*, 151, 681-692.

Zarrouka, S.J. and Purnanto, M.H., 2015, Geothermal steam-water separators; design overview, *Geothermics*, 53, 236-254.

Zhang, X., He, M. and Zhang, Y., 2012, A review of research on the Kalina cycle. *Renewable Sustainable Energy Reviews*, 16, 5309-5318.



HAVUZ KAYNAMA ISI TRANSFERİNDE MEKANİK ÇALKALAMA ETKİLERİNİN DENEYSEL İNCELENMESİ

Huri Firdevs FURKAN*, Fatma ŞAHİN**, Erdem ALIÇ*** ve Ahmet KAYA****

*Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümü
46000, Kahramanmaraş, hurifirdevs38@gmail.com, ORCID: 0000-0002-7567-9682

**Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümü
46000, Kahramanmaraş, fadilossahin@gmail.com, ORCID: 0000-0002-9872-823X

*** Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Andırın Meslek Yüksekokulu
46400, Kahramanmaraş, ealic@ksu.edu.tr, ORCID: 0000-0002-2852-0353

****Kahramanmaraş Sütçü İmam Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Makina Mühendisliği Bölümü
46000, Kahramanmaraş, kaya38@ksu.edu.tr, ORCID: 0000-0001-9197-3542

(Geliş Tarihi: 29.05.2020, Kabul Tarihi: 08.10.2020)

Özet: Bu çalışmada, havuz kaynamada ısı transferini iyileştirme metodlarından biri olan mekanik çalkalamanın ısı transfer katsayısına etkisi deneysel olarak araştırılmıştır. Deneysel çalışma kapsamında bir deney düzeneği kurulmuştur. Deney akışkanı olarak saf su kullanılmıştır. Deneylerde havuz içerisinde mekanik çalkantı oluşturmak amacıyla farklı devir hızlarında çalışan bir adet 100 mm çapında aksiyel fan kanadı kullanılmıştır. Deneylerde 100 mm uzunluğunda 20 mm çapında silindirik çelik ısıtıcı kullanılmıştır. Deneyler havuz kaynamada en yüksek ısı transfer katsayılarının elde edildiği kabarcıklı kaynama bölgesinde (su için ΔT 5-30 °C) gerçekleştirilmiştir. Deneyler 9 farklı ısıtıcı gücünde (17, 23, 29, 38, 47, 58, 70, 83 ve 94 kW/m²) ve 5 farklı mekanik karıştırıcı devrinde (0, 55, 139, 205 ve 212 d/d) gerçekleştirilmiştir. Isı transferi katsayısının, ısıtıcı gücün ve mekanik karıştırıcının devir sayısının artmasıyla arttığı tespit edilmiştir. Isıtıcı gücün 17 kW/m² den 94 kW/m² ye yükseltilmesiyle (mekanik karıştırıcının 55 d/d da sabit tutulmuştur), ısı transferi katsayısının yaklaşık %10 oranında arttığı belirlenmiştir. Düşük ısıtıcı gücünde (17 kW/m²'de), devir sayısının 0 d/d'dan 212 d/d'ya çıkartılmasıyla, ısı transferi katsayısının %190 oranında iyileştiği tespit edilmiştir.

Anahtar Kelimeler: Buhar, Havuz kaynama, Mekanik karıştırma, Isı transfer katsayısı

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF HEAT TRANSFER EFFECTS OF MECHANICAL AGITATION IN POOL BOILING

Abstract: In this study, the effect of mechanical agitation, which is one of the methods of improving the heat transfer in pool boiling, on the heat transfer coefficient has been investigated experimentally. Pure water has been used as the test fluid. In the experiments, a 100 mm diameter axial fan blade operating at different rotational speeds have been used to create mechanical agitation in the pool. In the experiments, 100 mm long, 20 mm diameter cylindrical steel heater has been used. Experiments have been carried out in nucleate boiling regime region (for water ΔT 5-30 °C), where the highest heat transfer coefficients have been obtained in pool boiling. Experiments have been carried out at 9 different heating power (17, 23, 29, 38, 47, 58, 70, 83 and 94 kW/m²) and at 5 different mechanical agitator speeds (0, 55, 139, 205 and 212 rpm). It has been determined that the heat transfer coefficient (HTC) increases with the increase of the heater power and the speed of the mechanical agitator. Increasing the heater power from 17 kW / m² to 94 kW / m² (the mechanical agitator has been kept constant at 55 rpm), it has been determined that the heat transfer coefficient increased by approximately 10%. It has been determined that the HTC improved by 190% by increasing the number of revolutions from 0 rpm to 212 rpm at low heater power (at 17 kW/m²).

Keywords: Pool boiling, Mechanical agitation, Heat transfer coefficient, Vapor

SEMBOLLER VE KISALTMALAR

A : Yüzey Alanı [m²]
atm : Atmosferik basınç [Bar]
B : Boyut
Cp : Özgül ısı [j/kg°C]
d : Buhar kabarcık çapı [mm]
DC : Doğru akım

d/d : Bir dakikadaki devir sayısı
doy : Doyma
dk : Dakika
g : Yer çekimi ivmesi [m/s²]
h : Isı transfer katsayısı [W/m²K]
I : Amper [A]
k : Isıl iletkenlik [W/mK]
KKB : Kabarcık kopma başlangıcı

l	: Sıvı
MP	:Mega piksel
Pr	: Prandtl
s	: Termokupl yüzeye olan mesafesi [m]
T	: Sıcaklık [°C]
t	: Zaman [s]
th	: Termokupl
V	: Voltaj [V]
v	:Buhar
y	: Yüzey
q"	: Isı akısı [kW/m ²]
Δ	: Fark
σ	:Yüzey gerilimi [N/m]
ã	:Isıl yayılım [m ² /s]
x	: mesafe [m]
y	: Yüzey
ρ	: Yoğunluk [kg/m ³]
μ	: Dinamik viskozite [kg/ms]
Ø	: Çap [mm]

GİRİŞ

Birçok endüstriyel uygulamada havuz kaynama ısı transferi kullanılmaktadır (Guan et al., 2011). Özellikle taşımali tip ısı eşanjörü, buhar kazanları ve birçok kimyasal proses (parfümeri, ilaç, boya, saflaştırma vb.) havuz kaynama ısı transferi uygulamalarından bazılarıdır(Dikici et al., 2014; Gheitaghy et al., 2017). Kaynama ısı transferi akışkanın belirli bir basınçta o basınca karşılık gelen kaynama sıcaklığından daha yüksek sıcaklıktaki bir yüzey ile teması sonucunda meydana gelen sıvı fazından buhar fazına geçişi ifade etmektedir. Havuz kaynama ile ilgili ilk detaylı çalışma Nukiyama tarafından gerçekleştirilmiştir (Nukiyama, 1934). Sabit ısı akısında daha düşük yüzey sıcaklığı ısı transfer katsayısını artıracak ve en küçük ısı transferi iyileştirmelerinde çok büyük enerji kazançlarına sebep olmaktadır (Kumar et al., 2018). Bu nedenle havuz kaynamada ısı transferinin iyileştirme yöntemleri üzerinde birçok çalışma yapılmıştır (Kamel et al., 2018; Kamel & Lezsovits, 2020). Bu çalışmalardan bazıları da sıvı çalkalama içermektedir (Cengel, 2014). Sıvı çalkalama işlemi mekanik, ultrasonik, elektrostatik, vorteks, ve basınçlandırma ile gerçekleştirilmektedir (Price, 1966). Mekanik çalkalama, akışkanın kaynama havuzu içerisinde yer alan bir karıştırıcı yardımıyla gerçekleştirilen bir işlemdir. Bu işlemde genellikle karıştırıcı ısıtma yüzeyinin üstüne konumlandırılmıştır (Gates et al., 1976).

Literatürde mekanik çalkalamanın kaynamada ısı transferine etkisi bazı araştırmacılar tarafından incelenmiştir. Gates vd. mekanik çalkalanma etkisini sıvı süspansiyonlar için araştırmış ve süspansiyonlarda karıştırıcı sistemlerin seçilmesinde dikkat edilmesi gerek hususlar üzerinde durmuşlardır (Gates et al., 1976). Smith ve Katsanevakis farklı tip karıştırıcılar için buhar kabarcıkları oluşumu olmadan ve buhar kabarcığı oluşumu olan sistemler için karıştırıcının güç gereksinimini araştırmışlardır. Çift fazlı kaynamada buhar kabarcığı fraksiyonunun karıştırıcı güç gereksinimini etkilediğini belirtmişlerdir (Jm & An,

1993). Smith ve ark. yeni tip üç farklı karıştırıcı kullanarak karıştırıcı için bağıl güç talebi (RPM) formülasyonunu üretmişlerdir (Smith et al., 2001). Takahashi vd. kaynama havuzuna oranla büyük boyutlu karıştırıcının ($D_{kazan}=0,108$ m ve $D_{karıştırıcı}=0,1$ m) ısı transferine etkisini incelemişlerdir. Karıştırıcı hızı arttıkça karışma süresinin azaldığını ifade etmişlerdir. Çalışmada üç tip karıştırıcı kullanmışlardır. Tüm karıştırıcıların boyutsuz karıştırma süresinin, güç sayısı ile ters orantılı olarak değiştiğini belirlemişlerdir. Güç sayısına bağlı olarak değişen boyutsuz karıştırma süresi eşitliğini üretmişlerdir (Takahashi et al., 2006). Durmaz ve Özdemir merkezci karıştırıcılı kaynama kazanında ısı geçişine; karışımın şeker derişikliği, karıştırıcı devir sayısı, kanat boyutu ve kanat ile taban arasındaki mesafenin etkisini deneysel olarak incelemişlerdir. Viskozitesi yüksek şekerli sıvıların ısıtılması veya kaynatılmasında kanat ile yüzey tabanı arasındaki boşluğun minimum değerinde olması gerektiğini, devir sayısının ise olabilecek en yüksek değerinde olması en iyi ısı geçiş hızının elde edilmesini sağladığını belirtmişlerdir (Durmaz & Ozdemir, 2012). Durmaz ve Özdemir sonraki çalışmalarında yine şekerli süspansiyonlar için karıştırıcı kenarı ile kaynama kazanı tabanı arasındaki boşluğun, karıştırıcı hızının ve karıştırıcı boyutunun kaynama ısı transfer katsayısı üzerindeki etkilerini incelemişlerdir. Isı transfer mekanizması için Peclet sayısına bağlı yeni bir Nusselt formülasyonu önermişlerdir (Ozdemir & Durmaz, 2015). Das vd. çalışmalarında farklı tip süspansiyonlar için $\text{Ø}=86\text{mm}$, $\text{Ø}=114\text{mm}$, $\text{Ø}=160$ mm çapında A310 model karıştırıcı kullanmışlardır. Karıştırıcı hızları 100-700 d/d arasında değişmektedir. Tank içerisinde karıştırıcı ile akış hareketinin iki farklı yol izlemesini sağlamışlardır. Çalkalamalı bir tankta karıştırıcı boyutlarının değişiminin hidrodinamik ve ısı transferine etkilerini deneysel olarak incelenmeye çalışmışlardır. Sonuçta karıştırıcı boyutundaki değişimin süspansiyonun dibe çökmesini etkilediği ve dibe çökme miktarına bağlı olarak ısı transferinin etkilendiğini ifade etmişlerdir (Das et al., 2018). Suriyawong vd. deneysel çalışmalarında havuz kaynama ısı transferinde ısıtma yüzeyi üzerine farklı uzaklıklarda yerleştirdikleri pasif karıştırıcının etkisini araştırmışlardır. Bu karıştırıcının ısıtma yüzeyine uzaklığı sırası ile 5mm-15mm-25mm dir. Karıştırıcı olarak 2-3-4 bıçaklı, aynı yükseklikte, aynı çapta ve aynı göbek çapında üç karıştırıcı kullanmışlardır. Sonuç olarak, karıştırıcı kullanımının genel olarak ısı transferini artırdığını ifade etmişlerdir. Diğerlerine göre dört bıçaklı karıştırıcının ısı transferini daha çok artırdığını söylemişlerdir. Karıştırıcıda artan bıçak sayısının ısı transferini artırdığını ifade etmişlerdir (Suriyawong et al., 2017) .

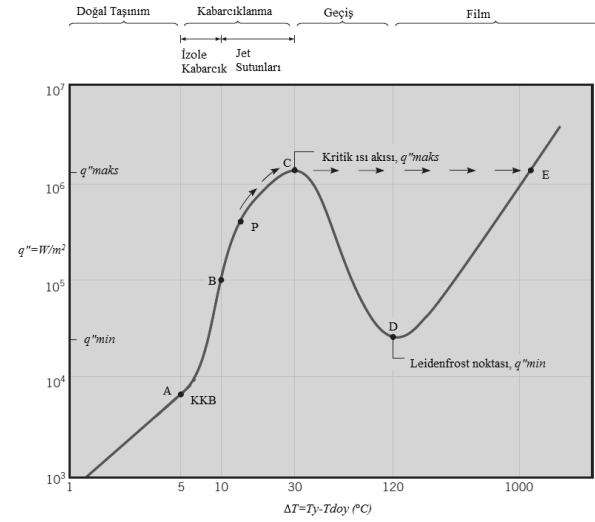
Araştırmacılar mekanik çalkalamanın kaynama ısı transferi uygulamalarında bazı zorluklar içerdiğini belirtmişlerdir (Cengel, 2014). Burada mekanik aksamın varlığı ve akışkan içerisinde kontrolü, ısıtma yüzey sıcaklığı değişimine bağlı olarak hassas yönetim gerektirmesi ve ekstra enerji tüketiminden kaynaklanan bazı zorluklar içerdiğinden bahsedilebilir. Gelişen teknoloji ile bahsedilen tüm zorlukların aşılabileceği

düşünülmektedir. Kaynama ısı transferinde için mekanik çalkalamanın önemi literatürce kabul edilmiş ve etkisi üzerine çalışmalar günümüzde de devam etmektedir (Esonye, 2019; Takahashi et al., 2006). Bu çalışma ile literatürde ilk defa silindirik ısıtıcı (fişek) altına yerleştirilen mekanik karıştırıcının, kabarcıklı kaynamada ısı transfer katsayısına etkisi araştırılmıştır. Karıştırıcı olarak, modern bilgisayar soğutma fanlarından kullanılan 7 kanatlı bir model seçilmiştir. Çalışma bu yönü ile de literatürden ayrılmaktadır. Literatürdeki çalışmalarda kullanılan kanat modelleri sadece karıştırma yapmak (sıvı akışına yön vermek) için tasarlanmış modellerdir. Bu model tasarımı itibarı ile hem akışa yön vermekte hemde güçlü bir türbülans etkisi oluşturabilmektedir. Çalışma bu yönü ile de literatüre yeni bir bakış açısı getirmeyi amaçlamaktadır. Havuz kaynamada, kabarcıklı kaynama bölgesinde gerçekleşen bir kaynama prosesinde eksenel mekanik karıştırıcı kullanılarak ısı transfer katsayısının artırılması hedeflenmiştir. Bunlara ek olarak, mekanik çalkalamanın kabarcık dinamiği ve ısı transfer katsayıları üzerindeki etkileri de incelenmiştir.

MATERYAL VE METOT

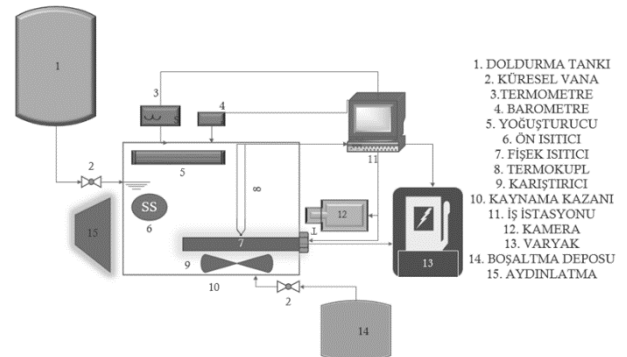
Bu çalışma, Nukiyama'nın kaynama eğrisi bölgelerinden en yüksek ısı transfer katsayılarının elde edildiği "kabarcıklı (çekirdek) havuz kaynama" bölgesinde gerçekleştirilmiştir (Nukiyama, 1934). Nukiyama kaynama ısı transferi için sıcaklık farkı-ısı akışı eğrisi çizmiş ve kaynamayı dört önemli bölgeye ayırmıştır (Şekil 1) (Bergman et al., 2015). Bunlardan kabarcıklı kaynama bölgesi (A-C), düşük sıcaklık farklarında yüksek ısı transferi elde edilmesi sebebiyle en çok çalışma yapılan bölgedir (Nukiyama, 1934). Bu bölge kendi içerisinde ikiye ayrılır. A-B bölgesi, izole kabarcık bölgesi olarak adlandırılır. Bu bölgede oluşan buhar kabarcıkları sıvının serbest yüzeyine ulaşmadan sönerler. Bu kabarcıklar enerjilerini etkileşim içerisinde buldukları çevre akışkana aktararak tekrar sıvı faza dönüşürler. B-C bölgesi ise jet sütunları bölgesi olarak adlandırılır. Bu bölgede oluşan buhar kabarcıkları genellikle birbirlerini sıra (dizi) şeklinde takip ederek, sıvı serbest yüzeyine ulaşırlar. Bu durumda ise buhar kabarcığı sıvı serbest yüzeyine doğru ilerlerken bir miktar enerji kaybeder ve buhar kabarcığı formunda az miktar küçülme gözlenir. Bu küçülme buhar kabarcığının sıvı serbest yüzeyine ulaşmasını engelleyecek mertebede gerçekleşmez. A-C bölgesinde gerçekleşen kaynama sırasında, ısıtıcı yüzey sıcaklığının birkaç derece düşürülmesiyle çok yüksek ısı transfer katsayıları elde edilebilir (Kim, 2003; Mehrotra et al., 2012). C-D bölgesi geçiş bölgesi olarak tanımlanır ve ısıtma yüzeyi üzerinde buhar filmi tabakası ile jet sütunu oluşumu gözlemlenir. D-E bölgesi ise film kaynamayı ifade bu bölgede ısıtma yüzeyi üzeri tamamen buhar filmi tabakası ile kaplanmıştır ve bu bölgede taşınım ile ısı transferinin yanı sıra ışınım olan ısı transferinin etkisi de gözlemlenir (Kim, 2003; Mehrotra et al., 2012). Hakem değerlendirmelerinden sonra, yayın için kabul edilmiş olan makaleler, dergimizin basım formatına tam uygun olarak yazarlar tarafından hazırlanmalıdır. Makaleler

yazarların hazırladığı haliyle basıldığı için, yazarların makalelerini basım için hazır formatta hazırlarken burada belirtilen esasları titizlikle takip etmeleri çok önemlidir. Aşağıda, basıma hazır formatta makale hazırlamak için uyulması gereken esaslar detaylı olarak açıklanmıştır.



Şekil 1. 1 atm basınçta saf suyun kaynama eğrisi (Bergman et al., 2015)

Bu çalışmada izole edilmiş kabarcık rejimi bölgesi incelenmiştir. Bu bölgenin önemi yüksek ısı akılarında, düşük sıcaklık farkları elde edilmesi ile yüksek miktarda enerji transfer edilebilirliğidir (Rashidi et al., 2020; Yagov, 2009). Bu bölgede çalışan bir uygulama, kaynama ısı transferi en yüksek verimle gerçekleştiriyor demektir. Bu rejim bölgesi, saf su için, yaklaşık $\Delta T=5^\circ\text{C}$ civarında başlar ve yaklaşık $\Delta T=10^\circ\text{C}$ civarında bitmektedir. Bu çalışmada, tüm deneyler atmosferik basınçta doyma sıcaklığında saf su kullanılarak yapılmıştır. Şekil 2'de deney setinin şematik gösterimi yer almaktadır.



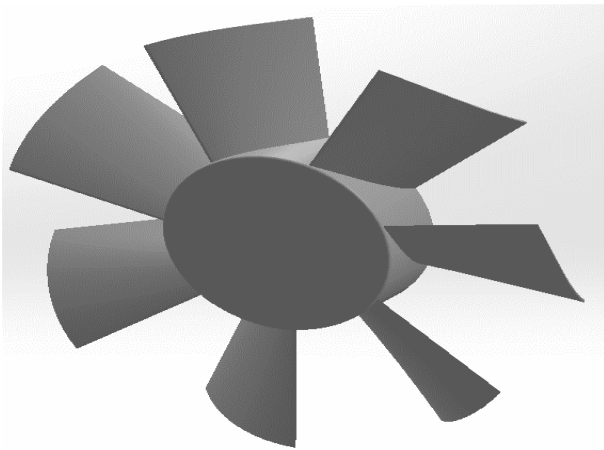
Şekil 2. Deney setinin şematik gösterimi

Deney Seti Teknik Özellikleri ve Deneyin Yapılışı

Tamamen kapalı ve dikdörtgen şeklindeki kaynama kazanı, 25 litre akışkan kapasitesine sahiptir ve temperli camdan yapılmıştır. Sistemde bir adet kondenser vardır. Bu kondenser silindirik ısıtıcının ürettiği buharı yoğunlaştırarak sisteme tekrar kazandırmakta ve sistem basıncının artmasını engellemektedir. Kazan içerisindeki sıvı sıcaklığı doyma sıcaklığında sabit tutulmaktadır. Ön

ısıtıcı, sıvıyı doyma sıcaklığında tutmak için kullanılmıştır. Her deneyde mekanik karıştırıcı devri sabit tutularak ısı akısı değiştirilmiştir. Her ısı akısı değişiminden sonra 10 dakika sistem şartlarının sabit olması beklenmiştir. Kaynama kazanına silindirik ısıtıcı tabandan 120 mm yüksekliğe yerleştirilmiştir. Silindirik ısıtıcı paslanmaz çelikten imal edilmiştir, yüzey pürüzlülüğü $Ra=1,275 \mu m$ ve ısıtıcı uzunluğu 100 mm'dir.

