



%'''

.. " È" "

%%

E. Kaloudis, D.G.E. Grigoriadis, E. Papanicolaou

**8|fYmbi a Yf|W` gla i `Uhcbg`cZ| fUj |hmWffYblg|b h Yfa U`  
g|cfU YHb\_g**

%&

Γ. Γιαννακόπουλος, Χ. Φρουζάκης, Α. Τομπουλίδης

%'

Πατεράκης, Γ., Σούφλας, Κ., Δόγκας, Ε., Κούτμος, Π.

%(

Δροσάτος Π., Νεσιάδης Αθ., Νικολόπουλος Ν., Νικολόπουλος Α.,  
Κακαράς Ε

≡J

%)

Α. Γούλας, S. Donnerhack, M. Flouros, Δ. Μισηρλής, Ζ. Βλαχοστεργίος,  
Κ. Υάκινθος

ž

%\*

I.K. Karathanassis, E. Papanicolaou, V. Belessiotis and G.C. Bergeles

**5 bcj Y hk c!gW|cb Wc`|b| Xy |WYa d`cn|b| `Yg|b Wcgg|  
Zck Zcf` YHlfUbgZf Yb\ UbWa Ybh**

•  
•  
•  
•  
•

## Direct Numerical Simulations of Gravity Currents in Thermal Storage Tanks

E. Kaloudis<sup>a</sup>, D.G.E. Grigoriadis<sup>b</sup>, E. Papanicolaou<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Research Associate, NCSR “Demokritos”, Greece, skaloudis@ipta.demokritos.gr

<sup>b</sup> Lecturer, University of Cyprus, Cyprus, grigoria@ucy.ac.cy

<sup>c</sup> Researcher A', NCSR “Demokritos”, Greece, elpapa@ipta.demokritos.gr

### Abstract

This study uses Direct Numerical Simulations (DNS) to investigate numerically the flow phenomena in the intrusion region of a thermal storage water tank during discharge. The early times of the discharging process have significant effect on the thermal mixing and the associated energy losses. A detailed time-evolution of the flow and temperature fields inside the tank was obtained for a range of relevant Froude (Fr) numbers. Parameters such as the thermocline thickness ( $\delta^*$ ) and the entropy generation rate ( $S_g^*$ ) were calculated to quantify the mixing mechanism in the tank. Authors chose several alternative discharging scenarios where the Froude number (Fr) varied between 0.05 and 2.00, a range which corresponds to typical discharging conditions in real applications involving water storage tanks. The gravity currents (GCs) developing as the incoming cold fluid flows along the floor of the tank, their subsequent reflection on the opposite vertical wall and the interaction between the reverse flow and the incoming flow were analyzed and correlated to  $\delta^*$  and  $S_g^*$ .

**Key-words:** DNS, buoyancy driven flows, thermal storage, gravity currents, mixing

### 1. INTRODUCTION

Thermal energy storage tanks permit excess solar energy to be stored until energy demand exceeds the immediately available solar energy supply. The dynamic process of retrieving the stored energy is called discharging. In order to achieve the best performance (low mixing) during the discharging process, the thickness of the intermediate region separating the hot and cold water layers (thermocline) should be kept as small as possible (Dincer & Rosen, 2010). The initial moments of the discharging process have a significant role in thermal mixing in storage tanks (Kaloudis et al., 2014). In particular, the mixing-rate (in terms of thermocline thickness) is 67% higher in the initial period, in contrast to the later times of the process where diffusion is the dominating mixing mechanism. Yoo et al. (1986) pointed out the importance of designing inlet diffusers in such a way that the water flows along the floor of the tank in the form of a density (gravity) current, which leads to a thinner thermocline and thus less mixing. Ji and Homan (2006) reported that the maximum entropy production occurs early in the discharging process when the cold fluid, entering the tank and moving along the bottom in the form of a GC is reflected on the opposite wall (Fig. 1). For the aforementioned reasons, the aim of the present study is to identify and analyze the main mixing mechanisms that occur during this particular time period through high-resolution numerical simulations.

For this purpose, elements from the analysis of GCs and the relevant literature had to be sought and employed in the present study. GCs have been studied over the past two or three decades mainly due to their occurrence in the fields of geophysics, oceanography, meteorology etc. In the relevant

investigations the density rather than temperature was used as the transport variable, in problems such as lock-exchange flows (Hartel et al., 2000), (Ghasemi et al., 2013), entrainment of two-dimensional gravity currents (Hallworth et al., 2010), and propagation of a gravity current into a two-layer stratified ambient fluid (White & Helfrich, 2012). In the majority of cases, the domain of interest is characterized by an unlimited extent in the direction of the GC propagation. Few studies have considered confined flow configurations, such as storage tanks which is the subject of interest here. Among the few relevant studies that can be cited are those by Nakos (1994) and Ji and Homan (2006), mentioned earlier. The present work aims at further advancing the study of GCs by considering their interactions with solid boundaries in storage tanks, using Direct Numerical Simulations.

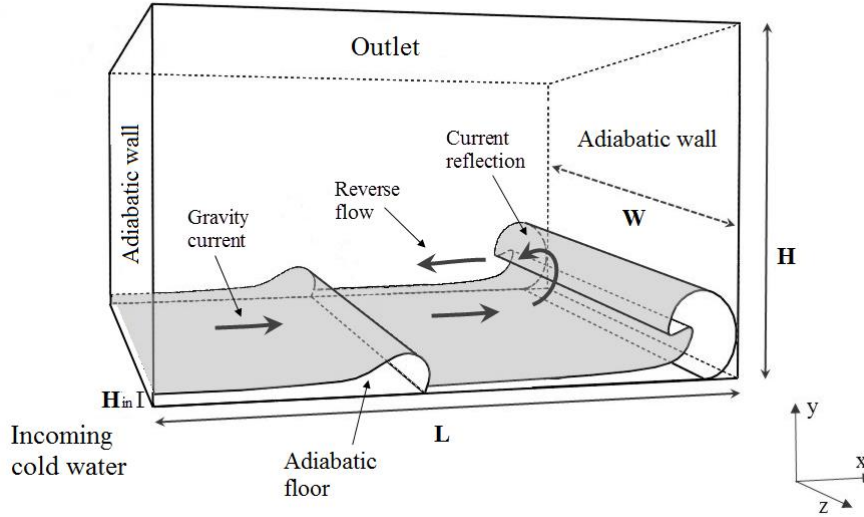


Figure 1: A schematic depiction of the investigated flow-configuration and the main flow patterns.

## 2. MATHEMATICAL FORMULATION

### 2.1 Direct numerical simulation

For mixed convection problems, the equations of motion and energy under Boussinesq's assumption (the density varies with temperature as a function of  $\rho = \rho_o - \rho_o \beta(T - T_o)$ ) lead to the following non-dimensional Navier-Stokes and energy equations:

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

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial u_i^* u_j^*}{\partial x_j^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left( \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} \right) + \frac{Gr}{\text{Re}^2} \theta^* \delta_{iy} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \theta^* u_j^*}{\partial x_j^*} = \frac{1}{\text{Pr Re}} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left( \frac{\partial \theta^*}{\partial x_j^*} \right) \quad (3)$$

where “\*” denotes dimensionless variables and  $\delta_{iy}$  is the Kronecker's delta. These equations have been non-dimensionalised using the height of the inlet diffuser  $H_{in}$  as the characteristic length scale, the inlet velocity  $u_{in}$  as the characteristic velocity and the ratio  $H_{in}/u_{in}$  as the characteristic time scale. The initial temperature of the tank  $T_o$  and the inlet water temperature  $T_{in}$  are used to define the dimensionless temperature as  $\theta^* = (T - T_{in})/(T_o - T_{in})$ . The Reynolds and Grashoff dimensionless numbers are calculated according to  $\text{Re} = u_{in} H_{in} / \nu$  and  $\text{Gr} = g\beta(T_o - T_{in})L^3 / \nu^2$ , where  $\nu$  is the kinematic viscosity, and  $L \times H \times W$  are the tank's dimensions.

### 2.2 Methods to assess mixing

The mixing-characterization criteria that have been selected, applied and evaluated as the most appropriate ones for the problem are described below.

### 2.2.1 Thermocline thickness

Entrainment is one of the most important features of gravity currents, increasing the total volume of incoming fluid and simultaneously increasing its temperature (Cheong, 1997). The net entrained volume is defined as  $V_e = V_t - V_o$ , where  $V_t$  is the total volume of cold fluid and  $V_o = \int_{U_{in}} H_{in} W dt$  is the volume flux through the entrance (Cheong, 1997). This index quantifies the volume of water that has been subjected to thermal mixing and is closely related to the thermocline thickness index. Thermocline thickness is one of the widely used indices to measure thermal mixing in storage tanks (Haller et al., 2009) and equals to the distance the locus (or volume) where  $\theta = 90\% \theta_h$  and  $\theta = 10\% \theta_h$ , with  $\theta_h$  the highest temperature encountered in the hot volume of water. In the present study, the thermocline thickness will be used to quantify mixing in order to compare with corresponding  $\delta^*$  values from relevant studies in the literature.

### 2.2.1 Volumetric entropy generation rate

Entropy production characterizes the energy conversion of thermofluid processes, particularly regarding the irreversible degradation of thermal and mechanical energy into internal energy. For the present study this undesirable energy conversion corresponds to thermal losses which can be determined with the help of the second law of thermodynamics (Bejan, 1996). The volumetric entropy generation rate in its dimensionless form is given by the following equation:

$$\dot{S}_g^m = \frac{\theta_o^2}{\text{Re Pr}} \frac{\nabla \theta^2}{(1 + \theta_o \theta)^2} + \frac{E_c}{\text{Re}} \frac{\Phi}{1 + \theta_o \theta} \quad (4)$$

Where  $\Phi$  is the dissipation function,  $E_c = u_{in}^2 / C_p T_c$  is the Eckert number and  $\theta_o = \Delta T / T_c$  is the temperature difference ratio. The first term in Eq. (4) represents the entropy generation due to thermal diffusion, whereas the second term is the entropy generation due to viscous effects. It will be useful for the purposes of the present study to calculate the dimensionless cumulative entropy generation, which represents the total entropy produced within a given volume  $\Omega$  and up to a specific time:

$$S_{g,cum}(t) = \int_o^t \frac{1}{\Omega} \iiint \dot{S}_g^m d\Omega dt \quad (5)$$

## 3. NUMERICAL METHODS

### 3.1 Computational code

The numerical code used in the present study was based on a fully-explicit, fractional-step approach and finite-differences on staggered, Cartesian grids. The solid boundaries are not described via boundary conforming grids but using the immersed boundary method. Hence at the vicinity of solid boundaries, the solution is locally reconstructed, since the surfaces of the tank do not coincide with the grid lines. A forcing procedure is followed to dynamically mimic the existence of solid boundaries as proposed by Balaras (2004). Using orthogonal Cartesian grids and a staggered variable arrangement, this code uses a fast, direct solver for pressure solution. Time advancement was performed using a fully explicit second order Adams-Bashforth scheme, and momentum equation was discretized with a central, finite difference scheme. The temperature equation was discretized using the higher order HLLA scheme (Zhu, 1991). The resulting solver has excellent parallel efficiency, requires 120Mb of physical memory per million nodes, and reaches performances of 0.04 sec/time-step per million nodes, on low-cost personal computers (e.g. on six-core CPU's such as an AMD processor clocked at 3.2GHz). A detailed description of this numerical code can be found in Grigoriadis et al. (2003, 2009).

### 3.2 Simulation cases

In this study, the authors chose six different discharging scenarios where the inlet Froude number ( $Fr = u_{in} / \sqrt{H_{in} g (\rho_o - \rho_{in}) / \rho_o}$ ) varied between 0.05 and 2.00, corresponding to typical discharging conditions of water storage tanks. Keeping the inlet temperature in the tank constant for all simulation cases ( $T_{in} = 15^\circ \text{C}$  or  $\theta_{in} = 0$ ) the resulting sets of simulation parameters can be found in Table 1.

### 3.3 Computational parameters

The length of the domain ( $L^*$ ) was chosen equal to 10, so that for all values of  $Fr$  the gravity current is allowed to fully develop and travel for a fair amount of time before reaching the opposite wall of the cavity. A series of preliminary test-simulations for all  $Fr$  numbers yielded that the minimum domain height ( $H^*$ ) which leaves the solution independent is 10. For the 3-D simulations performed, the width ( $W^*$ ) of the cavity was set to 6, which was considered sufficient to capture all the major 3-D turbulent effects expected, such as lobes and clefts (Simpson, 1986).

A large number of different grid resolutions were tested to guarantee a grid-independent solution. For the 2-D domains, grids of  $128 \times 128$ ,  $256 \times 256$ ,  $384 \times 384$ ,  $512 \times 512$  were tested, employing grid clustering near the walls. In the spanwise direction (for the 3-D domain), several uniform grids were also tested 64, 96, 192. The grid choice was made in terms of the variation of  $\delta^*$  and  $S_g$  and dimensions of  $384 \times 384$  were selected for the  $(L^*, H^*) = (10, 10)$  domain and  $512 \times 288 \times 192$  for a domain with dimension  $(L^*, H^*, W^*) = (10, 10, 6)$ .

For the flow variables, non-slip conditions were imposed along the tank walls and periodic boundary conditions in the  $z$ -direction. At the inlet slot the velocity profile was considered uniform. Along the outlet boundary, a convective boundary condition was imposed, namely:  $\partial\phi/\partial t + u_c \partial\phi/\partial y = 0$  where the variable  $\phi$  stands for any of the  $u, v, w$  components of velocity and  $u_c$  is the convection speed velocity computed by the flow rate at outlet. Adiabatic temperature boundary conditions were considered along all solid boundaries of the computational domain, whereas at the outlet the normal derivative was set to zero.

Table 1: Simulation parameters for all cases

| Parameter            | Case 1                 | Case 2                 | Case 3                 | Case 4                 | Case 5                 | Case 6                |
|----------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|-----------------------|
| $Fr$                 | 0.05                   | 0.10                   | 0.20                   | 0.50                   | 1.00                   | 2.00                  |
| $Pr$                 | 4.26                   | 4.96                   | 5.59                   | 6.29                   | 6.70                   | 7.03                  |
| $Re$                 | 133                    | 184                    | 263                    | 442                    | 675                    | 1056                  |
| $Gr$                 | $7.15 \times 10^6$     | $3.39 \times 10^6$     | $1.73 \times 10^6$     | $7.81 \times 10^5$     | $4.56 \times 10^5$     | $2.79 \times 10^5$    |
| $Ec$                 | $1.00 \times 10^{-11}$ | $2.49 \times 10^{-11}$ | $6.28 \times 10^{-11}$ | $2.18 \times 10^{-10}$ | $5.71 \times 10^{-10}$ | $1.52 \times 10^{-9}$ |
| $T_{in} [^{\circ}C]$ | 15.00                  | 15.00                  | 15.00                  | 15.00                  | 15.00                  | 15.00                 |
| $T_o [^{\circ}C]$    | 66.38                  | 52.25                  | 42.00                  | 32.65                  | 27.80                  | 24.28                 |
| $T_c$                | 0.1783                 | 0.1293                 | 0.0937                 | 0.0613                 | 0.0444                 | 0.0322                |

## 4. RESULTS

In the present section results from 3-D and 2-D simulations will be presented. Only one 3-D case will be thoroughly analyzed ( $Fr=1.0$ ) since it has been observed that the 3-D mixing mechanisms are similar for the entire range of  $Fr$  numbers considered. Subsequently, the 2-D results will be shown and a parametric analysis (time evolution of mixing based on  $Fr$ ) will be conducted.

### 4.1 Three-dimensional simulations – $Fr=1.00$

Fig. 2 shows 3-D DNS results for temperature for the  $Fr=1.00$  case. At the beginning of the discharging process, cold fluid enters through the inlet and a gravity current starts to form. In Fig. 2a all the characteristics of a GC can be distinguished, such as the head, main body and nose (Simpson, 1986). As long as the GC travels along the floor of the cavity, there are two main mixing processes which are also shown in Fig. 2a. They consist of (a) billows, typically present in Kelvin-Helmoltz instability, which roll up in the region of velocity shear above the front of the cold current, and (b) a complex shifting pattern of lobes and clefts which form near the floor at the lower part of the leading edge (Simpson, 1986). As Cantero et al. (2007) reported, the horizontal flow tends to diverge from the center of the lobes and to concentrate in the clefts. Also the near-bed flow moves upward in the clefts and downward in the lobes. When the overrunning of less dense fluid is suppressed, the complicated lobe and cleft structure disappears and billows can be seen forming on the leading-edge slope, rolling back above the head, and finally breaking down into a more random velocity and concentration field

(Britter, 1978) enhancing mixing. At Fig. 2b, the breakdown of the GC on the opposite wall, reaching a maximum height ( $H_{max}$ ) could be distinguished. When the GC reaches the opposite wall and starts its vertical movement, billows, lobes and lefts are destroyed. Nevertheless, the temperature instabilities created at the back of the GC's head continue to exist. Afterwards (Fig. 2c), the reflected GC is shown, propagating towards the inlet wall. Before it reaches the inlet wall, instabilities and mixing are created due to opposite flow directions of the reflected GC and incoming cold fluid. At all times, the flow and temperature fields show 3-D characteristics. Nevertheless, the main mixing mechanisms could be identified from 2-D temperature fields as will be presented in the following section.

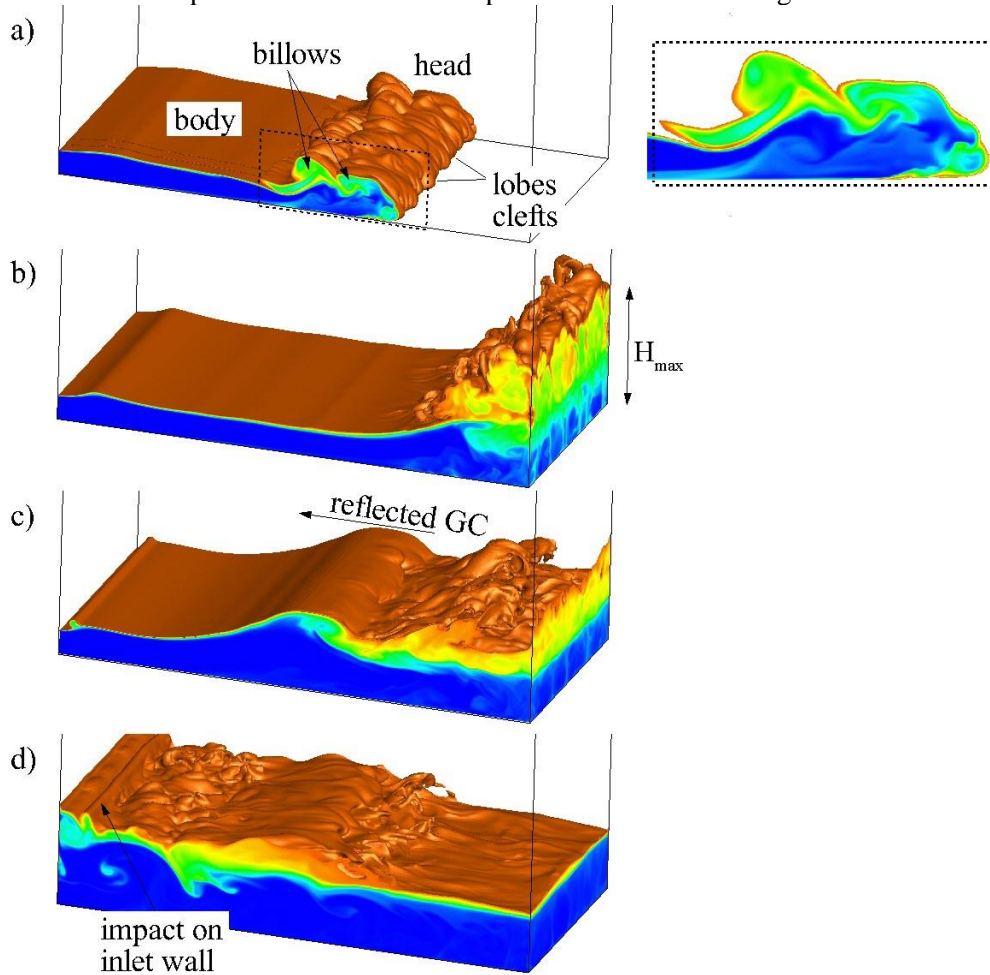


Figure 2: Temperature iso-surfaces ( $\theta^*=0.9$ ) and contours for 4 characteristic time instants of the GC movement for  $Fr=1.0$ .

#### 4.2 Two-dimensional simulations– $Fr=0.05-2.00$

In Fig. 3 temperature contours for all simulation cases are presented. The form and size of gravity currents are clear for the time instant before their impact to the opposite wall. It is obvious that for increasing  $Fr$  numbers the size of the GC (body and head height) grows accordingly. This is due to smaller buoyancy effects, since the temperature difference for higher  $Fr$  becomes smaller. Also, as seen in Fig. 3, the dimensionless time at which the GC reaches the opposite wall differs significantly between cases. This is a result of the different front velocities for each GC ( $U_{GC}$ ). In Table 2,  $U_{GC}$  is reported for each case and as seen in Fig. 4a the  $Fr$  variation of  $U_{GC}$  could be approximated by a power-law curve ( $U_{GC} = 0.923Fr^{-0.583}$ ) making possible to estimate  $t_w^*$  for various domain lengths. Again, higher values of  $U_{GC}$  for lower  $Fr$  are a result of higher buoyancy forces who suppress the cold fluid, forcing it to move sideways, minimizing any vertical movements. As already mentioned in section 4.1, the GC after the impact reaches a maximum penetration height ( $H_{max}$ ) which varies with  $Fr$  (2-D contours not shown here). In Table 2,  $H_{max}$  is reported with its corresponding dimensionless

time ( $t^*(H_{max})$ ). Fig. 4b shows that the variation of  $H_{max}$  in respect to  $Fr$  could be also approximated by a power-law curve ( $H_{max} = 5.031Fr^{0.384}$ ).

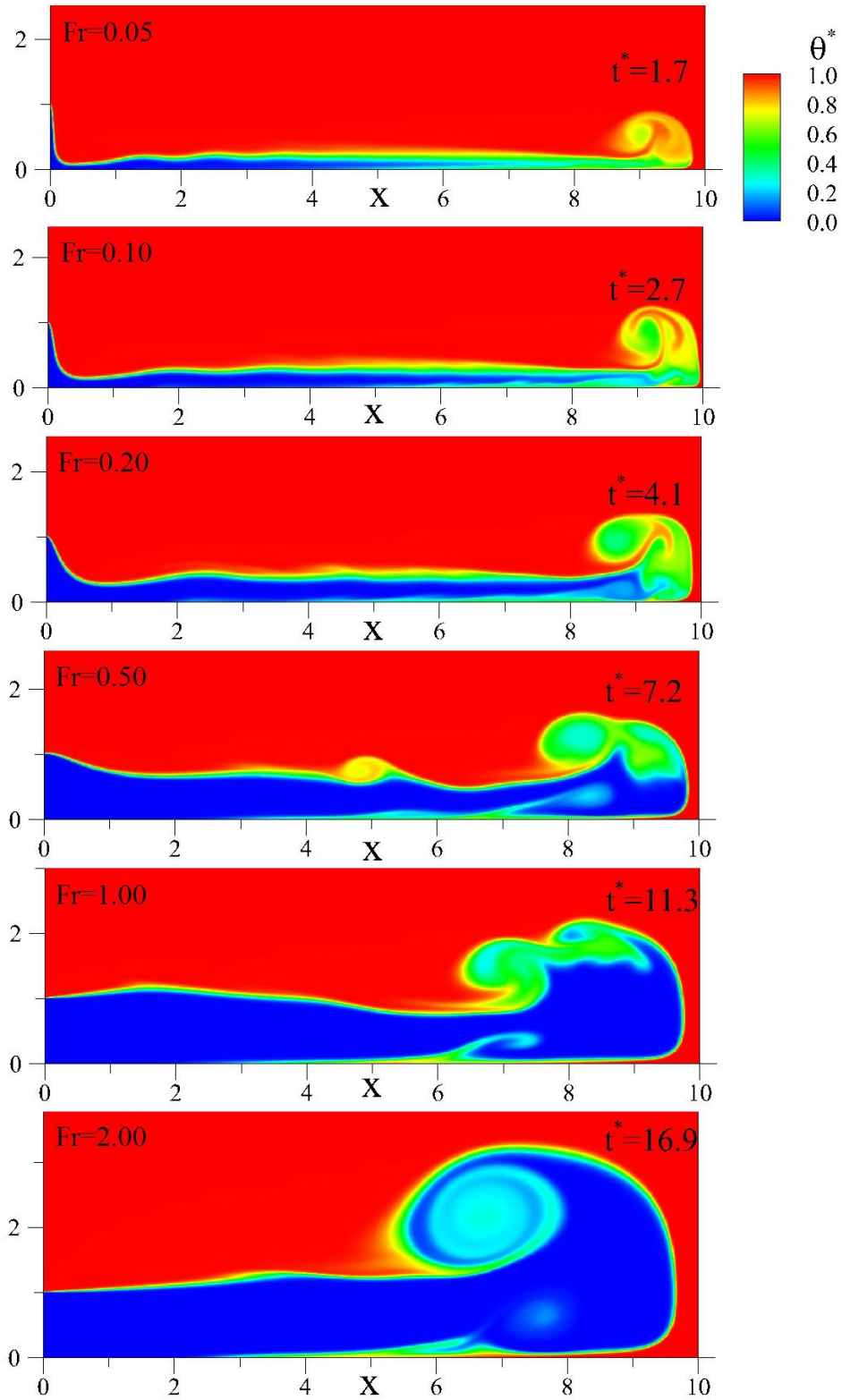


Figure 3: Temperature contours for all 2D simulation cases. The form and size of gravity currents for all values of  $Fr$  is presented at the moment immediately before its impact onto the opposite wall.

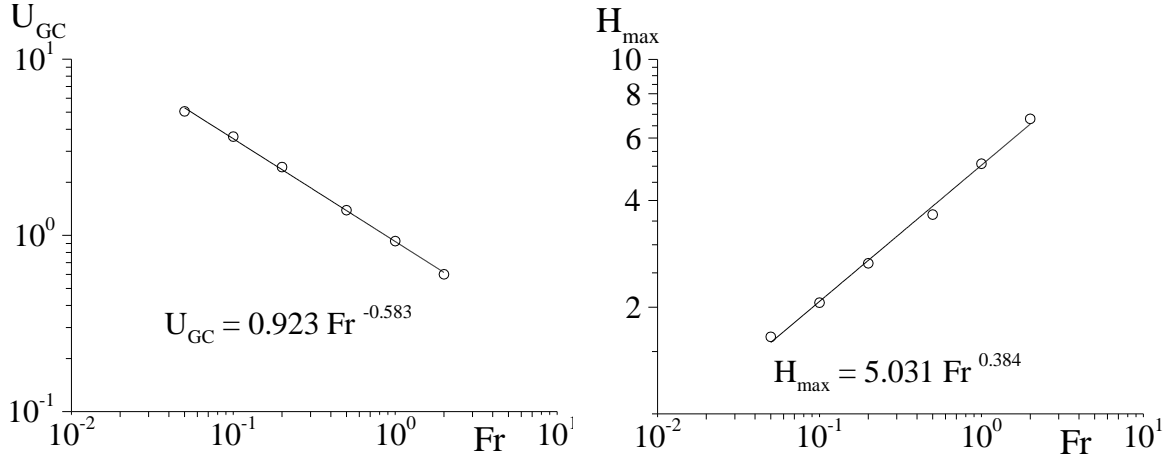


Figure 4: (left) Gravity current velocity and (right) maximum penetration height after the first impact on the opposite wall.

Table 2: Results for the gravity current velocity ( $U_{GC}$ ), time of impact onto the opposite wall ( $t_w^*$ ), power-law coefficient ( $b$ ), maximum penetration height ( $H_{max}$ ), and time for reaching the maximum penetration height ( $t^*(H_{max})$ ) computed by 2D simulations for all  $Fr$  numbers

| $Fr$ | $U_{GC}$ | $t_w^*$ | $b$ ( $\delta^* \sim t^{*b}$ ) | $H_{max}$ | $t^*(H_{max})$ |
|------|----------|---------|--------------------------------|-----------|----------------|
| 0.05 | 5.055    | 1.7     | 1.19                           | 1.65      | 2.0            |
| 0.10 | 3.634    | 2.7     | 1.15                           | 2.06      | 3.1            |
| 0.20 | 2.441    | 4.1     | 1.21                           | 2.66      | 5.1            |
| 0.50 | 1.389    | 7.2     | 1.28                           | 3.65      | 9.5            |
| 1.00 | 0.928    | 11.3    | 1.27                           | 5.08      | 16.7           |
| 2.00 | 0.601    | 16.9    | 1.24                           | 6.80      | 29.2           |

In order to quantify mixing, the dimensionless thermocline thickness ( $\delta^*$ ) and the dimensionless volumetric entropy generation rate ( $S_g^*$ ) were calculated. Fig. 5 shows the time evolution of the aforementioned parameters for each simulation case. Also, for each case the time at which the GC reaches the opposite wall ( $t_w^*$ ), defining a first characteristic period (*first pass*), has been marked with a vertical dashed line.

For the first-pass period ( $t^*=0-t_w^*$ ), calculation for the “ $b$ ” coefficient is performed, following Homan’s (2003) suggestion of a relationship of the form  $\delta^* \sim t^{*b}$ . Results are shown in Table 2. An average of  $b=1.22$  is obtained, which is significantly higher compared to later times of a discharging process ( $b=0.33-0.43$ ) (Homan, 2003) (Kaloudis et al. 2014) where diffusion is the main mixing mechanism. This enhanced mixing caused by the GC movement compared to later times is also illustrated by the behavior of  $S_g^*$  in Fig. 5a (blue lines).  $S_g^*$  values show an ascending behavior until maximum value is attained near  $t_w^*$ . For smaller  $Fr$ , the time of maximum  $S_g^*$  coincides with  $t_w^*$  but as  $Fr$  takes greater values the first  $S_g^*$  maximum is shifted to later times. This leads to the conclusion that the GC impact on the opposite wall affects mixing strongly for smaller  $Fr$ , since at larger  $Fr$ , the wall can not inhibit the further increase of  $S_g^*$  values.

Another pattern that characterizes the time evolution of  $S_g$  in Fig.5 is the appearance of a secondary maximum marked also with a dashed line at a dimensionless time  $t_{2nd}^*$ . In order to explain this behavior, the 2-D temperature contours for all simulation cases are presented in Fig. 6 at time  $t_{2nd}^*$ . For all cases, flow fields share common characteristics. More specifically, the reflected GC is travelling backwards, towards the inlet diffuser (*second pass*) having already covered the first half of the distance and a group of vortices are created ahead of the GC and above the inlet. This is the result of shear stress between the two flow streams (GC and incoming water) and the influence of the opposite



wall. The influence of  $Fr$  is also apparent in Fig. 6, as for the lower values of  $Fr$ , a greater number of vortices appear in the aforementioned region and a more distinct secondary maximum appears (Fig. 5).

Another characteristic of the  $S_g^*$  values at all times is that they become smaller as  $Fr$  increases (Fig. 5). In Fig. 7 the maximum  $S_{g,cum}^*$ (at  $t^* = t_{2nd}^*$ ) values are plotted against  $Fr$  numbers and the decrease of the total  $S_g^*$  produced could be approached by a power law curve ( $S_{g,cum}^*(t_{2nd}^*) = 1.3 \times 10^{-5} Fr^{-0.732}$ ). Since smaller values of  $Fr$  indicate bigger temperature differences, the buoyancy forces (first term of Eq. 4) affect entropy production more than the viscous effects (second term of Eq. 4).

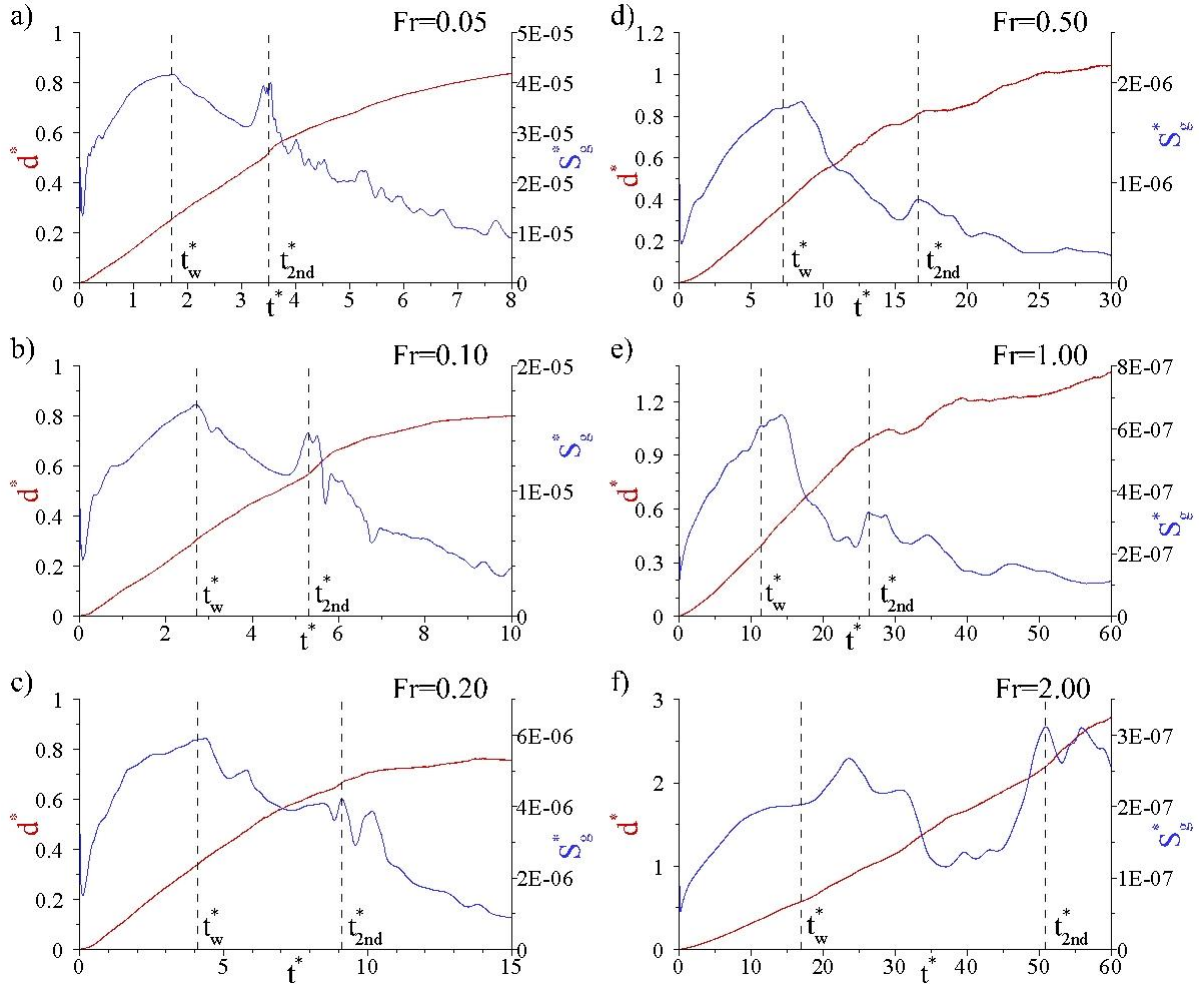


Figure 5: Time evolution of dimensionless thermocline thickness ( $\delta^*$ ) and dimensionless volumetric entropy generation rate ( $S_g^*$ )

## 5. CONCLUSIONS

The creation and development of gravity currents during the discharging process of rectangular storage tanks and the associated thermal mixing were studied numerically with the use of the DNS method. The interest lies in the interaction of GCs with solid boundaries in a water storage tank and its effect on the efficiency of storage. During the first pass of the GC, the highest mixing rate (in terms of  $\delta^*$ ) was observed. For that time period, the characteristic flow structures such as billows, lobes and clefts, in compliance with the relative literature for density driven GCs were observed and identified as the main mixing mechanisms. The impact on the opposite wall was observed to have a less pronounced effect on mixing, since the GC mixing mechanisms have already died out on impact. After the impact on the opposite wall, a reflected GC is created propagating towards the inlet diffuser (second pass). A secondary maximum of  $S_g^*$  values is produced before the reflected GC reaches the side wall on the inlet side due to the creation of group of vortices.

Six different cases (different respective  $Fr$  numbers) were studied and it was shown that a parametric analysis is possible since the main parameters that characterize the flow and mixing ( $U_{GC}$ ,  $H_{max}$ ,  $S_{g,cum}$ ) could be well approximated by using  $Fr$ -dependent power-law equations. The maximum penetration height ( $H_{max}$ ) increases as  $Fr$  increases. On the other hand,  $U_{GC}$  and  $S_{g,cum}$  are inversely proportional to  $Fr$  due to smaller buoyancy forces associated with higher  $Fr$  numbers.

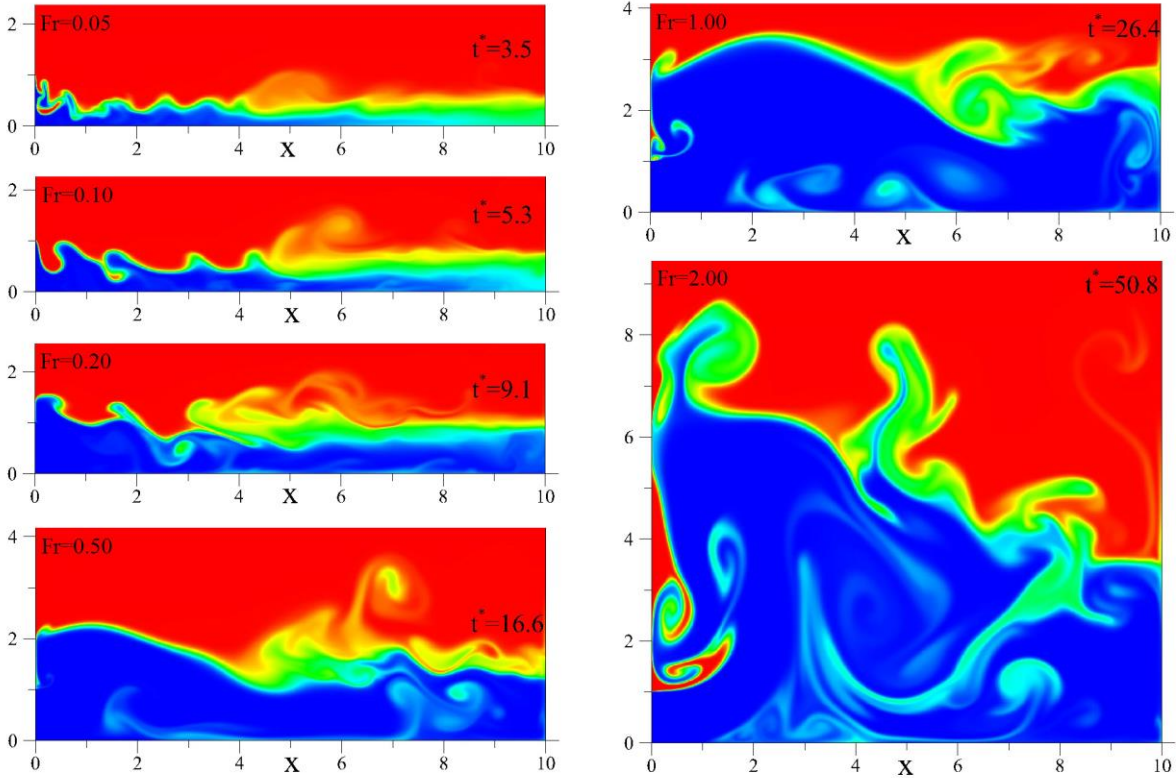


Figure 6: Temperature contours during the second pass of the GC for all simulation cases. The time instant for all cases coincides with a secondary maximum of  $S_g$ .

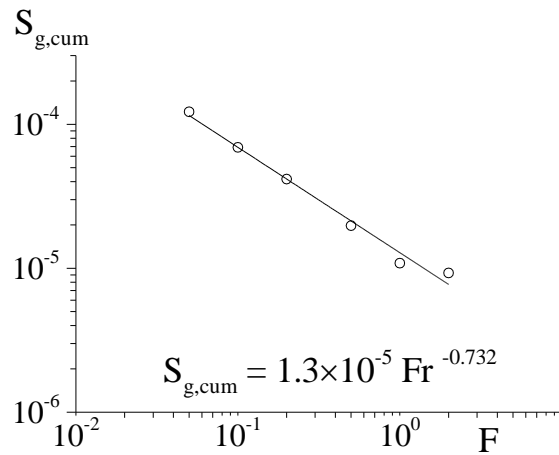


Figure 7:  $S_{g,cum}(t^*_{2nd})$  for all Froude numbers.

## **BIBLIOGRAPHY**

- Balaras, E. (2004). Modeling complex boundaries using an external force field on fixed Cartesian grids in large-eddy simulations. *Computers and Fluids* 33, 375 – 404.
- Bejan, A., (1996) Entropy generation minimization: the method of thermodynamic optimization of finite-size systems and finite-time processes, CRC Press.
- Cantero, M.I., Lee, J.R., Balachandar, S., Garcia, M.H. (2007). On the front velocity of gravity currents. *Journal of Fluid Mechanics* 586, 1-39.
- Cheong, H.B., Han Y.H. (1997) Numerical study of two-dimensional gravity currents on a slope, *Journal of Oceanography* 53, 179–192.
- Dincer, A., Rosen, M. (2010) *Thermal Energy Storage, Systems and Applications*, John Wiley and Sons, Ltd.
- Ghasemi, V., Firoozabadi, B., Mahdinia, M., (2013). 2d numerical simulation of density currents using the sph projection method, *Eur. J. Mech. B Fluids* 38, 38–46.
- Grigoriadis, D.G.E., Bartzis, J., Goulas, A. (2003) LES of the flow past a rectangular cylinder using the immersed boundary concept, *Int. J. for Numerical Methods in Fluids* 41, 615–632.
- Grigoriadis, D.G.E, Kassinos, S., Votyakov, E. (2009). Immersed boundary method for the MHD flows of liquid metals, *J. Comput. Phys.* 228, 903–920.
- Haller, M., Cruickshank, C., Streicher, W., Harrison, S., Andersen, E., Furbo, S. (2009). Methods to determine stratification efficiency of thermal energy storage processes review and theoretical comparison. *Solar Energy* 83 (10), 1847–1860.
- Hallworth, M., Huppert, H., Phillips, J., Sparks, R., (1996). Entrainment into two-dimensional and axisymmetric turbulent gravity currents, *J. Fluid Mech.* 308, 289–311.
- Hartel, C., Eckart, M., Necker, F. (2000) Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head. Part 1. Flow topology and front speed for slip and no-slip boundaries, *Journal Fluid Mechanics*, vol. 418, 189-212.
- Homan, K. (2003) Integral solutions for transient temperature profiles in stably stratified open enclosures, *J. Heat Transfer* 125, 273–281.
- Ji, Y., Homan, K. (2006). Transition from gravity- to inertia-dominated behavior computed for the turbulent stably-stratified filling of an open enclosure, *Int. J. Heat Fluid Flow* 27, 490–501.
- Kaloudis, E., Grigoriadis, D., Papanicolaou, E., Panidis, T. (2014). Large eddy simulations of thermocline flow phenomena and mixing during discharging of an initially homogeneous or stratified storage tank. *European J. of Mechanics B/Fluids* 48, 94–114.
- Nakos, J. (1994). Prediction of velocity and temperature profiles in gravity currents for use in chilled water storage tanks, *ASME J. Fluids Eng.* 116, 83–90.
- Simpson, J.E. (1986) Mixing in the front of a gravity current. *Acta Mechanica* 63, 245-253.
- White, B., Helfrich, K., (2012). A general description of a gravity current front propagating in a two-layer stratified fluid, *J. Fluid Mech.* 711, 545–575.
- Yoo, J., Wildin, M., Truman, C. (1986). Initial formation of a thermocline in stratified thermal storage tanks, *ASHRAE Trans.* 92, 280–292.
- Zhu, J. (1991). A low-diffusive and oscillation-free convection scheme, *Commun. Appl. Numer. Methods* 7 (1991) 225–232.

## ΑΠΕΥΘΕΙΑΣ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΜΕΤΑΛΟΣΗΣ ΦΛΟΓΑΣ ΑΕΡΙΟΥ ΣΥΝΘΕΣΗΣ ΣΕ ΤΥΡΒΩΔΕΣ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ

Γ. Γιαννακόπουλος<sup>1</sup>, Χ. Φρουζάκης<sup>2</sup>, Α. Τομπουλίδης<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πολυτεχνική Σχολή, Πανεπιστήμιο Δυτικής Μακεδονίας

<sup>2</sup> Aerothermochemistry and Combustion Systems Laboratory, ETH Zurich, Switzerland

e-mail: [gkgiannakopoulos@uowm.gr](mailto:gkgiannakopoulos@uowm.gr)

### ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στόχος της παρούσας εργασίας είναι η απευθείας αριθμητική προσομοίωση (Direct Numerical Simulation) σφαιρικής διάδοσης του μετώπου φλόγας προανάμιξης μίγματος αερίου σύνθεσης (syngas) και αέρα σε τυρβώδες περιβάλλον, σε συνθήκες όμοιες με αυτές που συναντώνται σε κινητήρες εσωτερικής καύσης. Πραγματοποιείται παραμετρική ανάλυση της αρχικής εξέλιξης του πυρήνα της φλόγας χρησιμοποιώντας δισδιάστατες και τρισδιάστατες γεωμετρίες. Το ενδιαφέρον εστιάζεται στη μελέτη της αλληλεπίδρασης μεταξύ του μετώπου της φλόγας και του τυρβώδους ροϊκού πεδίου. Εξετάζεται η εξάρτηση του ρυθμού έκλυσης θερμότητας ( $HRR$ ) και της τυρβώδους ταχύτητας φλόγας ( $S_T$ ) από τα τοπικά χαρακτηριστικά της τύρβης (ολοκληρωτική κλίμακα μήκους  $L_T$  και ένταση  $u'$ ). Αναλύεται η χρονική εξέλιξη σημαντικών μεγεθών που χαρακτηρίζουν τη διάδοση του μετώπου της φλόγας όπως η καμπυλότητα, ο ρυθμός διάτασης και η ταχύτητα διάδοσης και εξετάζεται η τοπική διακύμανσή τους στο μέτωπο της φλόγας. Διατυπώνεται μια έκφραση για την τυρβώδη ταχύτητα μιας σφαιρικά μεταδιδόμενης φλόγας προανάμιξης η οποία βασίζεται στο ρυθμό αλλαγής της ενεργής επιφάνειας.

**Λέξεις Κλειδιά:** τυρβώδης φλόγα προανάμιξης, τυρβώδης ταχύτητα φλόγας, σφαιρική διάδοση φλόγας, ρυθμός διάτασης, αέριο σύνθεσης

### 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας που απαιτείται σήμερα για τις μεταφορές και την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας προέρχεται από την καύση υδρογονανθράκων με βάση το πετρέλαιο. Η αναμενόμενη έλλειψη πετρελαίου, σε συνδυασμό με την αυξανόμενη ζήτηση ενέργειας και την ανάγκη για έλεγχο των εκπομπών ρύπων, εγείρουν σοβαρές ανησυχίες που πρέπει να αντιμετωπιστούν άμεσα. Δεδομένου ότι η χρήση ανανεώσιμων πηγών ενέργειας δεν έχει ωριμάσει σε σημείο που να μπορεί να καλύψει πλήρως τις ενεργειακές ανάγκες, η αύξηση της απόδοσης με ταυτόχρονη μείωση των εκπομπών από τα υπάρχοντα συστήματα καύσης αποτελούν άμεσο στόχο. Η χρήση εναλλακτικών καυσίμων (πχ. υδρογόνο, αέριο σύνθεσης, μίγματα βιοκαυσίμων) απαιτεί λεπτομερή μελέτη των χαρακτηριστικών μετάδοσης της φλόγας και βελτιστοποίηση/επανασχεδιασμό των θαλάμων καύσης, καθώς αυτά παρουσιάζουν διαφορετικές φυσικοχημικές ιδιότητες. Η ανάπτυξη και ο σχεδιασμός νέων συστημάτων καύσης βασίζεται κυρίως στη διαθεσιμότητα υπολογιστικών μοντέλων και στην ικανότητά τους να προβλέπουν τις διάφορες αερο-θερμο-χημικές αλληλεπιδράσεις που λαμβάνουν χώρα σε ένα θάλαμο καύσης. Η εδραίωση υπολογιστικών συστημάτων υψηλών επιδόσεων (high performance computing) έδωσε τη δυνατότητα διεξαγωγής προσομοιώσεων υψηλής ακρίβειας που συλλαμβάνουν τέτοια φαινόμενα σε χωρική και χρονική ανάλυση που δεν μπορεί να επιτευχθεί με άλλα μέσα.

Σε πρόσφατη βιβλιογραφική ανασκόπηση (Driscoll 2008) αναφέρεται μεγάλος όγκος δεδομένων που προέκυψαν από τη μελέτη της μετάδοσης τυρβώδους φλόγας σε μεγάλο εύρος συνθηκών ροής. Τα αποτελέσματα όμως παρουσιάζουν μεγάλη διασπορά και εξαρτώνται από τη γεωμετρία του προς μελέτη συστήματος σε τέτοιο βαθμό, που η εξαγωγή αξιόπιστων συσχετίσεων είναι πολύ δύσκολη. Επιπλέον, υπάρχει μια ασάφεια ως προς το αν ο σωστός ορισμός της τυρβώδους ταχύτητας καύσης θα πρέπει να βασίζεται σε έναν ολικό/τοπικό ρυθμό κατανάλωσης των προϊόντων (consumption speed) ή σε μια τοπική ταχύτητα μετατόπισης του μετώπου της φλόγας (displacement speed). Ταυτόχρονα, ο σχηματισμός και η αρχική εξέλιξη του πυρήνα της φλόγας αποτελεί σημαντική αβεβαιότητα σε προσομοιώσεις LES (Large Eddy Simulation) και RANS (Reynolds-averaged Navier Stokes), όπου τα φαινόμενα αυτά μοντελοποιούνται με χρήση εμπειρικών σχέσεων. Η απευθείας αριθμητική προσομοίωση (Direct Numerical Simulation - DNS), σε συνδυασμό με τη χρήση λεπτομερών μηχανισμών για την περιγραφή των χημικών αντιδράσεων και των ιδιοτήτων μεταφοράς, βοηθά στη θεμελιώδη κατανόηση των φαινομένων αυτών και παρέχει σημαντικά στοιχεία για την ανάπτυξη και επαλήθευση των υπολογιστικών μοντέλων.

Οι περισσότερες απευθείας αριθμητικές προσομοιώσεις μέχρι σήμερα χρησιμοποιούν είτε τετραγωνικά υπολογιστικά πλέγματα (2D) με λεπτομερή περιγραφή των χημικών αντιδράσεων, είτε κυβικά (3D) με απλοποιημένη περιγραφή των χημικών αντιδράσεων (απλού-βήματος). Ο Thevenin και οι συνεργάτες (Thevenin 2005, Thevenin et al. 2002) χρησιμοποίησαν απλοποιημένη περιγραφή των χημικών αντιδράσεων σε δισδιάστατα και τρισδιάστατα πλέγματα για τη μελέτη σφαιρικά μεταδιδόμενης φλόγας μεθανίου σε ομογενές και ισότροπο τυρβώδες ροϊκό πεδίο. Στις συνθήκες που ερευνηθήκαν, παρατηρήθηκε ότι σε μια τρισδιάστατη φλόγα, η μέση ακτίνα της αυξάνει με σημαντικά χαμηλότερο ρυθμό σε σχέση με την αντίστοιχη δισδιάστατη. Επίσης, η μέση καμπυλότητα στην οποία υπόκειται η φλόγα κλίνει προς θετικές τιμές. Συγκρίνοντας τις ιδιότητες του μετώπου της φλόγας μεταξύ αριθμητικών προσομοιώσεων με απλοποιημένη περιγραφή της χημείας και πειραματικών μετρήσεων, οι Gashi et al. (2005) και Hult et al. (2007) σημείωσαν διαφορές μεταξύ των δισδιάστατων και τρισδιάστατων αποτελεσμάτων και τόνισαν την ανάγκη ανάπτυξης τρισδιάστατων τεχνικών μέτρησης. Οι Jenkins and Cant (2002) χρησιμοποίησαν τρισδιάστατες γεωμετρίες με απλοποιημένη χημεία και έδειξαν ότι για μικρή ένταση τύρβης ενοείται ο σχηματισμός σφαιρικών δομών της φλόγας έναντι των κυλινδρικών, ενώ σε μεγάλες τιμές της έντασης η γεωμετρία της φλόγας καθορίζεται πλήρως από τα χαρακτηριστικά της τύρβης. Χρησιμοποιώντας παρόμοιες γεωμετρίες και μεθοδολογία, οι Dunstan & Jenkins (2009) παρατήρησαν ότι παρόλο που η επιφάνεια του μετώπου της φλόγας αυξάνει με αυξανόμενη ένταση τύρβης, ο συνολικός ρυθμός αντίδρασης είναι χαμηλότερος σε σύγκριση με μια στρωτή φλόγα προανάμιξης, εξαιτίας της αυξημένης μεταφοράς θερμότητας. Η επίδραση της τύρβης στην έναυση ενός σφαιρικού πυρήνα της φλόγας μελετήθηκε από τους Klein et al. (2008), όπου παρατηρήθηκαν φαινόμενα σβέσης σε συνθήκες υψηλής έντασης τύρβης και μικρής αρχικής διαμέτρου του σφαιρικού πυρήνα.

Μόλις πρόσφατα η εδραίωση μεγάλων υπολογιστικών συστημάτων υψηλών επιδόσεων επέτρεψε την πραγματοποίηση απευθείας αριθμητικών προσομοιώσεων με λεπτομερή περιγραφή των χημικών ρυθμών αντίδρασης. Οι Fru et al. (2011) χρησιμοποίησαν χημικούς μηχανισμούς 16 στοιχείων/25 αντιδράσεων σε τρισδιάστατες κυβικές γεωμετρίες με πλευρά 11 πάχη στρωτής φλόγας (laminar flame thickness –  $\delta_{lh}$ ). Βρέθηκε ότι ο ρυθμός κατανάλωσης των αντιδρώντων αυξάνει αρχικά με αυξανόμενη ένταση τύρβης και στη συνέχεια σταθεροποιείται. Επίσης, παρατηρήθηκαν φαινόμενα σβέσης της φλόγας σε φτωχά μίγματα. Οι Pera et al. (2013), πραγματοποίησαν παραμετρική ανάλυση της μετάδοσης τυρβώδους φλόγας ισο-οκτανίου και μελέτησαν την επίδραση του παραμένουτος καυσαερίου (residual gas) στην αρχική εξέλιξη του πυρήνα της. Η ανομοιογένεια του θερμοκρασιακού πεδίου του μίγματος βρέθηκε να έχει ισχυρότερη επίδραση από αυτή της σύστασης.

Σε όλες τις παραπάνω περιπτώσεις, κύριο μειονέκτημα είναι η επιβολή περιοδικών οριακών συνθηκών (periodic b.c.) στα όρια του (τετραγωνικού ή κυβικού) υπολογιστικού πλέγματος, το μέγεθος του οποίου δεν ξεπερνά τα 50 πάχη στρωτής φλόγας. Επίσης, λόγω του αυξημένου υπολογιστικού κόστους, η προσομοίωση δε διαρκεί πάνω από 4 χημικές κλίμακες χρόνου ( $t_{flame}$ , ορίζεται στη συνέχεια). Στην παρούσα εργασία, διενεργούνται προσομοιώσεις σφαιρικής διάδοσης

τυρβώδους φλόγας προανάμιξης αερίου σύνθεσης (syngas) χρησιμοποιώντας κυκλικά (2D) και σφαιρικά (3D) υπολογιστικά πλέγματα. Με αυτό τον τρόπο αποφεύγεται η ανάγκη επιβολής περιοδικών οριακών συνθηκών, οι οποίες αντικαθίστανται με τις ρεαλιστικότερες μηδενικές Neumann (outflow b.c.). Το μέγεθος των υπολογιστικών πλεγμάτων είναι σημαντικά μεγαλύτερο, γεγονός το οποίο σε συνδυασμό με την αποδοτική μέθοδο επίλυσης επιτρέπει τη μελέτη της διάδοσης του πυρήνα της φλόγας για σημαντικό χρονικό διάστημα ( $\sim 15t_{flame}$ ). Πραγματοποιείται παραμετρική ανάλυση για τη μελέτη της επίδρασης του τυρβώδους ροϊκού πεδίου στο συνολικό ρυθμό έκλυσης θερμότητας και στην ταχύτητα του μετώπου της φλόγας.

## 2. ΡΥΘΜΟΣ ΔΙΑΤΑΣΗΣ ΚΑΙ ΤΑΧΥΤΗΤΑ ΦΛΟΓΑΣ

Ως ταχύτητα επίπεδης στρωτής φλόγας ( $S_L$ ) ονομάζεται η ταχύτητα διάδοσης του μετώπου της φλόγας σε σχέση με το εισερχόμενο άκαυστο μίγμα που βρίσκεται σε ηρεμία, όταν αυτή δεν υπόκειται σε καμπυλότητα (curvature) και παραμόρφωση (strain). Σε αντίθετη περίπτωση, η ταχύτητα διάδοσης μεταβάλλεται και εξαρτάται από το ρυθμό διάτασης (stretch rate  $K$ ), μέγεθος το οποίο συνδυάζει την επίδραση των παραπάνω φαινομένων (Matalon & Matkowsky 1982, Matalon et al. 2003). Η σχέση μεταξύ της ταχύτητας διάδοσης και του ρυθμού διάτασης είναι γραμμική και εκφράζεται μέσω μιας παραμέτρου γνωστής ως μήκος Markstein (Markstein 1964). Η παράμετρος αυτή έχει μονάδες μήκους και είναι ίδιας τάξης μεγέθους με το πάχος της φλόγας, εκφράζει την προαναφερθείσα γραμμική σχέση, ενώ ταυτόχρονα περιλαμβάνει τις επιδράσεις της σύστασης και της στοιχειομετρίας του μίγματος.

Στις περισσότερες αναλύσεις των αποτελεσμάτων, η ταχύτητα διάδοσης (displacement speed  $S_d$ ) χρησιμοποιείται για να περιγράψει την κίνηση του μετώπου της φλόγας. Ορίζεται ως η διαφορά μεταξύ της απόλυτης ταχύτητας της φλόγας (absolute flame speed  $S_a$ ) και της ταχύτητας της ροής πάνω στην ισο-επιφάνεια. Για το χαρακτηρισμό του μετώπου της φλόγας χρησιμοποιείται η ισο-επιφάνεια κάποιου βαθμωτού μεγέθους όπως η θερμοκρασία, η συγκέντρωση του καυσίμου ή κάποιου άλλου χημικού στοιχείου. Στην παρούσα μελέτη, επιλέγεται μια ισο-επιφάνεια της θερμοκρασίας. Έτσι, το κάθετο διάνυσμα σε αυτή την επιφάνεια είναι

$$\underline{n} = \frac{-\nabla T}{|\nabla T|} \quad (1)$$

με το αρνητικό πρόσημο να ορίζει τη θετική φορά προς τα αντιδρώντα. Η ταχύτητα διάδοσης ισούται με

$$S_d = \underline{w} \cdot \underline{n} - \underline{u} \cdot \underline{n} \quad (2)$$

όπου  $\underline{w}$  η απόλυτη ταχύτητα της επιφάνειας και  $\underline{u}$  η ταχύτητα της ροής. Η κάθετη συνιστώσα της απόλυτης ταχύτητας της φλόγας ορίζεται ως  $S_a = \underline{w} \cdot \underline{n}$ . Χρησιμοποιώντας τη θερμοκρασία ως μεταβλητή προόδου, η ταχύτητα διάδοσης ενός σημείου πάνω στην επιφάνεια της φλόγας μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση ενέργειας σύμφωνα με την παρακάτω σχέση:

$$S_d = \frac{1}{\rho c_p |\nabla T|} \left[ - \sum_{i=1}^N h_i \dot{\omega}_i + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - \rho \sum_{i=1}^N c_{p_i} Y_i \mathbf{V}_i \cdot \nabla T \right] \quad (3)$$

Ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους αναφέρεται στην έκλυση θερμότητας λόγω των χημικών αντιδράσεων, ενώ οι άλλοι δύο όροι λαμβάνουν υπ' όψη τη μετάδοση θερμότητας με αγωγή και λόγω διάχυσης (Poinsot and Veynante 2001).