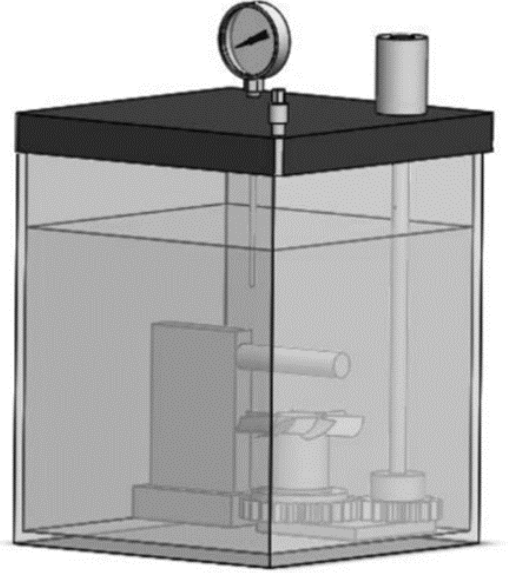
Bu çalışmada modern bilgisayarlarda kullanılan yedi kanatlı mekanik karıştırıcı kullanılmıştır. Bu karıştırıcılar bilgisayarlarda farklı devir hızlarında çalışarak yüksek verimlilikle soğutma işlemi gerçekleştirebilmektedir. Karıştırıcı kap tasarımlarında klasik tip karıştırıcılar oldukça kullanılsa da bu tip bir mekanik karıştırıcı literatürde ilk defa kullanılmıştır. Yüzey pürüzlülüğü çok düşük olan modern fan kanadının kaynama ısı transferine yapabileceği etki araştırılarak literatüre kazandırılmıştır. Mekanik karıştırıcı plastik enjeksiyon yöntemiyle üretilmiştir ve deney sıcaklığında şekil değişimine uğramamaktadır. Şekil 3'de karıştırıcı modeli verilmiştir. Karıştırıcının dış çapı $\varnothing 100$ mm'dir ve silindirik ısıtıcının altına yerleştirilmiştir. Isıtıcı ve karıştırıcı arasındaki dikey mesafe 25 mm'dir. Deneyleri görsel olarak kayıt etmek için bir adet süper ağır çekim kamerası kullanılmıştır. Isıtıcıdaki elektrik gücü varyak ile kontrol edilmiştir. Elektriksel gürültünün önlenmesi için varyak faraday kafesi ile çevrilmiştir. Ek önlem olarak varyak, ana kumanda panosundan harici elektrik hattı ve topraklaması çekilmiştir. Termokupol termometreden elde edilen veriler ve varyak değerleri iş istasyonu aracılığıyla kayıt edilmiştir. Veriler usb destekli, 4-kanallı termokupl termometre ile aktarılmıştır. Varyak gücü her değiştirildikten sonra 10 dk beklenmiştir. Bu süreç içerisinde ısıtıcı yüzey sıcaklığındaki değişimin sabitlendiği gözlenmiştir. 10 dk sonunda elde edilen sıcaklık verileri usb yardımı ile bilgisayara aktarılmıştır. Mekanik bir manometre kullanılmıştır. Deneyler atmosferik basınçta gerçekleştirilmiştir. Her deney üçer kez tekrar edilmiş ve ortalama değerler alınmıştır.



Şekil 3. Karıştırıcı modeli şematik gösterimi

Kaynama kazanının Solidworks R2019 programında oluşturulan 3 boyutlu katı modeli Şekil 4'te gösterilmiştir. Karıştırıcının dönme hareketi, iki dişli ile

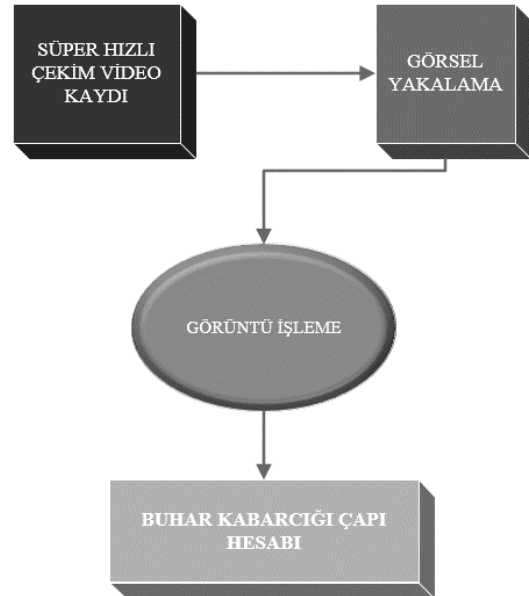
sağlanmıştır ve bu dişli 12 V'luk DC elektrik motoru ile tahrik edilmiştir. Farklı karıştırıcı devri elde etmek için, bir voltaj regülatör cihazı kullanılmıştır.



Şekil 4. Kaynama kazanı 3-B modeli

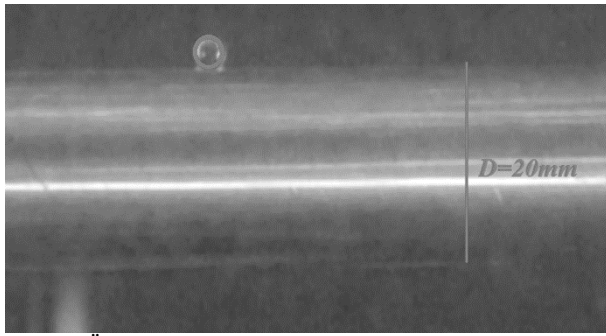
Görüntü İşleme Tekniği

Görüntü işleme tekniği çoğunlukla askeri, su altı, tıp, parmak izi analizi ve havacılık sistemi gereksinimlerinde kullanılır. Birçok araştırmacı havuz kaynama analizi için bu tekniği kullanmıştır. Lee vd. tek buhar kabarcığı hareketini ve kabarcık boyutunu belirlemek için süper hızlı çekim kamerası kullanmışlardır (Lee et al., 2003). Sarafraz vd. silindirik yüzeyde gerçekleşen havuz kaynamada saniyede maksimum 1200 kare görüntü alabilen 6 megapiksel (MP) bir kamera ile buhar kabarcığı görüntüsü almışlardır (Sarafraz et al., 2012). Bu çalışmada ise saniyede 1000 kare alabilen, 20,2 MP süper hızlı bir kamera kullanılmıştır. Alınan görüntüler 1920x1080 piksel karedir. Şekil 5'te bu çalışmada gerçekleştirilen görüntü işleme tekniği akış şeması yer almaktadır.



Şekil 5. Görüntü işleme tekniği iş akış şeması

Süper hızlı video kaydı yapıldıktan sonra ekran görüntüsü alma işlemi gerçekleştirilmiştir. Daha sonra MATLAB 2017’de görüntü işleme ve buhar kabarcığı çapı hesabı gerçekleştirilmiştir. MATLAB görüntü işleme ile, dairesel şekilleri yakalayabilmektedir (Alıç et al., 2018; Atherton & Kerbyson, 1999; Schuster & Katsaggelos, 2004). Şekil 6’da bu çalışmada işlenmiş bir görsel yer almaktadır. Bu çalışmada görüntü kalitesi hassasiyeti 0,85 kullanılmıştır. Bu değer MATLAB’ın ön tanımlı kullanıcı değeridir (Image Processing Toolbox User’s Guide Revised for Version 11.1 (Release 2020a), n.d.). Burada seçilen görüntü kalitesine göre yakalanan kabarcık sayısı, kalitesi ve boyutunun değişebileceği belirtilmelidir. Ayrıca program dairesel şekilleri yakalamaktadır. Yakalanacak obje daire biçiminden uzaklaştıkça yakalanamamaktadır.



Şekil 6. Örnek görüntü işleme

Şekil 7’ de buhar kabarcığı kalkış çapı görüntü işlemesi yer almaktadır. Burada, henüz yeni kopmuş yada kopmakta olan buhar kabarcıkları ortalama çapı hesap edilmiştir. Yeni oluşmakta olan veya birden fazla buhar kabarcığının koştuktan sonra birleşmesiyle dairesel formun dışına çıkmış kabarcıklar buhar kabarcığı çapı hesabına dahil edilmemiştir. Literatürde buhar kabarcığının dinamik hareketi ile ilgili birçok çalışmada buhar kabarcığı kopma çapı dairesel forma sahip buhar kabarcıklarının kopma anındaki çapı hesap edilerek gerçekleştirilmiştir. (Chen et al., 2017; Jung & Kim, 2016; Sathyabhama & Dinesh, 2017)

Teori Rehberi

Kaynama ısı transferinde, ısı transfer performansı ısı transfer katsayısı ile hesaplanır. Yerel ısı transfer katsayısı Eşitlik 1’de verilmiştir. Eşitlik 1’de T_x yerel ölçülen sıcaklığı, q'' ısı akısını T_∞ yığın akışkan sıcaklığını ve h_x yerel ısı transfer katsayısını ifade etmektedir (S. A. Alavi Fazel et al., 2011).

$$h_x = \frac{q''}{T_x - T_\infty} \quad (1)$$

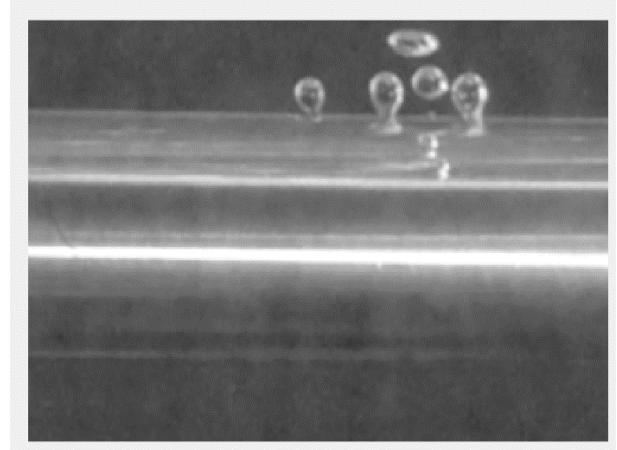
Silindirik ısıtıcılarda ortalama ısı transfer katsayısı Eşitlik 2’deki gibi hesaplanmaktadır. Eşitlik 2’de T_y ortalama yüzey sıcaklığını, T_{doy} sıvı doyma sıcaklığını, q'' ısı akısını ve h_{ort} ortalama ısı transfer katsayısını ifade etmektedir.

$$h_{ort} = \frac{q''}{T_y - T_{doy}} \quad (2)$$

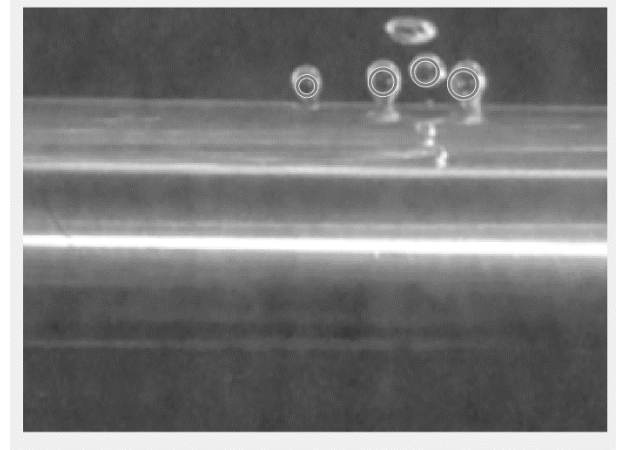
Bu çalışmada ortalama yüzey sıcaklığı Eşitlik 3 ile hesaplanmıştır. Bu ifadede T_{th} termokupol sıcaklığını, s termokupolun yüzeye olan mesafesini, k ise ısıtıcının ısı iletim katsayısını ifade etmektedir. Eşitlik 4’te deneysel ısı akısı ifadesi yer almaktadır. Eşitlik (4)’te V voltu, I amperi ve A ise ısıtma yüzey alanını ifade etmektedir.

$$T_y = T_{th} - \frac{s}{k} q'' \quad (3)$$

$$q'' = \frac{V \cdot I}{A} \quad (4)$$



(a)



(b)

Şekil 7. Yüzeiden kopma aşaması, a) görüntü işleme yapılmadan önce, b) görüntü işleme yapıldıktan sonra

Hata Analizi

Eşitlik (3) ve (4)’de hesaplanan parametrelerin hata oranları, Tablo 1’de verilmiştir. Literatürde kabul görmüş kaynama ısı transferi çalışmaları ile benzer sonuçlar elde edilmiştir (Çiloglu et al., 2015). Ölçülen verilerdeki okuma hatalarını en aza indirmek için multimetre okumaları ve termokupl okumaları üçer kez tekrarlanmıştır. Isıtıcı yüzey sıcaklık ölçümü için CEM DT 8891E 4 kanallı dijital termometre kullanılmıştır. Bu termometrede K ve J tipi termokupullar ile ölçüm yapılabilmektedir. K tipi termokupl ile -50 +1350 °C arası ölçüm alınabilmektedir. Bu termometrenin çözünürlüğü 0,1 °C veya 1 °C olarak ayarlanabilmektedir. Bu termometrenin kızıl ötesi ölçüm probuda vardır. Bu çalışmada kızıl ötesi ölçüm probu kullanılmamıştır.

Termometre kullanılmadan önce kalibrasyon yapılmıştır. Deneysel veriler her ölçümden sonra termometrenin yazılımı aracılığıyla bilgisayara aktarılmıştır. Sıcaklık değerlerinin ortalaması için EXCEL programı kullanılmıştır. Deneysel verilerden faydalanılarak hesaplanan ısı akısı için hata analizi, eşitlik (5) ile hesaplanmıştır. Bu ifade de U ölçülmesi gereken parametreyi T,Z,K ise bu büyüklüğe etki eden bağımsız parametreleri ifade etmektedir (Holman, 2001).

Tablo 1. Ölçülen parametrelerin belirsizliği

Ölçülen Parametre	Cihaz modeli	Belirsizlik
Voltaj	Entes EVM	±1V
Akım	Entes Epm	±0,1A
Yüzey sıcaklığı	K-tipi	0,2 °C
Yığın sıcaklığı	Pt-100	0.1 °C
Isı akısı (kW/m ²)		±3,35

$$\frac{U_q}{U} = \sqrt{\left(\frac{U_{\Delta T}}{\Delta T}\right)^2 + \left(\frac{U_{\Delta Z}}{\Delta Z}\right)^2 + \left(\frac{U_{\Delta K}}{\Delta K}\right)^2} \quad (5)$$

Literatürde havuz kaynama ısı transferinde en çok kullanılan hata analiz metodu kullanılarak (Akbari et al., 2019), ısı transfer katsayısı için bağıl hata ±%3,1 ve ısı akısı için bağıl hata ±%3,35 hesap edilmiştir.

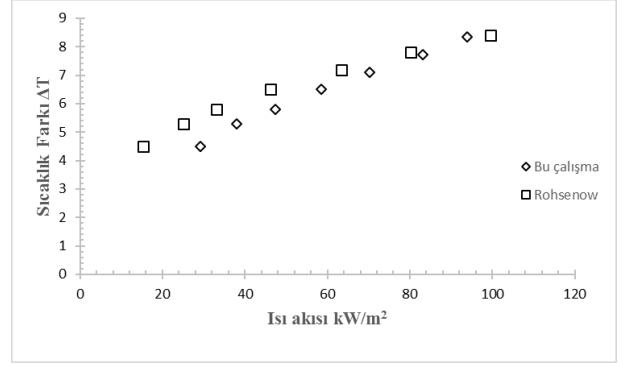
ARAŞTIRMA SONUÇLARI

Bu çalışmada, silindirik tip ısıtıcının kullanıldığı kaynamada ısı transferine, mekanik karıştırıcının etkisi deneysel olarak araştırılmıştır. Deneyler 9 farklı ısıtıcı gücünde (17, 23, 29,38,47,58,70,83 ve 94 kW/m²) ve 5 farklı karıştırıcı devrinde (0, 55, 139, 205 ve 212 d/d) gerçekleştirilmiştir.

Deney setinden alınan verilerin doğrulaması, literatürde yaygın olarak kullanılan Rohsenow(1951) korelasyonu ile sağlanmıştır. Rohsenow korelasyonu Eş.6'da yer almaktadır (Rohsenow, 1951).

$$q'' = \mu_l h_{fg} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{0,5} \left[\frac{c_{pl}(T_y - T_{doy})}{c_{sf} h_{fg} Pr^n} \right]^3 \quad (6)$$

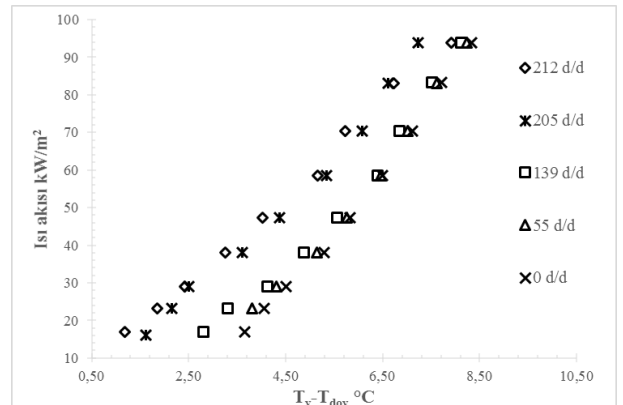
Eş.6'dan elde edilen sonuçlar ile deneysel sonuçların karşılaştırılması Şekil 8'de verilmiştir. Deneysel sonuçlar ile Rohsenow korelasyonundan elde edilen değerlerin uyumlu olduğu görülmüştür. Rohsenow eşitliğinin hata miktarlarının %30 ile % 100 arasında olduğu ifade edilmektedir (Cengel, 2014). Bu çalışmada yer alan Rohsenow Eş. haricinde, tüm kaynama ısı transferinde kullanılan eşitliklerinde benzer şekilde yüksek hata oranlarına sahip olduğu literatürde farklı çalışmalarda belirtilmiştir (Ahmadreza Zahedipoor & , Shahab Eslami, 2017)(S. Ali Alavi Fazel, 2017).



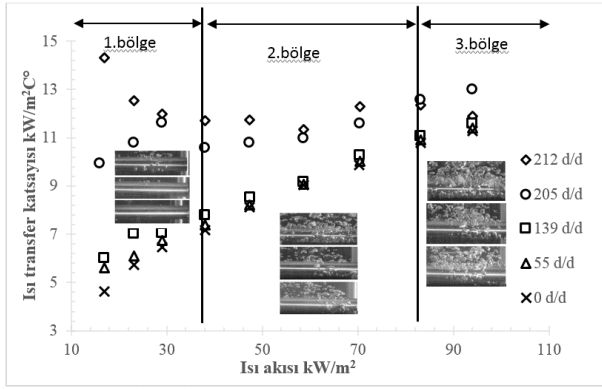
Şekil 8. 0 d/d deneysel sonuçların literatür ile karşılaştırılması

Silindirik ısıtıcı yüzey sıcaklığının ısı akısı ile değişimi Şekil 9'de gösterilmiştir. Tüm deneylerde, artan ısı akısı ile, beklendiği gibi, silindirik ısıtıcı yüzey sıcaklığının arttığı tespit edilmiştir. Akışkanın, karıştırıcı ile hareketi olmadığında (karıştırıcı devri 0 d/d) T_y-T_{doy} değerinin maksimum olduğu, karıştırıcı devir sayısı arttıkça T_y-T_{doy} değerinin azaldığı belirlenmiştir. Bu durumun sebebi olarak, karıştırıcı devri arttıkça ısıtma yüzeyi ile temas eden sıvı miktarı ve yüzeyin yeniden sıvı ile kaplanma hızı arttığından, ısıtma yüzeyinden taşınım ile geçen enerji miktarını artırdığı düşünülmektedir.

Karıştırıcının yüksek devir sayılarında (205 d/d ve 212 d/d), ısıtıcı yüzey sıcaklığı T_y-T_{doy}'un, Nukiyama'nın (Nukiyama, 1934) eğrisine göre (Şekil 1), doğal taşınım bölgesi sıcaklığına yaklaştığı görülmektedir. Yani 0 d/d da T_y-T_{doy}'un 6.5 °C iken 212 d/d'da T_y-T_{doy}'un 4,6 °C'ye düştüğü görülmektedir. Bu durumda kaynama olayı kabarcıklı kaynama bölgesinden doğal taşınım bölgesine geçmiştir. Kaynamanın doğal taşınım bölgesine geçmesi, yüzeyden buhar kabarcığı oluşumuna meydan verilmeden yüksek miktarda ısı transferi sağlanabildiği anlamına gelmektedir. Bu şekilde artan ısı transferi ısıtıcı yüzeyinde buhar kabarcığı oluşumuna izin vermezken, sıvı serbest yüzeyinde oluşan buhar miktarını da artırdığı gözlenmiştir.