Η καμπυλότητα  $\kappa$  ενός σημείου της ισο-επιφάνειας είναι ίση με την απόκλιση του κάθετου διανύσματος

$$\kappa = \nabla \cdot \underline{n} \quad (4)$$

ενώ ο ρυθμός διάτασης μπορεί να υπολογιστεί αναλυτικά ως

$$K = -\underline{n} \cdot \nabla \times (\underline{u} \cdot \underline{n}) + (\underline{w} \cdot \underline{n})(\nabla \cdot \underline{n}) \quad (5)$$

Σε μια κυκλικά (2D) ή σφαιρικά (3D) μεταδιδόμενη τυρβώδη φλόγα είναι χρήσιμο να οριστούν επιπρόσθετα κάποιες στιγμιαίες μέσες τιμές των παραπάνω μεγεθών. Έτσι, η μέση καμπυλότητα μπορεί να οριστεί ως  $\kappa_m = 1/R_m$  για κυκλικά και  $\kappa_m = 2/R_m$  για σφαιρικά μεταδιδόμενες φλόγες, όπου  $R_m$  είναι η μέση ακτίνα της φλόγας και ισούται με τη μέση τιμή των μέτρων των διανυσμάτων θέσης όλων των σημείων της ισο-επιφάνειας. Ο μέσος ρυθμός διάτασης  $K_m$  αποτελεί τη χρονική παράγωγο του λογαρίθμου μιας στοιχειώδους επιφάνειας  $A$  του μετώπου της φλόγας

$$K_m = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (6)$$

και προκύπτει ίσος με  $K_m = \kappa_m \dot{R}_m$  για κυκλικά και  $K_m = 2\kappa_m \dot{R}_m$  για σφαιρικά μεταδιδόμενες φλόγες, όπου το σύμβολο « $\dot{\phantom{x}}$ » δηλώνει παραγωγή ως προς το χρόνο.

Βασική πρόκληση στη μελέτη της καύσης σε τυρβώδεις περιβάλλον αποτελεί ο προσδιορισμός της τυρβώδους ταχύτητας του μετώπου της φλόγας ( $S_T$ ). Σε αντίθεση με τη στρωτή ταχύτητα φλόγας, η οποία αποτελεί φυσικο-χημική ιδιότητα του καύσιμου μίγματος, η τυρβώδης ταχύτητα φλόγας εξαρτάται επίσης από τις τοπικές συνθήκες ροής και επηρεάζεται τόσο από την αύξηση της επιφάνειας του μετώπου της φλόγας εξαιτίας της αλληλεπίδρασης με την τύρβη, όσο και από την τοπική διακύμανσή της λόγω του ρυθμού διάτασης. Ως αποτέλεσμα, αναζητείται η κατάλληλη διατύπωση για την περιγραφή της τυρβώδους ταχύτητας και τη συσχέτισή της με τα χαρακτηριστικά του τυρβώδους ροϊκού πεδίου (ολοκληρωτική κλίμακα μήκους  $L_T$  και ένταση τύρβης  $u'$ ). Ο Damköhler (1961) διατύπωσε την παρακάτω έκφραση για την τυρβώδη ταχύτητα

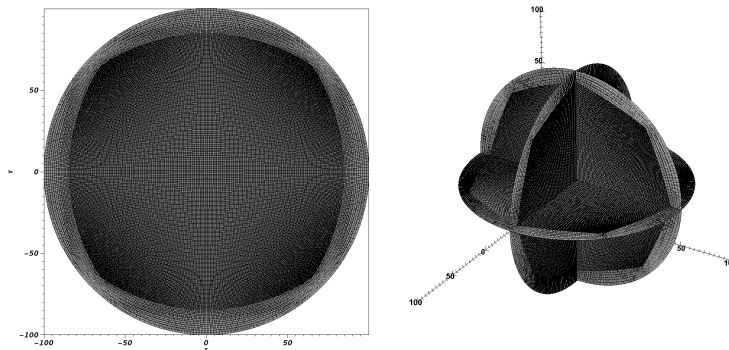
$$\frac{S_T}{S_L} = \frac{A_T}{A_L} \quad (7)$$

όπου  $A_L$  και  $A_T$  η επιφάνεια της στρωτής και τυρβώδους φλόγας αντίστοιχα. Σύμφωνα με την παραπάνω σχέση, ο λόγος της τυρβώδους προς τη στρωτή ταχύτητα φλόγας ισούται με το λόγο των επιφανειών. Έτσι, η αύξηση της ταχύτητας της φλόγας θεωρείται ίση με την αύξηση της επιφάνειάς της. Η αύξηση της επιφάνειας επιτυγχάνεται μέσω της αλληλεπίδρασης με τις δομές του τυρβώδους ροϊκού πεδίου (flame wrinkling) και τη δημιουργία πτυχώσεων σε αυτή. Παρόλο που η σχέση αυτή έχει χρησιμοποιηθεί με επιτυχία σε επίπεδες τυρβώδεις φλόγες, δεν είναι ξεκάθαρο το πώς μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να περιγράψει την κίνηση σφαιρικά μεταδιδόμενων μετώπων. Η δυσκολία εστιάζεται στον κατάλληλο ορισμό της επιφάνειας της στρωτής φλόγας  $A_L$ . Στην παρούσα εργασία πραγματοποιείται μια προσπάθεια προσαρμογής της παραπάνω σχέσης σε φλόγες που μεταδίδονται σφαιρικά.

### 3. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ

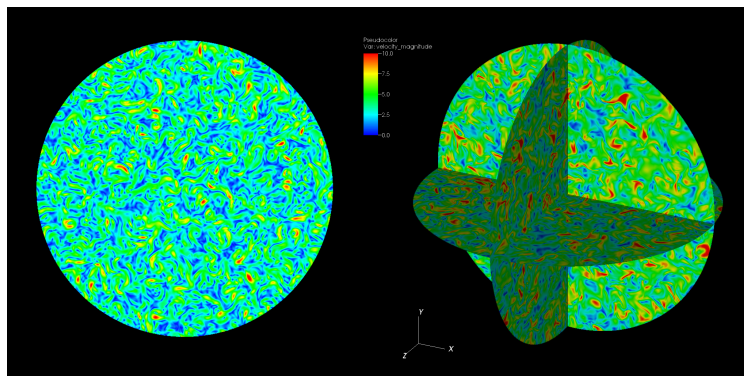
Οι εξισώσεις διατήρησης της μάζας, της ορμής, της ενέργειας και των χημικών στοιχείων ολοκληρώνονται στο όριο του χαμηλού αριθμού Mach (Rehm & Baum 1978). Υιοθετώντας αυτή την παραδοχή, φαινόμενα που σχετίζονται με τη διάδοση ακουστικών κυμάτων αποκόπτονται - διευκολύνοντας την αριθμητική ολοκλήρωση-, ενώ λαμβάνονται υπ' όψη οι μεταβολές της πυκνότητας λόγω έκλυσης θερμότητας και αύξησης της θερμοκρασίας. Το καύσιμο μίγμα θεωρείται ιδανικό και οι ταχύτητες διάχυσης των στοιχείων δίνονται από το νόμο του Fick. Οι εξισώσεις διακριτοποιούνται στο χώρο χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των φασματικών πεπερασμένων στοιχείων (Patera 1984 και Deville et al. 2002), σε ένα υπολογιστικό πλέγμα που αποτελείται από καμπυλωμένα τετράεδρα (2D) ή εξάεδρα (3D) φασματικά στοιχεία πολυωνυμικού βαθμού  $N$  (πολυώνυμα Gauss-Lobatto-Legendre). Οι διακριτοποιημένες εξισώσεις ολοκληρώνονται στο χρόνο χρησιμοποιώντας τον nek5000 (Fischer et al. 2008), έναν εξαιρετικά αποδοτικό παράλληλο κώδικα, σε συνδυασμό με την εφαρμογή ενός αλγόριθμου επίλυσης ροών με χημικές αντιδράσεις και χαμηλούς αριθμούς Mach (Tomboulides et al. 1997). Οι εξισώσεις της συνέχειας και της διατήρησης της ορμής ολοκληρώνονται χρησιμοποιώντας μια ημι-ρητή (semi-explicit) μέθοδο, ενώ οι εξισώσεις της ενέργειας και των χημικών στοιχείων είναι πεπλεγμένες και υπολογίζονται με τη βοήθεια του CVODE (Byrne 1999).

Πραγματοποιήθηκε μεγάλος αριθμός παραμετρικών προσομοιώσεων σε δύο και τρεις διαστάσεις και μελετήθηκε η αρχική εξέλιξη του σφαιρικού πυρήνα της φλόγας μίγματος αερίου σύνθεσης σε ομογενές και ισότροπο τυρβώδες ροϊκό πεδίο. Μεταβαλλόμενες παράμετροι ήταν η σύσταση του καυσίμου (λόγος CO/H<sub>2</sub>), ο λόγος ισοδυναμίας  $\phi$ , η κλίμακα μήκους  $L_T$  και η ένταση  $u'$  της τύρβης. Στην παρούσα εργασία, η οποία είναι μια πρώτη προσπάθεια ανάλυσης των αποτελεσμάτων, διερευνάται η επίδραση των χαρακτηριστικών της τύρβης στη διάδοση του πυρήνα της φλόγας. Ο λόγος CO/H<sub>2</sub> είναι σταθερός και ίσος με 3:1 και το καύσιμο μίγμα είναι στοιχειομετρικό, ενώ η θερμοκρασία και η πίεσή του είναι  $T_u=750\text{K}$  και  $p=8\text{atm}$  αντίστοιχα. Για την περιγραφή των χημικών αντιδράσεων χρησιμοποιείται ένας μηχανισμός 12 στοιχείων/35 αντιδράσεων (Metcalf 2013). Οι βιβλιοθήκες CHEMKIN (Kee et al. 1996) χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό των θερμοδυναμικών ιδιοτήτων, των ιδιοτήτων μεταφοράς και των ρυθμών αντίδρασης. Το πάχος της στρωτής επίπεδης φλόγας (που ορίζεται ως  $\delta_{th} = (T_b - T_u)/(dT/dx)_{max}$ ), η στρωτή ταχύτητα επίπεδης φλόγας ( $S_L$ ) και η σύσταση και θερμοκρασία του καυσαερίου υπολογίζονται με τη βοήθεια του PREMIX (Kee et al 1985). Το μήκος  $\delta_{th}$ , η ταχύτητα  $S_L$ , η θερμοκρασία  $T_u$  και η συγκέντρωση των χημικών στοιχείων στο άκαυστο μίγμα, αποτελούν τις ποσότητες αναφοράς και χρησιμοποιούνται στην αδιαστατοποίηση των εξισώσεων.



**Σχήμα 1:** Απεικόνιση του διασδιάστατου (αριστερά) και τομή του τρισδιάστατου πλέγματος (δεξιά), αποτελούμενα από φασματικά στοιχεία πολυωνυμικού βαθμού  $N=4$  (οι προσομοιώσεις πραγματοποιήθηκαν χρησιμοποιώντας πολώνυμα  $9^{\text{ου}}$  βαθμού).

Μία απεικόνιση των υπολογιστικών πλεγμάτων που κατασκευάστηκαν για την πραγματοποίηση των προσομοιώσεων παρουσιάζεται στο Σχήμα 1. Το πλεονέκτημα της χρησιμοποίησης κυκλικών και σφαιρικών γεωμετριών είναι το γεγονός ότι με αυτό τον τρόπο οι μόνες οριακές συνθήκες που επιβάλλονται είναι οι μηδενικές Neumann (zero Neumann – outflow b.c.) για όλες τις μεταβλητές. Έτσι, προσομοιώνεται ένας «ανοικτός» όγκος ελέγχου και αγνοούνται φαινόμενα που σχετίζονται με την αύξηση της πίεσης λόγω έκλυσης θερμότητας (confinement effects). Η διάμετρος των πλεγμάτων είναι ίση με  $200\delta_{th}$  και ο συνολικός αριθμός των φασματικών πεπερασμένων στοιχείων είναι  $33600$  (2D) και  $1,5 \times 10^6$  (3D), με πολυωνυμικό βαθμό  $N=9$ . Ο συνολικός αριθμός σημείων ανέρχεται σε  $3,36 \times 10^6$  και  $1,5 \times 10^9$  αντίστοιχα και επιτυγχάνεται μια μέση ανάλυση του πλέγματος ίση με 10 σημεία ανά πάχος φλόγας.

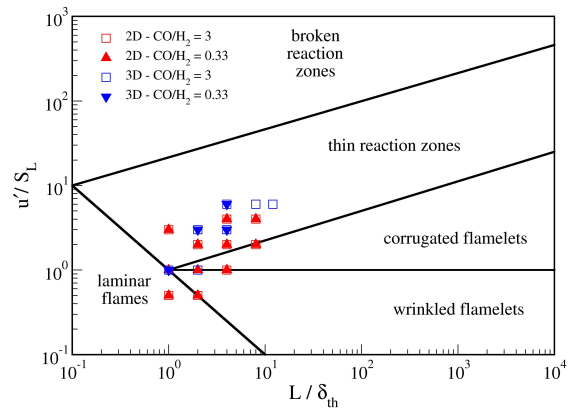


**Σχήμα 2:** Αρχικό τυρβώδες πεδίο ταχυτήτων (ισουψείς του μέτρου της ταχύτητας) για δισδιάστατους (αριστερά) και τρισδιάστατους (δεξιά) υπολογισμούς.



Για την παραγωγή του αρχικού τυρβώδους ροϊκού πεδίου χρησιμοποιείται μια γεννήτρια συνθετικής τύρβης (Smirnov et al. 2001). Η τεχνική βασίζεται στη σύνθεση ενός διανυσματικού πεδίου χωρίς απόκλιση (divergent-free) από ένα σύνολο αρμονικών Fourier για τη δημιουργία ενός ομογενούς και ισότροπου τυρβώδους πεδίου ταχυτήτων με προκαθορισμένα χαρακτηριστικά (κλίμακα μήκους  $L_T$  και ένταση τύρβης  $u'$ ). Στο Σχήμα 2 παρουσιάζεται ενδεικτικά ένα αρχικό πεδίο ταχυτήτων σε δύο και τρεις διαστάσεις.

Στη συνέχεια, αφού εξακριβωθεί η σωστή λειτουργία της γεννήτριας τύρβης και επαληθευτεί ότι το τυρβώδες πεδίο διαθέτει τα επιθυμητά χαρακτηριστικά (βλ. Παράγραφο 4.1), γίνεται υπέρθεση σε αυτό ενός κυκλικού ή σφαιρικού πυρήνα της φλόγας. Χρησιμοποιείται δηλαδή ένα προφίλ υπερβολικής εφαπτομένης για να διαχωρίσει τις τιμές της θερμοκρασίας και της συγκέντρωσης των χημικών στοιχείων μεταξύ άκαυστου μίγματος και καυσαερίων. Με αυτό τον τρόπο, ένας αρχικά στρωτός πυρήνας αλληλεπιδρά με την τύρβη και πολύ γρήγορα η διάδοσή του γίνεται τυρβώδης. Ανάλογα με τα χαρακτηριστικά της τύρβης που συναντά ο πυρήνας της φλόγας, διακρίνονται διάφορες περιοχές (regimes) με όμοια χαρακτηριστικά διάδοσης της φλόγας, οι οποίες παρουσιάζονται στο Σχήμα 3 σε ένα τυπικό διάγραμμα τυρβώδους καύσης (Peters 1999). Όπως φαίνεται το σύνολο των προσομοιώσεων βρίσκεται στην περιοχή φλογιδίων (corrugated flamelets) και κυρίως στην περιοχή της λεπτής ζώνης αντίδρασης (thin reaction zone), όπου οι δίνες έχουν τέτοιο μέγεθος και ένταση, ώστε μπορούν να εισχωρήσουν στη ζώνη προθέρμανσης (preheat zone) αλλά όχι στη λεπτή ζώνη της αντίδρασης (reaction zone).

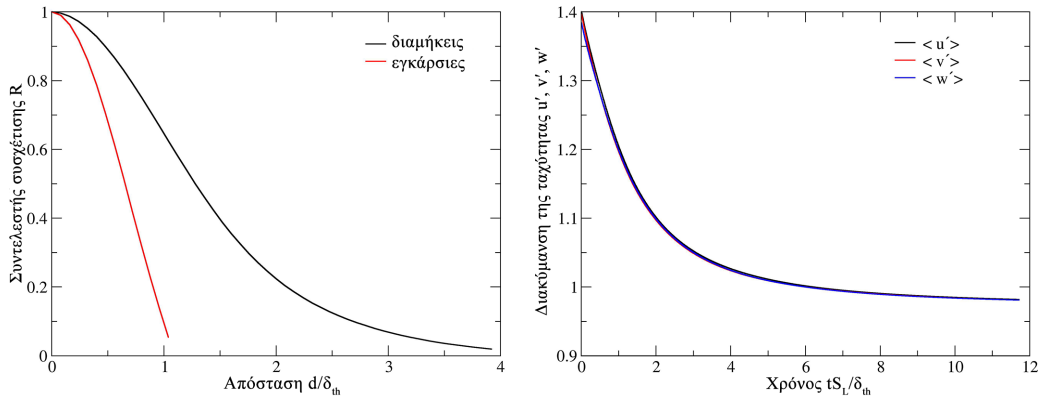


**Σχήμα 3:** Τυπικό διάγραμμα τυρβώδους καύσης κατά Peters. Σημειώνονται οι συνθήκες που μελετήθηκαν στην παρούσα εργασία.

## 4. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

### 4.1 Προσομοίωση χωρίς καύση

Το πρώτο στάδιο της μελέτης αφορά στην επαλήθευση τη μεθόδου που χρησιμοποιείται για τη δημιουργία του τυρβώδους πεδίου ταχυτήτων. Για την εξασφάλιση της ομογένειας και της ισοτροπίας του πεδίου απαιτείται η διενέργεια προσομοιώσεων χωρίς καύση (cold flow) και ο υπολογισμός των χωρικών συσχετίσεων και των διακυμάνσεων της ταχύτητας σε όλες τις κατευθύνσεις. Με ολοκλήρωση των διαμήκων συσχετίσεων της ταχύτητας προκύπτει η ολοκληρωτική κλίμακα μήκους της τύρβης  $L_T$  (Σχήμα 4-αριστερά). Επίσης, σε ένα ομογενές τυρβώδες πεδίο, το ολοκλήρωμα των εγκάρσιων συσχετίσεων πρέπει να είναι ίσο με το μισό της τιμής της κλίμακας μήκους  $L_T$ . Στο Σχήμα 4 (δεξιά) παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη των διακυμάνσεων της ταχύτητας στις τρεις κατευθύνσεις, όπου εξασφαλίζεται η ισοτροπία του τυρβώδους πεδίου. Σημειώνεται ότι, στους υπολογισμούς με καύση, ως αρχική συνθήκη για την ταχύτητα χρησιμοποιήθηκε το πεδίο μετά το πέρας μιας χημικής χρονικής μονάδας σε κάθε περίπτωση ( $t_{flame} = \delta_{th}/S_L$ ). Έτσι, δίνεται χρόνος ώστε να εξελιχθεί το ροϊκό πεδίο σε ένα πεδίο χωρίς απόκλιση (δηλαδή να αποτελεί λύση των εξισώσεων Navier-Stokes) και να εξασφαλιστεί ότι η τυρβώδης κινητική ενέργεια δε φθίνει σε μεγάλο βαθμό μέχρι το τέλος της προσομοίωσης.



**Σχήμα 4:** Εγκάρσιες και διαμήκειες χωρικές συσχετίσεις της ταχύτητας (αριστερά) και χρονική εξέλιξη των διακυμάνσεων της ταχύτητας στις τρεις κατευθύνσεις (δεξιά) για προσομοίωση με κλίμακα μήκους  $L_T = 1,5\delta_{th}$ .

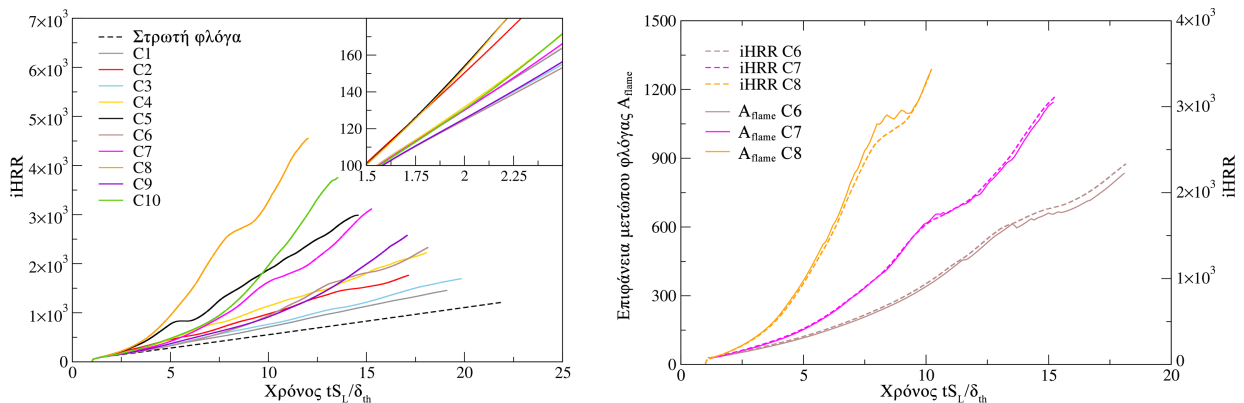
### 4.2 Επίδραση της τύρβης στο συνολικό ρυθμό έκλυσης θερμότητας

Στη συνέχεια εξετάστηκε η επίδραση των χαρακτηριστικών της τύρβης στην εξέλιξη του πυρήνα της φλόγας. Το φαινόμενο της διάδοσης της φλόγας σε τυρβώδες περιβάλλον χαρακτηρίζεται από δύο διακριτές χρονικές κλίμακες (time scales), του χαρακτηριστικού χρόνου της τυρβώδους ροής (eddy turnover time -  $t_{flow} = L_T / u'$ ) και των χημικών αντιδράσεων (chemical time scale -  $t_{flame} = \delta_{th} / S_L$ ). Ο αδιάστατος αριθμός Damköhler αποτελεί το λόγο των δύο αυτών μεγεθών  $Da = t_{flow} / t_{flame}$ . Έτσι, αναλύθηκε η επίδραση του αριθμού  $Da$  στο ρυθμό έκλυσης θερμότητας για μια σειρά 2D προσομοιώσεων με διαφορετικά χαρακτηριστικά τύρβης, τα οποία συνοψίζονται στον Πίνακα 1.

**Πίνακας 1:** Παράμετροι του αρχικού τυρβώδους ροϊκού πεδίου των 2D προσομοιώσεων.

|                   | C1        | C2  | C3  | C4  | C5  | C6  | C7  | C8  | C9  | C10 |
|-------------------|-----------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| $u'/S_L$          | 0,8       | 1,3 | 0,8 | 1,3 | 1,9 | 1,3 | 2,0 | 3,5 | 2,0 | 3,6 |
| $L_T/\delta_{th}$ | 1,6       | 1,6 | 2,5 | 2,6 | 2,7 | 4,0 | 4,0 | 4,2 | 6,7 | 6,4 |
| $Da$              | 2,0       | 1,2 | 3,1 | 2,0 | 1,4 | 3,1 | 2,0 | 1,2 | 3,4 | 1,8 |
| $S_L$             | 2,789 m/s |     |     |     |     |     |     |     |     |     |
| $\delta_{th}$     | 63,5 μm   |     |     |     |     |     |     |     |     |     |

Στο Σχήμα 5 (αριστερά) παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη του συνολικού ρυθμού έκλυσης θερμότητας για τις παραπάνω περιπτώσεις. Όπως παρατηρείται, μεγαλύτερη ένταση τύρβης συνεπάγεται αύξηση του συνολικού ρυθμού έκλυσης θερμότητας. Για χαμηλή ένταση τύρβης, η εξέλιξη του ρυθμού έκλυσης θερμότητας είναι σχεδόν γραμμική, ενώ για υψηλότερες τιμές η αύξησή του έχει εκθετική μορφή. Στο ένθετο διάγραμμα του ίδιου σχήματος μεγεθύνεται η περιοχή των αρχικών σταδίων



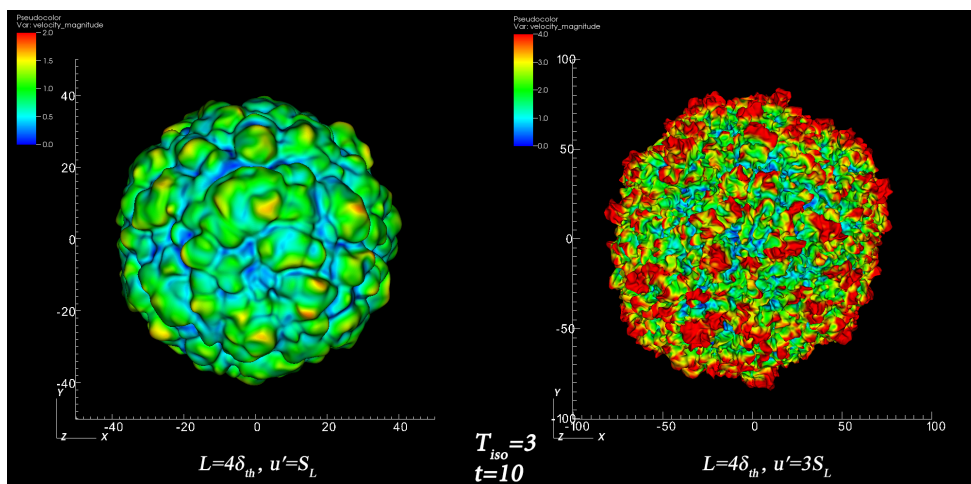
**Σχήμα 5:** Χρονική εξέλιξη του συνολικού ρυθμού έκλυσης θερμότητας (iHRR) για προσομοιώσεις με διαφορετικά χαρακτηριστικά τύρβης (αριστερά) και σύγκριση μεταξύ της επιφάνειας του μετώπου της φλόγας και του ρυθμού έκλυσης θερμότητας για τρεις επιλεγμένες περιπτώσεις (δεξιά).

της προσομοίωσης ( $t_{flame}=1,5-2,5$ ), όπου ο αρχικά στρωτός πυρήνας της φλόγας αρχίζει να αλληλεπιδρά με το τυρβώδες ροϊκό πεδίο. Όπως είναι φανερό, τα αποτελέσματα ομαδοποιούνται ανάλογα με τον αριθμό  $Da$  (βλ. επίσης Πίνακα 1). Έτσι, περιπτώσεις με ίδιο αριθμό  $Da$  συμπεριφέρονται όμοια, παρόλο που τα επιμέρους χαρακτηριστικά της τύρβης είναι διαφορετικά σε κάθε περίπτωση. Αυξανόμενου του αριθμού  $Da$ , μειώνεται η επίδραση της τύρβης στην αύξηση του ρυθμού έκλυσης θερμότητας.

Ο μηχανισμός μέσω του οποίου επιτυγχάνεται αυτή η αύξηση του ρυθμού έκλυσης θερμότητας παρουσιάζεται στο Σχήμα 5 (δεξιά). Υπολογίζεται η χρονική εξέλιξη της επιφάνειας (μήκος σε δύο διαστάσεις) του μετώπου της φλόγας και συγκρίνεται με την αντίστοιχη του ρυθμού έκλυσης θερμότητας. Όπως είναι φανερό, υπάρχει μια ευθέως ανάλογη σχέση μεταξύ των δύο μεγεθών, η οποία υποδηλώνει ότι καθοριστικός παράγοντας για την εν λόγω αύξηση είναι η αύξηση της επιφάνειας του μετώπου της φλόγας μέσω της δημιουργίας πτυχώσεων που δημιουργούνται από την τύρβη. Είναι επομένως χρήσιμο να αναζητηθούν συσχετίσεις για τη διερεύνηση των τοπικών χαρακτηριστικών που οδηγούν σε αυτή τη συμπεριφορά.

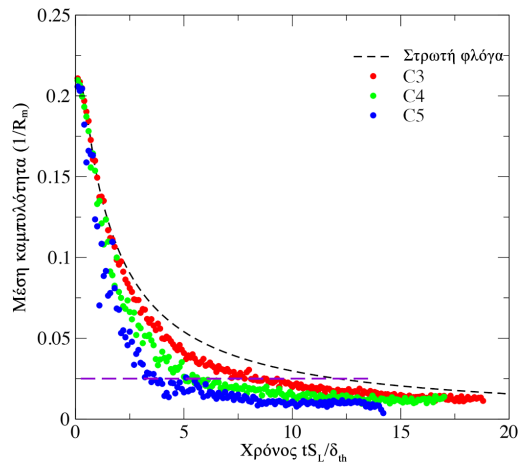
### 4.3 Επίδραση της τύρβης στα τοπικά χαρακτηριστικά του μετώπου της φλόγας

Στο Σχήμα 6 απεικονίζεται η στιγμιαία επιφάνεια του μετώπου της φλόγας για διαφορετικά χαρακτηριστικά του τυρβώδους ροϊκού πεδίου. Παρατηρεί κανείς ότι στην περίπτωση αυξημένης έντασης τύρβης (Σχήμα 6-δεξιά) εμφανίζονται περισσότερες πτυχώσεις, ενώ η μέση ακτίνα του μετώπου της φλόγας είναι σημαντικά αυξημένη ( $R_m \approx 80\delta_{th}$ ) σε σχέση με την περίπτωση της μικρότερης έντασης τύρβης ( $R_m \approx 40\delta_{th}$ ) (Σχήμα 6-αριστερά).



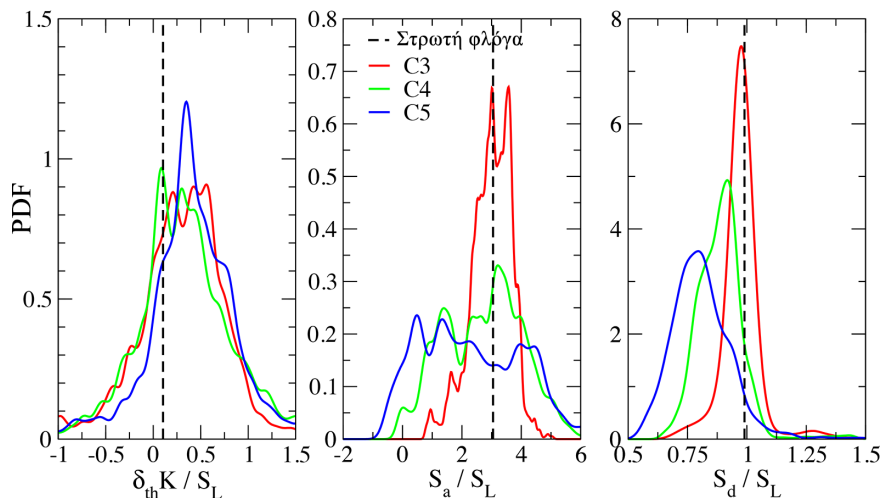
**Σχήμα 6:** Στιγμιαία απεικόνιση ( $t_{flame}=10\delta_{th}/S_L$ ) του τρισδιάστατου μετώπου της φλόγας (ισο-επιφάνεια θερμοκρασίας  $T=3T_u$ ) για διαφορετικές αρχικές συνθήκες τύρβης (αριστερά:  $L_T=4\delta_{th}$ ,  $u'=S_L$ , δεξιά:  $L_T=4\delta_{th}$ ,  $u'=3S_L$ ). Η επιφάνεια είναι χρωματισμένη με το μέτρο της ταχύτητας της ροής.

Για το λόγο αυτό, για συγκριθούν μεταξύ τους διαφορετικές περιπτώσεις, έχει νόημα να αναλυθούν στατιστικά ορισμένα τοπικά χαρακτηριστικά του μετώπου της φλόγας, όταν αυτά βρίσκονται στην ίδια μέση ακτίνα (ή ισοδύναμα έχουν την ίδια μέση καμπυλότητα) και όχι κατά την ίδια χρονική στιγμή, όπως συχνά συναντάται στη βιβλιογραφία. Στο Σχήμα 7 παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη της μέσης καμπυλότητας για στρωτή και τυρβώδη διάδοση μετώπου υπό διαφορετική ένταση τύρβης (βλ. Πίνακα 1). Η οριζόντια διακεκομμένη γραμμή αντιστοιχεί σε μέση καμπυλότητα  $\kappa_m=0,025$ , που ισοδυναμεί με μια μέση ακτίνα  $R_m=40\delta_{th}$ .



**Σχήμα 7:** Χρονική εξέλιξη της μέσης καμπυλότητας για διάφορες τιμές έντασης τύρβης (βλ. Πίνακα 1).

Το Σχήμα 8 περιλαμβάνει τα αποτελέσματα της στατιστικής ανάλυσης των δεδομένων σύμφωνα με τα παραπάνω. Υπολογίστηκαν οι συναρτήσεις πυκνότητας πιθανότητας (probability density functions) του ρυθμού διάτασης, της απόλυτης ταχύτητας και της ταχύτητας διάδοσης του μετώπου της φλόγας για διαφορετική ένταση τύρβης. Έτσι, καταγράφονται όχι μόνο οι μέσες τιμές των ποσοτήτων που ενδιαφέρουν, αλλά και η διακύμανσή τους πάνω στην επιλεγμένη ισο-επιφάνεια. Εύκολα παρατηρεί κανείς ότι με αυξανόμενη ένταση τύρβης, η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας του ρυθμού διάτασης μετατοπίζεται προς μεγαλύτερες τιμές (η πιθανότητα εύρεσης αρνητικής τιμής είναι μικρότερη). Το γεγονός αυτό συνδέεται άμεσα με τη δημιουργία περισσότερων πτυχώσεων και τελικά σε αύξηση της επιφάνειας του μετώπου της φλόγας (βλ. επίσης Σχήμα 5).



**Σχήμα 8:** Συναρτήσεις πυκνότητας πιθανότητας του ρυθμού διάτασης (αριστερά), της απόλυτης ταχύτητας (κέντρο) και της σχετικής ταχύτητας διάδοσης (δεξιά), για την ίδια μέση καμπυλότητα (βλ. Σχήμα 7) και διαφορετικές τιμές έντασης της τύρβης.

Όσον αφορά στη διακύμανση της απόλυτης ταχύτητας (Σχήμα 8-κέντρο), για μεγαλύτερη ένταση τύρβης παρατηρείται αύξηση της διασποράς των τιμών της συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας. Μάλιστα, για μεγάλες τιμές της έντασης (περίπτωση C5) παρατηρούνται ακόμα και αρνητικές τιμές της απόλυτης ταχύτητας. Αυτό πιθανώς σχετίζεται με την αύξηση του πάχους της φλόγας (flame brush) σε μια τυρβώδη φλόγα προανάμιξης, φαινόμενο που δεν αναλύεται στην παρούσα εργασία. Τέλος, η σχετική ταχύτητα διάδοσης (Σχήμα 8-δεξιά) μειώνεται με την αύξηση της έντασης της τύρβης, συμπεριφορά που συναντάται επίσης σε στρωτές φλόγες (γραμμική σχέση μεταξύ του ρυθμού διάτασης και της ταχύτητας διάδοσης, βλ. Παράγραφο 2).

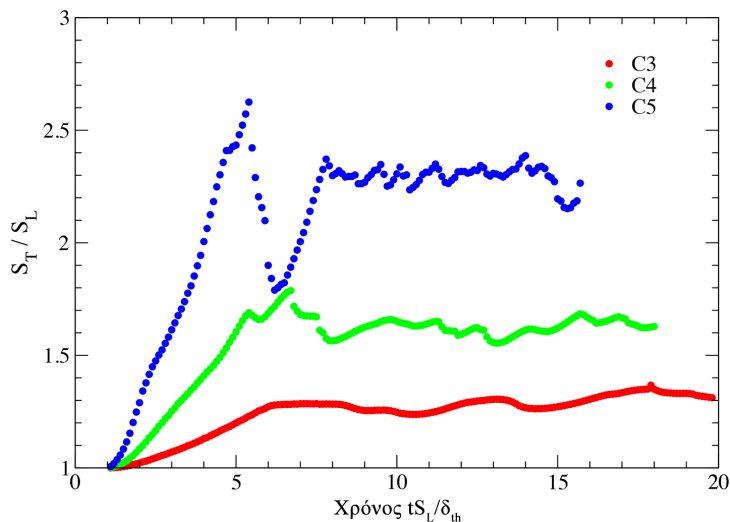
#### 4.4 Τυρβώδης ταχύτητα φλόγας

Από τα παραπάνω είναι φανερό πως η ταχύτητα του μετώπου μιας τυρβώδους φλόγας προανάμιξης μπορεί να περιγραφεί με διάφορους τρόπους. Όπως διαπιστώθηκε στην Παράγραφο 4.1, ο ρυθμός έκλυσης θερμότητας συνδέεται άμεσα με την αύξηση της επιφάνειας. Είναι λογικό λοιπόν να αναζητηθεί ένας ορισμός που να μπορεί να λάβει υπ' όψη του το εν λόγω φαινόμενο. Στόχος αυτής της ενότητας είναι η διατύπωση μιας έκφρασης η οποία βασίζεται στην αρχή του Damköhler (7), προσαρμοσμένη όμως κατάλληλα σε σφαιρικά μεταδιδόμενες τυρβώδεις φλόγες.

Το πρόβλημα εστιάζεται στην κατάλληλη περιγραφή της επιφάνειας  $A_L$  που εμφανίζεται στη σχέση (7). Σε μια σφαιρικά μεταδιδόμενη φλόγα, η επιφάνεια αυτή μπορεί να περιγραφεί ως η επιφάνεια μιας στρωτής φλόγας με ακτίνα ίση με τη μέση ακτίνα της τυρβώδους φλόγας, δηλαδή

$$A_{L,2D} = 2\pi R_m \quad \text{και} \quad A_{L,3D} = 4\pi R_m^2 \quad (8)$$

για δύο και τρεις διαστάσεις αντίστοιχα. Στο Σχήμα 9 παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη της ταχύτητας  $S_T$  για κυκλικά μεταδιδόμενες φλόγες διαφορετικής τιμής έντασης της τύρβης. Η ταχύτητα αυτή αρχικά αυξάνεται με ρυθμό που είναι υψηλότερος όσο μεγαλώνει η ένταση του τυρβώδους ροϊκού πεδίου που συναντά το μέτωπο της φλόγας. Στη συνέχεια, η τιμή της ισορροπεί και μεταβάλλεται γύρω από μια τιμή διαφορετική για κάθε περίπτωση. Ενδιαφέρον προκαλεί επίσης το γεγονός ότι η ταχύτητα της φλόγας σταματά να αυξάνει περίπου τη χρονική στιγμή  $t_{flame}=5$  σε όλες τις περιπτώσεις. Το γεγονός αυτό θα αποτελέσει αντικείμενο μελέτης μελλοντικής εργασίας.



**Σχήμα 9:** Χρονική εξέλιξη της τυρβώδους ταχύτητας φλόγας για δισδιάστατες τυρβώδεις φλόγες προανάμιξης διαφορετικής έντασης τύρβης χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (7) και (8).

## 5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε μια παραμετρική μελέτη της μετάδοσης μετώπου φλόγας αερίου σύνθεσης σε τυρβώδες περιβάλλον. Εξετάστηκε η επίδραση των χαρακτηριστικών του τυρβώδους ροϊκού πεδίου στο ρυθμό έκλυσης θερμότητας σε δισδιάστατες και τρισδιάστατες γεωμετρίες. Από την ανάλυση των αποτελεσμάτων προέκυψε ότι η μετάβαση του πυρήνα της φλόγας από στρωτή σε τυρβώδη εξαρτάται άμεσα από τη σχέση μεταξύ της χρονικής κλίμακας των χημικών αντιδράσεων και της χρονικής κλίμακας του ροϊκού πεδίου, η οποία εκφράζεται μέσω του αδιάστατου αριθμού Damköhler. Καθοριστική παράμετρο για τη μετέπειτα εξέλιξη του ρυθμού έκλυσης θερμότητας αποτελεί η αύξηση της ενεργής επιφάνειας του μετώπου της φλόγας. Η αύξηση αυτή είναι αποτέλεσμα του ρυθμού διάτασης στον οποίο υπόκειται η φλόγα, φαινόμενο που εκφράζεται μέσω

της δημιουργίας πτυχώσεων στην επιφάνειά της. Όσο μεγαλύτερη είναι η ένταση της τύρβης, τόσο μεγαλύτερος είναι ο ρυθμός διάτασης.

Αναλύθηκαν στατιστικά ορισμένες ποσότητες με τρόπο ώστε να μπορεί να μελετηθεί η τοπική διακύμανσή τους πάνω σε μια ισο-επιφάνεια που χαρακτηρίζει το μέτωπο της φλόγας. Βρέθηκε ότι παράμετροι όπως ο ρυθμός διάτασης, η απόλυτη ταχύτητα και η σχετική ταχύτητα διάδοσης της φλόγας δεν είναι σταθερές, αλλά μεταβάλλονται σημαντικά από σημείο σε σημείο της ίδιας επιφάνειας. Το γεγονός αυτό οδήγησε στην αναζήτηση εκφράσεων για την περιγραφή της τυρβώδους ταχύτητας της φλόγας. Έτσι, προσαρμόστηκε η αρχή του Damköhler σε κυκλικά μεταδιδόμενες φλόγες και υπολογίστηκε η ταχύτητά τους. Μια ολοκληρωμένη ανάλυση θα πρέπει να εξετάσει τη συμπεριφορά αυτής της σχέσης σε τριδιάστατες σφαιρικές γεωμετρίες.

Η παρούσα εργασία αποτελεί μια πρώτη προσπάθεια κατανόησης των πολύπλοκων φαινομένων που λαμβάνουν χώρα κατά την τυρβώδη καύση. Η πολυ-παραμετρικές προσομοιώσεις που έχουν πραγματοποιηθεί μπορούν να συνεισφέρουν σημαντικά προς αυτή την κατεύθυνση. Άλλες παράμετροι, όπως η σύσταση και ο λόγος ισοδυναμίας του μίγματος, ενεργοποιούν φαινόμενα θερμοδιάχυσης, τα οποία σε συνδυασμό με τη στοχαστικότητα που χαρακτηρίζει την τύρβη καθιστούν ακόμη δυσκολότερη την εξαγωγή ασφαλών συμπερασμάτων. Για το λόγο αυτό, είναι απαραίτητη αρχικά η κατανόηση των βασικών μηχανισμών της αλληλεπίδρασης μεταξύ του μετώπου της φλόγας και του τυρβώδους ροϊκού πεδίου, στόχος που αποτελεί αντικείμενο αυτής της εργασίας.

## **ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ**

Οι συγγραφείς ευχαριστούν θερμά το Argonne National Laboratory των ΗΠΑ για την παραχώρηση υπολογιστικού χρόνου στις συστοιχίες παράλληλων επεξεργαστών στα πλαίσια του προγράμματος INCITE με τίτλο «DNS of Forced- and Auto-Ignition in Spherical and Engine-Like Geometries». Η παρούσα έρευνα έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ)–Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: Ηράκλειτος II, Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου (ΓΓ). Επίσης, έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση μέσω του EU-FP7-SST-2008-RTD-1 (grant 233615-LESSCCV) (ΑΤ).

**ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ**

- Byrne G., and Hindmarsh A. (1999) PVODE, an ODE solver for parallel computers, *Int. J. High Perform. Comput. Appl.* 13: 345–365
- Deville M., Fischer P., Mund E. (2002) High-order Methods for Incompressible Fluid Flows, *Cambridge University Press*
- Driscoll J.F. (2008) Turbulent premixed combustion: Flamelet structure and its effect on turbulent burning velocities. *Prog. Enrg. Combust. Sci.*, 34:91–134
- Dunstan T.D. and Jenkins K.W. (2009) Flame surface density distribution in turbulent flame kernels during the early stages of growth. *Proc. Combust. Inst.*, 32:1427–1434
- Fischer P., Lottes J., Kerkemeier S. (2008), *nek5000 Web page*, URL: <http://nek5000.mcs.anl.gov>
- Fru G., Thévenin D. and Janiga G. (2011) Impact of turbulence intensity and equivalence ratio on the burning rate of premixed methane–air flames. *Energies*, 4:878-893
- Gashi S., Hult J., Jenkins K.W., Chakraborty N., Cant S. and Kaminski C.F. (2005) Curvature and wrinkling of premixed flame kernels—comparisons of OH PLIF and DNS data. *Proc. Combust. Inst.*, 30:809–817
- Hult J., Gashi S., Chakraborty N., Klein M., Jenkins K.W., Cant S. and Kaminski C.F. (2007) Measurement of flame surface density for turbulent premixed flames using PLIF and DNS. *Proc. Combust. Inst.*, 31:1319-1326
- Kee R.J., Grcar J., Miller M. S., Miller J. (1985) PREMIX:A Fortran Program for Modeling Steady Laminar One-Dimensional Premixed Flames, Tech. rep., SAND85-8240, *Sandia National Laboratories*
- Kee R.J., Rupley F.M., Miller J.A. (1996) ChemkinII: A Fortran chemical kinetics package for the analysis of gas-phase chemical kinetics, Tech. rep. SAND89-8009B, *Sandia National Laboratories*
- Klein M., Chakraborty N. and Cant. R.S. (2008) Effects of turbulence on self-sustained combustion in premixed flame kernels: A direct numerical simulation (DNS) study. *Flow Turb. Combust.*, 81:583-607
- Markstein G. (1964) Non steady Flame Propagation, *McMillan Publication*, New York
- Matalon M., Matkowsky B.J. (1982) Flames as gas dynamics discontinuities, *J.Fluid Mech.* 124:239-259
- Matalon M., Cui C., Bechtold J. (2003) Hydrodynamic theory of premixed flames: effects of stoichiometry, variable transport coefficients and arbitrary reaction orders, *J. Fluid Mech.* 487:179-210
- Metcalf W.K., Burke S. M., Ahmed S.S. and Curran H. J. (2013) A Hierarchical and Comparative Kinetic Modeling Study of C1-C2 Hydrocarbon and Oxygenated Fuels. *Intl. J. Chemical Kinetics* 45:638-675
- Patera A. (1984) A spectral element method for fluid dynamics: laminar flow in a channel expansion, *J. Comp. Phys.* 58:468–488

- Pera C., Chevillard S. and Reveillon J. (2013) Effects of residual burnt gas heterogeneity on early flame propagation and on cyclic variability in spark-ignited engines. *Combust. Flame*, 160:1020-1032
- Peters N. (1999) The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence. *J. Fluid Mech.* 384:107-132
- Poinsot T., Veynante D. (2001) *Theoretical and Numerical Combustion*, Edwards
- Rehm R. and Baum H. (1978) Equations of motion for thermally driven, buoyant flows, *J. Res. Natl. Bur. Stand.* 83:97–308
- Smirnov A., Shi S. and Celik I., (2001) Random flow generation technique for large eddy simulations and particle-dynamics modeling, *Trans ASME, Journal of Fluids Engineering* 123, 359
- Thévenin D., Gicquel O., De Charentenay J., Hilbert R. and Veynante D. (2002) Two- versus three-dimensional direct simulations of turbulent methane flame kernels using realistic chemistry. *Proc. Combust. Inst.*, 29:2031-2039
- Thévenin D. (2005) Three-dimensional direct simulations and structure of expanding turbulent methane flames. *Proc. Combust. Inst.*, 30:629-637
- Tomboulides A.G., Lee J., Orszag S. (1997) Numerical simulation of low Mach number reactive flows, *J.Sci. Comput.* 12:139–167
- Jenkins K.W. and Cant S. (2002) Curvature effects on flame kernels in a turbulent environment. *Proc. Combust. Inst.*, 29:2023–2029



## ΘΕΡΜΟΡΟΪΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΚΑΙ ΕΠΙΠΕΔΑ ΕΚΠΟΜΠΩΝ ΔΙΑΣΤΡΩΜΑΤΩΜΕΝΩΝ ΦΛΟΓΩΝ ΠΡΟΠΑΝΙΟΥ- ΑΕΡΑ ΣΤΑΘΕΡΟΠΟΙΗΜΕΝΩΝ ΣΕ ΑΞΟΝΟΣΥΜΜΕΤΡΙΚΟ ΣΩΜΑ

Πατεράκης, Γ., Σούφλας, Κ., Δόγκας, Ε., Κούτμος, Π.  
Εργαστήριο Τεχνικής Θερμοδυναμικής, Τμήμα Μηχανολόγων και Αεροναυπηγών  
Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Πατρών, Πάτρα, 26504

Επικοινωνία: Πατεράκης, Γ., [paterakis.gio@gmail.com](mailto:paterakis.gio@gmail.com)

**ΠΕΡΙΛΗΨΗ.** Η εργασία παρουσιάζει τα χαρακτηριστικά φλογών  $C_3H_8$ -αέρα, σταθεροποιημένων κατάντι πολύδισκου αναμίκτη υπό συνθήκες διαστρωμάτωσης του μίγματος εισαγωγής και υπό την επίδραση στροβιλισμού. Τα θερμοροϊκά πεδία των φλογών διερευνώνται μέσω μετρήσεων ταχυτήτων, θερμοκρασιών, ρύπων και χημειοφωταύγειας και αντίστοιχων υποστηρικτικών υπολογισμών με την μέθοδο της Προσομοίωσης των Μεγάλων Δινών (reactive LES). Τα αποτελέσματα συγκρίνονται με αντίστοιχα πλήρως προαναμιγμένων φλογών και παρουσιάζεται μια σειρά από διαφορές και ομοιότητες στα χαρακτηριστικά σταθεροποίησης και εκπομπών για τις δύο διατάξεις ανάμιξης.

Λέξεις κλειδιά: διαστρωμάτωση μίγματος, προανάμιξη, φλόγες σταθεροποιημένες σε δίσκο, Προσομοίωση των Μεγάλων Δινών.

### 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ο έλεγχος και η μείωση των εκπεμπόμενων ρύπων κατά την διεργασία της καύσης σε ένα ευρύ φάσμα βιομηχανικών και εμπορικών εφαρμογών, με ταυτόχρονη διατήρηση της αποδοτικότητάς τους και της παραγόμενης ισχύος, αποτελεί μέχρι σήμερα μια από τις μεγαλύτερες τεχνολογικές και επιστημονικές προκλήσεις για το βέλτιστο σχεδιασμό και την ανάπτυξη των σύγχρονων θαλάμων καύσης (π.χ. Bradley 2009, Cheng & Levinsky 2007). Τα τελευταία χρόνια όλο και μεγαλύτερη έμφαση αποδόθηκε στην πτωχή καύση ομοιογενούς μίγματος καυσίμου-αέρα, καθώς αυτή αντιμετωπίζει ως ένα βαθμό τα παραπάνω προβλήματα μειώνοντας την παραγωγή ρύπων, όπως οι άκαυστοι υδρογονάνθρακες, τα οξειδία του αζώτου και η καπναιθάλη (π.χ. Cheng & Levinsky 2007). Ωστόσο, ιδιαίτερες προκλήσεις για την συγκεκριμένη διεργασία αποτελούν η μειωμένη τυρβώδης ανάμιξη και τα στενά όρια ευστάθειας αυτών των φλογών, όπως και οι αστάθειές τους π.χ. ανεπιθύμητη οπισθοχώρηση ή απόσβεση της φλόγας, ταλαντώσεις (Bradley 2009, Cheng & Levinsky 2007, Chaudhuri et al. 2010, Andrews et al. 2009, Stohr et al. 2011, Kariuki et al. 2012). Από την άλλη μεριά, οι φλόγες μερικής προανάμιξης, με διαστρωμάτωση του μίγματος κατά την εισαγωγή του στην ζώνη καύσης, αποτελούν μία τεχνολογία που υποβοηθάει την ευσταθή λειτουργία συμβάλλοντας και στον περιορισμό των εκπεμπόμενων ρύπων, (π.χ. Duwig et al 2011, Sweeney et al. 2011, Kuenne et al. 2012, Xiouris & Koutmos 2005). Επιπλέον ο αποτελεσματικός έλεγχος και η διαβάθμιση του τοπικού λόγου καυσίμου-αέρα (K/A) στο χώρο καύσης, σε συνδυασμό με το τυρβώδες ροϊκό πεδίο και την τοπική χημική κινητική προσφέρουν σημαντική λειτουργική ευελιξία ως προς την διεύρυνση των ορίων ευστάθειας, (π.χ. Duwig et al 2011, Sweeney et al. 2011, Kuenne et al. 2012, Xiouris & Koutmos 2005). Στο πλαίσιο αυτό, η καλύτερη γνώση των στοιχείων των τυρβωδών διεργασιών καύσης, είτε σε προαναμιγμένες, είτε σε διαστρωματωμένες συνθήκες του μίγματος εισαγωγής, είναι ιδιαίτερα σημαντική, ώστε να καταστεί δυνατή η αξιολόγηση και βελτιστοποίηση των χαρακτηριστικών των δύο αυτών τεχνολογιών ιδιαίτερα υπό συνθήκες λειτουργίας με πτωχό μίγμα, (π.χ. Andrews et al. 2009, Stohr et al. 2011, Kariuki et al. 2012, Duwig

et al 2011, Sweeney et al. 2011, Muruganandam et al. 2005, Shanbhogue et al 2009, Chaudhuri & Cetegen 2008, Cheng & Levinsky 2007, Andrews et al. (2009).

Στο παραπάνω πλαίσιο, η παρούσα εργασία πραγματοποιείται την χαρτογράφηση μερικών από τις διαφορές και τις ομοιότητες των χαρακτηριστικών λειτουργικής συμπεριφοράς μεταξύ πλήρως και μερικώς προαναμιγμένων φλογών προπανίου, οι οποίες σταθεροποιούνται σε ένα αξονοσυμμετρικά διαμορφωμένο καυστήρα για ένα εύρος στοιχειομετρικών και πτωχών συνθηκών. Οι φλόγες προπανίου-αέρα αναπτύσσονται και σταθεροποιούνται στην πρωτεύουσα ανακυκλοφορία του φλογοσταθεροποιητικού δίσκου, κατάντι μίας διάταξης δύο επάλληλων κοιλοτήτων, που σχηματίζονται κατά μήκος τριών συγκεντρικών δίσκων. Υπό συνθήκες εισαγωγής ομοιογενούς μίγματος (premixed flames), καύσιμο και αέρας αναμιγνύονται πλήρως και στο χώρο καύσης παροχετεύεται ένας σταθερός σχετικός λόγος καυσίμου-αέρα. Αντίθετα, οι διαστρωματωμένες φλόγες (stratified flames), χαρακτηρίζονται από μίγμα που εισάγεται με ακτινική βαθμίδα κατανομής του  $\Phi$  στο ανακυκλοφορούν απόρρευμα κατάντι των δίσκων.

Στην παρούσα εργασία μελετήθηκε η επίδραση των διαφορετικών ρυθμίσεων του προσαγόμενου μίγματος για ένα εύρος σχετικών λόγων καυσίμου-αέρα άλλα και για μια σειρά από διαφορετικές εντάσεις του στροβιλισμού, που δημιουργείται μέσω ενός εξωτερικού πεδίου συρρέοντος αέρα, (Xiouris & Koutmos 2005). Ιδιαίτερη έμφαση αποδόθηκε στην επίπτωση τους σε οριακές φλόγες υπό συνθήκες απόσβεσης. Η πειραματική διερεύνηση περιελάμβανε μετρήσεις του πεδίου ταχυτήτων με Ανεμομετρία Laser (LDV), του θερμοκρασιακού πεδίου με χρήση θερμοζευγών και μετρήσεις συνολικών ρύπων μέσω ανάλυσης καυσαερίων. Επιπλέον, μελετήθηκε η τοπολογία του μετώπου της φλόγας μέσω φασματικής απεικόνισης των διεγερμένων ριζικών  $\text{OH}^*$  και  $\text{CH}^*$  με σύστημα χημειοφωταύγειας. Τα πειραματικά αποτελέσματα πλαισιώθηκαν από υπολογιστικές μελέτες με χρήση του λογισμικού ANSYS 14<sup>®</sup> με την μέθοδο της Προσομοίωσης των Μεγάλων Δινών (LES), του μοντέλου τυρβώδους καύσης TFM (Thickened Flame Model), και την εισαγωγή ενός ημι-συνολικού μηχανισμού 14 συστατικών για την περιγραφή της οξειδωσης του προπανίου. Η συνδυασμένη περιγραφή της λειτουργικής συμπεριφοράς των διαφορετικών φλογών συντέινε στην καλύτερη ερμηνεία των χαρακτηριστικών συμπεριφοράς των φλογών αυτών σε συνθήκες λειτουργίας από την στοιχειομετρία έως και το όριο απόσβεσης.

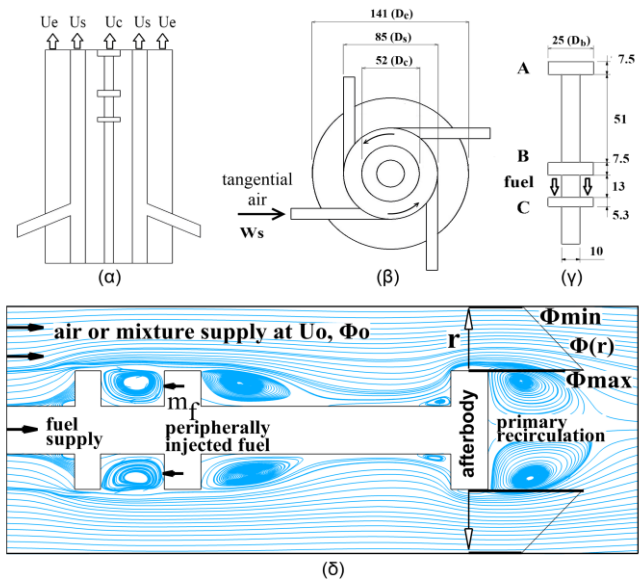
## 2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Η πειραματική διάταξη αποτελείται από τρία συγκεντρικά ρεύματα. Μία εξωτερική αεριοροή, η οποία προστατεύει την διαμόρφωση της φλόγας από εξωτερικές επιδράσεις. Έναν εσωτερικό δακτυλοειδή σωλήνα ( $D_s = 85\text{mm}$ , Σχ. 1α), που παροχετεύει ένα στροβιλιζόμενο ρεύμα αέρα το οποίο είναι υπεύθυνο για την περιδίνηση του αντιδρώντος απορρευμάτος. Τέλος, ένα κεντρικό σωλήνα ( $D_c = 0.052\text{ m}$ ), ο οποίος παροχετεύει τον πρωτεύοντα αέρα καύσης στην περιοχή της σταθεροποίησης (Xiouris & Koutmos 2005, Xiouris & Koutmos 2012). Η διάταξη της προανάμιξης και του καυστήρα εδράζεται εσωτερικά του κεντρικού σωλήνα και αποτελείται από τρεις αξονοσυμμετρικούς δίσκους, που διαμορφώνουν δύο επάλληλες κοιλοότητες, δηλ. τον δίσκο (C), ένα δίσκο έγχυσης καυσίμου (B) και τον φλογοσταθεροποιητή (A), Σχ.1γ. Εντός της πρωτεύουσας ανακυκλοφορίας μπορούν να σταθεροποιηθούν, είτε πλήρως προαναμιγμένες είτε διαστρωματωμένες φλόγες. Στην περίπτωση της πλήρους προανάμιξης του καυσίμου (fully premixed), ο αέρας με το καύσιμο αναμιγνύονται σε έναν αναμείκτη (premixer) ανάντι της εγκατάστασης και στην συνέχεια εισάγονται στο κεντρικό σωλήνα παροχέτευσης. Στην δεύτερη περίπτωση, το καύσιμο εγχέεται στην πρώτη κοιλοότητα μέσω δακτυλοειδούς σχισμής 1mm στον μεσαίο δίσκο (B), Σχ. 1δ, και αναμιγνύεται σταδιακά με το κύριο ρεύμα αέρα. Η διαμόρφωση των κοιλοτήτων προανάμιξης και ο χρόνος παραμονής σε αυτές σχεδιάστηκε, έτσι ώστε να αποφεύγεται η οπισθανάφλεξη (flashback) εντός αυτών και να καθίσταται δυνατή η σταθεροποίηση φλογών σε ένα εύρος ακτινικών βαθμίδων του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα,  $\Phi$ , Σχ. 1δ, ( $\Phi_{\min}$ - $\Phi_{\max}$ , Xiouris and Koutmos, 2012). Ανάλογα με τις συνθήκες λειτουργίας και το απαιτούμενο θερμικό φορτίο, επιλέγεται και ο σχετικός λόγος καυσίμου-αέρα στην περίπτωση της πλήρους προανάμιξης ή αντίστοιχα η μάζα έγχυσης καυσίμου στην πρώτη κοιλοότητα στην περίπτωση της διαστρωμάτωσης. Μέσω των LES έχει επίσης δοθεί μια περιγραφή του ροϊκού πεδίου εντός των κοιλοτήτων, Σχ. 1δ. Οι ροές του καυσίμου ρυθμίζονται μέσω ηλεκτρονικών ροομέτρων Bronkhorst MV-304/306 High-Tech με μέγιστο σφάλμα 1.35% της

μέγιστης κλίμακας. Ο λόγος απόφραξης (BR) στο επίπεδο εξόδου του σταθεροποιητικού δίσκου (C) είναι  $BR = (D_B/D_C)^2 = 0.23$ . Ο αριθμός Reynolds, με βάση τη διάμετρο του δίσκου C ( $D_b = 0.025$  m) και την ταχύτητα παροχής του κεντρικού ρεύματος αέρα ( $U_c$ ), διατηρήθηκε στους 8000. Οι παράμετροι και οι συνθήκες που διερευνήθηκαν δίδονται στον Πίνακα 1.

| Case                             | $\delta$ (%) | $L_R/D_b$ | $\Phi_{GLOBAL}$ |       | P (kW) |       |
|----------------------------------|--------------|-----------|-----------------|-------|--------|-------|
| <b>Swirl</b>                     |              |           |                 |       |        |       |
|                                  | 0.00         | 0.65      | 0.00            | 0.65  | 0.00   | 0.65  |
| IS                               | 0            | 0.8       | 0.84            | -     | -      | 0     |
| <b>Stratified Conditions</b>     |              |           |                 |       |        |       |
| SLS                              | 51           | 1.06      | 1.13            | 0.285 | 0.31   | 9.28  |
| SUS                              | 24           | 1.32      | 1.4             | 0.234 | 0.25   | 7.62  |
| SBS                              | 7            | 1.56      | 1.68            | 0.20  | 0.22   | 6.57  |
| <b>Fully Premixed Conditions</b> |              |           |                 |       |        |       |
| PLS                              | 51           | 1.78      | 2.72            | 1.04  | 1.03   | 35.48 |
| PUS                              | 24           | 1.71      | 2.28            | 0.86  | 0.84   | 29.13 |
| PBS                              | 7            | 1.70      | 2.0             | 0.74  | 0.73   | 25.14 |

**Πίνακας 1:** Παράμετροι και συνθήκες που διερευνήθηκαν.



**Σχήμα 1:** Πειραματική διάταξη (α), εισαγωγή στροβιλισμού (β), καυστήρας (γ), τοπολογία έγχυσης καυσίμου (δ)

### 3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ

Οι μέσες τιμές των τυρβωδών ταχυτήτων καταγράφηκαν με ανεμομετρία LASER μιας διάστασης με σύστημα της Dantec<sup>®</sup>. Το σύστημα αποτελείται από ένα laser 30 mW He-Ne, από οπτικά μετάδοσης και λήψης της Dantec<sup>®</sup> (PDA 57X10) και τα φιλτραρισμένα σήματα Doppler επεξεργάστηκαν από έναν αναλυτή συχνοτήτων (PDA 58N50). Οι μέσες τιμές προέκυψαν από 20000 δεδομένα και έγιναν διορθώσεις επί τη βάση του χρόνου μεταξύ των ανιχνευόμενων σωματιδίων προκειμένου να διορθωθεί το αντίστοιχο λάθος στην ταχύτητα. Το θερμοκρασιακό πεδίο στο απόρρευμα του καυστήρα αποτυπώθηκε με τη βοήθεια θερμοζευγών τύπου S (Pt/10%Rh), διαμέτρου 50-75  $\mu$ m, υψηλής απόκρισης και καταγράφηκε σε H/Y με τη βοήθεια κάρτας δειγματοληψίας (DAQ, Omega<sup>®</sup>). Τα διεγερμένα ριζικά  $OH^*/CH^*$  αποτυπώθηκαν με οπτικό σύστημα απεικόνισης χημειοφωταύγειας (LaVision<sup>®</sup>), το οποίο περιλαμβάνει ψηφιακή CCD κάμερα FlameMaster Elite 2M, ένα φωτοπολλαπλασιαστή IRO, φακό υπεριώδους ακτινοβολίας (UV) και ειδικά φίλτρα για την απεικόνιση των ριζικών  $CH^*/OH^*$  με εύρος ζώνης 433-438nm και 307-320nm αντίστοιχα. Τέλος, συλλέχθηκαν αέρια δείγματα του μίγματος στο δακτυλιοειδές διάκενο, ακτινικά του σταθεροποιητικού δίσκου (C), ώστε να μετρηθεί μέσω ανιχνευτή ιονισμού φλόγας (FID), η κατανομή του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα (Xioris & Koutmos 2005, Koutmos & Souflas 2012).