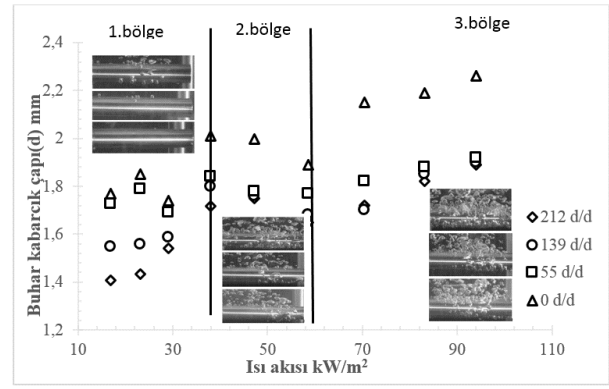


Şekil 9. Isı akısının sıcaklık farkı ile değişimi



Şekil 10. Isı transfer katsayısının ısı akısı ile değişimi

Farklı ısı akılarında ve farklı karıştırıcı devirlerinde, ısı transfer katsayısının değişimi Şekil 10'da verilmiştir. Şekil 10 içerisinde verilen görseller en üstten başlayarak sırasıyla 0-139-212 d/d ve sabit ısı akısında ($16\text{kW/m}^2, 58\text{kW/m}^2, 94\text{kW/m}^2$) alınan videolardan elde edilen deney görselleridir. Karıştırıcı devir sayısının artmasıyla, ısı transfer katsayısının arttığı belirlenmiştir. Düşük ısı akısının olduğu 1. bölgede, yüksek karıştırıcı devri, doğal taşınım etkisini artırmıştır. Bu etki ile maksimum karıştırıcı devrinde, düşük ısı akısında maksimum ısı transferi katsayısı elde edilmiş, ısı akısının artmasıyla ısı transfer katsayısında azalma olmuştur. Bunun sebebinin karıştırıcı devir sayısının, artan ısı akısında yeterli kadar bir karıştırma etkisi sağlayamadığı düşünülmektedir. Birinci bölgede 212 d/d'da %60 varan ısı transfer katsayısı iyileştirmesi elde edilmiştir. 2. bölgede ise ısı akısı ve karıştırıcı devri arttıkça ısı transfer katsayısı artmıştır. Bu bölgede 0 d/d'de ısıtıcı tamamen kabarcıklı kaynama bölgesindedir. Karıştırıcı etkisi ile yüksek devirlerde doğal taşınım bölgesine kayma gerçekleşmiş ve ısı transfer katsayısı artmıştır. İkinci bölgede yüksek devirlerde %30 varan ısı transfer katsayısı iyileştirmesi elde edilmiştir. 3. bölgede ise maksimum devirde ısı taşınım katsayısı bir miktar düşmüş ancak karıştırıcının hareketsiz olması durumuna göre artış olmuştur. Bu bölgede yüksek devirlerde %5 varan ısı transfer katsayısı iyileştirmesi elde edilmiştir. Isı akısının yüksek değerlere çıkması karıştırıcı etkisini nötrlemeye doğru bir yönelime sebep olmuştur. Bunun sebebinin, buhar kabarcığı oluşumundaki artışın hızlanarak türbülans oluşturduğu düşünülmektedir. İzole bölgede gerçekleşen kaynamada buhar kabarcığı ilk önce yüzeyde oluşmakta, daha sonra yüzeyden kopmakta ve sıvı serbest yüzeyine doğru harekete geçmektedir. Sıvı serbest yüzeyine hareketi esnasında buhar kabarcığı enerjisini, etkileşim içerisinde bulunduğu çevre sıvısına vermekte ve sıvı serbest yüzeyine ulaşmadan tekrar sönmülmektedir. Bazı araştırmacılar bu olayın çok ve hızlı bir şekilde gerçekleşmesinin sonucu olarak ısıtıcı yüzeyi civarında türbülans meydana geleceğini ifade etmektedir (Abadi & Meyer, 2018; Minocha et al., 2016; Noori Rahim Abadi et al., 2018).



Şekil 11. Buhar kabarcık çapının ısı akısı ile değişimi

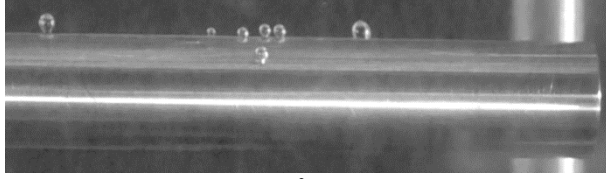
Şekil 11'de buhar kabarcık çapının ısı akısı ile değişimi gösterilmiştir. Birinci bölgede, en büyük buhar kabarcık çapının 0 d/d'da, en küçük çapın ise 212 d/d'de olduğu tespit edilmiştir. Bunun sebebinin, karıştırıcı etkisi ile buhar kabarcığı oluşumunu tam olarak tamamlayamadan, ısıtıcı yüzeyinden kopmasıdır. İkinci bölgede en küçük buhar kabarcığı çapı yine en yüksek mekanik karıştırıcı devrinde (212 d/d) elde edilmiştir. Bu bölümde ısıtıcı yüzeyinin farklı bölgelerine oluşan artan sayıda buhar kabarcığı oluşumu genel olarak bir miktar buhar kabarcıklarının çapını küçültmüştür. Üçüncü bölgede ise ısıtıcı yüzeyinde artan sayıda buhar kabarcığı oluşumu ve daha homojen bir kaynama gözlenmiş, bu durumda buhar kabarcığı çapı ısı akısı ile artarken karıştırıcı etkisi ile azalmıştır. Yüksek ısı akılarında buhar kabarcığı çapında karıştırıcı devir sayısı azalan miktara etki etmiştir. Bu hususun buhar kabarcığının oluşumu-sönmesi olayı boyunca gerçekleştirdiği hareketinden kaynaklanan türbülans etkisinin olabileceği düşünülmüştür.

Buhar kabarcık çapının, ısı akısı ile arttığı ancak karıştırıcı devrinin artması ile azaldığı görülmüştür. En büyük kabarcık çapının, mekanik karıştırıcının dönmediği durumda (0 d/d) olduğu tespit edilmiştir. Literatürde farklı çalışmalarda da buhar kabarcık çapının 1-2,5 mm arasında değiştiğini ve ısı akısının artması ile arttığını ortaya koyan çalışmalar mevcuttur (Aliç et al., 2018; Bovard et al., 2017).

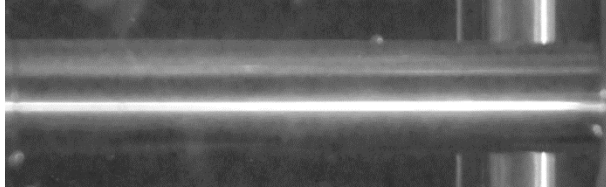
Literatürdeki bazı çalışmalar, mekanik karıştırıcının ısı transferi üzerine etkisini araştırırken, karıştırıcıyı ısıtma yüzeyi üzerine konumlandırmışlardır (Hu et al., 2020)(Babu & Prasanna Kumar, 2011). Ayrıca bu çalışmalar farklı süspansiyon karışımlar, çözeltiler ve gıda işleme proseslerinin ısı transferi üzerine etkilerini de içermektedir (Babu & Prasanna Kumar, 2011; Rajasekaran et al., 2018; Saha et al., 2020; Sarafraz et al., 2020). Literatürde, mekanik karıştırıcının yatay silindirik ısıtıcının alt yüzeyine konumlandırılarak ısı transferine etkisinin incelendiği bir çalışma bulunmamaktadır. Bu çalışmada mekanik karıştırıcı, ısıtıcının altına konumlandırılarak kaynama ısı transferine ne gibi etkiler yapacağı araştırılmıştır.



a) Isı akısı 16 kW/m^2 iken karıştırıcı devri 0 d/d



b) Isı akısı 16 kW/m^2 iken karıştırıcı devri 139 d/d



c) Isı akısı 16 kW/m^2 iken karıştırıcı devri 212 d/d

Şekil 12. Isıtıcı yüzeyinde kabarcık yoğunluğu ile karıştırıcı devir hızı arasındaki ilişki

Şekil 12’ de sabit ısı akısında farklı karıştırıcı devrinde buhar kabarcığı oluşumu ve yoğunluğu yer almaktadır. 0 d/d karıştırıcı devrinde ve 16 kW/m^2 ısı akısında (Şekil 12-a) silindirik ısıtıcı etrafında sayıca diğerlerinde fazla miktarda buhar kabarcığı oluştuğu görülmektedir. 139 d/d karıştırıcı devrinde (Şekil 12-b) silindirik ısıtıcı etrafında daha az sayıda buhar kabarcığı oluşumu gözlenmektedir. 212 d/d karıştırıcı devrinde (Şekil 12-c) silindirik ısıtıcı etrafında nadiren buhar kabarcığı oluşumu görülmektedir. Karıştırıcı etkisi ile ısıtıcı civarında oluşan akış hareketinin ısı transfer hızını artırdığını ve akışkanın faz değişimine maruz kalmaksızın ısı transferini gerçekleştirebildiği görülmektedir.

TARTIŞMA VE SONUÇLAR

Bu çalışmada, ısıtma yüzeyinin altına konumlandırılan yedi kanatlı mekanik karıştırıcının kaynama ısı transferine etkisi deneysel olarak araştırılmıştır. Deneysel çalışmada elde edilen sonuçlar aşağıda verilmiştir.

1. Mekanik karıştırıcının devir sayısı arttıkça ısı transfer katsayısı artmıştır. En yüksek devirde kabarcıklı kaynama bölgesinde %30 lara varan ve mekanik karıştırıcının etkisiyle doğal taşınım bölgesine geçmiş kaynamada %190 lara varan oranlarda ısı transfer katsayısı iyileştirmeleri elde edilmiştir.
2. Isıtıcı yüzey sıcaklığı ile sıvı doyma sıcaklığı arasındaki fark, doğal taşınım bölgesi sıcaklığına yaklaştıkça azalmıştır ve ısı transferinin daha da arttığı belirlenmiştir.
3. Buhar kabarcık çapının ısı akısının artmasıyla büyüdüğü, devir sayısının artmasıyla da küçüldüğü belirlenmiştir.

4. Yüksek devir sayılarında çalışan karıştırıcının düşük ısı akısı bölgesinde buhar kabarcığı oluşumunu en aza indirdiği belirlenmiştir.

KAYNAKLAR

Abadi, S. M. A. N. R., & Meyer, J. P. (2018). Numerical investigation into the inclination effect on conjugate pool boiling and the condensation of steam in a passive heat removal system. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 122, 1366–1382.

Ahmadreza Zahedipoor, M. F., & , Shahab Eslami, A. M. (2017). 10.22104/JPST.2017.2098.1076. 3, 63–69. <https://doi.org/10.22104/JPST.2017.2098.1076>

Akbari, A., Mohammadian, E., Alavi Fazel, S. A., Shanbedi, M., Bahreini, M., Heidari, M., Babakhani Dehkordi, P., & Che Mohamed Hussein, S. N. (2019). Natural Convection from the Outside Surface of an Inclined Cylinder in Pure Liquids at Low Flux. *ACS Omega*, 4(4), 7038–7046. <https://doi.org/10.1021/acsomega.9b00176>

Alavi Fazel, S. A., Arabi Shamsabadi, A., Sarafraz, M. M., & Peyghambarzadeh, S. M. (2011). Artificial boiling heat transfer in the free convection to carbonic acid solution. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 35(4), 645–652. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.12.014>

Alavi Fazel, S. Ali. (2017). A genetic algorithm-based optimization model for pool boiling heat transfer on horizontal rod heaters at isolated bubble regime. *Heat and Mass Transfer/Waerme- Und Stoffuebertragung*, 53(9), 2731–2744. <https://doi.org/10.1007/s00231-017-2013-8>

Alıç, E., Kaska, Ö., & Tokgöz, N. (2018). Measuring the formation of the bubble occurring in pool boiling with an image processing technique. 521–529.

Atherton, T. J., & Kerbyson, D. J. (1999). Size invariant circle detection. *Image and Vision Computing*, 17(11), 795–803. [https://doi.org/10.1016/s0262-8856\(98\)00160-7](https://doi.org/10.1016/s0262-8856(98)00160-7)

Babu, K., & Prasanna Kumar, T. S. (2011). Effect of CNT concentration and agitation on surface heat flux during quenching in CNT nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(1–3), 106–117. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.10.003>

Bergman, T. L., Lavine, A. S., Incropera, F. P., & Dewitt, D. P. (2015). *Fundamentals of heat and mass transfer*. 2011. In ISBN (Vol. 13, pp. 470–978). John Wiley & Sons.

Bovard, S., Asadina, H., Hosseini, G., & Alavi Fazel, S. A. (2017). Investigation and experimental analysis of the bubble departure diameter in pure liquids on horizontal cylindrical heater. *Heat and Mass Transfer/Waerme- Und Stoffuebertragung*, 53(4), 1199–1210. <https://doi.org/10.1007/s00231-016-1885-3>

- Cengel, Y. (2014). *Heat and mass transfer: fundamentals and applications*. McGraw-Hill Higher Education.
- Chen, H., Chen, G., Zou, X., Yao, Y., & Gong, M. (2017). Experimental investigations on bubble departure diameter and frequency of methane saturated nucleate pool boiling at four different pressures. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 112, 662–675. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.05.031>
- Çiloglu, D., Bölükbaşı, A., & Çifci, H. (2015). Experimental investigation of pool boiling heat transfer in nanofluids around spherical surfaces. *Journal of the Faculty of Engineering and Architecture of Gazi University*, 30(3), 405–415.
- Das, P., Khan, M. M. K., Rasul, M. G., Wu, J., & Youn, I. (2018). Experimental investigation of hydrodynamic and heat transfer effects on scaling in an agitated tank. *Chemical Engineering and Processing - Process Intensification*, 128(April), 245–256. <https://doi.org/10.1016/j.ccep.2018.04.019>
- Dikici, B., Eno, E., & Compere, M. (2014). Pool boiling enhancement with environmentally friendly surfactant additives. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 116(3), 1387–1394. <https://doi.org/10.1007/s10973-013-3634-x>
- Durmaz, U., & Ozdemir, M. (2012). An experimental investigation on heat transfer for different parameters in centripetally located boiling agitation vessels. *SAÜ Fen Bilimleri Enstitüsü Dergisi*, 16(2), 99–105. <https://doi.org/10.5505/saufbe.2012.04127>
- Esonye, C. (2019). The Development of Standard Agitator Conditions for Effective Performance of a Batch Crutcher in the Frame of Semi-Boiled Process. *International Journal of Chemical Reactor Engineering*, 17(9), 1–12. <https://doi.org/10.1515/ijcre-2018-0248>
- Gates, L. E., Morton, J., & Pl, F. (1976). Selecting agitator systems to suspend solids in liquids.
- Gheitaghy, A. M., Samimi, A., & Saffari, H. (2017). Surface structuring with inclined minichannels for pool boiling improvement. *Applied Thermal Engineering*, 126, 892–902. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.07.200>
- Guan, C. K., Klausner, J. F., & Mei, R. (2011). A new mechanistic model for pool boiling CHF on horizontal surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(17–18), 3960–3969. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.04.029>
- Holman, J. P. (2001). *Experimental methods for engineers*.
- Hu, Y., Wang, H., Song, M., Huang, J., Babu, K., Prasanna Kumar, T. S., Rahimian, A., Kazeminejad, H., Khalafi, H., Mirvakili, S. M., & Akhavan, A. (2020). An Experimental Study of the Steel Cylinder Quenching in Water-based Nanofluids. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 134(1–3), 106–117. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.10.003>
- Image Processing Toolbox User's Guide Revised for Version 11.1 (Release 2020a). (n.d.). The MathWorks, Inc.
- Jm, S., & An, K. (1993). Impeller Power Demand in Mechanically Agitated Boiling Systems. *Chemical Engineering Research & Design*, 71(2), 145–152. <https://www.cheric.org/research/tech/periodicals/view.php?seq=51438>
- Jung, S., & Kim, H. (2016). Effects of surface orientation on nucleate boiling heat transfer in a pool of water under atmospheric pressure. *Nuclear Engineering and Design*, 305, 347–358. <https://doi.org/10.1016/j.nucengdes.2016.06.013>
- Kamel, M. S., & Lezsovits, F. (2020). Enhancement of pool boiling heat transfer performance using dilute cerium oxide/water nanofluid: An experimental investigation. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 114(April), 104587. <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2020.104587>
- Kamel, M. S., Lezsovits, F., Hussein, A. M., Mahian, O., & Wongwises, S. (2018). Latest developments in boiling critical heat flux using nanofluids: A concise review. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 98(September), 59–66. <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2018.08.009>
- Kim, J. (2003). Heater Size and Gravity Effects on Pool Boiling Heat Transfer. *AIP Conference Proceedings*, 654(2003), 132–141. <https://doi.org/10.1063/1.1541287>
- Kumar, N., Raza, M. Q., & Raj, R. (2018). Surfactant aided bubble departure during pool boiling. *International Journal of Thermal Sciences*, 131(April), 105–113. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.05.025>
- Lee, H. C., Oh, B. Do, Bae, S. W., & Kim, M. H. (2003). Single bubble growth in saturated pool boiling on a constant wall temperature surface. *International Journal of Multiphase Flow*, 29(12), 1857–1874. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2003.09.003>
- Mehrotra, A. K., Nassar, N. N., & Kasumu, A. S. (2012). A novel laboratory experiment for demonstrating boiling heat transfer. *Education for Chemical Engineers*, 7(4), e210–e218. <https://doi.org/10.1016/j.ece.2012.09.003>
- Minocha, N., Joshi, J. B., Nayak, A. K., & Vijayan, P. K. (2016). 3D CFD simulation of passive decay heat removal system under boiling conditions: Role of bubble sliding motion on inclined heated tubes. *Chemical Engineering Science*, 145, 245–265. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2016.02.015>

- Noori Rahim Abadi, S. M. A., Ahmadpour, A., & Meyer, J. P. (2018). Numerical simulation of pool boiling on smooth, vertically aligned tandem tubes. *International Journal of Thermal Sciences*, 132(March), 628–644. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2018.07.005>
- Nukiyama, S. (1934). Maximum and minimum values of heat q transmitted from metal to water under atmospheric pressure.[J]. *Soc. Mech. Eng. Jpn.* L934 (37), 354(367), 2.
- Ozdemir, M., & Durmaz, U. (2015). An approach to obtain the heat transfer coefficient of aqueous sucrose solutions in agitated boiling vessels. *Thermal Science*, 19(3), 1025–1036. <https://doi.org/10.2298/TSCI130111143O>
- Price, D. C. (1966). The effect of surface vibration on nucleate pool boiling at low heat fluxes. In *Doctoral Thesis* (pp. 68–77).
- Rajasekaran, E., Kumar, B., Muruganandhan, R., Raman, S. V., & Antony, U. (2018). Determination of forced convection heat transfer coefficients and development of empirical correlations for milk in vessel with mechanical agitators. *Journal of Food Science and Technology*, 55(7), 2514–2522. <https://doi.org/10.1007/s13197-018-3169-z>
- Rashidi, S., Hormozi, F., & Sarafraz, M. M. (2020). Fundamental and subphenomena of boiling heat transfer. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, February. <https://doi.org/10.1007/s10973-020-09468-3>
- Rohsenow, W. M. (1951). A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. Cambridge, Mass.: MIT Division of Industrial Cooperation,[1951].
- Saha, S. K., Ranjan, H., Emani, M. S., & Bharti, A. K. (2020). Two-Phase Heat Transfer Enhancement. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-20755-7>
- Sarafraz, M. M., Peyghambarzadeh, S. M., & Alavifazel, S. A. (2012). Enhancement of nucleate pool boiling heat transfer to dilute binary mixtures using endothermic chemical reactions around the smoothed horizontal cylinder. *Heat and Mass Transfer/Waerme- Und Stoffuebertragung*, 48(10), 1755–1765. <https://doi.org/10.1007/s00231-012-1019-5>
- Sarafraz, M. M., Pourmehran, O., Yang, B., Arjomandi, M., & Ellahi, R. (2020). Pool boiling heat transfer characteristics of iron oxide nano-suspension under constant magnetic field. *International Journal of Thermal Sciences*, 147(October 2019), 106131. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2019.106131>
- Sathyabhama, A., & Dinesh, A. (2017). Augmentation of heat transfer coefficient in pool boiling using compound enhancement techniques. *Applied Thermal Engineering*, 119, 176–188. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.03.029>
- Schuster, G. M., & Katsaggelos, A. K. (2004). Robust circle detection using a weighted MSB estimator. *Proceedings - International Conference on Image Processing, ICIP*, 3, 2111–2114. <https://doi.org/10.1109/ICIP.2004.1421502>
- Smith, J. M., Gao, Z., & Middleton, J. C. (2001). The unsparged power demand of modern gas dispersing impeller in boiling liquids. *Chemical Engineering Journal*, 84(1), 15–21. [https://doi.org/10.1016/S1385-8947\(00\)00267-9](https://doi.org/10.1016/S1385-8947(00)00267-9)
- Suriyawong, A., Saisorn, S., & Wongwises, S. (2017). Pool boiling heat transfer enhancement of distilled water with passive rotating blades installed above the heating surface. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 87, 109–116. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.04.025>
- Takahashi, T., Tagawa, A., Atsumi, N., Dohi, N., & Kawase, Y. (2006). Liquid-phase mixing time in boiling stirred tank reactors with large cross-section impellers. *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 45(4), 303–311. <https://doi.org/10.1016/j.cep.2005.06.012>
- Yagov, V. V. (2009). Nucleate boiling heat transfer: Possibilities and limitations of theoretical analysis. *Heat and Mass Transfer/Waerme- Und Stoffuebertragung*, 45(7), 881–892. <https://doi.org/10.1007/s00231-007-0253-8>



EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF PAR DEVICE FOR HYDROGEN RECOMBINATION IN REKO-4 FACILITY

Mahmut Cüneyt KAHRAMAN* and Paul-Martin STEFFEN**

*Department of Energy Systems Engineering, Yalova University,
77200 Yalova, Turkey, mcuneyt.kahraman@yalova.edu.tr, ORCID: 0000-0002-1535-3832

**Institute of Energy and Climate Research (IEK-6), Forschungszentrum Jülich GmbH,
52425 Jülich, Germany, paul-martin.steffen@rwth-aachen.de, ORCID: 0000-0001-7583-1800

(Geliş Tarihi: 26.03.2020, Kabul Tarihi: 09.10.2020)

Abstract: The Fukushima accident has proved that passive safety systems in reactors are necessary to avoid hydrogen accumulation. One of these systems are PAR (passive autocatalytic recombiner) to remove the hydrogen gases inside the containment in case of an accident. This paper aims to investigate a PAR device with catalyst sheets to calculate the hydrogen consumption, determine the temperature distribution, and PAR performance in the test facility. Test series were carried out in the test facility REKO-4 under atmospheric pressure and natural flow conditions. For the test purposes, hydrogen between 2.0 and 6.0 vol.% was injected into the vessel with the volumetric flow, 1.9 m³/h. The first rise in the temperature of the PAR inlet was found after 100 seconds of first hydrogen injection, this result demonstrated that hydrogen consumption started. The results from the test series show that the PAR device can remove hydrogen and the PAR performance can be determined from the test results.

Keywords: Nuclear safety, Light water reactor, Hydrogen recombination, PAR, Recombiner, Nuclear accident

REKO-4 TEST DÜZENİNDE HİDROJEN REKOMBİNASYONU İÇİN PAR CİHAZININ DENEYSEL İNCELENMESİ

Özet: Fukuşima kazası, hidrojen birikimini önlemek için reaktörlerdeki pasif güvenlik sistemlerinin gerekli olduğunu kanıtladı. Bu sistemlerden biri olan PAR (pasif otokatalitik rekombiner), bir kaza durumunda koruma kabında oluşabilecek hidrojen gazlarının uzaklaştırılmasında kullanılır. Bu makalenin amacı, test düzeneğinde PAR cihazının performansını ve sıcaklık dağılımını belirlemek, hidrojen tüketimini hesaplamak için katalizör levhalı bir PAR cihazını araştırmaktır. Testler atmosferik basınç ve doğal akış şartları altında REKO-4 test düzeneğinde gerçekleştirildi. Test için, hacimce 2-6 % arasında hidrojen 1,9 m³/h hacimsel debi ile kaba enjekte edildi. PAR girişinin sıcaklığındaki ilk artış, ilk hidrojen enjeksiyonundan 100 saniye sonra gerçekleşti, bu sonuç hidrojen tüketiminin başladığını göstermektedir. Testlerden elde edilen sonuçlar, PAR cihazının hidrojeni tüketebildiğini ve PAR performansının test sonuçlarından belirlenebileceğini göstermektedir.

Anahtar Kelimeler: Nükleer güvenlik, Hafif su reaktörü, Hidrojen rekombinasyonu, PAR, Rekombiner, Nükleer kaza

INTRODUCTION

In March 2011, an earthquake of magnitude 9.0 occurred off the eastern coast of Japan causing a 15-metre tsunami. This disaster resulted in a loss of coolant accident in the Fukushima Daiichi Nuclear Power Plant. Insufficient cooling of the core led to zircaloy oxidation and hydrogen generation by the interaction of overheated steam with zircaloy fuel cladding. Hydrogen leaking into the reactor buildings resulted in explosions in NPP units 1,3 and 4. The explosions damaged structures of units and radionuclides were released to the atmosphere contaminating land and sea (Simon *et al.*, 2012).

One of the lessons learned from the Fukushima accident is the necessity of installing passive safety systems for

the control of hydrogen inside the containment. So-called passive auto-catalytic recombiners (PARs) have been back-fitted to European NPPs since the 1990s (Reinecke *et al.*, 2013) (Häfele 2012).

Experiments performed on PARs aim to analyse device behavior and performance. In order to process data, the computer code REKO-DIREKT was developed in cooperation of RWTH Aachen and Forschungszentrum Jülich (FZJ). Before this research, other researchers have worked on PAR performance with different conditions. First experiments were performed in the REKO-3 facility under well-defined forced-flow conditions that were focused on the processes inside the catalyst section of a PAR device. In a next step, REKO-4 has been developed to focus more on chimney flows,

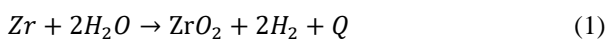
PAR design and its interaction with the surrounding conditions (Simon *et al.*, 2012).

This paper describes an investigation of hydrogen recombination in REKO-4 under natural flow conditions. On this project at IEK-6/FZJ, the research was performed to illustrate PAR reaction capability. Moreover, the catalyst temperatures at different heights of the catalyst sheets were measured by thermocouples to have a better understanding of the reaction process. During the experiments, measurements such as temperature, pressure, and hydrogen concentration were taken by using measurement devices such as thermocouples, pressure gauges, thermal conductivity gauges (katharometers). Different analyses were done, and final data was discussed and evaluated to have a better understanding of PARs working principle and hydrogen recombination.

Hydrogen recombination by PARs

Hydrogen recombination is one method of hydrogen consumption by a device in order to prevent hydrogen accumulation and explosion. The release rate and the total amount of hydrogen depend on the reactor type and the particular severe accident.

In case insufficient core cooling, zirconium as fuel cladding material reacts with steam at the temperature above 1200 °C and zirconium oxidation occurs. This adds extra thermal load due to the exothermic reaction. Additionally, hydrogen is produced as product of the reaction. The stoichiometric equation for oxidation of the zircaloy cladding with steam is:



where $Q = -586 \text{ kJ mol}^{-1}$ is the exothermic heat release per unit mole of zirconium oxidized. (Häfele 2012)

PARs are used to consume hydrogen. Hydrogen and oxygen react exothermally on the catalytic sheets inside a PAR device. This reaction generates steam and heat. The reaction heat creates a buoyancy-driven flow, which makes PAR devices completely passive, as PARs do not need external energy supply.



where Q is heat.

In Figure 1 and Figure 2, recombination process and schematic size of PAR are shown shortly. In the leading part of PAR, catalyst sheets are located. The catalyst sheets are surfaces where recombination reaction occurs. They form a set of parallel vertical flow channels. Hydrogen inside the PAR is consumed with oxygen, and steam is produced as the reaction product. Since heat is generated during the reaction, the buoyancy-driven flow occurs. The buoyancy-driven

flow is induced inside the chimney part, which ensures a continuous gaseous flow through the PAR (Reinecke *et al.*,2013). It is vital for the continuous hydrogen consumption in the recombination process. In order to assess the efficiency of PAR applications, studies of PARs modeling focus on;

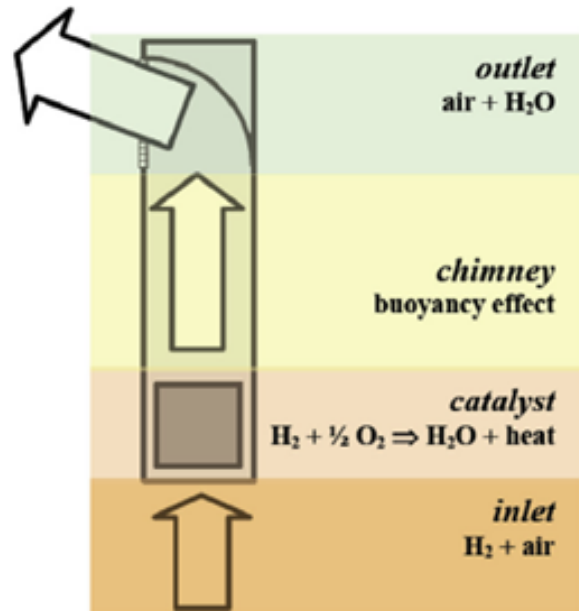


Figure 1 Recombination steps (Simon *et al.*, 2014)

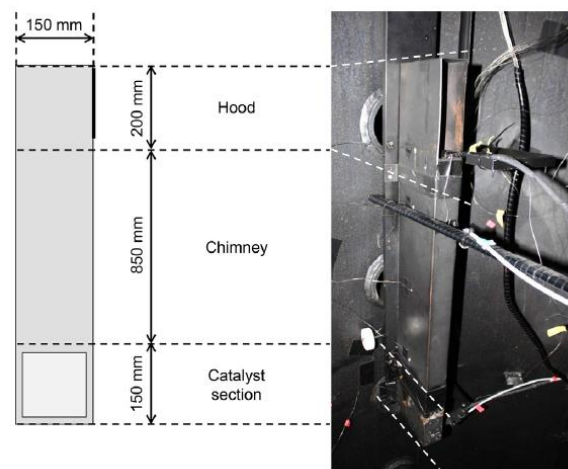


Figure 2 Schematic Size of PAR (Simon *et al.*, 2014)

- hydrogen consumption and buoyancy-driven flow
- preventing of catalyst poisoning
- possible ignitions at the hot parts as a result of exothermic reactions

The PAR (Figure 2), which has been used in the test series, consists of three parts: catalyst section, chimney section, and hood. It has a rectangular square section of approximately 5 x 15 cm² and a total height of 120 cm.

The catalyst section is equipped with four catalyst sheets (Figure 3), each with a thickness of approximately 1.5 mm (Bachelierie 2003). The catalyst sheets consist of stainless-steel plates and are coated with an aluminum oxide wash-coat and then with platinum.

DESCRIPTION OF THE TEST FACILITY

Test facility REKO-4

The test facility REKO-4 (Figure 4) is designed to investigate the operational behavior of PARs under natural flow conditions and consists of a pressure vessel with a free volume of approximately 5.3 m³. The vessel has an internal height of 3.7 m, an internal diameter of 1.4 m, and allows experiments with a maximum operating pressure of 2.0 bar (a). The design pressure of the vessel is 25 bar (a) at 280 °C to withstand possible hydrogen combustion loads. 32 flanges allow the equipment of the vessel with different measurement techniques and a manhole ensures good accessibility for the installation of the PAR and the inner instrumentation. Hydrogen is injected through a horizontal pipe with a diameter of 10 mm and the hydrogen injection rate is controlled by a mass flow controller (Bachelierie 2003).

Measurement devices

For the analysis of the behavior of the PAR and the interaction with the surrounding atmosphere inside the REKO-4 test facility, sensors for the measurement of the hydrogen concentration, temperature, humidity, and pressure are installed at different measurement positions.

Thermal conductivity gauges are used for the measurement of the hydrogen concentration. In total, 20 hydrogen sensors are distributed inside the REKO-4 vessel. Two (KR-07_H2 / KR-20_H2) of them are positioned at the PAR inlet and another one at the PAR outlet (KR-08_H2). Sensor KR-07_H2 (Figure 5) is located directly below the catalyst sheets and is strongly affected by the heat radiation of the catalyst sheets leading to measurement errors during the experiments. Therefore, sensor KR-20_H2 is laterally attached allowing a more accurate measurement. The remaining hydrogen sensors are attached to different mounting rails at the bottom, middle and top of the vessel.

The temperature measurement is another vital measurement technique used for the analysis of the PAR behavior. Therefore, thermocouples (TC) (Type K) are used to measure the temperature of the catalyst sheets, the PAR housing, and also the temperature of the surrounding atmosphere (Simon *et al.*, 2012). To measure the temperature distribution along the catalyst sheets, drillings with a diameter of 0.6 mm inside the

catalyst sheets are equipped with TCs (Figure 3 and Figure 6) (Bachelierie 2003). Further TCs are installed at the PAR inlet, PAR outlet, and inside the PAR chimney. To determine the surrounding conditions, approximately 40 TCs are positioned at the mounting rails and at the vessel wall.



Figure 3 Catalyst sheets



Figure 4 REKO-4 facility

Humidity sensors are located at the bottom and top of the vessel and register humidity changes due to the recombination reaction. Additionally, a manometer is installed within REKO-4 to measure the course of the pressure during the experiments.

Two different manometers are placed in REKO-4, these are analogue manometer and capacitive pressure sensors which measure pressure by detecting changes in electrical capacitance (Simon *et al.*, 2012).

The position of the PAR, the hydrogen injection, the manometer, and the mounting rails for the TCs and hydrogen sensors are shown in Figure 7.

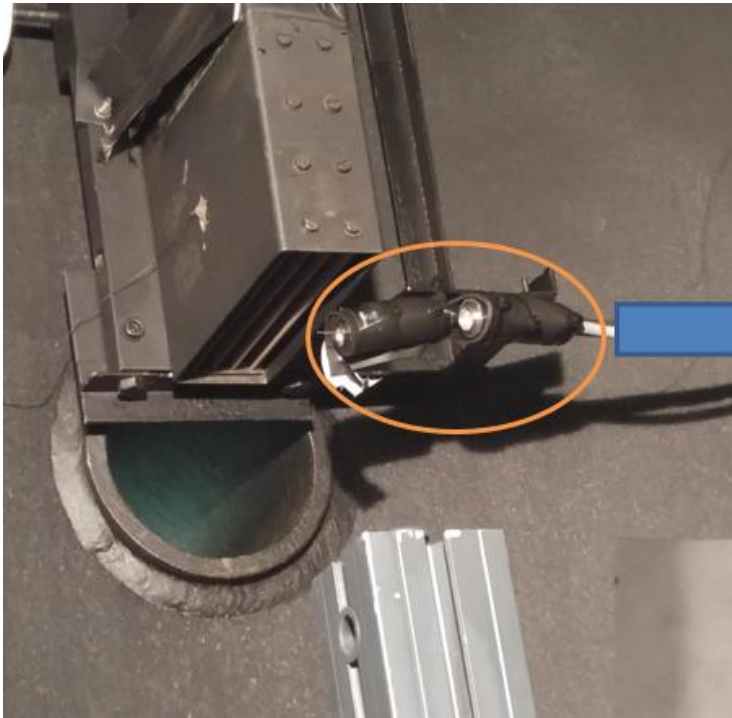


Figure 5 Hydrogen sensors at PAR inlet

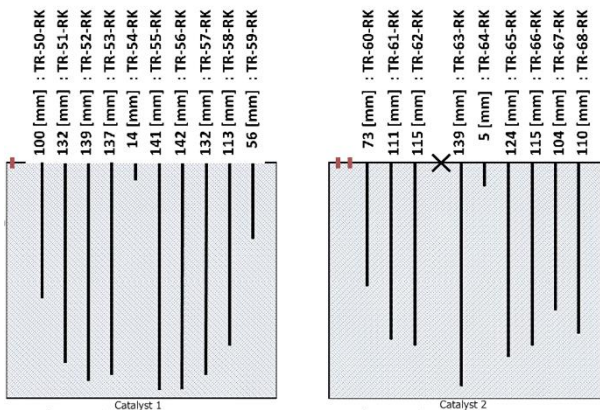


Figure 6 Thermocouples position inside catalyst sheet 1 and catalyst sheet 2

REKO-4 TEST PROCEDURE

After the completion of the test setup the manhole is closed, sealed carefully, and a pressure test performed to ensure that there is no leakage. The experiments have been performed under natural flow conditions with an initial temperature of 28 °C, an initial pressure of 1 bar (a), and an initial absolute humidity of 1.42 g/m³. All the tests are performed under these conditions.

The experiments were started with the injection of hydrogen. The amount of hydrogen was chosen in accordance with the vessel pressure and the targeted hydrogen concentration. The hydrogen was injected with a rate of 1.9 m³/h.

During the experiments, the PAR inlet hydrogen concentration varied between 2.0 and 6.0 vol.% and further hydrogen was injected as soon as approximately

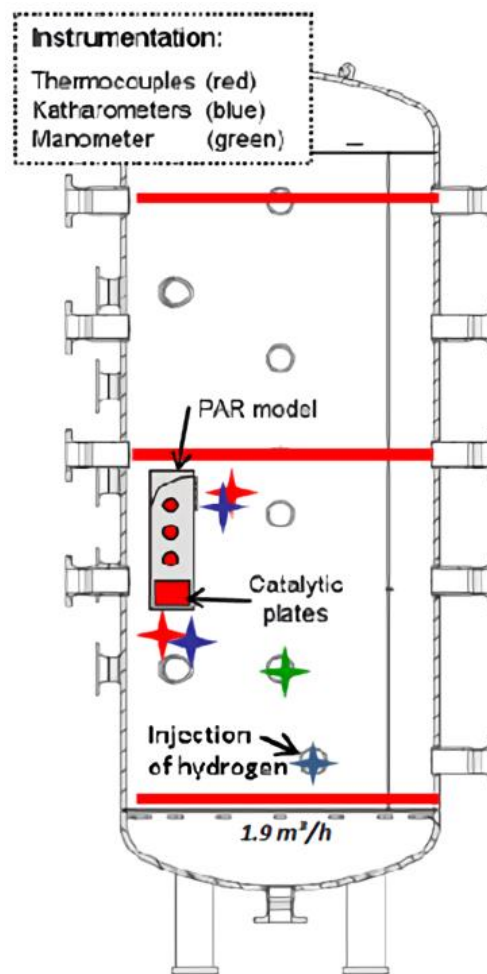


Figure 7 Locations of measurement devices in REKO-4 (Simon *et al.*, 2012)

2.0 vol.% was reached. With the start of the hydrogen injection ($t=0$), the experimental data such as temperatures, hydrogen concentrations, and pressure were measured and recorded continuously by the measurement devices and the process control system, respectively. The first hydrogen injection phase took approximately 10 minutes. However, reaction at the catalyst sheets started already after 100 seconds, which was observed by the TCs inside the sheets (Figure 8). The reason for this temperature rise is the exothermic reaction of hydrogen with oxygen.

Several hydrogen injection phases followed to observe the operational behavior under quasi steady state conditions.

After the last hydrogen injection, the hydrogen concentration inside the vessel decreased within approximately 18 minutes from 5 to 1 vol.%, which is measured by a hydrogen sensor at the PAR inlet (Figure 9, deviating is $t=0$ defined as the moment when the last hydrogen injection is completed).

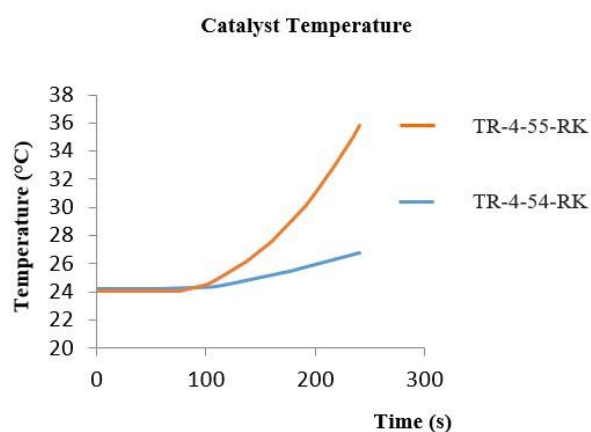


Figure 8 Catalyst sheet temperature during start-up phase (TR-4-54-RK is trailing edge of the catalyst; TR-4-55-RK is leading edge of catalyst)

The relative humidity inside the vessel increased as soon as the catalytic reaction started. After 500 seconds the relative humidity decreased due to the rise of the atmospheric temperature (Figure 10).

During the experiment, four hydrogen injections up to 6 vol.% of hydrogen were conducted with a total experiment duration of 5 hours. Figure 11 and Figure 12 show the changes of the temperature, hydrogen concentration, pressure, and humidity during the experiment. Numbers on the figures indicate number of hydrogen injections. For the pressure measurement, the values were read from PRSAH 4.01 sensor. Sensor TR_4_55_RK at the leading edge and sensor TR_4_54_RK at the trailing edge of catalyst sheet 1 were used to observe the temperature changes due to the exothermic reaction. Hydrogen sensor KR_4_20 at the PAR inlet and sensor KR_4_19 at the PAR outlet were employed to determine the recombination efficiency.

For the humidity measurement, HR_4_01 and HR_4_02 were used. As soon as the first hydrogen injection started, both hydrogen sensors show an increase of the hydrogen concentration inside the vessel. During the injection phase, hydrogen reached the catalyst and the TCs indicated a temperature increase. Moreover, a pressure and humidity rise occurred relating to the hydrogen concentration and reaction, respectively. After the injection was completed, the hydrogen concentration started to decrease due to the recombination reaction. The catalyst temperature decreased with the hydrogen concentration and lead to a reduced recombination rate.

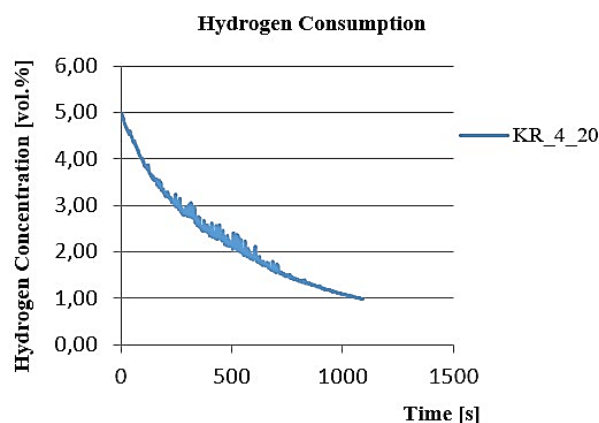


Figure 9 Hydrogen consumption after the last injection

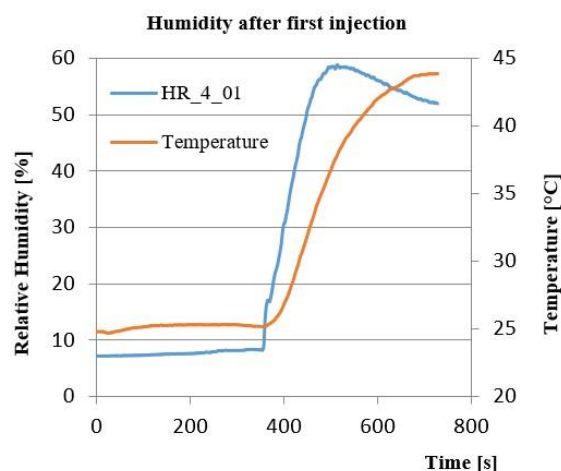


Figure 10 Humidity measurement and temperature change inside the vessel after start-up phase

EXPERIMENTAL RESULTS

The data from this experiment are used to evaluate PAR performance and catalysts working conditions. Furthermore, the analyses illustrate the operational behavior of PARs.

Hydrogen removal coefficient (λ)

PARs performance is a vital parameter of consuming hydrogen in the vessel. The hydrogen concentration is exponentially decreased with λ . λ gives hydrogen concentration decrease at a rate proportional to its

current value, its unit is s^{-1} . The equation can be expressed as;

$$C = C_0 \times e^{-\lambda t} \quad (3)$$

C_0 ; initial hydrogen concentraion
 C ; hydrogen concentraion after t time
 λ ; hydrogen removal coefficient

Figure 9 shows hydrogen consumption after the last hydrogen injection and this equation is applied to the measurement data to find λ . For this test, λ is found to be $0.00148 s^{-1}$. λ defines the performance of the PAR device and depends on temperature, pressure, and hydrogen concentration. It is an important parameter for the modelling of PARs.