Οι επιλεγμένες ρυθμίσεις, για τις διαστρωματωμένες φλόγες, στο επίπεδο εξόδου κυμαίνονται μεταξύ  $\Phi_{min} \approx 0.2$  και  $\Phi_{max} \approx 0.90$ , Σχ. 1δ, ανάλογα με την ρύθμιση της έγχυσης. Για κάθε περίπτωση σταθεροποίησης η φλόγα τροφοδοτήθηκε με σταδιακά πτωχότερα μίγματα καυσίμου-αέρα, ώστε να αξιολογηθεί η συμπεριφορά της πλησίον του ορίου απόσβεσης. Μελετήθηκαν δύο διαφορετικά επίπεδα έντασης στροβιλισμού ( $S=0$  και  $S=0.65$ , όπου ο αριθμός στροβιλισμού «S» ορίζεται ως το πηλίκο της εφαπτομενικής συνιστώσας του στροβιλιζόμενου πεδίου αέρα προς την αξονική συνιστώσα του, δηλ.  $S=W_s/U_s$ ). Η ονοματολογία που δόθηκε στις φλόγες χαρακτηρίζει τις συνθήκες στροβιλισμού και τον τρόπο προετοιμασίας του μίγματος. Πιο αναλυτικά, το πρώτο γράμμα «S» ή «P» υποδηλώνει μια μερικώς ή πλήρως προαναμιγμένη φλόγα, ενώ το «I» την ισόθερμη κατάσταση. Το δεύτερο γράμμα, «L», «U» και «B», υποδηλώνει αντίστοιχα μία φλόγα στοιχειομετρική έως πτωχή, πολύ πτωχή ή πλησίον του ορίου απόσβεσης. Το τρίτο γράμμα «S» υποδηλώνει την ένταση του στροβιλισμού (π.χ. η φλόγα «PBS065», είναι πλήρως προαναμιγμένη, κοντά στο όριο της

απόσβεσης, με μεσαίας έντασης στροβιλισμό  $S=0.65$ ). Οι φλόγες παρουσιάζονται και συγκρίνονται επί τη βάση της απόστασης του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα,  $\Phi$ , από τη οριακή τιμή απόσβεσης, μέσω της παραμέτρου « $\delta$ » (όπου,  $\delta = (m_{Fuel} - m_{Fuel, LBO})/m_{fuel, LBO}$  (%)).

Οι μετρήσεις των ρύπων καταγράφηκαν με αναλυτή καυσαερίων Kane-May KM9106 Quintox. Η συσκευή αποτελείται από αναλυτές,  $O_2$  (0%–25% εύρος, 0.1% ακρίβεια),  $CO$  (0%–10% εύρος, ακρίβεια 5% της τιμής),  $NO_x$  (0–5000 ppm, 5 ppm ακρίβεια),  $C_xH_y$  και  $CO_2$ . Οι δείκτες εκπομπών των άκαυστων υδρογονανθράκων,  $CO$ ,  $CO_2$  και οι αντίστοιχες αποδόσεις καύσης παρατίθενται στο Κεφάλαιο των αποτελεσμάτων και υπολογίστηκαν από τις κάτωθι εξισώσεις:

$$EI_z = \left( \frac{[z]}{[CO] + [CO_2] + [C_xH_y]} \right) * \left( \frac{10^3 MW_z}{M_C + a * M_H} \right) \quad (1)$$

$$\eta_c = 1 - \left( \frac{EI_{UHC} + 0.232 * EI_{CO}}{1000} \right) \quad (2)$$

όπου το  $a$  εκφράζει το λόγο του υδρογόνου προς τον άνθρακα που εμπεριέχεται στο καύσιμο.

## 4. ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

### 4.1 Αεροδυναμικό μοντέλο

Για την προσομοίωση του πεδίου ροής χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο των μεγάλων δινών (LES) στα πλαίσια του πακέτου Ansys Fluent 14.0<sup>®</sup> (ANSYS<sup>®</sup> Academic Research, Release 14.0). Οι ροϊκές παράμετροι  $F$  εκφράζονται ως συνδυασμός των πλεγματικών ή αναλυόμενων υπό του πλέγματος ποσοτήτων  $\tilde{F}$  και των υποπλεγματικών ποσοτήτων  $F'$  μέσω λήψης του μέσου κατά Favre,  $\tilde{F} = \overline{\rho F} / \bar{\rho}$ . Οι εξισώσεις που περιγράφουν τις πλεγματικές-αναλυόμενες ποσότητες είναι, (Xiouris & Koutmos, 2012):

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tilde{\sigma}_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} + (\bar{\rho} - \rho_\infty) g_i \quad (1)$$

( $\rho$ ,  $\mu$ ,  $T$  και  $u$  είναι η πυκνότητα, το ιξώδες, η θερμοκρασία και η ταχύτητα του αερίου και  $i=1, 2$  για ένα Καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων ( $x, y$ )).  $\bar{p} = \bar{\rho} R_u \tilde{T} \sum_i Y_i / M_i$ , όπου  $Y_i$ ,  $M_i$ ,  $R_u$  είναι το κλάσμα μάζης του κάθε συστατικού, το μοριακό βάρος του συστατικού και η παγκόσμια σταθερά των αερίων.  $\tilde{\sigma}_{ij} = \mu (\tilde{S}_{ij} - 2/3 \tilde{S}_{kk} \delta_{ij})$ ,  $\tau_{ij}$  είναι οι υποπλεγματικές διατμητικές τάσεις και  $\tilde{S}_{ij}$  είναι ο πλεγματικός τανυστής των τάσεων Reynolds. Οι υποπλεγματικές διατμητικές τάσεις  $\tau_{ij}$  μοντελοποιούνται ως:  $\tau_{ij} = -\bar{\rho} \overline{u'_i u'_j} = \mu_{t,ij} (\tilde{S}_{ij} - (2/3) \tilde{S}_{kk} \delta_{ij}) - (2/3) \bar{\rho} \tilde{k}_s \delta_{ij}$ . Το υποπλεγματικό ιξώδες υπολογίζεται μέσω του τανυστή των διατάσεων,  $\tilde{S}_{ij}$ :  $\mu_{t,ij} = \tilde{\rho} (C_s \Delta)^2 (2 \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{1/2}$ , με την τυρβώδη κλίμακα μήκους να εκτιμάται ως:  $L_t = \Delta = \sqrt{\Delta x_i \Delta y_i \Delta z_i}$ , όπου  $\Delta$  είναι το μήκος του πλεγματικού φίλτρου. Οι υπολογισμοί έγιναν με το  $C_s$  να μοντελοποιείται με την δυναμική μέθοδο των Germano et al. (1991), περιορίζοντας τις τιμές του μεταξύ 0 και 0.23. Χρησιμοποιήθηκε επίσης ένας χρονο-εξαρτώμενος αλγόριθμος SIMPLE για την σύζευξη των πεδίων ταχύτητας και πίεσης. Το μεταβλητό χρονικό βήμα που υιοθετήθηκε διασφάλισε ένα μέγιστο αριθμό Courant, μεταξύ 0.3 και 0.45.

### 4.2 Μοντέλο καύσης

Για να περιγραφεί η τυρβώδης καύση στις συνθήκες των διαφορετικών μιγμάτων που μελετήθηκαν χρησιμοποιήθηκε το Thickened Flame Model (TFM) (Colin et al. 2000, Wang et al, 2011) το οποίο θεωρείται κατάλληλο για σύνθετα πεδία καύσης. Αυτή η μεθοδολογία συνδυάστηκε με ένα χημικό-κινητικό σχήμα 14 συστατικών για την περιγραφή της οξειδωσης του προπανίου (Πίνακας 2). Αυτός ο μηχανισμός αποτελεί επέκταση του μηχανισμού που παρουσιάστηκε από τους (Karagiannaki et al 2014) συμπεριλαμβάνοντας τώρα το ριζικό OH για να διευκολυνθούν πιο άμεσες συγκρίσεις με τα μετρημένα OH\*. Όλα τα χημικά είδη επιλύονται απευθείας, όμως είναι πιθανό ότι ενδιάμεσα ριζικά με γοργές κλίμακες χρόνου δεν μπορούν να επιλυθούν με αρκετή ακρίβεια στα πλαίσια του

χρησιμοποιούμενου πλέγματος και του πεπερασμένου χρόνου επίλυσης. Για τις συγκεκριμένες εργαστηριακές φλόγες, χαμηλού αριθμού Reynolds, η αξιοποίηση του παραπάνω συνδυασμού των μοντέλων τυρβώδους μίξης και χημικής κινητικής, είναι ελκυστική για την πιο λεπτομερή και εκτεταμένη περιγραφή των αναπτυσσόμενων ιδιοτήτων του μετώπου της φλόγας, ενώ επίσης, επιτρέπει μια πιο άμεση σύγκριση με τα οπτικά πειραματικά αποτελέσματα. Ο χρονικά μέσος ρυθμός χημικής αντίδρασης υπολογίστηκε με τον αλγόριθμο ISAT (Duwig et al. 2011, Kuenne et al. 2012). Προηγούμενες μετρήσεις, (Χιούργις & Κούτμος 2005) έχουν δείξει ότι οι πτωχές φλόγες βρίσκονται στο πεδίο καύσης αντιδράσεων λεπτού στρώματος. Οι παρούσες οριακές φλόγες κινούνται πλησιέστερα στο όριο της καύσης υπό διανεμημένες ζώνες αντίδρασης με αριθμούς Karlovitz (Bradley 2009), ( $Ka = \tau_{ch} / \tau_k$ , όπου  $\tau_{ch}$  και  $\tau_k$  είναι οι κλίμακες χρόνου της χημείας και του Kolmogorov) περίπου 80 και περισσότερο.

| Αριθμός | Αντίδραση  | Αριθμός | Αντίδραση                                       |
|---------|--|---------|---|
| 1       | $C_3H_8 + 2H \Rightarrow C_3H_6 + 2H_2$              | 14      | $H_2 + OH \Leftrightarrow H_2O + H$             |
| 2       | $C_3H_8 + O \Rightarrow C_3H_6 + OH + H$             | 15      | $H + O_2 \Leftrightarrow OH + O$                |
| 3       | $C_3H_8 + OH \Rightarrow C_3H_6 + H_2O + H$          | 16      | $O + H_2 \Leftrightarrow OH + H$                |
| 4       | $C_3H_8(+M) \Rightarrow CH_3 + H + C_2H_4(+M)$       | 17      | $H + OH \Leftrightarrow H_2O$                   |
| 5       | $C_2H_4 + OH + O_2 \Rightarrow CH_3 + CO + H_2O + O$ | 18      | $O + H_2O \Leftrightarrow 2OH$                  |
| 6       | $C_2H_4 + O \Rightarrow CH_3 + CO + H$               | 19      | $2H + M \Leftrightarrow H_2 + M$                |
| 7       | $C_2H_4 + 2H \Rightarrow C_2H_2 + 2H_2$              | 20      | $2O + M \Leftrightarrow O_2 + M$                |
| 8       | $CH_3 + O \Rightarrow CO + H_2 + H$                  | 21      | $C_3H_6 + OH \Rightarrow CH_3 + C_2H_2 + H_2O$  |
| 9       | $CH_3 + O_2 \Rightarrow CO + H + H_2O$               | 22      | $C_3H_6 + H \Rightarrow CH_3 + C_2H_2 + H_2$    |
| 10      | $2CH_3(+M) \Rightarrow C_2H_4 + 2H(+M)$              | 23      | $C_2H_4 + O + O_2 \Rightarrow CH_3 + CO_2 + OH$ |
| 11      | $C_2H_2 + OH \Leftrightarrow CH_3 + CO$              | 24      | $C_3H_8 + H \Rightarrow CH_3 + C_2H_4 + H_2$    |
| 12      | $C_2H_2 + 2O \Leftrightarrow 2CO + 2H$               | 25      | $C_3H_8 + O \Rightarrow CH_3 + C_2H_4 + OH$     |
| 13      | $CO + OH \Leftrightarrow CO_2 + H$                   | 26      | $C_3H_8 + OH \Rightarrow CH_3 + C_2H_4 + H_2O$  |

**Πίνακας 2:** Μηχανισμός 14 συστατικών για την περιγραφή της οξείδωσης του προπανίου

#### 4.3 Υπολογιστικές παρατηρήσεις

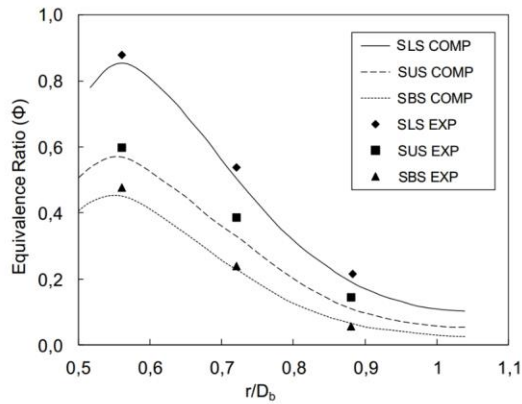
Έμφαση δόθηκε στη πυκνωση του πλέγματος πλησίον του δίσκου ψεκασμού, και στην περιοχή σταθεροποίησης της φλόγας. Στο πλαίσιο της διαθέσιμης υπολογιστικής ισχύος χρησιμοποιήθηκε ένα υβριδικό πλέγμα: πυκνότερο κοντά στην σχισμή έγχυσης και τον άξονα και πιο αραιό σε άλλες περιοχές. Κελιά μεταξύ 1.25 και 1.48 εκατομμυρίων χρησιμοποιήθηκαν για τους βασικούς υπολογισμούς. Οριακές συνθήκες μη ολίσθησης χρησιμοποιήθηκαν κοντά στα τοιχώματα, ενώ εφαρμόστηκε ο νόμος του τοίχου οπουδήποτε αλλού. Οι συνθήκες εισόδου ελήφθησαν από μετρήσεις ενώ εφαρμόστηκε στην έξοδο μια συνθήκη στατικής πίεσης. Λόγω της διαφορετικής τοπολογίας των φλογών πλήρους προανάμιξης (δλδ. πολύ μεγαλύτερο μήκος από τις αντιστοιχες μερικής προανάμιξης) χρειάστηκε πυκνότερο πλέγμα καθ' όλο το μήκος του κυρίως πεδίου υπολογισμών, γεγονός που δημιούργησε και υψηλότερες απαιτήσεις σε CPU χρόνο. Οι παράλληλοι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν σε 24 επεξεργαστές των 3.0GHz (2 XEON 5660) και 24 επεξεργαστές των 3.8GHz (4 i7). Ένας κύκλος χρόνου της μέσης ροής ( $\tau = D_b / U_c = 5 \times 10^{-3} s$ ) διήρκεσε περίπου 1.7 CPU ώρες.

#### 5. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΥΖΗΤΗΣΗ

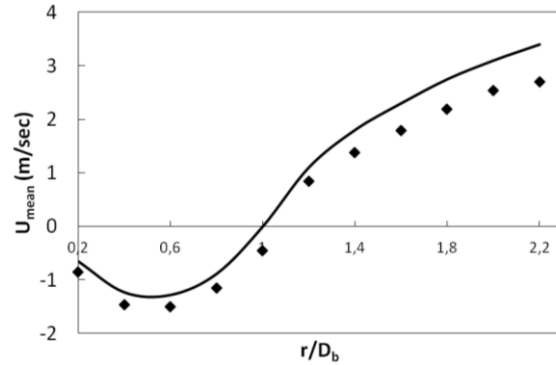
Η παρούσα εργασία μελέτα και συγκρίνει τα διαφορετικά χαρακτηριστικά των φλογών καθώς μεταβάλλεται από την μία το επίπεδο του λόγου καυσίμου-αέρα και από την άλλη η ένταση του στροβιλισμού. Για την περίπτωση της διαστρωμάτωσης, παρουσιάζεται η ακτινική κατανομή του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα στην ακμή του δίσκου (C), Σχ. 2, η οποία τροφοδοτεί τη ζώνη καύσης. Η βαθμίδα της κατανομής λαμβάνει μέγιστες τιμές,  $\Phi_{max} = 0.89, 0.60, 0.48$  και ελάχιστες  $\Phi_{min}$  έως 0.2 για τις υπό μελέτη περιπτώσεις SLS, SUS και SBS αντίστοιχα. Η σύγκριση πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων έδειξε αποκλίσεις έως και 7% στην θέση αυτή. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι η διαστρωμάτωση του μίγματος συνοδεύεται και από αντίστοιχη διαβάθμιση της μέσης και διακυμαινόμενης ταχύτητας, μια περίπτωση που συνήθως συναντάται και σε πρακτικές διατάξεις καυστήρων.

Καταρχάς, διερευνήθηκε πειραματικά και υπολογιστικά η ανάπτυξη του ισόθερμου απορρεύματος υπό διαφορετικά επίπεδα στροβιλισμού. Στο Σχ. 3 παρουσιάζονται και συγκρίνονται ενδεικτικά

μετρήσεις LDV και αποτελέσματα του LES για τις κατανομές της μέσης αξονικής ταχύτητας κατά μήκος του απορρεύματος χωρίς στροβιλισμό ( $S=0$ ). Παρατηρείται καλή σύγκλιση στο εγγύς απόρρευμα με αύξηση της απόκλισης πλησιέστερα προς την έξοδο του πεδίου υπολογισμού. Το μήκος της πρωτεύουσας ζώνης ανακυκλοφορίας είναι περίπου 1.09 και  $1 D_b$  στις μετρήσεις και στους υπολογισμούς αντίστοιχα.



**Σχήμα 2:** Συγκρίσεις υπολογιστικών και πειραματικών κατανομών του σχετικού λόγου καυσίμου-αέρα ακτινικά του χείλους του φλογοσταθεροποιητικού δίσκου ( $S=0$ ).

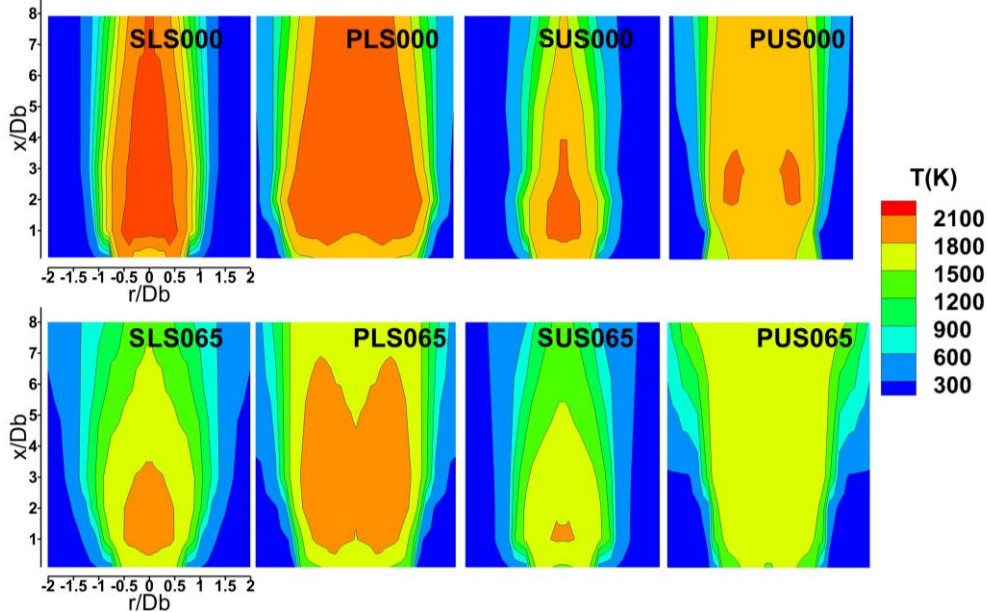


**Σχήμα 3:** Υπολογιστική και πειραματική κατανομή μέσης αξονικής ταχύτητας ισόθερμου απορρεύματος ( $S=0$ ).

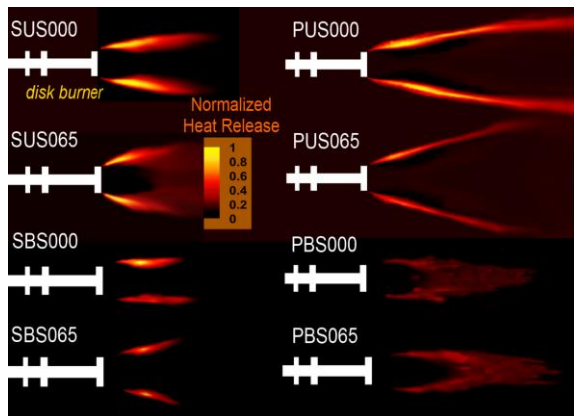
Κατωτέρω παρουσιάζονται μερικά ενδεικτικά αποτελέσματα από την παραμετρική μελέτη του αντιδρώντος απορρεύματος. Λεπτομερείς συγκρίσεις μεταξύ των κατανομών της μέσης θερμοκρασίας παρατίθενται, για τις περιπτώσεις φλογών πλήρους προανάμιξης και διαστρωμάτωσης, υπό διαφορετικές εντάσεις στροβιλισμού ( $S=0/0.65$ ) στο Σχ. 4. Στην πρώτη περίπτωση, συναντάται ομογενοποιημένη κατανομή υψηλών θερμοκρασιών κατάντι του καυστήρα εσωτερικά του ορίου του δακτυλιοειδούς διατμητικού στρώματος που αναπτύσσεται περιφερειακά του σταθεροποιητικού δίσκου. Οι φλόγες διαστρωμάτωσης έχουν χαμηλότερες μέγιστες θερμοκρασίες, για αντίστοιχες αποστάσεις ( $\delta$ ) από το σημείο απόσβεσης. Επίσης, οι κατανομές εμφανίζουν υψηλότερες θερμοκρασίες, πλησίον του άξονα συμμετρίας της φλόγας. Η επίδραση του στροβιλισμού στο κεντρικό ρεύμα αέρα έχει ως αποτέλεσμα την διαπλάτυνση των αξονοσυμμετρικών διατμητικών στρωμάτων και την ενίσχυση της αγκίστρωσης της φλόγας ιδιαίτερα στην διαστρωματωμένη περίπτωση, Σχ. 4. Ταυτόχρονα, όπως παρουσιάζεται και μέσω των κατωτέρω υπολογισμών της εκλυόμενης θερμότητας, ο στροβιλισμός σε αλληλεπίδραση με την πρωτεύουσα ανακυκλοφορία συστρέφει το μέτωπο της φλόγας ως προς τον κύριο άξονα της ροής, αλλάζοντας το σχήμα της από κυλινδρικό σε κωνικό, Σχ. 5. Καθώς η έγχυση του καυσίμου μειώνεται, η ζώνη αντίδρασης απαγκιστρώνεται σταδιακά από το χείλος του δίσκου, ενώ το κωνικό μέτωπο της φλόγας συγκλίνει προς τον άξονα συμμετρίας. Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των διαστρωματωμένων φλογών είναι πιο ευάλωτα, συγκριτικά με τις αντίστοιχες πλήρως προαναμιγμένες διατάξεις.

Η πλήρως προαναμιγμένη διαμόρφωση φλόγας, για τα ίδια «δ» επιτυγχάνει μεγαλύτερα μήκη ζωνών αντίδρασης, κάτι το οποίο διαφαίνεται και από την τοπολογία του μέσου γραμμομοριακού κλάσματος  $OH$ , Σχ. 6. Οι διαφορές της αγκίστρωσης της φλόγας και ο ρόλος του στροβιλισμού της ροής σε αυτή την συμπεριφορά σταθεροποίησης μεταξύ των δύο διαμορφώσεων διαφαίνεται από την τοπολογία των διεγερμένων ριζικών  $OH^*$ , όπως αυτά αποτυπώνονται στο, Σχ. 6. Η ψηφιακή επεξεργασία των αρχικών εικόνων με χρήση κατάλληλου λογισμικού (μετασχηματισμός αποσυνέλιξης τριών σημείων κατά Abel) διευκόλυνε τις συγκρίσεις με την τοπολογία του γραμμομοριακού κλάσματος του συστατικού  $OH$  που υπολογίστηκε από τις προσομοιώσεις, Σχ. 6. Τα ριζικά του υδροξυλίου επιλέχθηκαν για τις συγκρίσεις καθότι σε χαμηλούς σχετικούς λόγους  $K/A$  προσδιορίζουν καλύτερα το μέτωπο της φλόγας συγκριτικά με τα διεγερμένα ριζικά  $CH^*$  (π.χ. Garcia-Armingol et al. 2014). Στην προαναμιγμένη φλόγα η κύρια ζώνη παραγωγής ριζικών  $OH^*$  φαίνεται να αποκολλάται από τον καυστήρα, αλλά συνεχίζει να σταθεροποιείται στο προθερμασμένο απόρρευμα της πρωτεύουσας ανακυκλοφορίας τροφοδοτούμενη από επανακυκλοφορούντα καυσαέρια, (π.χ. Chaudhuri et al. 2010,

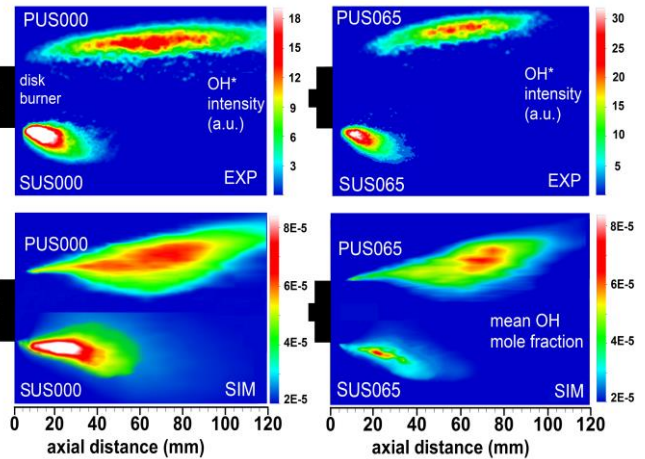
Kariuki et al. 2012, Sweeney et al 2012, Chaudhuri & Cetegen 2008). Αντιθέτως, οι διαστρωματωμένες φλόγες δεν αποκολλούνται από την περιφερειακή ακμή του δίσκου. Από το σημείο αυτό τροφοδοτείται η φλογοζώνη με φρέσκο μίγμα K/A λόγω της κατάλληλης διαστρωμάτωσης, προσφέροντας μεγαλύτερη ευστάθεια. Η σύγκριση των χημειοφωταυγαζόντων ριζικών OH\* με το μέσο γραμμομοριακό κλάσμα OH έδειξε αρκετές ομοιότητες ως προς τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των φλογών και της αποκόλλησής τους από τον καυστήρα.



Σχήμα 4: Κατανομές των μέσων θερμοκρασιών στο αντιδρών απόρρευμα.



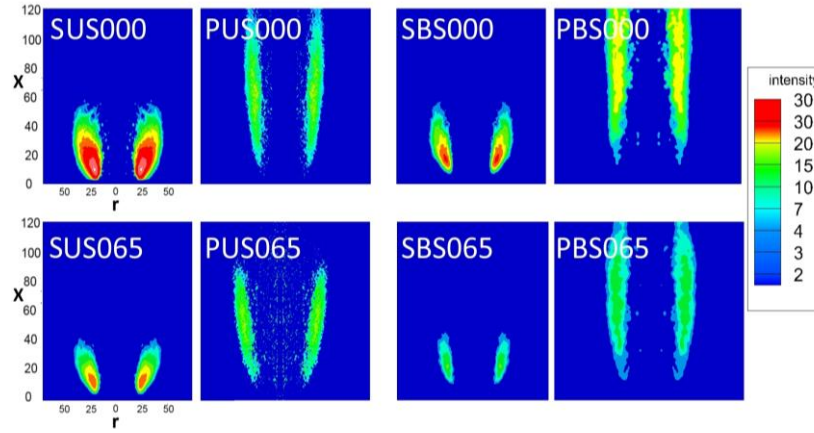
Σχήμα 5: Υπολογισμοί κατανομών μέσων τιμών εκλυόμενης θερμότητας για S000 και S065.



Σχήμα 6: Συγκρίσεις διεγερμένων ριζικών OH\* με το μέσο γραμμομοριακό κλάσμα OH.

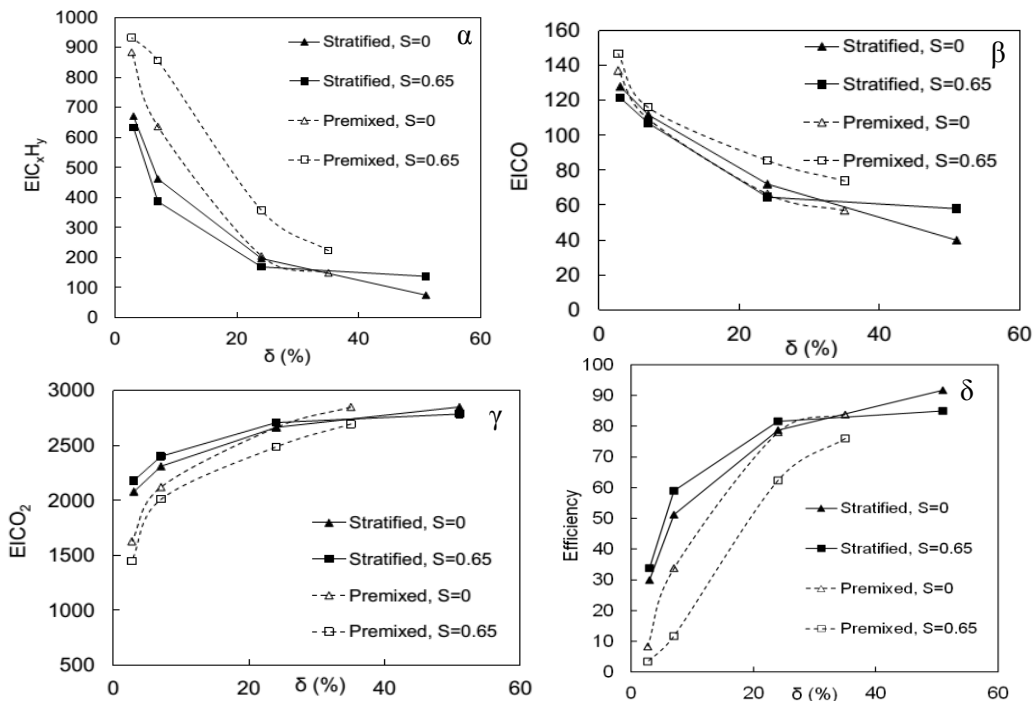
Η τοπολογία των εκπεμπόμενων διεγερμένων ριζικών OH\* παρατίθεται στο, Σχ. 7, για τις εξεταζόμενες περιπτώσεις. Στην περίπτωση της πλήρους προανάμιξης η σταδιακά μειούμενη παροχέτευση καυσίμου οδηγεί πρώτα σε αποκόλληση της φλόγας από τον σταθεροποιητικό δίσκο και, στην συνέχεια στην μετρίως αυξανόμενη μετατόπιση της από το χείλος του καυστήρα (lift-off). Ακόμη, πλησιάζοντας στην απόσβεση φαίνεται να αποκολλάται και να συγκλίνει προς τον άξονα συμμετρίας. Από την άλλη πλευρά, οι φλόγες διαστρωμάτωσης έχουν καλύτερη αγκίστρωση περιφερειακά του δίσκου (C) και κατά την προσέγγιση της απόσβεσης, το μέτωπο της φλόγας περιορίζεται στην περιοχή της ανακυκλοφορίας. Για το ίδιο «δ» τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά εκπομπής ριζικών OH\* είναι διαφορετικά στις δύο διαμορφώσεις και η αιτία είναι ότι η χωροταξική κατανομή των περιοχών παραγωγής ριζικών στις φλόγες μερικής προανάμιξης είναι σημαντικά

περιορισμένη. Τέλος, ο στροβιλισμός προκαλεί την απομάκρυνση των ζωνών αντίδρασης της φλόγας από τον άξονα συμμετρίας της και για τις δύο διαμορφώσεις. Η διερεύνηση ενός μεγαλύτερου εύρους γεωμετρικών διατάξεων και ροϊκών περιπτώσεων θα ήταν χρήσιμη για μια πιο εμπειριστατωμένη καταγραφή των ομοιοτήτων και διαφορών που ανακύπτουν στις οριακές συνθήκες λειτουργίας, (π.χ. Andrews et al. 2009, Kariuki et al. 2012, Sweeney et al. 2011, Sweeney . et al. 2012, Chaudhuri & Cetegen 2008, Kuenne et al 2012).



**Σχήμα 7:** Εικόνες χημειοφωταύγειας OH\* (κατόπιν ψηφιακής επεξεργασίας αποσυνέλιξης κατά Abel)

Τα Σχ.8 α, β, γ απεικονίζουν τις μεταβολές των βασικών ρύπων (UHC, CO, CO<sub>2</sub>) που παράγονται για την κάθε διαμόρφωση φλόγας. Τα διαγράμματα στο, Σχ. 8 α, δείχνουν την ομοιόμορφη τάση για ελάττωση των παραγόμενων ρύπων (UHC) για φλόγες με δ>25%. Όμως, για δ<25%, η παραγωγή των άκαυστων υδρογονανθράκων αυξάνεται ραγδαία για τις πλήρως προαναμιγμένες σε αντίθεση με τις διαστρωματωμένες φλόγες. Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται και στο Σχ. 8 β, αλλά οι μεταβολές αν και μονότονες, είναι πιο ομαλές. Η αυξητική τάση του CO<sub>2</sub>, στο Σχ. 8 γ, ανταπαραβάλλεται σε σχέση με την εκπομπή του CO στο Σχ. 8 β, επιβεβαιώνοντας την πληρέστερη οξείδωση του καυσίμου. Πιο αναλυτικά, καθώς μειώνεται η παροχή του καυσίμου και η φλόγα οδεύει



**Σχήμα 8:** Δείκτες εκπομπών για C<sub>x</sub>H<sub>y</sub>(α), CO(α), CO<sub>2</sub>(β), και απόδοση καύσης (δ) για διαφορετικούς λόγους ισοδυναμίας.



προς το όριο της απόσβεσης, ο σχετικός λόγος καυσίμου αέρα μειώνεται συγκριτικά με τον στοιχειομετρικό λόγο, με επακόλουθο ο αέρας να μην επαρκεί για την ολοκλήρωση της οξειδωσης του καυσίμου, αυξάνοντας την εκπομπή των άκαυστων υδρογονανθράκων και του μονοξειδίου του άνθρακα. Η επιβολή μεσαίας έντασης στροβιλισμού αμβλύνει και ομαλοποιεί την δημιουργία των προαναφερθέντων ρύπων, καθότι κλιμακώνει τα επίπεδα τύρβης με συνέπεια να διευρύνει το πάχος της ζώνης των χημικών αντιδράσεων. Τον ρόλο που διαδραματίζει ο τρόπος έγχυσης καυσίμου παρατηρείται και στα Σχ. 8 α, β, γ, αφού έως  $\delta=25\%$  η διαστρωματωμένη φλόγα έχει χαμηλότερες εκπομπές από την αντίστοιχη πλήρους προανάμιξης· εντούτοις για  $\delta>25\%$  και οι δύο διαμορφώσεις συγκλίνουν ως προς τα επίπεδα των εκπεμπόμενων ρύπων. Σχεδόν ίδιο ποσοστό απόδοσης συναντάται και στις δύο διαμορφώσεις για  $\delta=35\%$ . Για  $\delta=55\%$  οι φλόγες διαστρωμάτωσης επιτυγχάνουν απόδοση έως 89%, Σχ. 8 δ.

## ΑΝΑΚΕΦΑΛΑΙΩΣΗ- ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η αξιοποίηση των πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων συνέβαλλε στην διερεύνηση των χαρακτηριστικών σταθεροποίησης πτωχών, μερικώς και πλήρως προαναμιγμένων φλογών προπανίου-αέρα, υπό την επίδραση διαφορετικής έντασης στροβιλισμού. Κατά την προσέγγιση της απόσβεσης στην περίπτωση του πλήρως προαναμιγμένου μίγματος η φλόγα απαγκιστρώνεται από τον δίσκο (lift-off) και καταλαμβάνει μήκος μέχρι και επτά διαμέτρους του σταθεροποιητικού δίσκου. Ακόμη, το σχήμα της φλόγας μεταβάλλεται καθώς αυτή προσεγγίζει το όριο απόσβεσης, με την συγκέντρωση της φλόγα προς τον άξονά συμμετρίας της, δημιουργώντας έτσι ένα κωνικό σχήμα. Αντιθέτως, οι φλόγες διαστρωμάτωσης, καθώς προσεγγίζουν το όριο απόσβεσης, παρουσιάζουν καλύτερη αγκίστρωση περιφερειακά του δίσκου και αυτό συμβαίνει διότι λόγω της διαστρωμάτωσης του μίγματος η φλόγα τροφοδοτείται με μίγμα καυσίμου αέρα μεγαλύτερο του μέσου Φ. Παρουσιάζεται επίσης ένα σημαντικά πιο συμπαγές και κωνικό σχήμα φλόγας, το οποίο μεγαλώνει ακτινικά, εξαρτώμενο από την ένταση του στροβιλισμού. Κατά την προσέγγιση στην απόσβεση, η φλόγα σχηματίζει έναν αξονοσυμμετρικό δακτύλιο, που το μέγεθος του μειώνεται ανάλογα με την ελάττωση του καυσίμου. Τέλος, στη μελέτη παρατηρείται ότι η παρούσα διαστρωματωμένη φλόγα, υπό την τροφοδοσία πτωχού μίγματος, παρουσιάζει χαρακτηριστικά όμοια με εκείνα που παρατηρούνται τόσο σε μη προαναμιγμένες όσο και σε πλήρως προαναμιγμένες φλόγες. Η αποκόλληση του μετώπου της φλόγας από το χείλος του σταθεροποιητικού δίσκου και η σύγκλιση του πρυμναίου τμήματος της φλόγας προς τον άξονα συμμετρίας είναι τα βασικότερα από αυτά. Η καλύτερη κατανόηση των διαφορών μεταξύ των δύο μεθοδολογιών καύσης, υπό διαφορετικές συνθήκες σταθεροποίησης, θα διευκόλυνε την ανάπτυξη κατάλληλων μεθοδολογιών ελέγχου για την καλύτερη διαχείριση του μίγματος ή/και την στοχευόμενη χρήση φλόγας πιλότου στην προσπάθεια για πιο ευσταθή και διευρυμένη λειτουργία (turn down ratio) εφαρμογών καύσης. Η υποστήριξη της διαδικασίας με ρευστοθερμικούς υπολογισμούς LES, σε συνδυασμό με επιλογή κατάλληλου μοντέλου καύσης και χημείας, αναπαρήγαγε επαρκώς δομικά και λειτουργικά χαρακτηριστικά των υπό μελέτη φλογών. Με περαιτέρω δοκιμές και βελτιώσεις, μια τέτοια μέθοδος μπορεί να αποδειχθεί χρήσιμη στην ανάδειξη βασικών λειτουργικών στοιχείων σε ένα ευρύ φάσμα φλογών και εφαρμογών, υπό διαφορετικές οριακές συνθήκες.

### Ευχαριστίες

Η εργασία υποστηρίχθηκε από την Επιτροπή Ερευνών του Πανεπιστημίου Πατρών. Η συμβολή του μηχανουργείου του Πανεπιστημίου Πατρών συνετέλεσε στην κατασκευή της πειραματικής διάταξης και αναγνωρίζεται με ευγνωμοσύνη.

### ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Andrews G.E., Ahmed N.T., Phylaktou R., et al. (2009), Weak extinction in low NOx gas turbine combustion, Combust. Fuels Emis. 2, p. 623–638. GT2009-59830.  
 ANSYS® Academic Research, Release 14.0.  
 Bradley D. (2009), Combustion and the design of future engine fuels, Proc. Inst. Mech. Eng. C Mech. Eng. Sci. 223, p.2751–2765.

- Chaudhuri S. and Cetegen B. (2008), Blow-off characteristics of bluff-body stabilized conical premixed flames with upstream spatial mixture gradients and velocity oscillations, *Combust. Flame*, vol. 153, p. 616-633.
- Chaudhuri S., Kostka S., Renfro M.W., Cetegen B.M. (2010), Blowoff dynamics of bluff body stabilized turbulent premixed flames, *Combust. Flame* 157, p. 790–802.
- Cheng R.K., Levinsky H. (2007), Lean premixed burners, in: Derek Dunn-Rankin (Ed.), *Lean Combustion: Technology and Control*, Academic Press, p. 161–177.
- Colin O., Ducros F., Veynante D. and Poinso T. (2000), A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion, *Phys. Fluids A*, vol. 12, p. 1843-1863.
- Duwig C., Nogenmyr K.J., Chan C.K. et al (2011), Large Eddy Simulations of a piloted lean premix jet flame using finite-rate chemistry, *Combust. Theor. Model.*, vol.15, p.537-568.
- García-Armingol T., Hardalupas Y., Taylor A.M.K.P., Ballester J. (2014), Effect of local flame properties on chemiluminescence-based stoichiometry measurement, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 53, p.93–103
- Germano M, Piomelli U, Moin P, Cabot W.H. 1991, ‘A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model’, *Phys of Fluids A*, 3(7), p.1760–5.
- Karagiannaki Ch., Dogkas E., Paterakis G., Souflas K., Psarakis E.Z., Vasiliou P., Koutmos P. 2014, A comparison of the characteristics of disk stabilized lean propane flames operated under premixed or stratified inlet mixture conditions, *Exp. Therm. and Fluid Sci.*, Volume 59, p. 264–274
- Kariuki J., Dawson J.R. and Mastorakos E. (2012), Measurements in turbulent premixed bluff body flames close to blow-off, *Combust. Flame*, vol. 159, p. 2589–2607.
- Koutmos P. and Souflas K. (2012), A study of slender bluff body reacting wakes formed by concurrent or counter-current fuel injection, *Combust. Sci. Technol.*, vol. 184, p. 1343-1365.
- Kuenne G., Seffrin F., Fuest F. et al (2012), Experimental and numerical analysis of a lean premixed stratified burner using 1D Raman/Rayleigh scattering and large eddy simulations, *Combust. Flame*, vol. 159, p. 2669-2689.
- Muruganandam T.M., Nair S., Scarborough D. et al(2005), Active Control of Lean Blowout for Turbine Engine Combustors, *J. Prop. Power*, vol. 21, p. 807-814.
- Shanbhogue S. J., Husain S. and Lieuwen T. (2009), Lean blow-off of bluff body stabilized flames: scaling and dynamics, *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 35, p. 96-117.
- Stohr M., Boxx I., Carter C. et al. (2011), Dynamics of lean blowout of a swirl-stabilized flame in a gas turbine model combustor, *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, p. 2953-2960.
- Sweeney M.S., Hochgreb S. and Barlow R.S. (2011), The structure of premixed and stratified low turbulence flames, *Combust. Flame*, 158, p. 935–948.
- Sweeney M.S., Hochgreb S., Dunn M.J., Barlow R.S. (2012), The structure of turbulent stratified and premixed methane/air flames II: Swirling flows, *Combust. Flame* 159, p.2912-2929.
- Wang G., Boileau M. and Veynante D. (2011), Implementation of a dynamic thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion, *Combust. Flame*, vol. 158, p. 2199–2213.
- Xiouris C. and Koutmos P. (2005), An experimental investigation of the interaction of swirl flow with partially premixed disk stabilized propane flames, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 35, p. 1055-1066.
- Xiouris C. and Koutmos P. (2012), Fluid dynamics modelling of a stratified disk burner in swirl co-flow, *Appl. Therm. Eng.*, vol. 35, p. 60-70.

**TITLE: Combustion Features and Emission Levels of Axisymmetric Bluff Body Stabilized Propane Flames Under Stratified and Fully-Premixed Inlet Conditions**

**SUMMARY.**The work presents the reactive flow characteristics and the emission performance of stratified and premixed lean propane flames stabilized in a double-cavity premixer/disk burner configuration operating with or without swirl. Velocities, temperatures, OH\* chemiluminescence and exhaust species concentrations are measured for a selection of inlet mixture equivalence ratio gradients and are compared against supporting Large Eddy Simulations performed with a 14-species mechanism for C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>-air. The combined methodology helps to delineate important differences in the emission performance of each set up and also provides useful information to allow better control or exploitation of their variable mixing characteristics.

## ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΤΗΣ ΘΕΡΜΙΚΗΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑΣ ΤΟΥ ΛΕΒΗΤΑ ΜΕΓΑΛΟΠΟΛΗ IV ΥΠΟ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΠΛΗΡΟΥΣ ΚΑΙ ΜΕΡΙΚΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ

Δροσάτος Π.<sup>1,2</sup>, Νεσιάδης Αθ.<sup>1</sup>, Νικολόπουλος Ν.<sup>1</sup>, Νικολόπουλος Α.<sup>1</sup>, Κακαράς Ε<sup>1,2</sup>.

<sup>1</sup> Εθνικό Κέντρο Έρευνας και Τεχνολογικής Ανάπτυξης

Ινστιτούτο Χημικών Διεργασιών και Ενεργειακών Πόρων (ΕΚΕΤΑ/ΙΔΕΠ)

4<sup>ο</sup> χλμ Μποδεσακίου-Πτολεμαΐδας, περιοχή Νοσοκομείου, Πτολεμαΐδα

<sup>2</sup> Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών, Εργαστήριο Ατμοκινητήρων και Λεβήτων, Εθνικό Μετσόβιο  
Πολυτεχνείο, Ηρώων Πολυτεχνείου 9, Ζωγράφου 15780, Αθήνα, Ελλάδα

Δροσάτος Παναγιώτης, Υποψήφιος Διδάκτορας Μηχανολόγος Μηχανικός ([drosatos@lignite.gr](mailto:drosatos@lignite.gr))

Νεσιάδης Αθανάσιος, Υποψήφιος Διδάκτορας Μηχανολόγος Μηχανικός ([nesiadis@certh.gr](mailto:nesiadis@certh.gr))

Νικολόπουλος Νικόλαος, Ερευνητής Γ' Μηχανολόγος Μηχανικός ([n.nikolopoulos@certh.gr](mailto:n.nikolopoulos@certh.gr))

Νικολόπουλος Αριστείδης, Δρ. Μηχανολόγος Μηχανικός ([a.nikolopoulos@certh.gr](mailto:a.nikolopoulos@certh.gr))

Κακαράς Εμμανουήλ, Καθηγητής ΕΜΠ ([ekak@central.ntua.gr](mailto:ekak@central.ntua.gr))

Η παρούσα εργασία επικεντρώνεται στην τρισδιάστατη αριθμητική προσομοίωση του λέβητα της ηλεκτροπαραγωγικής μονάδας Μεγαλόπολη IV υπό συνθήκες καύσης με αέρα, τόσο σε συνθήκες πλήρους όσο και συνθήκες μερικού φορτίου. Παρόμοιες μελέτες για χαμηλότερα φορτία λειτουργίας δεν συναντώνται στη διεθνή βιβλιογραφία και υπό το πρίσμα αυτό, παρουσιάζονται σημαντικά αποτελέσματα σχετικά με τη χωρική κατανομή της θερμοκρασίας και βασικών συστατικών της αέριας φάσης (CO, CO<sub>2</sub> και O<sub>2</sub>), όπως αυτά αναπτύσσονται σε συνάρτηση με τις παροχές καυσίμου και αντιστοίχως οξειδωτικού μέσου. Τα αποτελέσματα που προκύπτουν για την περίπτωση της καύσης με αέρα βρίσκονται σε καλή συμφωνία με αντίστοιχα δεδομένα λειτουργίας, όπως αυτά προμηθεύονται από τον κατασκευαστή της μονάδας. Η αριθμητική προσομοίωση των σεναρίων αυτών καταδεικνύει τη σημαντικότητα τέτοιων μελετών, όσον αφορά στη συμπεριφορά των θερμοηλεκτρικών σταθμών, δεδομένης της σύγχρονης ανάγκης για τη λειτουργία αυτών υπό συνθήκες χαμηλού και ευμετάβλητου φορτίου.

**Λέξεις Κλειδιά:** Υπολογιστική Ρευστομηχανική, λέβητας κονιοποιημένου καυσίμου, ευέλικτη λειτουργία

### 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Σήμερα, εκτιμάται πως περίπου το 29.9% των παγκόσμιων αναγκών σε ενέργεια και το 41% των απαιτήσεων σε παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας, καλύπτονται από την καύση άνθρακα σε θερμοηλεκτρικούς σταθμούς (Coal Facts 2013). Ο καθαρός βαθμός απόδοσης των μονάδων αυτών σήμερα κυμαίνεται από 30% έως 46% (Graus et al., 2008). Λόγω της επιβαλλόμενης μείωσης των εκπομπών αερίων του θερμοκηπίου για την Ε.Ε. και τις ΗΠΑ κατά 43% ως το 2030 σε σύγκριση με τα επίπεδα εκπομπής του 2005 (European Commission, U.S Department of Energy) και της αναγκαιότητας για σταδιακό περιορισμό της κατανάλωσης καυσίμου εξαιτίας της μειούμενης διαθεσιμότητας φυσικών πόρων, η αύξηση της απόδοσης των θερμοηλεκτρικών μονάδων είναι ένα καίριο τεχνολογικό απαιτούμενο. Επιπρόσθετα, είναι γεγονός πως οι ανανεώσιμες πηγές ενέργειας λαμβάνουν ολοένα και περισσότερο μερίδιο στην αγορά ενέργειας. Εκτιμάται πως μέχρι το 2035 το μερίδιο των ανανεώσιμων πηγών ενέργειας θα έχει φθάσει στο 23% των ολικών ενεργειακών αναγκών για την Ε.Ε., στο 20% για την Ινδία, στο 16% για τις Η.Π.Α και 13% για την Κίνα (World

Energy Outlook 2011). Η διαμορφούμενη αυτή πραγματικότητα οδηγεί στην απαίτηση λειτουργίας των θερμοηλεκτρικών μονάδων όχι μόνο ως μονάδες βασικού φορτίου αλλά και ως μονάδες αιχμής ικανές να ανταπεξέρχονται υπό συνθήκες κυκλικής φόρτισης προκειμένου να προσαρμόζονται εύκολα στη συνεχώς μεταβαλλόμενη ισχύ που προσφέρεται από τις ανανεώσιμες πηγές (Kumar et al., 2012). Οι παλαιότερες ωστόσο μονάδες παραγωγής με χρήση άνθρακα έχουν σχεδιαστεί να λειτουργούν υπό συνθήκες βασικού φορτίου, με δυνατότητα περιορισμένων επανενάρξεων στη διάρκεια του χρόνου (Cochran et al., 2013). Τίθεται λοιπόν επιτακτικά η ανάγκη εξεύρεσης παρεμβατικών μεθόδων και διατάξεων για τη βελτίωση της συμπεριφοράς των λέβητων στις νέες νόρμες λειτουργίας που απαιτούνται. Στο πλαίσιο αυτής της προσπάθειας, η συγκεκριμένη εργασία μελετά αριθμητικά τη συμπεριφορά του ελληνικού λέβητα της Δ.Ε.Η Μεγαλόπολης IV για δύο περιπτώσεις φόρτισης (87% και 40% του ονομαστικού φορτίου). Σκοπός είναι η διερεύνηση της συμπεριφοράς του λέβητα στις συγκεκριμένες συνθήκες λειτουργίας, η μελέτη της χωρικής κατανομής και της ποιότητας της πραγματοποιούμενης καύσης, ο εντοπισμός των περιοχών υψηλής φόρτισης του λέβητα όσον αφορά στα αναπτυσσόμενα πεδία θερμορροών και ο προσδιορισμός ενεργειών για τη βελτιστοποίηση της συμπεριφοράς της μονάδας υπό συνθήκες λειτουργίας σε μερικά φορτία.

## 2. ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ

Ο υπό εξέταση λέβητας Μεγαλόπολη IV περιλαμβάνει 6 συστοιχίες καυστήρων. Αυτές είναι διατεταγμένες ανά δύο στην εμπρόσθια και οπίσθια πλευρά του λέβητα και ανά μία στην αριστερή και τη δεξιά πλευρά. Κάθε συστοιχία αποτελείται από 2 επίπεδα. Το άνω επίπεδο περιλαμβάνει 5 εισόδους για τον δευτερεύοντα αέρα καύσης (2 άνω, 1 μεσαία και 2 κάτω) και 2 εισόδους για το λιγνίτη και τον πρωτεύοντα αέρα (άνω καυστήρας). Το κάτω επίπεδο αποτελείται από τον ίδιο αριθμό εισόδων αέρα – καυσίμου με τον άνω και επιπροσθέτως περιλαμβάνει μία είσοδο για το αποξηραμένο καύσιμο (λιγνίτη) με τον ανάλογο πρωτεύοντα αέρα και μία ακόμα είσοδο για τον δευτερεύοντα αέρα καύσης. Επιπλέον ο λέβητας διαθέτει και 8 διατάξεις έγχυσης πετρελαίου, ωστόσο τα σενάρια που προσομοιώθηκαν προέβλεπαν τη χρήση μόνο στερεού καυσίμου (λιγνίτη). Ένα ιδιαίτερο γνώρισμα της εν λόγω διάταξης, είναι η κλίση όλων των συστοιχιών υπό κατάλληλη γωνία ούτως ώστε να διαμορφώνεται στο εσωτερικό του λέβητα η επιθυμητή συστροφή του πεδίου ροής. Οι συστοιχίες της αριστερής και δεξιάς πλευράς έχουν κλίση  $3^\circ$ , η εμπρόσθια και οπίσθια δεξιά  $36^\circ$ , ενώ η εμπρόσθια και οπίσθια αριστερή  $31^\circ$ . Επίσης όλες έχουν κλίση  $8^\circ$  κατά το οριζόντιο επίπεδο και είναι στραμμένες προς τη βάση του λέβητα. Ανάλογα με το φορτίο λειτουργίας, κάποιες συστοιχίες καυστήρων παραμένουν κλειστές, δηλαδή από αυτές εισάγεται μόνο ένα πολύ μικρό τμήμα του ολικού δευτερεύοντος αέρα καύσης. Η ρύθμιση της παροχής επιτυγχάνεται μέσω συστημάτων dampers.

Εισαγωγή επιπλέον αέρα στο λέβητα σημειώνεται και από τη βάση του hopper. Στο άνω τμήμα του λέβητα υπάρχουν 6 έξοδοι ανακυκλοφορίας των καυσαερίων. Το ανακυκλοφορούν καυσαέριο χρησιμοποιείται στην επεξεργασία του καυσίμου και τμήμα του επανεισάγεται στο θάλαμο καύσης από την αντίστοιχη συστοιχία καυστήρων. Οι έξοδοι αυτοί είναι διατεταγμένες ανά 2 στην εμπρόσθια, δεξιά και αριστερή πλευρά του λέβητα, ενώ στην οπίσθια πλευρά βρίσκεται η έξοδος των καυσαερίων προς τον υπερθερμαντήρα.

Από τα παραπάνω είναι σαφές ότι πρόκειται για μία πολύπλοκη γεωμετρία με ιδιαίτερες απαιτήσεις όσον αφορά στο υπολογιστικό πλέγμα. Ιδιαίτερα στις συστοιχίες καυσίμων, η διακριτοποίηση του υπολογιστικού χωρίου πρέπει να είναι αρκετά πυκνή ώστε να μπορεί να προλεχθεί με ακρίβεια η κατεύθυνση του εισερχόμενου αέρα, καθώς και η αντίστοιχη ορμή που τον χαρακτηρίζει. Για το λόγο αυτό αναπτύχθηκε υπολογιστικό πλέγμα αποτελούμενο από 4 εκατομμύρια τετραεδρικά στοιχεία. Ιδιαίτερο χαρακτηριστικό του πλέγματος είναι ότι πλησίον των τοιχωμάτων αυτό χαρακτηρίζεται από 5 στρώσεις που επιτρέπουν την λεπτομερή επίλυση τόσο της ροής όσο και του θερμοκινητικού οριακού στρώματος για τις περιοχές αυτές.

Η προσομοίωση της ροής πραγματοποιείται κατά Euler για την αέρια φάση και κατά Lagrange για τη σωματιδιακή φάση με το εμπορικό υπολογιστικό λογισμικό ANSYS/FLUENT. Η μέθοδος αυτή είναι γνωστή ως DPM (Discrete Phase Model) και χρησιμοποιείται όταν το κλάσμα όγκου της στερεάς φάσης είναι μικρό, ανεξαρτήτως της τιμής του κλάσματος μάζας της.

Για την αέρια φάση επιλύονται οι κατά Reynolds σταθμισμένες εξισώσεις Navier Stokes (RANS). Για τη μοντελοποίηση της τύρβης χρησιμοποιείται το μοντέλο 2 εξισώσεων k-ε στην συμβατική του μορφή (standard k-ε model), ενώ πλησίον των τοιχωμάτων χρησιμοποιούνται οι κλασσικές συναρτήσεις τοιχώματος (standard wall functions). Όσον αφορά το θερμοκρασιακό πεδίο, επιλύεται η εξίσωση της ενέργειας. Η θερμότητα που απελευθερώνεται στο υπολογιστικό πεδίο από τις ομογενείς και ετερογενείς αντιδράσεις που λαμβάνουν χώρα σε αυτό, εισάγεται στην εξίσωση αυτή ως ένας όρος πηγής. Προκειμένου να υπολογιστούν οι συγκεντρώσεις των στοιχείων που αποτελούν την αέρια φάση (N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, Ar, SO<sub>2</sub>, volatiles), επιλύεται για κάθε ένα από αυτά μία εξίσωση μεταφοράς. Τέλος, στους λέβητες όμοιους με τον εξεταζόμενο ένα σημαντικό μέρος της μεταφοράς ενέργειας προς τα τοιχώματα πραγματοποιείται μέσω ακτινοβολίας. Προκειμένου να προσομοιωθεί το φαινόμενο αυτό, γίνεται χρήση του μοντέλου P1.