Correlation between hydrogen concentration and catalysts temperature

The correlation of the hydrogen conversion and maximum catalyst temperatures provide clarification of the interactions of reaction kinetics, heat, and mass transfer, and the flow conditions inside the PAR. Since a maximum catalyst temperature was expected in the leading part of catalysts, “TR_4_55_RK” thermocouple data was analysed. For hydrogen conversion, PAR inlet

hydrogen concentration was considered. Therefore, data was read from KR_4_20 katharometer.

Figure 13 clearly illustrates the correlation maximum catalysts temperature and hydrogen concentration at the inlet of PAR. With the increasing hydrogen concentration, the maximum temperature of catalysts is seen to have a logarithmic rise. Increasing temperature is the proof of exothermic recombination process.

Comparison of the measured catalyst temperature in dependence on the height of the catalysts

The temperature of the catalyst is measured with thermocouples that are inserted into the catalyst sheets at different heights. Thermocouples exact positions are illustrated in the Measurement section, Figure 6. It is expected to have variable temperatures with catalyst sheet heights. The reason of this expectation is arriving of rich hydrogen on the lower part (leading part) of catalyst sheets. Rich hydrogen with oxygen increases the temperature of the lower part of the catalyst sheet due to the exothermic reaction. The higher points are exposed to lower concentration since most of the hydrogen gases are already recombined in the lower part of catalyst sheets. Therefore, it is expected to observe higher temperature on the lower part.

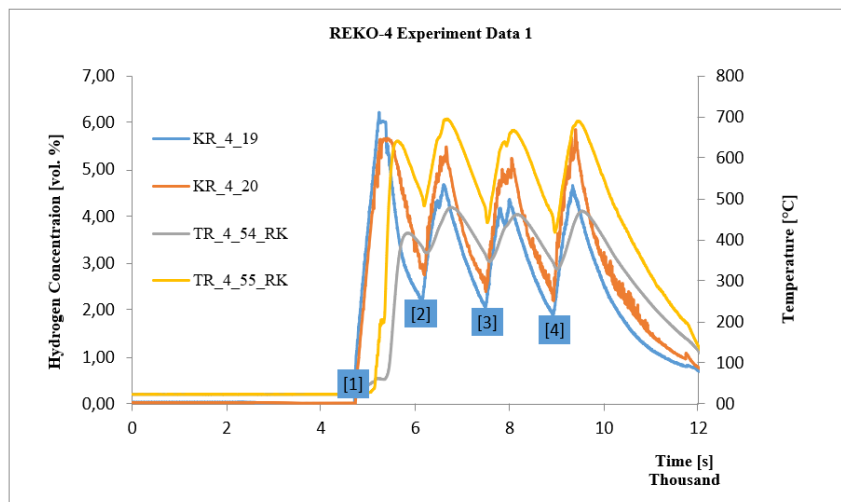


Figure 11 REKO-4 experimental data 1

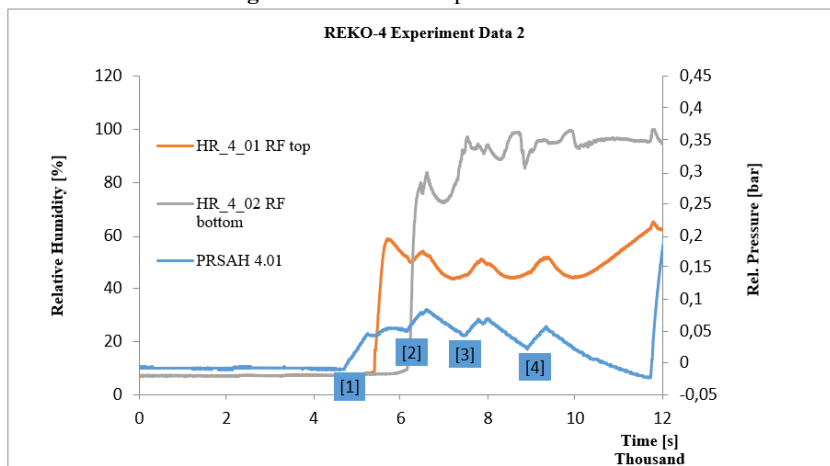


Figure 12 REKO-4 experimental data 2

Figure 14 shows briefly that temperatures decrease with the height of the catalyst sheet. (“0” reference point indicates the leading part of catalyst sheet in Figure 14.) In the experiment, different concentrations were measured such as 2, 4, 5.9 vol.%. In the 5.9 vol.% concentration measurement, the higher temperature difference occurs due to high concentration difference between the leading part and the trailing part of catalyst sheet.

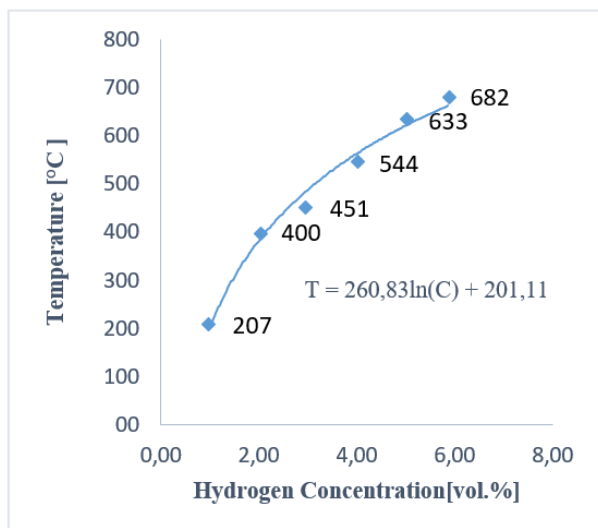


Figure 13 Correlation between PAR inlet concentration and maximum catalysts temperature

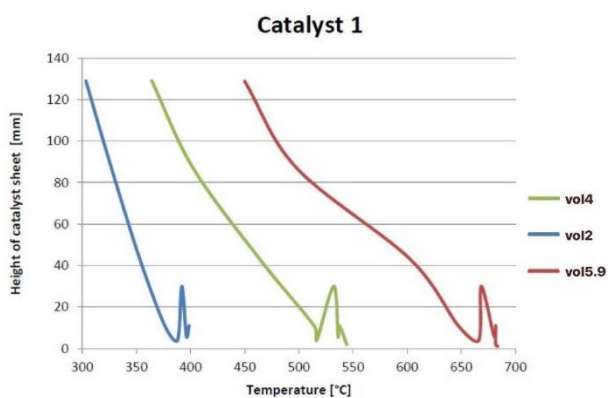


Figure 14 Catalyst 1, temperature over catalyst sheet height

CONCLUSION

Prior work has been performed in the REKO-3 facility, which was focused on the processes inside the catalyst section of the PAR. Those tests were performed under well-defined forced-flow condition.

In this experiment, the PAR in REKO-4 facility was tested. The main aims of these test series were to investigate detailed hydrogen recombination under natural convection conditions and to examine the PAR performance. Tests were performed under atmospheric pressure with hydrogen injection concentration between 2 and 6 vol.%.

The first temperature rise was found after 100 seconds of first hydrogen injection. The meaning of temperature rise is that hydrogen recombination started on the catalyst sheets after this time. However, it required more time, at least 200 seconds for start-up of PAR operation on the leading part of the PAR. After start-up of the PAR operation, a sharp decrease in the hydrogen concentration was observed and a reduction from 5 to 1 vol.% was achieved in approximately 18 minutes. This data provides that the PAR is a suitable device for removing hydrogen from a vessel under atmospheric conditions and conforms the purpose of installing PARs to prevent hydrogen accumulation. Additionally, this study indicates that the PAR is a completely passive device and can work without supplying any energy.

Moreover, another important correlation was seen between hydrogen concentration and catalyst sheet temperature after the catalyst sheet reached the working temperature. The experimental data showed that an increase of hydrogen concentration provides a rise in the catalyst temperature.

Finally, this study has revealed that the test facility, REKO-4, is suitable to perform hydrogen recombination tests with PARs under natural conditions. Test results and analyses support the idea that PAR devices can consume hydrogen gases released to the vessel and avoid hydrogen accumulation. As a summary, conclusion of this study with new boundary conditions,

- Hydrogen consumption proved that PAR device is ideal device for hydrogen recombination passively, several hydrogen concentrations were consumed successfully.
- REKO-4 is suitable test utility for detailed investigation of hydrogen recombination.
- PARs operational behavior (e.g. response time; first rise in temperature) is illustrated.
- PARs performance (e.g. hydrogen removal coefficient) is measured.

However, some limitations are observed. These test series were performed only under atmospheric pressure conditions. This study results should be compared with tests under different boundary conditions (e.g. different pressure) to verify the performance of the PAR. Secondly, the number of measurement devices should be increased in REKO-4 facility to get more detailed results. Using these analyses, future studies can be illustrated, and results can be used for modification of PARs.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank Dr.-Ing. Ernst Arndt Reinecke for his valuable contribution to the project. The authors gratefully acknowledge the support of Prof.

Dr. rer. nat. Friedrich Hoyer in reviewing the paper and share his valuable suggestions.

REFERENCES

Bachellerie, E., Arnould F., Auglaire M. , Boeck B., Braillard O. ,Eckardt B. , Ferroni f F. , Moffett R. "Generic approach for designing and implementing a passive autocatalytic recombiner PAR-system in nuclear power plant containments." *Nuclear Engineering and Design*, 2003: 151-165.

Gupta, S. "experimental investigations relevant for hydrogen and fission product issues raised by the fukushima accident." *Nuclear Engineering and Technology*, 2015: 11-25.

Häfele, Cand. oec. Ing. Benjamin. "Realisierung und Vermessung einer abwärts gerichteten, wandnahen Gasströmung innerhalb des Versuchsstandes REKO-4." Thesis, 2012.

Reinecke, E., Kelm S., Jahn W., Jakel C., Allelein H. "Simulation of the efficiency of hydrogen recombiners as safety devices." *International journal of hydrogen energy*, 2013: 8117-8124.

Simon, B., Reinecke, E., Klauck,M., Heidelberg D., Allelein H.-J. "Investigation of PAR Behavior in the REKO-4 Test Facility." *Proceedings of the 2012 20th International Conference on Nuclear Engineering*. California, USA: ICONE20-POWER2012-54234, 2012.

Simon, B., Reinecke, E., Kubelt C., Allelein H. "Start-up behaviour of a passive auto-catalytic recombiner undercounter flow conditions: Results of a first orienting experimentalstudy." *Nuclear Engineering and Design*, no. 278 (2014): 317-322.



ELECTRICAL AND THERMAL CONDUCTIVITY AND PHONON CONTRIBUTION TO THE THERMAL CONDUCTIVITY IN THE BI-IN SYSTEM

Pınar ATA ESENER*, Ümit BAYRAM**, Esra ÖZTÜRK***, Sezen AKSÖZ****
and Necmettin MARAŞLI*****

* Erciyes University, Institute of Natural and Applied Sciences, Kayseri, 38039, Turkey,
pinarata_88@hotmail.com, ORCID: 0000-0002-6498-4534

** Erciyes University, Institute of Science and Technology, ERNAM-Nanotechnology Research and Application Center, Kayseri 38039, Turkey, umitbayram14@gmail.com, ORCID: 0000-0001-8760-8024

*** Kocaeli University, Department of Physics, Kocaeli, 41380, Turkey,
esra3.ozturk@gmail.com, ORCID: 0000-0002-3531-7564

**** Nevşehir Hacı Bektaş Veli University, Department of Physics, Nevşehir, 50300, Turkey,
sezenaksoz@nevsehir.edu.tr, ORCID: 0000-0002-8990-1926

***** Yıldız Technical University, Department of Metallurgical and Materials Engineering, İstanbul, 34210, Turkey,
nmarasli@yildiz.edu.tr, ORCID: 0000-0002-1993-2655

(Geliş Tarihi: 07.07.2020, Kabul Tarihi: 20.10.2020)

Abstract: In this study, the contribution of phonon to the thermal conductivity in the In-Bi (Indium-Bismuth) system due to its composition variation was determined from their electrical and thermal conductivity measurements. Because of the common usage of In-Bi system in many technological applications, thermal and electrical conductivity variations with temperature for different compositions of Bi component were measured. Four-Point Probe (FPP) and Linear Heat-Flow (LHF) methods were used for electrical and thermal conductivity measurements respectively. Intermetallic systems' electrical conductivity values were determined between $0.8524 (1/\Omega \text{ m}) \times 10^6$ and $2.8381(1/\Omega \text{ m}) \times 10^6$ and thermal conductivity values were found between 14.50 (W/Km) and 35.93 (W/Km) at the melting temperature. Electron and phonon contributions to the thermal conductivity were calculated by using Wiedemann-Franz Law (WFL) from the measured values. The temperature coefficients values (α) of electrical and thermal conductivity were calculated between $0.46-2.54 (K^{-1}) \times 10^{-3}$ and $1.29-4.34 (K^{-1}) \times 10^{-3}$ respectively. In order to observe microstructure of the Bi-In intermetallic alloy Scanning Electron Microscopy (SEM) and to determine the composition of the phases in the structures, Energy Dispersive X-Ray Analysis (EDX) were used. Also melting temperatures (349.03 K-387.24 K), enthalpy of fusion (17.97 J/g- 42.37 J/g) and specific heat change (0.159 J/gK-0.372 J/gK) of Bi-In alloy systems were measured by using Differential Scanning Calorimeter (DSC).

Keywords: Microstructure, Electrical properties, Thermal properties.

BI-IN SİSTEMİNDE ELEKTRİKSEL VE ISIL İLETKENLİK VE ISIL İLETKENLİĞE FONON KATKISI

Özet: Bu çalışmada, elektriksel ve ısı iletkenlik ölçümleri kullanılarak ısıl iletkenliğe fonon katkısı kompozisyon değişimine bağlı olarak belirlenmiştir. In-Bi sistemlerinin birçok teknolojik uygulamalarda yaygın olarak kullanılması sebebiyle farklı kompozisyonlardaki Bi bileşimlerinin sıcaklığa bağlı elektriksel ve ısı iletkenlik değişimleri ölçülmüştür. Elektriksel ve ısı iletkenlik ölçümlerinde sırasıyla Dört Nokta Prob (FPP) ve Lineer Isı Akışı (LHF) yöntemleri kullanılmıştır. Erime sıcaklığında, intermetalik sistemlerin elektriksel iletkenlik değerleri $0.8524 (1/\Omega \text{ m}) \times 10^6$ ve $2.8381(1/\Omega \text{ m}) \times 10^6$ arasında ve ısıl iletkenlik değerleri 14.50 (W/Km) ve 35.93 (W/Km) arasında bulunmuştur. Ölçülen değerlerle, Wiedemann-Franz Kanunu (WFL) kullanılarak, ısı iletkenliğe elektron ve fonon katkısı hesaplanmıştır. İntermetalik alaşım sistemleri için, elektriksel ve ısı değerlerin sıcaklık katsayıları (α) sırasıyla $0.46-2.54(K^{-1}) \times 10^{-3}$ ve $1.29-4.34 (K^{-1}) \times 10^{-3}$ aralığında hesaplanmıştır. Bi-In İntermetalik alaşım sistemlerinin mikroyapılarını gözlemlemek için Taramalı Elektron Mikroskopu (SEM) ve yapılarıdaki fazların kompozisyonlarını belirlemek için, Enerji Dağıtıcı X-Işını (EDX) analizi kullanılmıştır. Bi-In alaşım sistemlerindeki erime sıcaklıkları (349.03 K-387.24 K), füzyon entalpisi (17.97 J/g- 42.37 J/g) ve spesifik ısı değişimi (0.159 J/gK-0.372 J/gK) Diferansiyel Taramalı Kalorimetre (DSC) ile ölçülmüştür.

Anahtar Kelimeler: Mikroyapı, Elektriksel özellikler, Isıl özellikler.

NOMENCLATURE

In	Indium
Bi	Bismuth
Zn	Zinc
Ag	Silver
Sb	Antimony
Sn	Tin
wt.	Weight
mm	Milimeter
mL	Mililiter
g	Gram
FPP	Four-point probe
LHF	Linear heat flow
WFL	Wiedeman Franz law
SEM	Scanning electron microscopy
EDX	Energy dispersive X-ray
DSC	Differential scanning calorimeter
K_{thermal}	Total thermal conductivity
K_e	Electron contribution to the thermal conductivity
K_{ph}	Phonon contribution to the thermal conductivity
σ	Electrical conductivity
α_{ETC}	Electrical conductivity's temperature coefficient
T_0	Set reference temperature
α_0	Electrical conductivity at Temperature T_0
RCF	Resistivity correction factor
V	Voltage
I	Current
A	Amper
K	Kelvin
G	Coefficient that includes the surface geometric boundaries and thickness of the sample.
s	The difference between probes,
t	The thickness of the sample
d	The diameter of the sample.
Q	Input power
A	Cross-sectional area of the specimen
ΔT	Temperature difference
ΔX	Distance between two measurement points
H	Enthalpy
ΔC_p	The change of specific heat
T_M	The melting temperature
T_{max}	Peak temperature
T_{end}	End temperature
T_{onset}	Onset temperature

INTRODUCTION

Electrical and thermal conductivity values are very crucial parameters for intermetallic and metallic alloy systems owing to their wide variety of the use in practical application in industry and electronics. In reported works, there is no detailed investigation and explanation about thermal and electrical conductivities of intermetallic alloy systems. Therefore, providing thermal and electrical conductivity values for intermetallic alloy systems will be beneficial for

researchers. In this work, seven different intermetallic compositions of Bi-In system were chosen to measure the electrical and thermal conductivities.

The thermal conductivity of a material can be defined as the rate of heat transfer through an unit thickness of the material per unit area per unit temperature difference. In solids, heat conduction depends on two effects: the lattice vibrational waves induced by the vibrational motions of the molecules positioned at relatively fixed positions in a periodic manner called lattice, and the energy transported via free flow of electrons in solid. The thermal conductivity of a solid is obtained by adding the lattice and electronic components. Thus, the total value of thermal conductivity (K) can be identified with the equation below.

$$K_{\text{thermal}} = \frac{1}{3} \sum_j C_j v_j l_j \quad (1)$$

Here j shows sort of the carrier, C_j means specific heat per unit volume, v_j is the velocity of the carrier and l_j is mean free path.

In a metal, major heat carriers are electrons and phonons. The total thermal conductivity can be written as the sum of both electron and phonon contributions as shown below;

$$K_{\text{thermal}} = K_e + K_{\text{ph}} \quad (2)$$

here K_e is the electron contribution and K_{ph} is the phonon contribution (Touloukian et al., 1970). In pure metals, the electrons' contribution is bigger than the phonons'. However, in impure metals they are nearly same (Kittel, 1965).

The value K_e can be calculated by using the Wiedeman Franz Law (WFL) (Kittel, 1965) as shown in Eq. (3). Here σ is the electrical conductivity value, L is Lorentz number that equals to $2.44 \times 10^{-8} \text{W}\Omega\text{K}^{-2}$ (Kittel, 1965) and T is the given temperature value.

$$\frac{K_e}{\sigma} = LT \quad (3)$$

The main idea behind of this research was to calculate the phonon contribution in binary alloys. In order to determine this contribution, we measured the variation of the electrical and thermal conductivity with respect to different temperatures by using Four-Point Probe (FPP) and Linear Heat Flow (LHF) methods. The electron contribution to thermal conductivity (K_e) was calculated from WFL at given temperature by the help of calculated electrical conductivity (σ) values. Then the phonon contribution (K_{ph}) was calculated by Eq. (2) providing K_e and K_{thermal} values which were obtained before.

In the present work, Bi-12 wt.% In, Bi-15 wt.% In, Bi-35.4 wt.% In, Bi-45 wt.% In, Bi-47.6 wt.% In, Bi-53 wt.% In, Bi-62 wt.% In binary alloys' thermal and electrical conductivity values were measured.

It is difficult to produce wires or sheets by using Bi-based alloys because of bismuth's brittle nature and its tendency to segregation. Therefore, Bi-based alloys are inappropriate for many technological applications. Although some particular compositions of Bi-In binary alloys are used for lead-free solders owing to their low-melting point (Sun et al., 2014; Takahashi et al., 1977; Sammes et al., 1999; Jiang et al., 2002). Bi-In based ternary alloys including Zn, Ag, Sb and Sn are mostly used as lead-free solders in electronic industry. Bi-In-Sn is the most promising one within these ternary alloy systems. The mechanical properties improve significantly by adding Sn into the Bi-In binary alloy. At the previous studies (Pandher and Healey, 2018; Pandher et al., 2007; Huang and Wang et al., 2005; Liu and Shang, 2001; Zhao et al., 2004; Cheng et al., 2017), it has been found that adding Bi to lead-free solders has healing properties in alloys such as wettability, solder spreading, and reducing melting temperature and Bi can reduce the surface tension of the alloy compared to Sn. However, there are several binary and eutectic compounds that have low melting points as a result of melting in the Bi-In system. At a relatively high operating temperature of some soldering interconnects, serious problems arise regarding the effect of reaction products at the solder/substrate interface on the performance and reliability of the connections. Even small changes in the chemical composition of the interface between solder alloy and substrate, can lead to large changes in macroscopic behavior of soldered zone. Hence this effects the reaction behavior and morphological evolution of the solder-substrate system and therefore further progress in these areas become difficult (Biglari et al., 2018). In addition to use of Bi-In intermetallic compounds containing Zn in the production of alkaline batteries, Bi-In amalgams have been used to improve the properties of the fluorescent lamps. Thus, the knowledge of thermophysical properties of the Bi-In based ternary alloys, which have many technological applications, are very crucial (Sun et al., 2014; Takahashi et al., 1977; Sammes et al., 1999; Jiang et al., 2002; Rudnev et al., 2003; Yang et al., 2011; Liu et al., 2010; Bencze, 2006; Vizdal et al., 2007; Yang and Messler, 1994). In this study, in order to contribute to the thermophysical properties of Bi-In based ternary alloys, electrical and thermal conductivities of seven different intermetallic phases of Bi-In binary alloy have been investigated. These intermetallic phases of the Bi-In binary alloy system are Bi_4In , Bi_3In , BiIn , Bi_2In_3 , Bi_3In_5 , BiIn_2 and BiIn_3 (ASM, 1992). In order to obtain these metallic phases, the compositions of Bi-In binary alloys were chosen as Bi-12 wt.% In, Bi-15 wt.% In, Bi-35.4 wt.% In, Bi-45 wt.% In, Bi-47.6 wt.% In, Bi-53 wt.% In, Bi-62 wt.% In by

the help of phase diagram in previously published work (ASM, 1992).