Όσον αφορά στην προσομοίωση της κίνησης των σωματιδίων του καυσίμου, βασικό στοιχείο της μεθόδου DPM είναι η διαίρεση των σωματιδίων σε πακέτα (parcels) όμοιας διαμέτρου. Για τον υπολογισμό της τροχιάς τους λαμβάνεται υπόψιν τόσο η επίδραση της βαρύτητας όσο και της οπισθέλκουσας δύναμης. Κάθε σωματίδιο υφίσταται διαδοχικά εξάτμιση της υγρασίας του, εσωτερική θέρμανση, αποπτικοποίηση, καύση του εξανθρακώματος και θέρμανση της εναπομείνουσας στάχτης. Σε κάθε φάση για τον υπολογισμό της θερμοκρασίας του συνυπολογίζεται η επίδραση τόσο της μεταφοράς θερμότητας λόγω συναγωγής, όσο και λόγω ακτινοβολίας.

Η καύση του άνθρακα λαμβάνει χώρα στην επιφάνειά του και προσομοιώνεται λαμβάνοντας υπόψιν τόσο την επίδραση του ρυθμού διάχυσης όσο και του κινητικού ρυθμού αντίδρασης. Ο τελικός ρυθμός καύσης υπολογίζεται σταθμίζοντας τους δύο ρυθμούς καύσης. Προκειμένου να μοντελοποιηθεί η ετερογένεια που μπορεί να εμφανίσει το εξανθράκωμα κατά την καύση του, θεωρείται ότι αυτό αποτελείται από δύο διαφορετικά συστατικά (C & C') με διαφορετικές παραμέτρους καύσης. Η μάζας τους λαμβάνεται ίση με 45% & 55% αντιστοίχως της ολικής μάζας του καυσίμου που εισάγεται στον λέβητα (Vambuka et al., 2008). Η όλη αυτή μοντελοποίηση δεν υπάρχει ως προεπιλογή στο χρησιμοποιούμενο εμπορικό λογισμικό, αλλά εισάγεται σε αυτό μέσω UDF (User Defined Function). Η ομογενής αντίδραση που περιγράφει την καύση των πηκτικών του καυσίμου θεωρείται ότι συντελείται σε δύο στάδια. Αρχικά λαμβάνει χώρα ατελής καύση της οποίας κύρια προϊόντα είναι τα CO και H<sub>2</sub>O. Εν συνεχεία το CO καίγεται προς CO<sub>2</sub>. Οι δύο αυτές αντιδράσεις, όπως και αυτές της καύσης του άνθρακα περιλαμβάνονται στον **Error! Reference source not found.**

| No. | Reaction   | A (s <sup>-1</sup> )     | E (J/kmol)              | Rate orders  |
|-----|--|--------------------------|-------------------------|--|
| 1   | Coal volatiles + 3.765 O <sub>2</sub> → 4.39 CO + 4.058 H <sub>2</sub> O + 0.32 SO <sub>2</sub> + 0.139 N <sub>2</sub> | 2.119 × 10 <sup>11</sup> | 2.027 × 10 <sup>8</sup> | [CV] <sup>0.2</sup> · [O <sub>2</sub> ] <sup>1.3</sup> |
| 2   | CO + 0.5 O <sub>2</sub> → CO <sub>2</sub>  | 2.239 × 10 <sup>12</sup> | 1.702 × 10 <sup>8</sup> | [CO] · [O <sub>2</sub> ] <sup>0.25</sup>               |
| 3   | C + O <sub>2</sub> → CO <sub>2</sub>   | 0.103 × 10 <sup>11</sup> | 1.591 × 10 <sup>8</sup> |  |
| 4   | C' + O <sub>2</sub> → CO <sub>2</sub>  | 0.092 × 10 <sup>11</sup> | 1.808 × 10 <sup>8</sup> |  |

Πίνακας 1. Ομογενείς αντιδράσεις και αντίστοιχες κινητικές παράμετροι καύσης (Karampinis et al. 2012, Vamvuka et al. 2008).

Σε κάθε εξεταζόμενη περίπτωση, χρησιμοποιούνται ως οριακές συνθήκες οι παροχές αέρα και καυσίμου που ορίζει ο κατασκευαστής. Ωστόσο τα στοιχεία αυτά δεν είναι λεπτομερή όσον αφορά στο δευτερεύοντα αέρα καύσης, καθώς δίνεται μόνο η ολική παροχή που κατευθύνεται και στις 6 συστοιχίες καυστήρων. Το 95% αυτής κατευθύνεται και ισομοιράζεται στις ανοικτές συστοιχίες, ενώ το 5% στις κλειστές. Όταν το φορτίο του λέβητα είναι 87% κλειστή παραμένει η δεξιά συστοιχία, ενώ

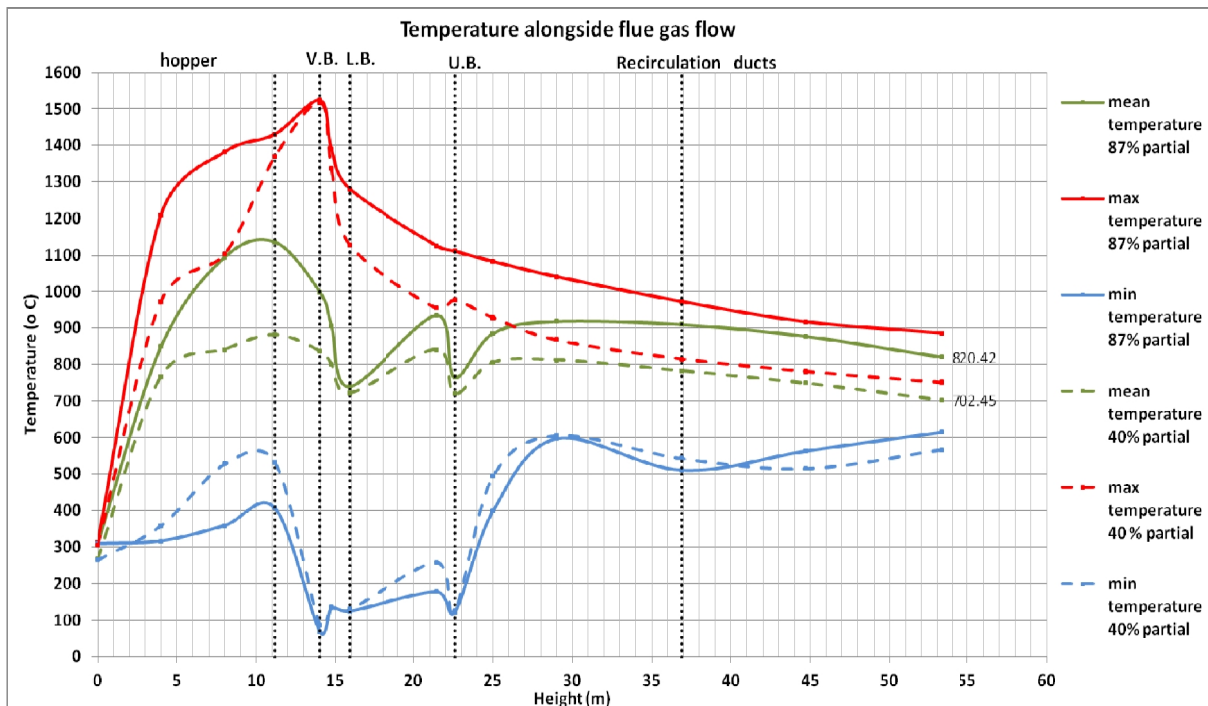
στο 40% κλειστές είναι επιπλέον η εμπρόσθια αριστερή και η οπίσθια αριστερή συστοιχία. Σε κάθε περίπτωση κλειστές παραμένουν και οι αντίστοιχες έξοδοι ανακυκλοφορίας καυσαερίων. Για τον καταμερισμό των παροχών στις 11 εισόδους κάθε συστοιχίας επιλύεται ένα σύστημα 8 εξισώσεων με 8 αγνώστους, θεωρώντας ίδια παροχή στις 2 άνω όπως και στις 2 κάτω εισόδους κάθε επιπέδου. Οι επιλυόμενες εξισώσεις είναι οι εξής (Παπαντωνίου, 1996) :

$$\sum_{i=1}^7 Q_i = Q_{\text{συστοιχίας}} \text{ και } \Delta P_i = k_{Di} \cdot \left(\frac{Q_i}{A_i}\right)^2 \cdot \frac{1}{2g} + k_{1i} \cdot \left(\frac{Q_i}{A_i}\right)^2 \cdot \frac{1}{2g} + k_{2i} \cdot \left(\frac{Q_i}{A_i}\right)^2 \cdot \frac{1}{2g}, i=1...7$$

Στις παραπάνω σχέσεις με  $Q_i$  και  $A_i$  συμβολίζονται η παροχή και το εμβαδόν κάθε εισόδου αέρα,  $g$  είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας,  $\Delta P_i$  η ολική πτώση πίεσης στην εκάστοτε είσοδο,  $k_{Di}$  ο συντελεστής απωλειών στο damper,  $k_{1i}$  και  $k_{2i}$  οι συντελεστές απωλειών κατά τη διαδρομή του αέρα στην είσοδο. Ο δεύτερος συντελεστής χρησιμοποιείται καθώς στις μεσαίες εισόδους σημειώνεται μεταβολή της διατομής τους.

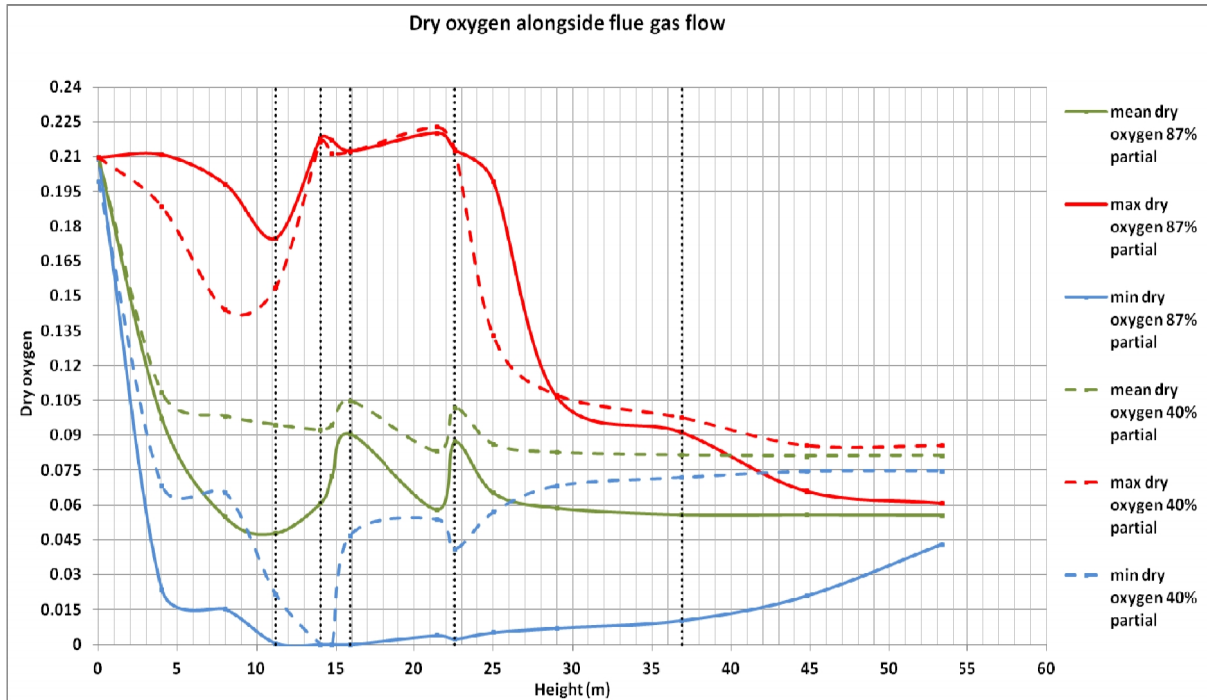
### 3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Τα γραφήματα 3.1 και 3.2 απεικονίζουν τη χωρική κατανομή των μέγιστων, των ελάχιστων και των μέσων τιμών θερμοκρασίας και σύστασης σε οξυγόνο των καυσαερίων κατά την κύρια διεύθυνση της ροής τους. Το οξυγόνο έχει υπολογισθεί υπό συνθήκες ξηρής σύστασης του μείγματος (απουσία υγρασίας), ενώ οι μέσες τιμές εκφράζονται με αναγωγή στην παροχή μάζας που διέρχεται μέσω της μελετούμενης διατομής καθ' ύψος του λέβητα. Οι πέντε κάθετες γραμμές των γραφημάτων εκφράζουν κατά σειρά α) το ύψος στο τέλος της καταληκτικής περιοχής του λέβητα (hopper), β) το μέσο της διατομής εισόδου του καυστήρα ξηρού λιγνίτη, γ) το μέσο των διατομών του κάτω και άνω καυστήρα, αντίστοιχα, καθώς και δ) το ύψος των θυρών ανακυκλοφορίας. Η πρώτη μελετούμενη περίπτωση του 87% μερικού φορτίου εκφράζεται μέσω συνεχών γραμμών, ενώ η δεύτερη μελετούμενη περίπτωση του 40% φορτίου εκφράζεται με διακεκομμένες γραμμές. Το τελευταίο σημείο των γραφημάτων εκφράζει τις τιμές για τη διατομή κατά τη στροφή του λέβητα προς την περιοχή των υπερθερμαντών/αναθερμαντών και αποτελεί τη χαρακτηριστική επιφάνεια για τις τιμές αναφοράς που έχουν δοθεί ύστερα από θερμοδυναμικές αναλύσεις της μονάδας στα δύο φορτία.



Γράφημα 3.1: Καθ' ύψος χωρική κατανομή της θερμοκρασίας των καυσαερίων

Μέσω των συγκεκριμένων γραφημάτων γίνεται αντιληπτό πως η άνω περιοχή της τεφρολεκάνης του λέβητα (hopper) εμφανίζει περιοχές με σημαντική καύση του χρησιμοποιούμενου καυσίμου, καθώς σε αυτό το υψομετρικό εύρος (0 -11 m) εμφανίζεται η μεγαλύτερη κλίση αύξησης της θερμοκρασίας και η μεγαλύτερη αντίστοιχα κλίση μείωσης της συγκέντρωσης οξυγόνου όπως και οι μέγιστες/ελάχιστες μέσες τιμές θερμοκρασίας και οξυγόνου, αντίστοιχα. Η ισχυρή καύση των σωματιδίων λιγνίτη στην περιοχή αυτή δικαιολογείται από δύο παράγοντες: α) από την κλίση των καυστήρων (εκτός αυτών του ξηρού λιγνίτη) προς τα κάτω κατά 8 μοίρες και β) την έγχυση στερεού καυσίμου με κοκκομετρία που χαρακτηρίζεται από σωματίδια με μέση διάμετρο μεγαλύτερη από τις συνήθεις τιμές (~ 180 μm) κατά την οποία μεγάλο μέρος της παροχής καυσίμου (~50%) μοντελοποιείται από βαρύκοκκα σωματίδια που δεν παρασέρνονται εύκολα από τη ροή των καυσαερίων.



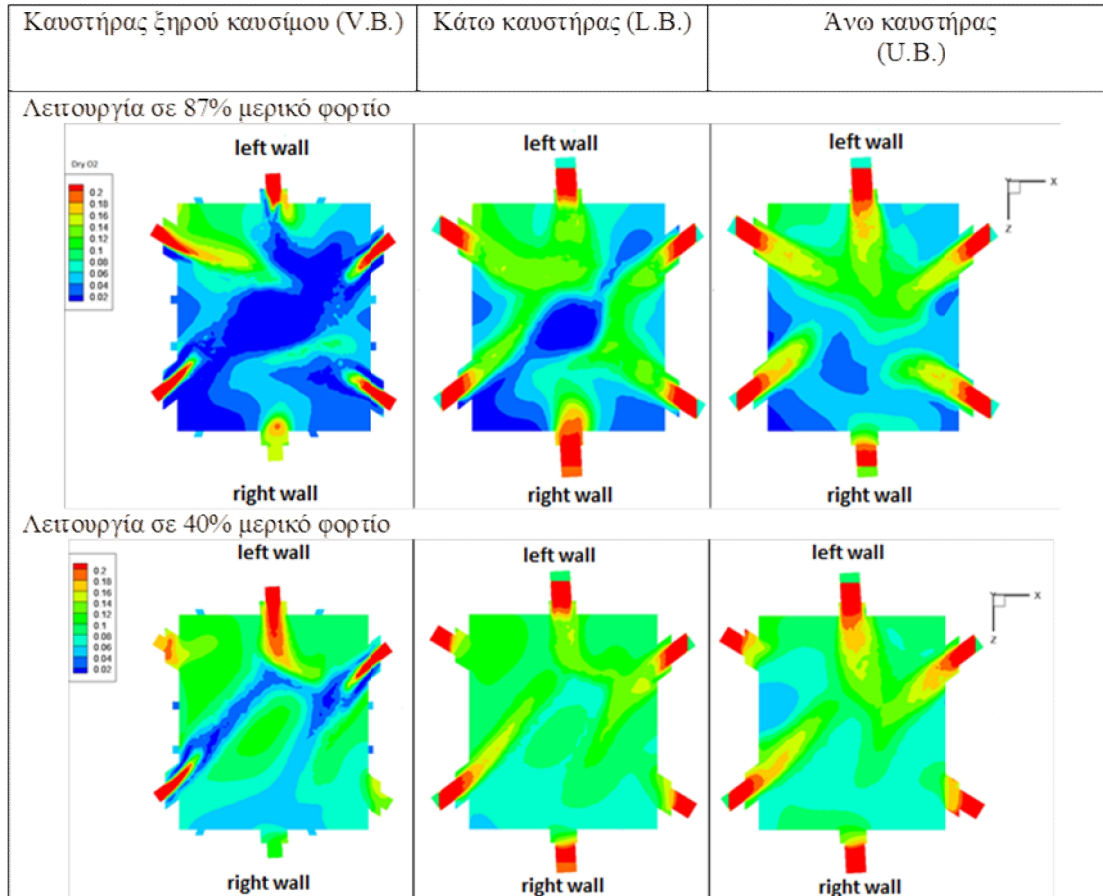
Γράφημα 3.2: Καθ' ύψος χωρική κατανομή του ξηρού οξυγόνου των καυσαερίων

Μεταξύ των δύο καταστάσεων λειτουργίας που μελετήθηκαν, διαπιστώνεται πως οι μέσες τιμές θερμοκρασίας είναι μεγαλύτερες στο 87% του φορτίου, ενώ οι μέσες τιμές συγκέντρωσης ξηρού οξυγόνου είναι μικρότερες στην ίδια περίπτωση. Η εικόνα αυτή είναι αναμενόμενη, καθώς σε αυτό το σενάριο λειτουργίας η αναλογία παροχής καυσίμου και οξειδωτικού μέσου είναι μεγαλύτερη και η πραγματοποιηθείσα καύση ισχυρότερη. Οι διαφορές των αριθμητικών αποτελεσμάτων όσον αφορά στη μέση θερμοκρασία εξόδου των καυσαερίων, συγκριτικά με τις τιμές που προέκυψαν από θερμοδυναμική ανάλυση των δύο φορτίων είναι αποδεκτή (2.7% και 0.7 % στο 87% και 40% του φορτίου αντιστοίχως).

Όπως μπορεί να διαπιστωθεί από το γράφημα 3.3, για την πρώτη περίπτωση οι περιοχές ισχυρότερης καύσης, που ισοδυναμούν με περιοχές χαμηλότερης συγκέντρωσης οξυγόνου, εντοπίζονται στο ύψος του καυστήρα ξηρού λιγνίτη και στο ύψος του κάτω καυστήρα. Λόγω μάλιστα των παραγόντων που αναλύθηκαν παραπάνω (κλίση στομιών, βαρύκοκκα σωματίδια) η καύση είναι εντονότερη στην περιοχή του καυστήρα ξηρού λιγνίτη, ενώ στην περιοχή του άνω καυστήρα η καύση είναι περισσότερο εντοπισμένη και η διάχυση του οξειδωτικού μέσου που δε λαμβάνει μέρος σε κάποια αντίδραση περισσότερο εκτεταμένη.

Λόγω της λειτουργίας των πέντε από τους έξι συνολικά μύλους της μονάδας, στη χαρακτηριστική διατομή του ξηρού λιγνίτη, η ανάπτυξη συστροφής στο υπολογιστικό πεδίο είναι έντονη και είναι διακριτή και από το συγκεκριμένο γράφημα. Λόγω του αναπτυσσόμενου αυτού πεδίου εξασφαλίζεται

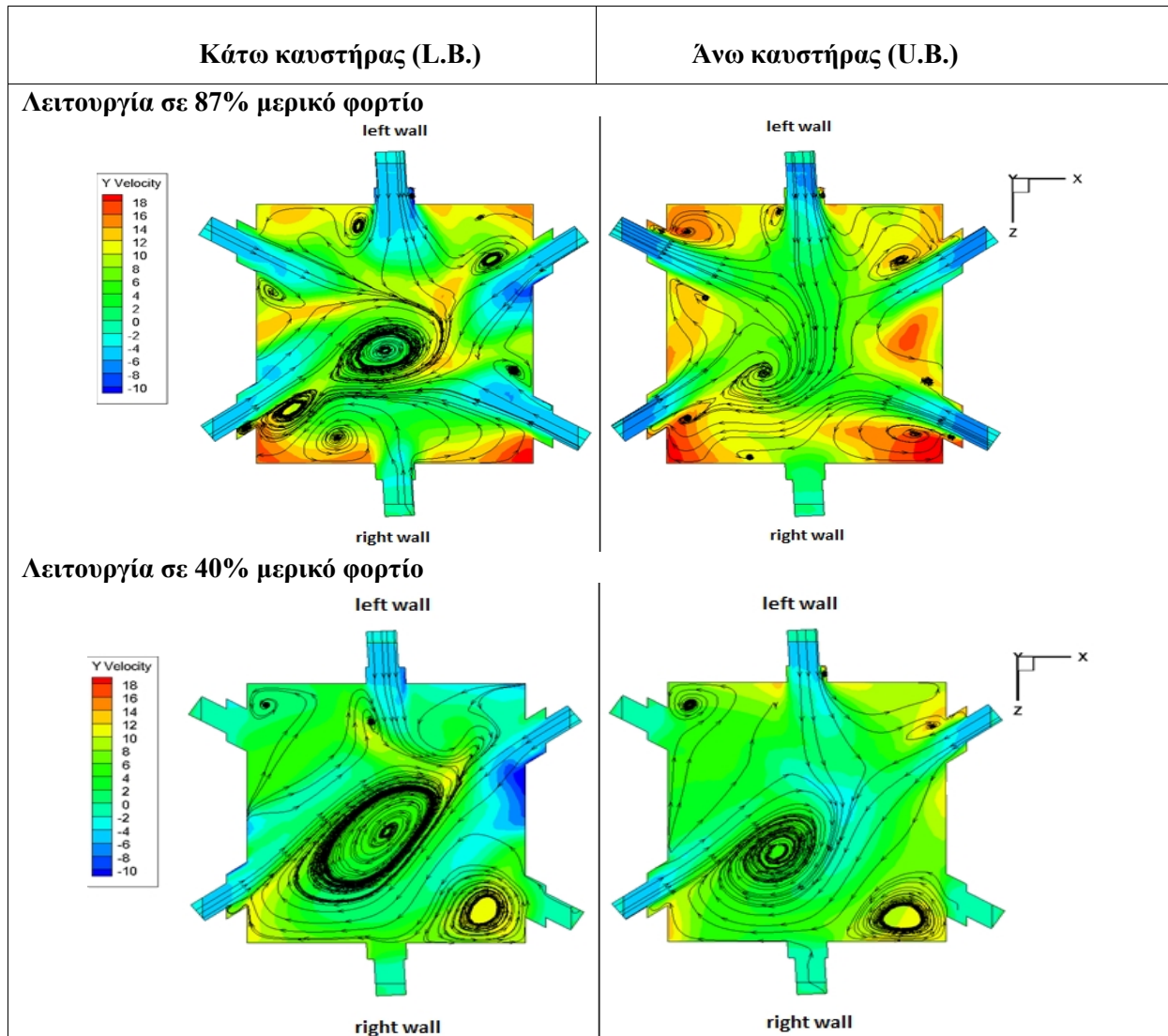
υψηλή αναμιξιμότητα καυσίμου και οξειδωτικού μέσου, ενώ ισχυρή καύση εντοπίζεται στο κέντρο του λέβητα, γεγονός που επιβεβαιώνεται από την ύπαρξη χαμηλών συγκεντρώσεων οξυγόνου στο κέντρο της διατομής. Ο πυρήνας αυτός ισχυρής καύσης και χαμηλών συγκεντρώσεων σε οξυγόνο επεκτείνεται και στη χαρακτηριστική διατομή των άλλων δύο καυστήρων με σταδιακό περιορισμό της έκτασης. Ο περιορισμός αυτός οφείλεται αφ' ενός στη διάχυση οξειδωτικού μέσου από τις πολλαπλές εισόδους δευτερεύοντος αέρα που μεσολαβούν μεταξύ των διατομών και αφ' ετέρου στην κλίση των καυστήρων που επικεντρώνουν την καύση προς χαμηλότερα ύψη από τα αντίστοιχα στα οποία γίνεται η έκχυση του καυσίμου.



Γράφημα 3.3: Χωρική κατανομή μέσης τιμής οξυγόνου στα χαρακτηριστικά επίπεδα ξηρού, άνω και κάτω καυστήρα

Στη δεύτερη περίπτωση του 40% μερικού φορτίου, μόνο τρεις από τους συνολικά έξι μύλους λειτουργούν. Η λειτουργία μονάχα των μισών καυστήρων έχει ως συνέπεια να μην επιτυγχάνεται πλήρης συστροφή του πεδίου ροής και η ισχυρή περιοχή καύσης να εντοπίζεται μονάχα στην κατώτερη χαρακτηριστική διατομή (ξηρού λιγνίτη). Η έλλειψη αυτή συστροφής του πεδίου ταχυτήτων και η μείωση των εισαγόμενων παροχών επιδρούν και στο διαμορφούμενο σχήμα για την περιοχή ισχυρότερης καύσης, αφού πλέον αυτή δεν είναι κυκλική, ούτε επικεντρώνεται στο κέντρο της υπό εξέταση περιοχής. Αντίθετα, λόγω της λειτουργίας δύο αντιδιαμετρικών καυστήρων και ενός πλευρικού, η περιοχή έντονης καύσης αποκτά σχεδόν ελλειπτική μορφή, και επικεντρώνεται στην περιοχή πλευρικά του αριστερού τοιχώματος του λέβητα. Η περιοχή αυτή, και σε αυτή την περίπτωση λειτουργίας, εκτείνεται μέχρι και την επόμενη διαδοχική επιφάνεια (κάτω καυστήρας) διατηρώντας γενικά την διαμόρφωση που έχει αναπτύξει ωστόσο με μικρότερη ένταση, γεγονός που επιβεβαιώνει και πως σε αυτές τις συνθήκες λειτουργίας οι κατώτερες περιοχές του λέβητα εμφανίζουν ισχυρότερη καύση, συγκριτικά με τις υπόλοιπες.



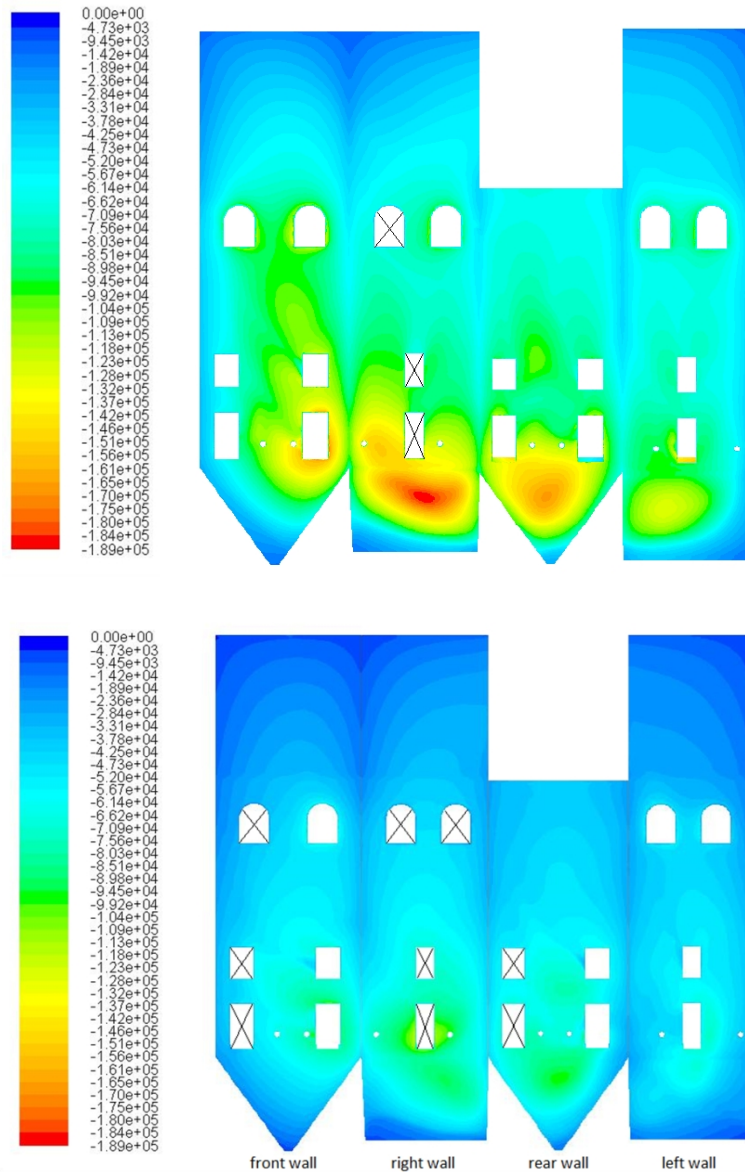


Γράφημα 3.4: Ροϊκό πεδίο στις χαρακτηριστικές διατομές άνω και κάτω καυστήρα

Στο γράφημα 3.4 παρουσιάζεται το ανεπτυγμένο ροϊκό πεδίο σε δύο χαρακτηριστικές διατομές (άνω και κάτω καυστήρα) για τις δύο μελετούμενες περιπτώσεις φόρτισης. Στην περίπτωση του 87% μερικού φορτίου επιβεβαιώνεται η ανάπτυξη συστροφής και η συγκέντρωση γραμμών ροής από τους καυστήρες προς το κέντρο της μελετούμενης περιοχής, παράγοντες που επιβεβαιώνουν την ισχυρή αντίδραση καυσίμου και οξειδωτικού μέσου στο κέντρο της διατομής. Η συστροφή αυτή στην χαρακτηριστική επιφάνεια του άνω καυστήρα είναι φανερά αποδυναμωμένη και μετατοπισμένη. Μικρότερες δίνες αναπτύσσονται και στις δύο διατομές σε σημεία κοντά στις εισόδους των καυστήρων και σε εγγύτητα με τα σωληνοτοιχώματα, γεγονός που παίζει σημαντικό ρόλο στην ανάπτυξη ισχυρών τοπικών θερμικών τάσεων σε αυτά. Τέλος, η εμφάνιση αρνητικών τιμών για την καθ' ύψος συνιστώσα της ταχύτητας στις εισόδους των καυστήρων και οι οποίες εξασθενούν προς το κέντρο του λέβητα, επιβεβαιώνει την μεταφορά χοντρόκοκκων σωματιδίων προς χαμηλότερα ύψη γεγονός που επιτείνει την καύση σε αυτές τις περιοχές.