In this study, the first step was to measure electrical and thermal conductivity variations with temperature. The second step was to obtain the phonon contribution to thermal conductivity. Finally, the microstructure and structural characteristics of Bi-In intermetallic alloys were investigated by using Scanning Electron Microscopy (SEM), Energy Dispersive X-Ray Analysis (EDX) and Differential Scanning Calorimeter (DSC).

EXPERIMENTAL PROCESS

Production of the samples

Bi-12 wt.% In, Bi-15 wt.% In, Bi-35.4 wt.% In, Bi-45 wt.% In, Bi-47.6 wt.% In, Bi-53 wt.% In and Bi-62 wt.% In alloys were prepared in a vacuum furnace system. Graphite crucibles that used in production, are drilled with 50 mm depth and 8 mm diameter for thermal conductivity measurements. During the experimental process, an alumina tube was used to facilitate the insertion of the thermocouples that used to determine the temperature difference into the sample. For this reason, 1.2 mm diameter hole was drilled at the rear end of the sample crucible. The sample crucibles that used for electrical conductivity measurements were also processed on a lathe to be 50 mm depth and 4 mm in diameter. Two different castings were made for both electrical and thermal conductivity measurements. Metals with 99.9% purity were melted in a vacuum melting furnace. The melted metals were stirred at regular intervals to form an alloy. The molten alloy was placed in a heated casting furnace for unidirectional solidification and left to solidify for one day. Also the same process was repeated for the production of the other alloy systems. The produced alloys have been prepared for the measurements and analyzes by cutting them in appropriate sizes according to their usage areas like thermal and electrical conductivity, microstructure and thermal properties. The samples used for conductivity measurements were prepared under directionally solidification. The details of the experimental system can be found in Refs Gündüz and Hunt (1985), Maraşlı and Hunt (1996), Aksöz (2013).

Microstructure of the Systems

In order to observe microstructure and determination of the phases in the sample, SEM was used for different compositions of the In-Bi alloy system. Well-known metallographic process as polishing and etching were used to pick out the different phases in the microstructure. Bi-12 wt.% In, Bi-15 wt.% In, Bi-35.4 wt.% In were etched for 5-10 seconds in the mixture of 20 mL hydrogen chloride, 4 g picric acid and 400 mL of ethanol. Bi-45 wt.% In, Bi-47.6 wt.% In, Bi-53 wt.% In, Bi-62 wt.% In were etched for 5-10 seconds in proper solution prepared with 1.3 g of potassium dichromate,

4.3 mL of sulfuric acid, 2.7 mL of sodium chloride, 17.7 mL of hydrogen fluoride, 8.8 mL of nitric acid and 66.3 mL of water. SEM images of the microstructures and EDX analysis of the In-Bi alloy samples with different composition were carried out to obtain the phases of Bi-In intermetallic alloys. As an example, in Figure 1, SEM image and EDX analysis results are given together for Bi-12wt. %In system.

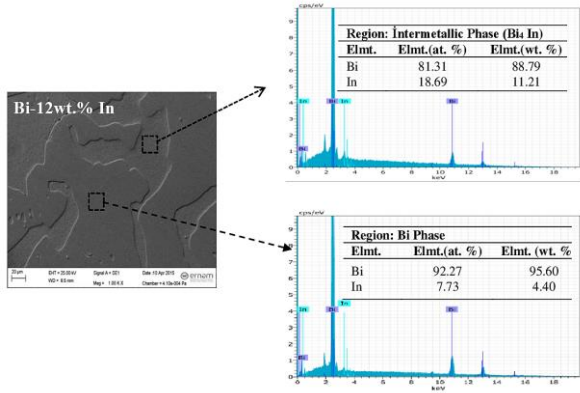


Figure 1. The chemical composition analysis of Bi-12 wt.% In alloy by using EDX.

Electrical Conductivity

Electrical conductivity is an essential characteristic for metallic alloy systems and affected by many parameters such as impurities, heating process, grain size and plastic deformation. However, the temperature and the chemical composition affect the electrical conductivity more than other parameters (Rudnev et al., 2003).

The vibration of the atoms increases with the increasing of the temperature and these vibrations result in some dislocations (Meydaneri et al., 2012). Probability of the electron waves deviation increases owing to the dislocations that are formed in the corners of the blank lattice, grain boundaries, and via substituted atoms (Onaran, 2009). These dislocations result in increasing inelastic collisions between electrons-phonons and mean free path decreases with increasing collisions. So, electrical resistivity of the metal increases and electrical conductivity decreases by the rise in temperature. The dependency of electrical conductivity to the temperature is shown in Eq. (4)

$$\sigma(T) = \sigma_0 [1 + \alpha_{ETC}(T - T_0)] \quad (4)$$

where, α_{ETC} is electrical conductivity's temperature coefficient, T_0 is the set reference temperature (generally room temperature), σ_0 is the conductivity at temperature T_0 . α value can be expressed as;

$$\alpha_{ETC} = \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0(T - T_0)} = \frac{1}{\sigma_0} \frac{\Delta\sigma}{\Delta T} \quad (5)$$

The resistivity of a sample in FPP system as shown in Figure 2 can be written as

$$\rho = RCF \frac{V_{measured}}{I_{measured}} \quad (6)$$

here RCF called resistivity correction factor which is obtained from thickness, the size of structure, electrode and the position of electrodes (Valder, 1954). Electrical resistivity is calculated by measuring the current and voltage values of four probes that positioned with a distance of 1 mm. Two inner probes measure voltage (V) and outer two probes measure current (I) values.

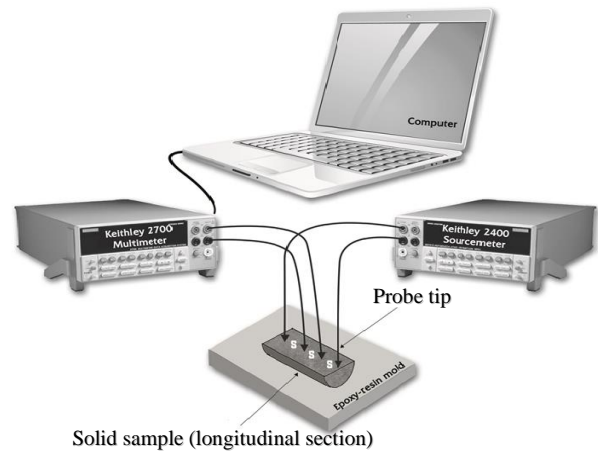


Figure 2. The schematic diagram of four-point probe method used for measuring electrical resistivity/conductivity.

The geometric properties of the materials are also important for determining the electrical resistivity values of the materials. The electrical resistivity expression is given as;

$$\rho = \frac{V_{23}}{I_{14}} G \quad (7)$$

where G is a coefficient that includes the surface geometric boundaries and thickness of the sample. The geometry of the samples are discs with a thickness t and a circle geometry of diameter d . The dimensions of these discs and the distance s between the terminals are measured. Also the ratios of geometry are calculated. Looking at these ratios, it is seen that $s \geq 1$ and $d/s < 40$. In this case, the required geometric correction factor is calculated by the following equation.

$$G = 2\pi s F_1(t/s) F_2(d/s) \quad (8)$$

where s is the difference between probes, t is the thickness and d is the diameter of the sample. F_1 and F_2 are correction functions (Yılmaz, 2008). In order to determine the electrical resistivity value, the cast alloys are cut in 35 mm length in the precision cutting device and made ready to be placed in the FPP system. FPP

system consists of Keithley 2400 programmable power supply, Keithley 2700 multimeter, Proterm ash furnace and a computer. For each sample the electrical resistivity values were calculated by writing the current and voltage values that measured from the FPP system into Eq. (7). Electrical resistivity values were determined with approximately 5 % error.

Thermal Conductivity

In this study, a LHF apparatus which can reach up to 673 K and can be set to the desired temperature has been used to measure the thermal conductivity of solids. The system has three parts called hot-stage, cold-stage and sample holder as shown in Figure 3. The specimen is heated from one side by using the hot stage in steps of 20 K up to approximate 10 K below the melting temperatures of the materials and the other side of the specimen was kept cool by using a cold stage to get linear temperature gradient. The hot-stage is composed of two brass plates, which are heated by NiCr wires. A transformer was placed in the supply circuit to maximize the thermal stability of the hot-stage, stepping the maximum current down to 4 A. The temperature of the hot-stage was controlled with an accuracy of ± 0.01 K with a Eurotherm 2604 type controller. The cold-stage's design is similar with the hot-stage. However, cooling is accomplished by using a Poly Science digital 9102 model heating/refrigerating circulating bath that contains an aqueous ethylene glycol solution.

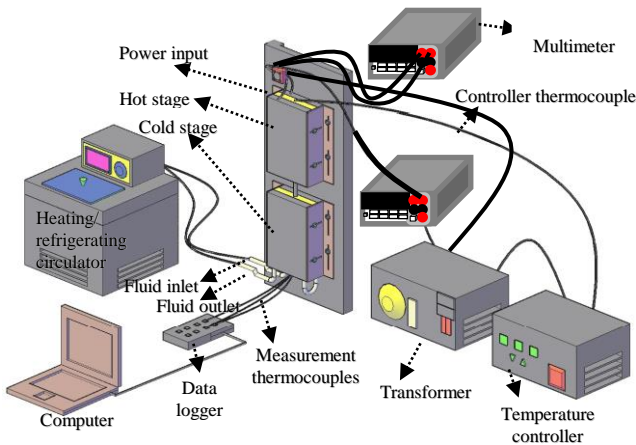


Figure 3. Block diagram of linear heat flow apparatus used for measuring thermal conductivity.

The baths temperature were kept constant at 278 K with an accuracy of ± 0.01 K. The distance between the hot stage and cold stage was kept by 10 mm to get a linear temperature gradient into specimen. Sample holder consists of two copper plates. To place the specimen between the hot and cold stages and get good heat conduction through to specimen, two holes were drilled at cross sections of cold and hot copper plates. At the same time, a hole was also drilled to insert the measurement thermocouples into specimen. The ends of specimen were tightly fitted into holes at cold and hot copper

plates. Thermocouples were then placed into specimen by inserting thermocouples through the hole of cold plate. Then, top and bottom copper plates include the specimen were placed together into hot and cold stages (Gündüz and Hunt, 1985; Maraşlı and Hunt, 1996; Valder, 1954; Ocağ et al., 2008; Ata Esener et al., 2019; Akbulut et al., 2008; Akbulut et al., 2009; Keşlioğlu et al., 2006; Karadağ et al., 2018; Altıntaş et al., 2016; Pietenpol and Miley, 1929).

The thermal conductivity (K) at steady-state condition could be determined by the one-dimensional Fourier-Biot equation, (Kittel, 1965; Touloukian et al., 1970)

$$K = -\frac{Q \Delta X}{A \Delta T} \quad (9)$$

here Q is the input power and A is the cross-sectional area of the specimen. $\Delta T = T_2 - T_1$ is the temperature difference and $\Delta X = X_2 - X_1$ is the distance between two measurement points.

To have a constant linear temperature gradient at the LHF system, while one side of the specimen was heated with a hot stage and the other side of specimen was cooled by the help of cold stage. The specimen has been kept for at least two hours to reach equilibrium at each measurement temperature.

One has to measure Q, A, ΔT and ΔX , to evaluate the thermal conductivity of a binary alloy system from Eq. (9). Q was determined for every measurement temperature by measuring the input power given into the linear heat flow system for without (Q_{wos}) and with specimen (Q_{ws}). The cross-sectional area of the specimen ($A = \pi r^2$) was calculated by measuring the radius of the specimen. The temperature difference (ΔT) between two thermocouples was determined via a data-logger. The distance between two measurement points (ΔX) was determined from the photos of the thermocouple's positions. After the measurement of A, $Q = Q_{ws} - Q_{wos}$, ΔT and ΔX values, the thermal conductivities of Bi-In intermetallic alloy systems were determined from Eq. (9).

For solid phase, the temperature dependency of the thermal conductivity is given as (Touloukian, 1970; Callendar and Nicolson, 1897)

$$K_s = K_{s0} [1 + \alpha_{TTC} (T - T_0)] \quad (10)$$

here K_s and K_{s0} are thermal conductivity values of the solid phase at temperature T and reference temperature T_0 , respectively and α_{TTC} is thermal temperature coefficient. By using Eq. (10),

$$\alpha_{TTC} = \frac{K_s - K_{s0}}{K_{s0} (T - T_0)} = \frac{1}{K_{s0}} \frac{\Delta K}{\Delta T} \quad (11)$$

can be written. The $\frac{\Delta K}{\Delta T}$ expression is the slope of the graph of thermal conductivity with temperature. So α_{TTC} can be determined by Eq. (11) with the help of this graph.

Experimental error in measuring thermal conductivity is equal to the sum of the uncertainties in the measurements of the heat flow rate, the temperature difference, the cross sectional area of the sample and the thermocouple locations. The total uncertainty in the measurements of thermal conductivity in this study is approximately 9%, since there is an error of around 5% from the heat flow rate, around 2.5% from the measurement of temperature differences, around 0.5% from the measurement of the cross-sectional area and around 0.3% from the fixed distance measurement.

The Enthalpy of Fusion and the Specific Heat Change of the Materials

The specific heat of a material (at a constant pressure) is given as

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p \quad (12)$$

By integration of Eq. (12), the enthalpy of a material, can be obtained as ($H=0$ at 298 K)

$$H = \int_{298}^T C_p dT \quad (13)$$

During the phase transformation from solid to liquid phase with given heat, the temperature of the sample doesn't increase. This heat has been called enthalpy of fusion or latent heat of melting and used to transform from solid to liquid phase. The enthalpy of fusion can be given as

$$\Delta H \approx \Delta C_p T_M \quad (14)$$

here ΔC_p is the change of specific heat and T_M is the melting temperature. Since the enthalpy of fusion and the specific heat of Bi-In alloys are necessary for practical application in industry, these parameters have been measured in present work. Bi-In intermetallic alloys have been heated by using a *Perkin Elmer Diamond* model DSC with a heating rate of 10 K/min up to 823 K. The variations of heat flow with temperature for Bi-In intermetallic alloys.

RESULTS AND DISCUSSION

Microstructure

Different amounts of In were added to the Bi-[x] wt.% In systems in order to improve the properties of them. The amounts of In in the Bi-[x] wt.% In system were chosen from the phase diagram (ASM, 1992) as 12, 15,

35.4, 45, 47.6, 53 and 62 wt.%, respectively. By scanning every region of the used phase diagram (ASM, 1992), changes in the microstructure were observed with the dependence of In amount.

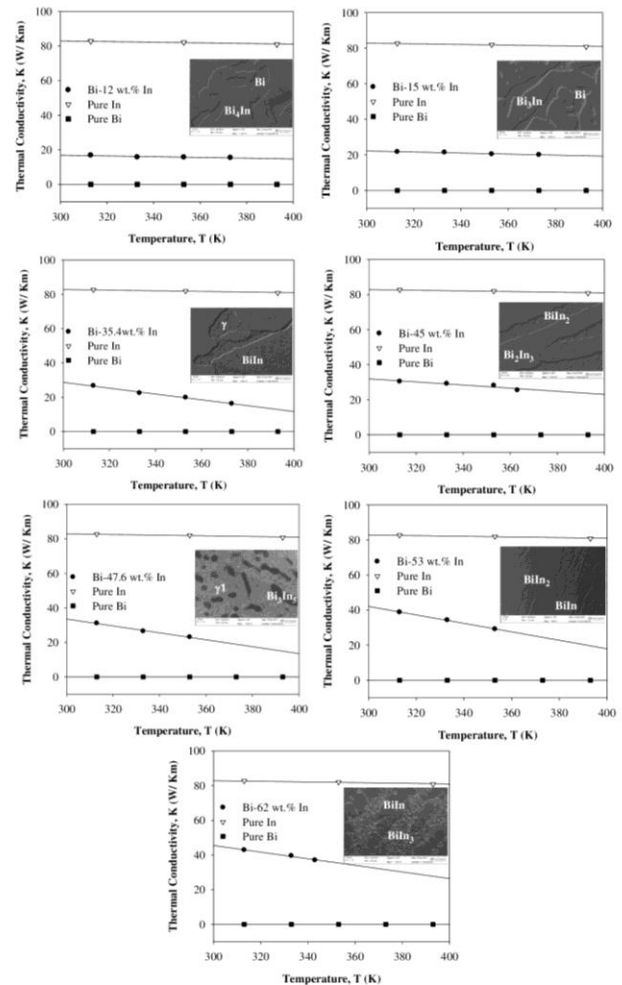


Figure 4. The thermal conductivity variations with temperature and microstructure images for Bi-In intermetallic alloys.

As can be seen in SEM images of Bi-53wt.% In and Bi-62wt.% In alloys, as the amount of In in alloys increases, the intermetallic BiIn is less observed. The pattern for Bi-45 wt.% In alloy indicate two phases, Bi_2In_3 intermetallic phase and a secondary phase of $BiIn_2$ intermetallic phase. The matrix phase with the dark grey colour is Bi_2In_3 , the dark needle like and platelet phase is the $BiIn_2$ intermetallic phase as shown for Bi-62wt.% In alloy, too. Bi-47.6 wt.% In alloy show simple structure that Bi_3In_5 phase is homogeneously dispersed in the Bi-rich phase γ . Bi-62 wt.% In has fewer of the BiIn intermetallic phase than Bi-35.4 wt.% In alloy. But it has different intermetallic phase which the white platelet is the $BiIn_3$. EDX results show that Bi, γ (Bi Rich), Bi_4In , Bi_3In , $BiIn$, Bi_2In_3 , Bi_3In_5 , $BiIn_2$ and $BiIn_3$ phases were determined respectively in compatible with the phases on the phase diagram (ASM, 1992).

The Enthalpy of Fusion and the Specific Heat Change of Material

The variations of heat flow with temperature for Bi-In alloys have measured by DSC equipment and the graphs have been given in Figure 5.

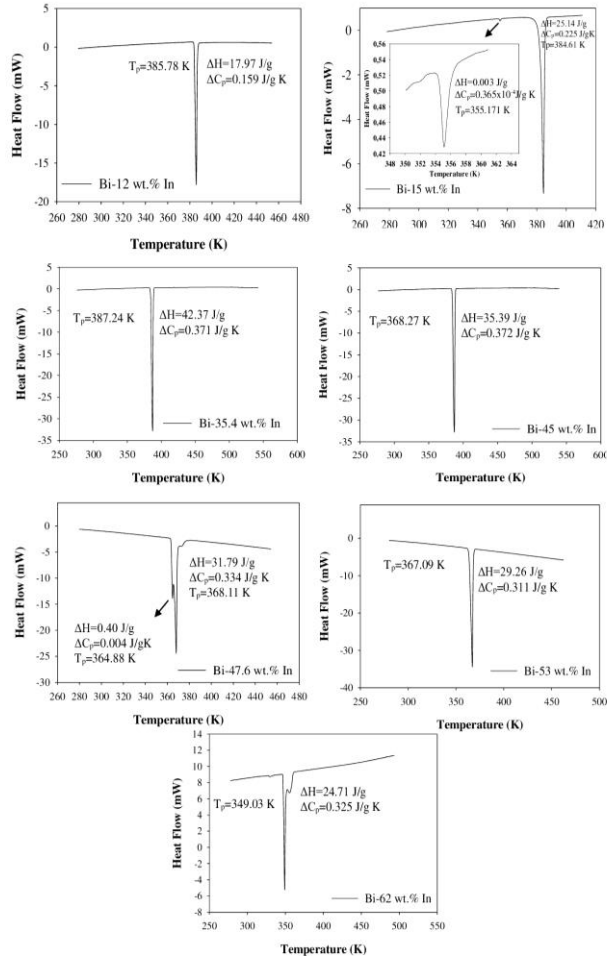


Figure 5. The heat flow versus temperature curve for Bi-In intermetallic alloys at heating rate of 10 K/min.

Onset, maximum and end peak temperatures, the pasty range temperature, enthalpy and specific heat for melting progress were calculated from the Figure 5 and given in Table 1. Melting points of the Bi-[x] wt.% In ($x=12, 15, 35.4, 45, 47.6, 53$ and 62) alloys decreases with of In concentration, and the pasty ranges of the alloys are enlarged simultaneously.

As seen from Table 1, the increment in transition temperature range is considered as a disadvantage. Because when phase transition temperature range is increased, the soldering wire may be solidified later than expected. However, at this point it is also an advantage because of decreasing the melting temperature. The specific heat change for Bi-[x] wt.% In ($X=12, 15, 35.4, 45, 47.6, 53$ and 62) alloys are calculated and presented in Table 1.

In Figure 5, two peaks were observed from the DSC curves of Bi-15 wt.% In ve Bi-47.6 wt.% In alloy systems. When the Bi-In phase diagram is examined for the Bi-15 wt.% In alloy, the melting temperature of Bi_3In intermetallic is observed approximately 382.7 K. It was concluded that the sharp peak in the DSC curve is intermetallic Bi_3In . The curve where the peak temperature arises to 355.171 K was considered as Bi phase. The peak temperature for the Bi-47.6 wt.% In alloy system was analysed as 368.11 K. From the phase diagram, it was observed that there is an intermetallic Bi_3In_5 phase with a melting temperature of 363 K. It was concluded that the curve with the peak temperature of 364.88 K is the γ_1 phase which is rich in Bismuth. Although one sharp peak was observed in other alloys, two phases were revealed in the microstructures. Since the phases in the Bi-12wt.% In alloy remain in the same curve and the Bi-[x] wt.% In ($X=35.4, 45, 53$ and 62) alloys are close to the eutectic point, it is thought that the phases exposed in the microstructure are coincident in the peaks in the DSC curves. Therefore, it is concluded that the coincident phases have the same thermal properties.

Table 1. Some thermodynamic properties of the Bi-In binary alloys as a function of In content.

Composition (wt.%)	Onset Temperature, T_{onset} (K)	Peak Temperature, T_{max} (K)	End Temperature, T_{end} (K)	$\Delta T = T_{\text{end}} - T_{\text{onset}}$ (K)	Enthalpy of Fusion (J/g)	Specific Heat of Fusion (J/gK)	
Bi-12 In	383.84	385.78	386.78	2.94	17.97	0.159	
Bi-15 In	Bi	354.43	355.17	355.98	1.55	0.003	0.364×10^{-4}
	Bi_3In	382.47	384.61	385.54	3.07	25.14	0.225
Bi-35.4 In	384.27	387.24	388.23	3.96	42.37	0.371	
Bi-45 In	366.18	368.27	370.84	4.66	35.36	0.372	
Bi-47.6 In	γ_1	363.38	364.88	365.62	2.24	0.40	0.004
	Bi_3In_5	365.62	368.11	369.03	3.41	31.79	0.334
Bi-53 In	362.30	367.09	368.08	5.78	29.26	0.311	
Bi-62 In	347.01	349.03	353.53	6.52	24.71	0.325	

Electrical Conductivity-Temperature Relation

Electrical conductivity-temperature graphs are given in Figure 6. As seen in the graphs electrical conductivities of the systems decrease linearly with increasing temperature.

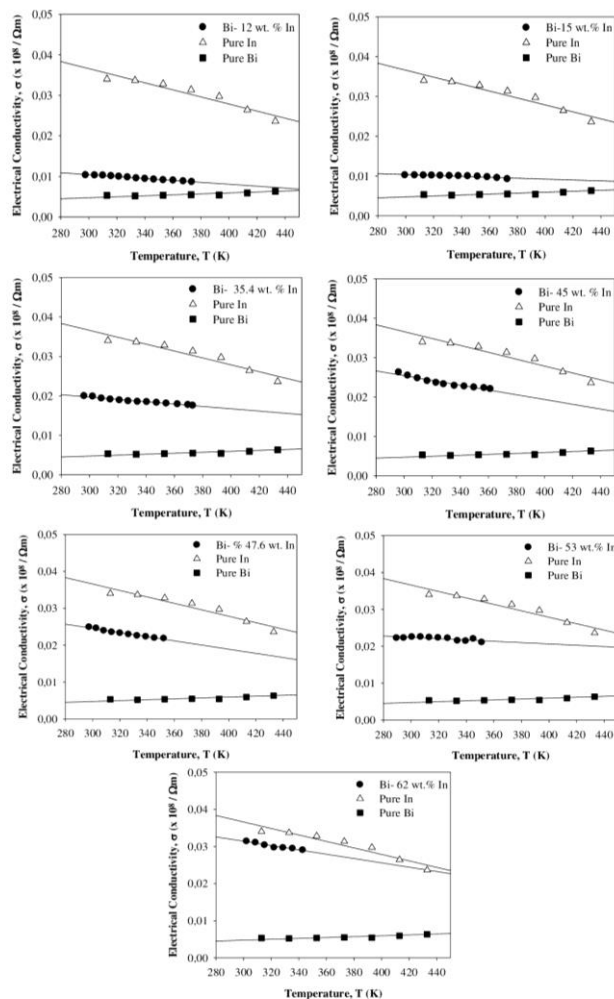


Figure 6. The temperature dependency of electrical conductivity for Bi-In intermetallic alloys.

For Bi-12 wt.% In, Bi-15 wt.% In, Bi-35.4 wt.% In, Bi-45 wt.% In, Bi-47.6 wt.% In, Bi-53 wt.% In and Bi-62 wt.% In alloys, at their melting temperatures, the electrical conductivity values were obtained as 0.8524, 0.9128, 1.6567, 2.1422, 2.0622, 2.1146 and 2.8381 ($\times 10^6$)/ Ω m, respectively.

In Figure 6, calculated electrical conductivity values were compared to the values of pure Bi and pure In. The electrical conductivity lines for Bi-In intermetallic alloys are between pure Bi and pure In lines. Since Bismuth is semimetal, its electrical conductivity value is about 30 times smaller than Indium's. Therefore, the electrical conductivities of Bi-In intermetallic alloys change with the Bismuth addition in the alloy. As can be seen from the phase diagram and the images of microstructures given in Figure 5, while the amount of Indium in the alloy increases, phase numbers and volume fraction of intermediate phases between Bi and In increase. Therefore, the electrical conductivity of Bi-In alloy increases with increasing the amount of In content in Bi-In alloys and the electrical conductivity lines for Bi-In intermetallic alloys approach to the line of pure Indium.

From electrical conductivity-temperature graphs, electrical conductivity's temperature coefficients were obtained as 2.41, 1.61, 1.95, 2.28, 2.54, 0.46 and 1.65 ($\times 10^{-3}$) K^{-1} respectively (Table 2).

Thermal Conductivity-Temperature Relation

Pure metals have high thermal conductivities, and generally it has been supposed that metal alloys should also have high conductivities. Thermal conductivity of the binary alloy can be expected to lie between the thermal conductivity of its components. However, this turns out not to be the case. The thermal conductivity of binary alloy is usually much lower than that of either metals. Even small amounts in a pure metal of "foreign" molecules that are good conductors themselves seriously disrupt the flow of heat in that metal.

Table 2. Some electrical and thermal properties of solid phase for In-Bi intermetallic alloys.

Materials	Melting Temperature K, (°C)	Temperature Coefficient of Electrical Conductivity α (K^{-1}) $\times 10^{-3}$	Temperature Coefficient of Thermal Conductivity α (K^{-1}) $\times 10^{-3}$	Electrical Conductivity at the Melting Temperature σ (1/ Ω m) $\times 10^6$	Thermal Conductivity at the Melting Temperature K (W/Km)
Bi-12 wt.%In	385.78 (112.78)	2.41	1.36	0.8524	14.50
Bi-15 wt.%In	384.61(111.61)	1.61	1.29	0.9128	16.23
Bi-35.4 wt.%In	387.24 (114.24)	1.95	3.27	1.6567	19.42
Bi-45 wt.%In	368.27 (95.27)	2.28	2.86	2.1422	25.63
Bi-47.6 wt.%In	368.11(95.11)	2.54	2.47	2.0622	25.98
Bi-53 wt.%In	367.06 (94.06)	0.46	1.79	2.1146	31.83
Bi-62 wt.%In	349.03 (76.03)	1.65	4.34	2.8381	35.93

Thermal conductivity-temperature graphs were shown in Figure 4 and the related data are given in Table 3. In Figure 4, a linearly decrease in the values of thermal conductivity is seen with increasing temperature at high temperatures [$T \gg \text{Debye temperature } (Q_D)$]. The number of phonons is proportional to the temperature. So the higher the temperature, the more will be the phonon collision frequency, resulting in smaller mean free paths. Since C_V approaches the constant Dulong-Petit value, the change in the thermal conductivity has overwhelmingly controlled by the variance in mean free path. So that with increasing temperature, thermal conductivity decreases (Touloukian et al., 1970).

Table 3. The experimental data in the measurement of thermal conductivity variations with temperature for Bi-In intermetallic alloys

Bi-12 wt.%In					Bi-15 wt.%In				
T (K)	T(°C)	Q (W)	ΔT (K)	K(W/Km)	T (K)	T(°C)	Q (W)	ΔT (K)	K(W/Km)
313	40	1.41	5.01	16.84	313	40	1.71	5.63	18.18
333	60	2.02	7.64	15.76	333	60	2.66	9.02	17.62
353	80	2.69	10.24	15.70	353	80	3.72	12.82	17.31
373	100	3.37	13.06	15.41	373	100	4.72	16.99	16.58

Bi-35.4 wt.%In					Bi-45 wt.%In				
T (K)	T(°C)	Q (W)	ΔT (K)	K(W/Km)	T (K)	T(°C)	Q (W)	ΔT (K)	K(W/Km)
313	40	1.15	2.57	26.75	313	40	1.85	3.63	30.44
333	60	1.48	3.89	22.73	333	60	2.74	5.60	29.24
353	80	1.86	5.12	21.67	353	80	3.57	7.57	28.16
373	100	1.96	5.57	20.97	363	90	4.09	9.57	25.49

Bi-47.6 wt.%In					Bi-53 wt.%In				
T (K)	T(°C)	Q (W)	ΔT (K)	K(W/Km)	T (K)	T(°C)	Q (W)	ΔT (K)	K(W/Km)
313	40	1.58	3.13	30.12	313	40	2.84	4.77	35.57
333	60	2.07	4.38	28.27	333	60	3.78	6.57	34.34
353	80	2.41	5.30	27.20	353	80	4.31	7.83	32.91

Bi-62 wt.%In				
T (K)	T(°C)	Q (W)	ΔT (K)	K(W/Km)
313	40	2.65	3.69	42.88
333	60	3.69	5.58	39.52
343	70	4.75	7.66	37.04

T: Temperature, **Q:** Heat flow rate into specimen, **ΔT :** Temperature difference into specimen, **K:** Thermal conductivity of specimen.

The melting temperature is the transformation temperature from solid state to liquid state. Thus, thermal properties of materials such as specific heat, thermal conductivity and enthalpy change with the melting temperatures. These kinds of thermal properties play critical role in transformation from liquid to solid or vice versa progress. One of them is the thermal conductivity of materials at its melting temperature. Solidification rate or solid phase growth rate exactly depends on conduction heat transfer rate and their thermal conductivity values and conduction can take place through either solid or liquid depending on the temperature gradients and thermal conductivity of

phases at the interface and their thermal conductivities at the melting temperatures, respectively. Consider for example solid growing at a velocity v with a planar interface into a superheated liquid. The heat flow away from the interface through the solid must balance that from the liquid plus the latent heat generated at the interface. The value of thermal conductivity at the melting temperature is a required parameter for all kinds of materials. Therefore, the values of K at their melting temperature for Bi-12 wt.% In, Bi-15 wt.% In, Bi-35.4 wt.% In, Bi-45 wt.% In, Bi-47.6 wt.% In, Bi-53 wt.% In and Bi-62 wt.% In alloys were obtained as 14.50, 16.23, 19.42, 25.63, 25.63, 31.83 and 35.93 W/Km, respectively as seen from Table 2.

Also the temperature coefficients of thermal conductivity for same alloy systems were calculated as 1.36, 1.29, 3.27, 2.86, 2.47, 1.79 and 4.34 ($\times 10^{-3}$) K^{-1} , respectively. Electrical temperature coefficient (α_{ETC}) and thermal temperature coefficient (α_{TTC}) are main physical properties of materials. Variations of electrical and thermal conductivities with temperature for solid materials depend on the values of α_{ETC} and α_{TTC} . The values of α_{ETC} and α_{TTC} are usually the highest and the smallest values for good conductor and insulator materials, respectively. As can be seen from Table 2 and Figure 4, it is concluded that the values of α_{ETC} and α_{TTC} increase with increasing In content in the Bi-In alloys.

A comparison was done to obtained and pure Bi, In thermal conductivity values (Figure 4). The thermal conductivity lines for Bi-In intermetallic alloys were occurred between pure Bi and In that shown in Figure 4. As the amount of Indium in the alloy systems increases, the measured thermal conductivity values are close to the thermal conductivity lines of pure Indium. It's seen in Figure 4 that the measured thermal conductivity data are in good compatibility with the thermal conductivity values of pure alloying elements.

Thermal Conductivity's Electron and Phonon Components

As explained above, a LHF system was used to measure the thermal conductivity and a FPP system was used to measure the electrical conductivity values of the binary alloy systems. K_e value was calculated by using the measured σ from Eq. (3) at given temperature. Than K_{ph} was calculated by using the measured $K_{thermal}$ and calculated K_e from Eq. (2). The data that were used is given in Table 4. Also in Figure 7 the electron and phonon contribution to the thermal conductivity versus temperature is given. In Table 4 and Figure 7, it is clearly seen that the value K_e wasn't changed with temperature and stayed constant. Thus it can be said that the results convenient with the WFL. According to this, the K_e is proportional to the product of electrical conductivity with temperature. Because of electrical conductivity decreases with increasing temperature K_e stays constant according to the WFL. Also in Figure 4

and Figure 7 it is seen that K_{thermal} and K_{ph} values linearly decrease with increasing temperature. The percentages of K_{ph} were found as 49-54 %, 49-57 %, 37-52 %, 23-39 %, 30-40 %, 49-52 %, 35-46 % for Bi-12 wt.% In, Bi-15 wt.% In, Bi-35.4 wt.% In, Bi-45 wt.% In, Bi-47.6 wt.% In, Bi-53 wt.% In and Bi-62 wt.% In alloys at between 313-373 K temperature, respectively.

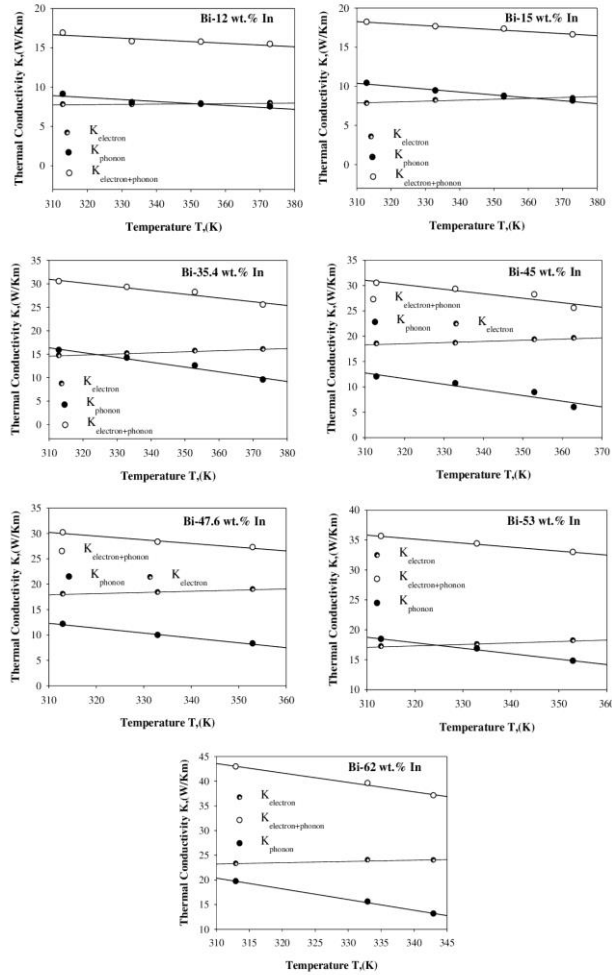


Figure 7. The temperature dependency of the phonon and electron contribution to the thermal conductivity for Bi-In intermetallic alloys.

CONCLUSIONS

The results that were obtained from the study summarized below;

(1) The microstructure of Bi-In intermetallic alloy systems was observed through SEM images and all phases on the samples were determined by EDX analyses. As shown in Figure 4, Bi, Bi_4In , Bi_3In , BiIn , Bi_2In_3 , Bi_3In_5 , BiIn_2 and BiIn_3 phases have been detected. The phases obtained on the samples are compatible with the phases on the phase diagram reported in ASM (1992).

Table 4. The temperature dependency of the electron and phonon components to the thermal conductivity for Bi-In intermetallic alloys.

Bi-12 wt.% In					Bi-15 wt.% In				
T (K)	T (°C)	K_e (W/Km)	K_p (W/Km)	K_{thermal} (W/Km)	T (K)	T (°C)	K_e (W/Km)	K_p (W/Km)	K_{thermal} (W/Km)
313	40	7.77	9.07	16.84	313	40	7.80	18.18	18.18
333	60	7.75	8.01	15.76	333	60	8.20	17.62	17.62
353	80	7.90	7.80	15.70	353	80	8.58	17.31	17.31
373	100	7.93	7.48	15.41	373	100	8.45	16.58	16.58

Bi-35.4 wt.% In					Bi-45 wt.% In				
T (K)	T (°C)	K_e (W/Km)	K_p (W/Km)	K_{thermal} (W/Km)	T (K)	T (°C)	K_e (W/Km)	K_p (W/Km)	K_{thermal} (W/Km)
313	40	14.65	15.79	26.74	313	40	18.48	11.96	30.44
333	60	15.09	14.14	22.73	333	60	18.60	10.64	29.24
353	80	15.65	12.50	21.67	353	80	19.29	8.87	28.16
373	100	15.99	9.50	20.97	363	90	20.10	5.92	25.49

Bi-47.6 wt.% In					Bi-53 wt.% In				
T (K)	T (°C)	K_e (W/Km)	K_p (W/Km)	K_{thermal} (W/Km)	T (K)	T (°C)	K_e (W/Km)	K_p (W/Km)	K_{thermal} (W/Km)
313	40	18.02	12.10	30.12	313	40	17.18	18.40	35.57
333	60	18.36	9.91	28.27	333	60	17.54	16.80	34.34
353	80	18.94	8.26	27.20	353	80	18.16	14.74	32.91

Bi-62 wt.% In				
T (K)	T (°C)	K_e (W/Km)	K_p (W/Km)	K_{thermal} (W/Km)
313	40	23.24	19.64	42.88
333	60	23.99	15.53	39.52
343	70	24.65	13.09	37.04

(2) The melting temperatures, the enthalpy of fusion and the specific heat change of Bi-In alloy systems were determined by using DSC measurements. As seen from the results, the measured melting temperatures are in good agreement with the values in Ref ASM (1992).

(3) For the studied systems, it was seen that electrical conductivity and thermal conductivity decrease linearly with increasing temperature between the values of 0.8524 and 2.8381 ($\times 10^6$)/ Ωm and 14.50 and 35.93 W/Km, respectively. In addition, it mightily related with the composition of the elements in the system. As the amount of indium increases, the thermal conductivity value increases too.

(4) K_e and K_{ph} values for the systems were obtained with the measured K_{thermal} and σ values by using WFL. It is clearly seen that the K_e values seem to be constant while the values of K_{ph} decrease linearly with increasing temperature. In other words, since the electron mean free path is longer in pure materials, K_e value is dominant at all temperatures. However, in impure materials, K_{ph} approaches to the K_e because of the reducing of the mean free path by collisions with impurities.

AUTHOR CONTRIBUTIONS

P. Ata Esener wrote the manuscript with contributions from Ü. Bayram, E. Öztürk and N. Maraşlı, P. Ata Esener, Ü. Bayram, E. Öztürk and S. Aksöz were

responsible for experimental and analysis periods. S. Aksöz supervised the work and contributed to the writing of the manuscript.

DECLARATION OF COMPETING INTEREST

The authors declare no conflict of interest.

ACKNOWLEDGMENT

Erciyes University Scientific Research Project Unit and Nevşehir Hacı Bektaş Veli University Research Foundation were provided the funding of this study under Contract No: FBA-2013-4746 and NEÜADP15S18, respectively. The researchers thank to the universities for their supports.

REFERENCES

- Akbulut S., Ocak Y., Maraşlı N., Keşlioğlu K., Büyük U., Çadırlı E., Kaya H., 2008, Interfacial Energy of Solid In₂Bi Intermetallic Phase in Equilibrium with In-Bi Eutectic Liquid at 72 Degrees C Equilibrating Temperature, *Mat. Charact.*, 59, 1101-1110.
- Akbulut S., Ocak Y., Keşlioğlu K., Maraşlı N., 2009, Thermal Conductivities of Solid and Liquid Phases for Neopentylglycol Aminomethylpropanediol and their Binary Alloy, *J. Phys. and Chem. of Solids*, 70, 72-78.
- Aksöz N., 2013, *The Determination of Thermophysical Properties of Metallic Alloys*, Nevşehir University Graduate School of Natural and Applied Sciences, M. Sc. Thesis, Nevşehir.
- Altıntaş Y., Kaygısız Y., Öztürk E., Aksöz S., Keşlioğlu K. and Maraşlı N., 2016, The Measurements of Electrical and Thermal Conductivity Variations with Temperature and Phonon Component of the Thermal Conductivity in Sn-Cd-Sb, Sn-In-Cu, Sn-Ag-Bi and Sn-Bi-Zn alloys, *Int. J. Thermal Sci.*, 100, 1-9.
- ASM International Alloy Phase Diagram and the Handbook Committees, 1992, ASM Handbook vol. 3 Alloy Phase Diagrams, 100.
- Ata Esener P., Altıntaş Y., Bayram Ü., Öztürk E., Maraşlı N., Aksöz S., 2019, Effect of Sn Contents on Thermodynamic, Microstructure and Mechanical Properties in the Zn₉₀-Bi₁₀ and Bi₈₈-Zn₁₂ Based Ternary Alloys, *J Mater Sci: Mater in Elect.*, 30, 3678-3691.
- Bencze P.L., 2006, Mass Spectrometric Determination of Ternary Interaction Parameters of Liquid Cu-In-Sn Alloy, *Int. J. Mass Spectrom.*, 257, 41-49.
- Callendar H.L., Nicolson J.T., 1897, Experiments on the Condensation of Steam. Part I. a New Apparatus for Studying the Rate of Condensation of Steam on a Metal Surface at Different Temperatures and Pressures, *Brit. Assoc. Adv. Sci., Rept. Ann. Meeting*, 22, 418.
- Gündüz M., Hunt J.D., 1985, The Measurement of Solid-Liquid Surface Energies in the Al-Cu, Al-Si and Pb-Sn Systems, *Acta Metall.*, 33, 1651-1672.
- Jiang N., Wachsman E.D., Jung S.H., 2002, A Higher Conductivity Bi₂O₃-Based Electrolyte, *Solid State Ionics*, 150, 347-353.
- Karadağ S.B., Öztürk E., Aksöz S., Maraşlı N., 2018, Thermophysical Properties of NPG Solid Solution in the NPG-SCN Organic System, *Int. J Mater Res.*, 109, 219-224.
- Keşlioğlu K., Büyük U., Erol M., Maraşlı N., 2006, Experimental Determination of Solid-Liquid Interfacial Energy for Succinonitrile Solid Solution in Equilibrium with the Succinonitrile-(D) Camphor Eutectic Liquid, *J. Mat. Sci.*, 41, 7939-7943.
- Kittel C., 1965, Introduction to Solid State Physics sixth ed. John Wiley and Sons.
- Liu H.Y., Avrutin V., Izyumskaya N., Ozgur U., Morkoc H., 2010, Transparent Conducting Oxides for Electrode Applications in Light Emitting and Absorbing Devices, *Superlat. Microstruct.*, 48, 458-484.
- Maraşlı N., Hunt J.D., 1996, Solid-Liquid Surface Energies in the Al-CuAl₂, Al-NiAl₃ and Al-Ti Systems, *Acta Metall.*, 44, 1085-1096.
- Meydaneri F., Saatçi B., Ari M., 2012, Thermo-Electrical Characterization of Lead-Cadmium (Pb-Cd) Alloys, *Int. J. Phys. Sci.*, 7 (48), 6210-6221.
- Ocak Y., Akbulut S., Keşlioğlu K., Maraşlı N., 2008, Solid-Liquid Interfacial Energy of Aminomethylpropanediol, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41, 065309.
- Onaran K., Material Science, 2009, Science Technique Publisher, İstanbul/Turkey.
- Pietenpol W.B., Miley H. A., 1929, Electrical Resistivities and Temperature Coefficients of Lead, Tin, Zinc and Bismuth in the Solid and Liquid States, *Phys. Rev*, 34, 1599.
- Rudnev V., Loveless D., Cook R., Black M., 2003, Handbook of Induction Heating. Markel Dekker Inc, New York, 119-120.
- Sammes N.M., Tompsett G.A., Nafe H., Aldinger F., 1999, Bismuth Based Oxide Electrolytes Structure and Ionic Conductivity, *J. Eur. Cer. Soc.*, 19, 1801-1826.

Sun H.T., Zhou J., Qiu J., 2014, Recent Advances in Bismuth Activated Photonic Materials, *Prog. In Mater. Sci.*, 64, 1–72.

Tahar R.B.H., Ban T., Ohya Y., Takahashi Y., 1998, Tin Doped Indium Oxide Thin Films Electrical Properties, *J. Appl. Phys.*, 83, 2631–2645.

Takahashi T., Iwahara H., Esaka T., 1977, High Oxide Ion Conduction in Sintered Oxide of the System $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{--M}_2\text{O}_3$, *J. Elec. Soc.*, 124, 1563–1569.

Touloukian Y.S., Powell R.W., Ho C.Y., Klemens P.G., 1970, Thermal Conductivity Metallic Elements and Alloys, New York-Washington, vol. 1, 17a.

Touloukian Y.S., Powell R.W., Ho C.Y., Klemens P.G., 1970, Thermal Conductivity Metallic Elements and Alloys, New York, Washington, vol.1, 39-40.

Touloukian Y.S., Powell R.W., Ho C.Y., Klemens P.G., 1970, Thermal Conductivity Metallic Elements and Alloys, *Thermophysical Properties of Matter*, New York - Washington, 13a-25a, 49, 149, 185, 408, 498, 845.

Valder L.B., 1954, Resistivity Measurements on Germanium for Transistors, *Proc. IRE.*, 42, 420-427.

Vizdal J., Braga M.H., Kroupa A., Richter K.W., Soares D., Malheiros L.F., Ferreira J., 2007, Thermodynamic Assessment of the Bi–Sn–Zn System, *Calphad*, 31, 438–448.

Yang W., Messler Jr R.W., 1994, Microstructure Evolution of Eutectic Sn-Ag Solder Joints, *J. Electron. Mater.*, 23(8), 765-772.

Yang S.B., Kong B.S., Jung D.H., Baek Y.K., Han C.S., Oh S.K., Jung H.T., 2011, Recent Advances in Hybrids of Carbon Nanotube Network Films and Nanomaterials for their Potential Applications as Transparent Conducting Films, *Nanoscale* 3, 1361–1373.

Yılmaz S., 2008, *Synthesis, Characterization and Investigation of the Solid State Oxygen Ionic Conductivities of Beta-Bi₂O₃ Type Solid Electrolytes Doped with Dy₂O₃, Eu₂O₃, Sm₂O₃*, Gazi University, Institute of Science and Technology, Ph.D. Thesis, Ankara.

Pınar ATA ESENER graduated from Physics Department of Nevşehir Hacı Bektaş Veli University in 2012. She received his MSc degree from Physics Department of Nevşehir Hacı Bektaş Veli University in 2015. She received his second MSc degree from Metallurgical and Materials Engineering Department of Nevşehir Hacı Bektaş Veli University (Erciyes University joint program) in 2015. She is currently doing her doctorate in the Department of Materials Science and Engineering (YÖK 100/2000 Micro and Nanotechnology) at Erciyes University.

Ümit BAYRAM graduated from the Physics Department of Cumhuriyet University in 2008. Then, in 2011, he completed his master's degree in Erciyes University Physics Department and started to work as a Research Assistant in the same year. He completed his PhD in 2017 by taking part in different scientific projects in the field of Solid State Physics. Currently, Erciyes University continues his doctorate education in the field of Nanoscience and Nanotechnology for the second time. His fields of study include Nanotechnology, Materials Science, Environment and Ecology, Production and Characterization of Nanomaterials, Spectroscopy and Water Resources.

Esra ÖZTÜRK graduated from Physics Department of Kocaeli University in 2005 (Kocaeli, Turkey). She received her MSc degree from both Kocaeli University Physics Department and Paris 13 University Galilee Institute (L.P.M.T.M.) in 2008 (Paris, France). She received her PdD degree from Erciyes University in 2016 (Kayseri, Turkey). She has been working as a Research Assistant in Kocaeli University since 2010. Her research interests are Solid-Liquid Interfacial Energy of Metallic Alloy Systems, Lead-Free Solder Systems, Solidification, Phase Transitions, Thin Film's Optical and Magnetic Properties.

Sezen AKSÖZ graduated from Physics Department of Erciyes University in 2003 (Kayseri, Turkey). She received her MSc and PhD degree from Erciyes University Physics Department in 2006 and in 2010, respectively. She worked as an Assistant Professor between 2010-2012 and Associate Professor between 2012-2017 in Nevşehir Hacı Bektaş Veli University. She has been working as a Professor since 2017 in the same university. Her research interests are Solid-Liquid Interfacial Energy of Metallic Alloy Systems, Lead-Free Solder Systems, Organic Compounds, Solidification, Phase Transitions.

Necmettin MARAŞLI received his Ph.D. degree from Oxford University, Department of Materials, England in 1995. He is a full professor at Department of Metallurgical and Materials Engineering, Yıldız Technical University İstanbul-Turkey. His research interests include directional solidification, solid-liquid interfacial energy measurements, variation of thermal and electrical conductivities with temperature measurements and dependence of mechanical and thermophysical properties on growth rates in the multicomponent metallic and transparent organic alloys. Recently he is studying on solidifications of alloy under uniform static high electrical fields. He has led 45 research projects and 130 scientific papers published in SCI and SCI-expanded indexed Journals, have high impact factor. He also serves as editorial board and reviewer for many international journals.

ISI BİLİMİ VE TEKNİĞİ DERGİSİ İÇİN MAKALE HAZIRLAMA ESASLARI

Isı Bilimi ve Tekniği Dergisi'nde, ısı bilimi alanındaki özgün teorik ve deneysel çalışmaların sonuçlarının sunulduğu makaleler ve yeterli sayıda makaleyi tarayarak hazırlanmış olan literatür özeti makaleler yayınlanmaktadır. Makaleler, Türkçe veya İngilizce olarak kabul edilmektedir. Makaleler ilk sunumda serbest formatta hazırlanabilir. Ancak yayın için kabul edilmiş olan makaleler dergimizin basım formatına tam uygun olarak yazarlar tarafından hazırlanmalıdır. Aşağıda, ilk sunuş ve basıma hazır formatta makale hazırlamak için uyulması gereken esaslar detaylı olarak açıklanmıştır.

İLK SUNUŞ FORMATI

İlk sunuşta, makale A4 boyutundaki kağıda tek sütun düzeninde, 1.5 satır aralıklı ve sayfa kenarlarından 25'er mm boşluk bırakılarak yazılmalıdır. Yazı boyutu 11 punto olmalı ve **Times New Roman** karakter kullanılmalıdır. Şekiller, tablolar ve fotoğraflar makale içinde **olmaları gereken yerlere** yerleştirilmelidir. Makale, elektronik olarak editörün e-posta adresine gönderilmelidir.

BASIMA HAZIR MAKALE FORMATI

Hakem değerlendirmelerinden sonra, yayın için kabul edilmiş olan makaleler, dergimizin basım formatına tam uygun olarak yazarlar tarafından hazırlanmalıdır. Makaleler yazarların hazırladığı haliyle basıldığı için, yazarların makalelerini basım için hazır formatta hazırlarken burada belirtilen esasları titizlikle takip etmeleri çok önemlidir. Aşağıda, basıma hazır formatta makale hazırlamak için uyulması gereken esaslar detaylı olarak açıklanmıştır.

Genel Esaslar

Makaleler genel olarak şu başlıklar altında düzenlenmelidir: Makale başlığı (title), yazar(lar)ın ad(lar)ı, yazar(lar)ın adres(ler)i, özet (abstract), anahtar kelimeler (keywords), semboller, giriş, materyal ve metod, araştırma sonuçları, tartışma ve sonuçlar, teşekkür, kaynaklar, yazarların fotoğrafları ve kısa özgeçmişleri ve ekler. Yazılar bilgisayarda tek satır aralıklı olarak, 10 punto Times New Roman karakteri kullanılarak Microsoft Office Word ile iki sütun düzeninde yazılmalıdır. Sayfalar, üst kenardan 25 mm, sol kenardan 23 mm, sağ ve alt kenarlardan 20 mm boşluk bırakılarak düzenlenmelidir. İki sütun arasındaki boşluk 7 mm olmalıdır. Paragraf başları, sütunun sol kenarına yaslanmalı ve paragraflar arasında bir satır boşluk olmalıdır.

Birinci seviye başlıklar büyük harflerle kalın olarak, ikinci seviye başlıklar bold ve kelimelerin ilk harfleri büyük harf olarak ve üçüncü seviye başlıklar sadece ilk harfi büyük olarak yazılır. Bütün başlıklar sütunun sol kenarı ile aynı hizadan başlamalıdır ve takip eden paragrafla başlık arasında bir satır boşluk olmalıdır. Şekiller, tablolar, fotoğraflar v.b. metin içinde ilk atıf

yapılan yerden hemen sonra uygun şekilde yerleştirilmelidir. İlk ana bölüm başlığı, Özetten (Abstract'tan) sonra iki satır boşluk bırakılarak birinci sütuna yazılır.

Başlık, Yazarların Adresi, Özet, Abstract ve Anahtar Kelimeler

Yazılar Türkçe veya İngilizce olarak hazırlanabilir. Her iki durumda da makale özeti, başlığı ve anahtar kelimeler her iki dilde de yazılmalıdır. Eğer makale Türkçe olarak kaleme alınmışsa, Türkçe başlık ve özet önce, İngilizce başlık ve Özet (Abstract) sonra yazılır. Eğer makale İngilizce olarak kaleme alınmışsa önce İngilizce başlık ve özet (abstract) sonra Türkçe başlık ve özet yazılır. Başlık, sayfanın üst kenarından 50 mm aşağıdan başlar ve kalın olarak 12 punto büyüklüğünde, büyük harflerle bütün sayfayı ortalayacak şekilde yazılır. Yazar(lar)ın adı, adresi ve elektronik posta adresi başlıktan sonra bir satır boşluk bırakılarak yazılmalıdır. Yazarların adı küçük, soyadı büyük harflerle yazılmalı ve bold olmalıdır. Yazarların adresinden sonra üç satır boşluk bırakılarak, Özet ve Abstract 10 punto büyüklüğünde bütün sayfa genişliğinde yazılır. Özet ve Abstracttan sonra anahtar kelimeler (Keywords) yazılır.

Birimler

Yazılarda SI birim sistemi kullanılmalıdır.

Denklemler

Denklemler, 10 punto karakter boyutu ile bir sütuna (8 cm) sığacak şekilde düzenlenmelidir. Veriliş sırasına göre yazı alanının sağ kenarına yaslanacak şekilde parantez içinde numaralanmalıdır. Metin içinde, denklemlere '**Eş. (numara)**' şeklinde atıfta bulunulmalıdır.

Şekiller

Şekiller 8 cm (bir sütun) veya 16 cm (iki sütun) genişliğinde olmalıdır ve makale içerisinde olmaları gereken yerlere bilgisayar ortamında sütunu (veya bütün sayfa genişliğini) ortalayacak şekilde yerleştirilmelidir. Şekil numaraları (sıra ile) ve isimleri şekil **altına, 9 punto büyüklüğünde** yazılmalıdır.

Tablolar

Tablolar 8 cm (bir sütun) veya 16 cm (iki sütun) genişliğinde olmalıdır. Makale içerisinde olmaları gereken yerlere bilgisayar ortamında sütunu (veya bütün sayfa genişliğini) ortalayacak şekilde yerleştirilmelidir. Tablo numaraları (sıra ile) ve isimleri tablo **üstüne, 9 punto büyüklüğünde** yazılmalıdır.

Fotograflar

Fotograflar, siyah/beyaz ve 8 cm (bir sütun) veya 16 cm (iki sütun) genişliğinde olmalıdır. Fotograflar digitize edilerek, makale içinde bulunmaları gereken yerlere bilgisayar ortamında sütunu (veya bütün sayfa genişliğini) ortalayacak şekilde yerleştirilmelidir ve şekil gibi numaralandırılmalı ve adlandırılmalıdır.

Yazar(lar)ın Fotoğraf ve Kısa Özgeçmişleri

Yazarların fotoğrafları digitize edilerek, makalenin en sonuna özgeçmişleri ile birlikte uygun bir şekilde yerleştirilmelidir.

SEMBOLLER

Makale içinde kullanılan bütün semboller alfabetik sırada Özetten sonra liste halinde tek sütun düzeninde yazılmalıdır. Boyutlu büyüklükler birimleri ile birlikte ve boyutsuz sayılar (Re, Nu, vb.) tanımları ile birlikte verilmelidir.

KAYNAKLAR

Kaynaklar metin sonunda, ilk yazarın soyadına göre alfabetik sırada listelenmelidir. Kaynaklara, yazı içinde, yazar(lar)ın soyad(lar)ı ve yayın yılı belirtilerek atıfta

bulunulmalıdır. Bir ve iki yazarlı kaynaklara, her iki yazarın soyadları ve yayın yılı belirtilerek (Bejan, 1988; Türkoğlu ve Farouk, 1993), ikiden çok yazarlı kaynaklara ise birinci yazarın soyadı ve "vd." eki ve yayın yılı ile atıfta bulunulmalıdır (Ataer vd, 1995). Aşağıda makale, kitap ve bildirilerin kaynaklar listesine yazım formatı için örnekler verilmiştir.

Ataer Ö. E., Ileri A. and Göğüş, Y. A., 1995, Transient Behaviour of Finned-Tube Cross-Flow Heat Exchangers, *Int. J. Refrigeration*, 18, 153-160.

Bejan A., 1998, *Advanced Engineering Thermodynamics* (First Ed.), Wiley, New York.

Türkoğlu H. and Farouk B., 1993, Modeling of Interfacial Transport Processes in a Direct-Contact Condenser for Metal Recovery, *Proc. of 73rd Steel Making Conference*, Detroit, 571-578.

Türkoğlu H., 1990, *Transport Processes in Gas-Injected Liquid Baths*, Ph.D. Thesis, Drexel University, Philadelphia, PA, USA.

İnternet, 2004, Türkiye İstatistik Kurumu, *Atıksu İstatistikleri*, <http://www.tuik.gov.tr/HaberBulteni>.

DIĞER HUSUSLAR

Hakem değerlendirmesinden sonra kabul edilen makaleler, yukarıda açıklandığı şekilde dizilerek basıma hazırlandıktan sonra, bir elektronik kopyası editöre gönderilmelidir. Makalenin basıma hazır kopyası ile birlikte, "Telif Hakkı Devri Formu" da doldurularak gönderilmelidir. Telif Hakkı Devri Formu'na ve bu yazım klavuzuna www.tibt.org.tr adresinden ulaşılabilir.



**TÜRK ISI BİLİMİ VE TEKNİĞİ DERNEĞİ
ÜYELİK BAŞVURU FORMU**

FOTOĞRAFINIZ

A. Adınız Soyadınız :
Ünvanınız :
Doğum yeri : : Doğum tarihi: / / 19 T.C. Kimlik No:
İş Adresiniz :
Ev adresiniz :
Telefonunuz : İş Ev Cep
E-posta :

B. *Derneğe Asil üye Fahri üye olmak istiyorum.

1. Sizi tanıyan dernek üyesi (Üyelik için) :

2. Mezun olduğunuz
Yüksek Okullar Yıl Branşınız Ünvanınız

3. İlgilendiğiniz konular :

2015 yılı aidatı olarak toplam 25 YTL (Yirmibeş Milyon TL) derneğin

İş Bankası Maltepe Şubesi Hesap No: 42120867567
IBAN: TR08 0006 4000 0014 2120 8675 67

hesabına yatırılmıştır.

Tarih :

İmza :

* Asil üye olmak için beş yıllık deneyim gereklidir.
Fahri üyelik için yüksekokul mezunu olma şartı yoktur.

Türk Isı Bilimi ve Tekniği Derneği
Gazi Üniversitesi
Mühendislik Fakültesi
Makina Mühendisliği Bölümü
06570 Maltepe/ ANKARA

İÇİNDEKİLER / CONTENTS

Prediction of Underground Coal Gasification Performance of Turkish Lignite Reserves Using Stoichiometric Equilibrium Model	195
<i>Türk Linyitlerinin Yeraltında Kömür Gazlaştırma Performanslarının Stokiyometrik Denge Modeli İle Belirlenmesi</i> Engin Deniz CANBAZ and Mesut GÜR	
Turbulent Natural Convection and Radiation Heat Transfer In Square Isotropic Scattering Medium	207
<i>Izotropik Saçılma Ortamlı Kare Geometri İçinde Türbülanslı Doğal Taşınım ve Işınım Isı Transferi</i> Mesut TEKKALMAZ	
Investigation of the Time Dependent Thermal Behavior of a Container with PCM Walls During a Hot Summer Day	221
<i>Sıcak Bir Yaz Gününde FDM Duvarlı Konteynerin Isıl Davranışının İncelenmesi</i> Çiğdem SUSANTEZ and Aldélio Bueno CALDEIRA	
Natural Convection of Ethylene Glycol and Water Mixture Based Al₂O₃ Nanofluids Between Vertical Concentric Cylinders	237
<i>Dik Konsantrik Silindirler Arasındaki Al₂O₃-Etilen Glikol ve Su Karışım Bazlı Nanoakışkanların Doğal Konveksiyonu</i> Kamil KAHVECİ and Elif Büyük ÖGÜT	
Thermoeconomic Analysis of T56 Turboprop Engine Under Different Load Conditions	251
<i>T56 Turboprop Motorunun Farklı Yük Koşulları Altında Termoekonomik Analizi</i> Dilek Nur OZEN, Cuneyt UYSAL and Ozgur BALLI	
RCCI Bir Motorda Farklı Giriş Sıcaklıkları için Direkt Enjeksiyon Zamanlaması ile Yanma Fazının Kontrolü	267
<i>Control of Combustion Phase with Direct Injection Timing for Different Inlet Temperatures in an RCCI Engine</i> Hamit SOLMAZ ve Duygu İPCİ	
Konut Tipi Binalarda Soğutma Yükünün Optimum Yalıtım Kalınlığına Etkisi	281
<i>The Effect of Cooling Load on Optimum Insulation Thickness in Residential Buildings</i> Nusret AYDIN ve Atilla BIYIKOĞLU	
A Concise Analytical Treatment of Elastic Response of a Cooling Two-Layer Solid Cylinder with Different End and Boundary Conditions	293
<i>İki Katmanlı Dolu Bir Silindirin Elastik Davranışının Farklı Uç ve Sınır Koşulları için Analitik Olarak İncelenmesi</i> Tolga AKIŞ and Ahmet N. ERASLAN	
The Effect of Stefan Flow On the Models of Droplet Evaporation	309
<i>Stefan Akışının Damlacık Buharlaştırma Modelleri Üzerindeki Etkisi</i> Yigit AKKUS	
Uzun Bir Karayolu Tünelinde Acil Durum Simülasyonu	319
<i>Emergency Simulation In a Long Highway Tunnel</i> Nureddin DİNLER ve Özkan KAÇAN	
Thermodynamic and Economic Analysis of Geothermal Energy Powered Kalina Cycle	335
<i>Jeotermal Enerji Kaynaklı Kalina Çevriminin Termodinamik ve Ekonomik Analizi</i> Merve SENTURK ACAR	
Havuz Kaynama Isı Transferinde Mekanik Çalkalama Etkilerinin Deneysel İncelenmesi	349
<i>Experimental Investigation of Heat Transfer Effects of Mechanical Agitation In Pool Boiling</i> Huri Firdevs FURKAN, Fatma ŞAHİN, Erdem ALIÇ ve Ahmet KAYA	
Experimental Investigation of PAR Device For Hydrogen Recombination In REKO-4 Facility	359
<i>REKO-4 Test Düzeninde Hidrojen Rekombinasyonu İçin PAR Cihazının Deneysel İncelenmesi</i> Mahmut Cüneyt KAHRAMAN and Paul-Martin STEFFEN	
Electrical and Thermal Conductivity and Phonon Contribution to the Thermal Conductivity in the Bi-In System	367
<i>Bi-In Sisteminde Elektriksel ve Isıl İletkenlik ve Isıl İletkenliğe Foton Katkısı</i> Pınar ATA ESENER, Ümit BAYRAM, Esra ÖZTÜRK, Sezen AKSÖZ and Necmettin MARAŞLI	