Στη δεύτερη μελετούμενη περίπτωση του 40% μερικού φορτίου, λόγω της λειτουργίας μονάχα τριών μύλων, η αναπτυσσόμενη δίνη είναι πιο εκτεταμένη με κύρια διεύθυνση τη γραμμή ένωσης των δύο αντιδιαμετρικών καυστήρων που βρίσκονται σε πλήρη λειτουργία. Η ελαφρά αυτή επιμήκυνση και έκκεντρη τοποθέτηση της κεντρικής συστροφής που εμφανίζεται στη χαρακτηριστική αυτή διατομή έχει ως αποτέλεσμα τη θερμική φόρτιση των τοιχωμάτων που βρίσκονται σε άμεση εγγύτητα με αυτή (εμπρός και δεξί τοίχωμα στη γωνία επαφής τους). Επιπρόσθετα, σε αυτή την περίπτωση η συστροφή

παραμένει ισχυρή και στη χαρακτηριστική επιφάνεια του άνω καυστήρα, λόγω της διάταξης των εν λειτουργία μύλων. Τέλος, σημαντική ανακυκλοφορία παρατηρείται και στην δεξιά περιοχή του δεξιού τοιχώματος, λόγω του γεγονότος πως αυτή βρίσκεται ανάμεσα σε δύο καυστήρες που δεν βρίσκονται σε πλήρη επιχειρησιακή λειτουργία. Η ανακυκλοφορία αυτή παίζει σημαντικό ρόλο στην εμφάνιση τοπικών θερμικών τάσεων στα σωληνοτοιχώματα, εξαιτίας σωματιδίων που εγκλωβίζονται σε αυτή και ακτινοβολούν θερμότητα καθώς καίγονται.



Γράφημα 3.5: Ροή θερμότητας στα σωληνοτοιχώματα του λέβητα για τα δύο φορτία ( $W/m^2$ ). Με X σημειώνονται οι κλειστοί κάθε φορά καυστήρες.

Στο γράφημα 3.5 παρουσιάζεται η χωρική κατανομή της ροής θερμότητας στα σωληνοτοιχώματα του λέβητα για τα δύο μελετούμενα φορτία. Και στις δύο περιπτώσεις, η κύρια ροή θερμότητας, συναντάται στα χαμηλότερα ύψη του λέβητα, από το ύψος του κάτω καυστήρα και κάτω, λόγω της έντονης καύσης που παρατηρείται σε αυτές τις περιοχές, όπως έχει ήδη αναφερθεί. Το αναπτυσσόμενο πεδίο ροής και τα χαρακτηριστικά των σωματιδίων που εκχύνονται στο υπολογιστικό χωρίο παίζουν τον κυριότερο λόγο για την μεταφορά σωματιδίων προς τα κατώτερα στάδια του λέβητα, την ανακυκλοφορία τους σε αυτές τις περιοχές και την καύση τους με παράλληλη ακτινοβολή προς τα γειτονικά τοιχώματα. Οι μεγαλύτερες απόλυτες τιμές και για τις δύο περιπτώσεις παρατηρούνται στην πλευρά ή στις πλευρές του λέβητα, στις οποίες ένας ή περισσότεροι

καυστήρες παραμένουν κλειστοί. Η έντονη αυτή φόρτιση του λέβητα στις πλευρές αυτές είναι αναμενόμενη, καθώς η παροχή αέρα από τα ανοίγματα αυτά, δεν επαρκεί για την ψύξη των κλειστών καυστήρων. Λοιπές περιοχές που εμφανίζουν τοπικά μεγάλες συγκεντρώσεις θερμοροής επηρεάζονται από τοπικές αναπτυσσόμενες δίνες, οι οποίες εγκλωβίζουν σωματίδια και πτητικά με αποτέλεσμα να παρατηρείται έντονη καύση. Για την πρώτη χαρακτηριστική διατομή του κάτω καυστήρα που αφορά το πρώτο εξεταζόμενο φορτίο (87%) και με βάση το γράφημα 3.4 αναμένεται έντονη φόρτιση στη γωνία του λέβητα μεταξύ των καυστήρων του δεξιού σωληνοτοιχώματος και του δεξιού καυστήρα του μπροστινού σωληνοτοιχώματος. Η εκτίμηση αυτή επιβεβαιώνεται από το γράφημα 3.5 καθώς η προαναφερθείσα περιοχή παρουσιάζει υψηλές τιμές θερμοροής. Για τη χαρακτηριστική διατομή του άνω καυστήρα και για το ίδιο φορτίο, η διαμόρφωση ανακυκλοφοριών είναι περιορισμένη λόγω ισχυρότερης ανάπτυξης της ροής, ενώ η μεγαλύτερη πυκνότητα δινών παρατηρείται στην περιοχή του καυστήρα που βρίσκεται στο μπροστινό και δεξιά τμήμα του λέβητα, γεγονός που συνεπάγεται μεγαλύτερη προσφορά θερμότητας στα σωληνοτοιχώματα σε κείνη την περιοχή λόγω κυρίως ακτινοβολίας. Η εκτίμηση αυτή είναι σε συμφωνία με το γράφημα 3.5, καθώς για το ύψος των άνω καυστήρων η περιοχή σύγκλισης του μπροστινού και δεξιού τμήματος του λέβητα εμφανίζει υψηλή φόρτιση.

Για το δεύτερο εξεταζόμενο φορτίο (40%) οι κύριες δίνες αναπτύσσονται περίπου στο κέντρο των χαρακτηριστικών διατομών (για τη διατομή του άνω καυστήρα η τοποθέτηση είναι ελαφρώς πιο έκκεντρη) και έχουν τάση προέκτασης προς το δεξί σωληνοτοιχώμα του λέβητα με κύρια διεύθυνση την ευθεία διασύνδεσης των δύο ανοικτών καυστήρων. Η διαμορφούμενη αυτή ροή συνεπάγεται την υψηλή θερμική φόρτιση της ίδιας περίπου περιοχής με την προηγούμενη περίπτωση στην περιοχή σύγκλισης του μπροστινού και δεξιού τοιχώματος, γεγονός που επιβεβαιώνεται εκ νέου και από το γράφημα 3.5. Η δίνη που εντοπίζεται και στα δύο χαρακτηριστικά επίπεδα στη γωνία σύγκλισης του δεξιού και οπίσθιου σωληνοτοιχώματος δεν επηρεάζει ιδιαίτερη τη φόρτιση του λέβητα, καθώς στη γωνία σύγκλισης η συνιστώσα της ταχύτητας κατά τη διεύθυνση της κύριας ροής των καυσαερίων (γ-διεύθυνση) είναι ιδιαίτερος ανοδική και τα σωματίδια όπως και τα πτητικά αναπτύσσουν έντονα σπειροειδή κίνηση από την περιοχή του hopper προς τα πάνω και όχι τόσο πολύ έντονα περιστροφική σε συγκεκριμένη περιοχή, με αποτέλεσμα η ακτινοβολία από την καύση να μην είναι έντονα εντοπισμένη.

#### 4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η συγκεκριμένη εργασία διερευνά αριθμητικά τη συμπεριφορά του λέβητα της Μεγαλόπολης IV σε δύο χαρακτηριστικά σημεία λειτουργίας (στο 87% και στο 40% του φορτίου) με στόχο την εξεύρεση παρεμβάσεων που θα βελτιώνουν τη λειτουργία του. Η αριθμητική μοντελοποίηση για τα δύο φορτία κρίνεται αποδεκτή, με βάση τη σύγκριση της θερμοκρασίας εξόδου των καυσαερίων με τη θερμοκρασία αναφοράς που έχει δοθεί, εφόσον το σχετικό σφάλμα βρίσκεται κάτω του ορίου που έχει τεθεί (5%). Παρατηρείται πως ο λέβητας διατηρεί την ευσταθή λειτουργία του, γεγονός που υποδεικνύει και τη δυνατότητα περαιτέρω διερεύνησης για μεγαλύτερη πτώση στο επιβαλλόμενο φορτίο. Παράλληλα διαπιστώνεται πως και στις δύο εξεταζόμενες συνθήκες λειτουργίας η θερμική φόρτιση και κατ' επέκταση η ισχυρή καύση του χρησιμοποιηθέντος καυσίμου επικεντρώνεται κυρίως στα χαμηλότερα επίπεδα του λέβητα, λόγω της κλίσης των καυστήρων προς τα κάτω όπως και λόγω των χοντρόκοκκων σωματιδίων που εισάγονται στο υπολογιστικό χωρίο. Κρίνεται λοιπόν αναγκαία η παρέμβαση για αλλαγή των εγκατεστημένων μύλων, αφού πιο σύγχρονοι και αποδοτικοί μύλοι μπορούν να διασπασούν τους κόκκους καυσίμου σε πιο λεπτά σωματίδια, τα οποία είναι πιο εύκολα μεταφερόμενα από το ρεύμα των καυσαερίων και έτσι ο κύριος χώρος καύσης μπορεί να μετατοπισθεί σε ανώτερα επίπεδα. Επιπρόσθετα διαπιστώνεται η υψηλή θερμική φόρτιση των τοιχωμάτων που βρίσκονται σε γειτονία με κλειστούς καυστήρες. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην χαμηλή παροχή αέρα για την διαμόρφωση ικανοποιητικού πάχους προστατευτικού στρώματος αέριας φάσης στις συγκεκριμένες περιοχές. Συνεπώς, υποδεικνύεται άμεσα η αναγκαιότητα για περαιτέρω προσφορά αέρα μέσω των καυστήρων που δεν βρίσκονται σε πλήρη λειτουργία για τη βελτίωση της προστασίας των σωληνοτοιχωμάτων από τοπικά υψηλές συγκεντρώσεις θερμοκρασιών. Η επιπρόσθετη εισαγωγή αέρα από τους κλειστούς καυστήρες δύναται παράλληλα να βελτιώσει και να μορφοποιήσει πληρέστερα την κεντρική ανακυκλοφορία στο λέβητα, με αποτέλεσμα την καλύτερη αναμειξιμότητα

του κονιοποιημένου καυσίμου και του οξειδωτικού μέσου, τη συγκέντρωση της καύσης στο κέντρο του λέβητα και την πιο ομογενή χωρική κατανομή της θερμότητας. Τέλος, κρίνεται σημαντική η διερεύνηση της δυνατότητας αντικατάστασης των καυστήρων πετρελαίου με καυστήρες ξηρού λιγνίτη που θα τροφοδοτούνται από αποδοτικότερους μύλους και θα έχουν κλίση είτε μηδενική είτε ελαφρά προς τα πάνω. Με αυτό τον τρόπο, η αντιδιαμετρική τοποθέτηση των καυστήρων πετρελαίου, η απουσία κλίσης προς την περιοχή του hopper και τα βελτιωμένα χαρακτηριστικά των σωματιδίων ως προς το μέγεθος θα συνεισφέρουν στη συγκέντρωση του κυρίως πυρήνα καύσης σε επίπεδο ανώτερο του hopper με αποτέλεσμα τη βελτίωση της καύσης και την περισσότερο ομοιόμορφη κατανομή της θερμικής φόρτισης του λέβητα.

## 5. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Cochran J., Debra L. and Kumar N., Flexible Coal – Evolution from Baseload to Peaking Plant, National Renewable Energy Laboratory, 2013, Available from: <http://www.nrel.gov/docs/fy14osti/60575.pdf>
2. Graus W., Roglieri M., Jaworski P., and Alberio L., Efficiency and capture-readiness of new fossil power plants in the EU, Ecofys Netherlands: MVV Consulting, 2008
3. Karampinis E., Nikolopoulos N., Nikolopoulos A., Grammelis P., and Kakaras E. (2012), Numerical investigation Greek lignite/coal co-firing in a tangentially fired furnace., Applied Energy 97, p.514-524.
4. Kumar N., Besuner P., Lefton S., Agan D., and Hilleman D., Power Plant Cycling Costs, National Renewable Energy Laboratory, 2012, Available from: <http://www.nrel.gov/docs/fy12osti/55433.pdf>
5. Vamvuka D., Salpigidou N., Kastanaki E., and Sfakiotakis, S. (2009), Possibility of using paper sludge in co-firing applications., Fuel 88(4), p.637-643.
6. Coal Facts 2013, World Coal Association, Available from [http://www.worldcoal.org/bin/pdf/original\\_pdf\\_file/coal\\_facts\\_2013\(11\\_09\\_2013\).pdf](http://www.worldcoal.org/bin/pdf/original_pdf_file/coal_facts_2013(11_09_2013).pdf)
7. European Commission, The EU Emissions Trading System, 14/11/2014, Available from: [http://ec.europa.eu/clima/policies/ets/index\\_en.htm](http://ec.europa.eu/clima/policies/ets/index_en.htm)
8. U.S Department of Energy, EERE News Archives & Events, 2/12/2009, Available from: [http://apps1.eere.energy.gov/news/news\\_detail.cfm/news\\_id=15650](http://apps1.eere.energy.gov/news/news_detail.cfm/news_id=15650)
9. World Energy Outlook 2011, International Energy Agency, IEA Publications, 2011
10. Παπαντωνίου, Άγγ., Μηχανική των Ρευστών, Τόμος II, 1996.

## **ENGLISH ABSTRACT**

Nowadays, approximately 29.9% of the world's energy needs are covered by coal combustion, while brown and/or hard coal-fired power plants are used for the production of the 41% of the total electricity demands. The mean net efficiency of power plants varies worldwide in-between 30% and 46%. The current strict GHG emission restriction policies in USA and E.U. imply a total reduction of the pollutant emissions at a level of 43% till the end of 2030, as compared to the respective values in the reference year 2005. Moreover the total consumption of coal needs to be limited, due to the overall reduction of the global reserve of the fuel. This reality implies the necessity of the net efficiency improvement especially for the old-fashioned power plants. Furthermore, it is a fact that the renewable energy sources are gradually gaining a larger portion in the global energy market. It is estimated, that by the end of 2035 approximately 23% of the total energy needs in E.U., 20% in India, 16% in U.S.A. and 13% in China will be fulfilled by the use of renewable energy sources. Therefore, it is of high importance the power plants to operate not only as base load, but also as peak or cycling load units in order to respond within a very short time to frequent system load changes. Though, the old-established power plants have been designated as base load units with limited possibilities for experiencing cold startup procedures. Consequently, it is really important all the necessary improvements and retrofitting concepts to be examined in order for the pulverized coal power plants to improve their behavior and the operation stability in partial low conditions. In this framework, this specific work was focused to the examination of the Megalopolis IV power plant operation in two partial load conditions (87% and 40% of the full load). Our primary object was the investigation of the overall behavior of the furnace, the spatial distribution of the main combustion areas, the most prominent surfaces to high heat flux values and the definition of certain improving retrofitting actions.

The numerical investigation of this specific furnace was conducted using the software package of ANSYS FLUENT 15.0 ®. The two simulations were evaluated using a comparison of the flue gas mean temperature at a reference plane with the respective provided values derived by thermodynamic calculations. It is concluded that the furnace maintains stable operation even in the partial load of 40%. Therefore, it is likely the further investigation of even lower partial load operating conditions. Concerning the developed flow field in the two examined cases it can be observed that in the 87% partial load (5 mills open) the main recirculation zone is developed in the center of the furnace and well-formulated. On the second case, with only 3 mills open, the recirculation zone is weakened and slightly deflected from the center of the furnace. Furthermore, it can be seen upon observing the results of the calculation procedures, that in both the examined cases, the intense combustion areas are located in the hopper region. This is a result of two main factors. Firstly, the burners operate with a 8° tilt downwards which affect significantly the pathlines of the heavy particles. Secondly, the provided data, concerning the basic properties of the injected particles (mass distribution per mass), refer to old-fashioned mills with low efficiency. Therefore, a large portion of the initial injected fuel mass flow is concentrated and combusted in the lower parts of the furnace. This results to high heat flux concentration on the tube walls of the hopper. Moreover, the walls adjacent to the closed burners are also highly affected by intense heat flux, as the provided air mass flows through these burners are not sufficient to formulate a protection air layer. Subsequently, the provided air mass flow through the closed burners could be higher for better protection of the tube walls. This extra provision of air could also formulate a more stable recirculated velocity field in the main combustion zone, providing better mixing of the fuel and the oxidant specie and more uniform spatial distribution of the heat flux. Finally, it can be concluded that extra modifications and improvements of the used mills and firing system can be imposed in order to move upwards the main combustion area and limit the heat losses from the hopper region.

## ΑΝΑΛΥΣΗ ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΟΥ ΚΥΚΛΟΥ, ΑΠΩΛΕΙΩΝ ΠΙΕΣΗΣ ΚΑΙ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΣΕ ΣΥΣΤΗΜΑ ΕΝΑΛΛΑΚΤΩΝ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΓΙΑ ΑΕΡΟΠΟΡΙΚΟΥΣ ΚΙΝΗΤΗΡΕΣ

A. Γούλας<sup>1</sup>, S. Donnerhack<sup>2</sup>, M. Flouros<sup>2</sup>, Δ. Μισηρλής<sup>3</sup>, Z. Βλαχοστέργιος<sup>1</sup>, Κ. Υάκινθος<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Εργαστήριο Μηχανικής Ρευστών & Στροβιλομηχανών, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης, 54 124 Ελλάδα

<sup>2</sup> MTU Aero Engines AG, Dachauer Strasse 665, Μόναχο, Γερμανία

<sup>3</sup> Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών ΤΕ, Τ.Ε.Ι. Κεντρικής Μακεδονίας, Σέρρες

### ΠΕΡΙΛΗΨΗ

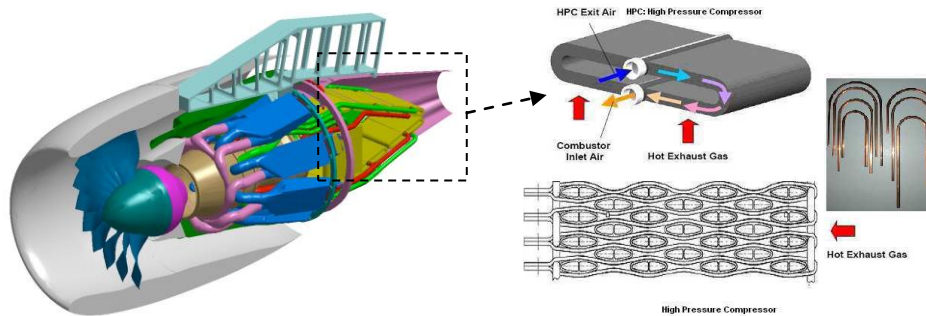
Στην παρούσα εργασία πραγματοποιήθηκε η διερεύνηση της λειτουργίας του αεροπορικού κινητήρα IRA, που έχει σχεδιαστεί και αναπτυχθεί από την MTU Aero Engines AG, ο οποίος αξιοποιεί έναν καινοτόμο θερμοδυναμικό κύκλο που συνδυάζει τη χρήση μεταψύκτη (intercooler) και ενός συστήματος εναλλακτών επανάκτησης θερμότητας (recuperator). Στην παρούσα εργασία μελετήθηκε η επίδραση των απωλειών πίεσης και της αποτελεσματικότητας του συστήματος εναλλακτών θερμότητας σε σχέση με τη θερμοδυναμική λειτουργία, την απόδοση και την κατανάλωση καυσίμου του αεροπορικού κινητήρα IRA. Η διερεύνηση βασίστηκε σε συνδυασμό υπολογιστικών αποτελεσμάτων CFD, πειραματικών μετρήσεων και ανάλυσης του θερμοδυναμικού κύκλου λειτουργίας του αεροπορικού κινητήρα. Στα πλαίσια της εργασίας, αξιολογήθηκαν δύο διαφορετικές διατάξεις τοποθέτησης του συστήματος εναλλακτών θερμότητας μέσα στο ακροφύσιο του αεροπορικού κινητήρα. Τα αποτελέσματα της ανάλυσης έδειξαν ότι με έναν κατάλληλο σχεδιασμό υπάρχει δυνατότητα σημαντικής βελτίωσης της θερμοδυναμικής απόδοσης λειτουργίας του αεροπορικού κινητήρα συνεισφέροντας με τον τρόπο αυτό στη μείωση της κατανάλωσης καυσίμου και των εκπομπών CO<sub>2</sub> και NO<sub>x</sub>. Η παρούσα εργασία είναι μέρος του ερευνητικού προγράμματος LEMCOTEC (Low Emissions Core engine Technologies).

**Λέξεις κλειδιά:** εναλλάκτης θερμότητας, θερμοδυναμικός κύκλος, απώλειες πίεσης, μετάδοση θερμότητας, υπολογιστική ρευστομηχανική

### 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Αποσκοπώντας στη βελτιστοποίηση της απόδοσης αεροπορικών κινητήρων, πλήθος νέων σχεδιάσεων έχει αναπτυχθεί τα τελευταία χρόνια, μεταξύ των οποίων και ο αεροπορικός κινητήρας IRA, που έχει σχεδιαστεί και αναπτυχθεί από την MTU Aero Engines AG. Ο αεροπορικός κινητήρας IRA αξιοποιεί έναν καινοτόμο θερμοδυναμικό κύκλο ο οποίος συνδυάζει τη χρήση μεταψύκτη (intercooler) και ενός συστήματος εναλλακτών επανάκτησης θερμότητας (recuperator). Το τελευταίο βασίζεται στη χρήση εναλλακτών θερμότητας υψηλής απόδοσης. Το σύστημα εναλλακτών θερμότητας προορίζεται να τοποθετηθεί μετά το στρόβιλο χαμηλής πίεσης στο ακροφύσιο του αεροπορικού κινητήρα, για τη συλλογή και επαναχρησιμοποίηση μέρους της θερμικής ενέργειας των καυσαερίων με στόχο την προθέρμανση του αέρα από τον συμπιεστή υψηλής πίεσης, πριν την είσοδό του τελευταίου στον θάλαμο καύσης με τελικό αποτέλεσμα τη μείωση της κατανάλωσης καυσίμου, τη βελτίωση του βαθμού απόδοσης, και τον περιορισμό των εκπομπών ρύπων του αεροπορικού κινητήρα. Οι εναλλάκτες θερμότητας του συστήματος επανάκτησης αποτελούνται από ελλειπτικές σωληνώσεις σε εναλλασσόμενη διάταξη 4/3/4 που περιρρέονται εξωτερικά από τα καυσαέρια του κινητήρα, όπως

φαίνεται στο σχήμα 1. Η χρήση ελλειπτικών σωληνώσεων στον πυρήνα των εναλλακτών θερμότητας αποσκοπεί στη μεγιστοποίηση της μετάδοσης θερμότητας και τη μείωση των απωλειών πίεσης. Το τελευταίο είναι ιδιαίτερης σημασίας καθώς το σύστημα εναλλακτών θερμότητας είναι τοποθετημένο ακριβώς μετά τον στρόβιλο χαμηλής πίεσης με αποτέλεσμα μια μη βέλτιστη σχεδίαση και τοποθέτηση του συστήματος να δημιουργεί συνθήκες μη βέλτιστης λειτουργίας του στρόβιλου και κατά επέκταση πρόβλημα στην λειτουργία και απόδοση του θερμοδυναμικού κύκλου του αεροπορικού κινητήρα. Λεπτομέρειες για αυτή την τεχνολογία μπορούν να βρεθούν στις εργασίες των Boggia και Rüd (2004), Schonborn et al. (2004), Missirlis et al. (2005), Yakinthos et al. (2007) και Goulas et al. (2014).



Σχήμα 1. Γεωμετρία του εναλλάκτη θερμότητας (συνολική διάταξη και δομή πυρήνα)

Για τη μεγιστοποίηση της απόδοσης του συστήματος εναλλακτών θερμότητας είναι απαραίτητο να μελετηθεί η αλληλεπίδραση της μετάδοσης θερμότητας και των απωλειών πίεσης σε σχέση με τον θερμοδυναμικό κύκλο λειτουργίας του κινητήρα IRA. Μια τέτοια προσπάθεια πραγματοποιήθηκε στην παρούσα εργασία με συνδυασμό μεθόδων υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD), πειραματικών μετρήσεων και κατάλληλου λογισμικού θερμοδυναμικής ανάλυσης. Στα πλαίσια της διερεύνησης με τη χρήση υπολογιστικής ρευστομηχανικής, η επίδραση των εναλλακτών θερμότητας στο πεδίο ροής στο ακροφύσιο του αεροπορικού κινητήρα ενσωματώθηκε με τη χρήση μεθοδολογίας πορώδους μέσου όπου οι εναλλάκτες θερμότητας μοντελοποιούνται ως περιοχές με προκαθορισμένη συμπεριφορά μετάδοσης θερμότητας και απωλειών πίεσης με την χρήση κατάλληλων μακροσκοπικών συσχετίσεων-νόμων. Στην παρούσα εργασία, οι συσχετίσεις αυτές εξήχθησαν από υπολογιστικές 2D μοντελοποιήσεις του πεδίου ροής και θερμότητας στην ακριβή, αναλυτική γεωμετρία του πυρήνα του εναλλάκτη για μεγάλο εύρος συνθηκών που να καλύπτει πλήρως τις αναμενόμενες συνθήκες λειτουργίας του κινητήρα. Οι συσχετίσεις αυτές συγκρίθηκαν ως προς την ακρίβεια τους και με διαθέσιμες πειραματικές μετρήσεις. Στο επόμενο στάδιο της ανάλυσης, οι συσχετίσεις που εξήχθησαν, ενσωματώθηκαν ως όροι πηγής στις εξισώσεις ορμής και ενέργειας σε 3D CFD υπολογιστικά μοντέλα της γεωμετρίας του ακροφυσίου του αεροπορικού κινητήρα και πραγματοποιήθηκαν υπολογισμοί σε συνθήκες average cruise. Στην παρούσα εργασία μελετήθηκαν και συγκρίθηκαν δύο διαφορετικές γεωμετρίες ακροφυσίων. Σε κάθε περίπτωση, τους 3D CFD υπολογισμούς ακολούθησε η θερμοδυναμική ανάλυση του κύκλου λειτουργίας του κινητήρα, στον οποίο θερμοδυναμικό κύκλο ενσωματώθηκαν οι απώλειες πίεσης και η μετάδοση θερμότητας (μέσω του βαθμού αποτελεσματικότητας  $\epsilon$ ) των εναλλακτών θερμότητας όπως υπολογίστηκαν κατά τους 3D CFD υπολογισμούς.

### Ονοματολογία (Nomenclature)

Αγγλικοί χαρακτήρες

|              |  |
|--------------|--|
| $DP_{total}$ | πτώση ολικής πίεσης  |
| IRA          | intercooled recuperative aero engine                       |
| $U$          | μέση ταχύτητα  |
| $U_{inlet}$  | ταχύτητα εισόδου   |
| $m$          | εκθέτης αριθμού Reynolds στη συσχέτιση του αριθμού Nusselt |
| $n$          | εκθέτης αριθμού Prandtl στη συσχέτιση του αριθμού Nusselt  |
| $Nu$         | αριθμός Nusselt  |

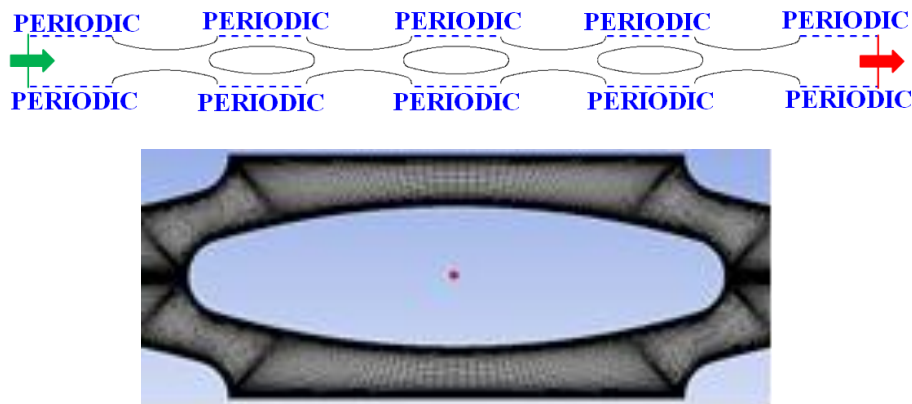
|              |                      |
|--------------|----------------------|
| Pr           | αριθμός Prandtl      |
| Pstatic_out  | στατική πίεση εξόδου |
| Re           | αριθμός Reynolds     |
| $T_{inlet}$  | θερμοκρασία εισόδου  |
| $T_{outlet}$ | θερμοκρασία εξόδου   |

Ελληνικοί χαρακτήρες

|               |                              |
|---------------|------------------------------|
| $\Delta P$    | στατική πτώση πίεσης         |
| $\varepsilon$ | αποτελεσματικότητα εναλλάκτη |
| $\mu$         | μέσο δυναμικό ιξώδες         |
| $\nu$         | μέσο κινηματικό ιξώδες       |
| $\rho$        | μέση πυκνότητα               |

## 2. ΠΤΩΣΗ ΠΙΕΣΗΣ ΚΑΙ ΜΕΤΑΔΟΣΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ ΣΤΟΝ ΕΝΑΛΛΑΚΤΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ

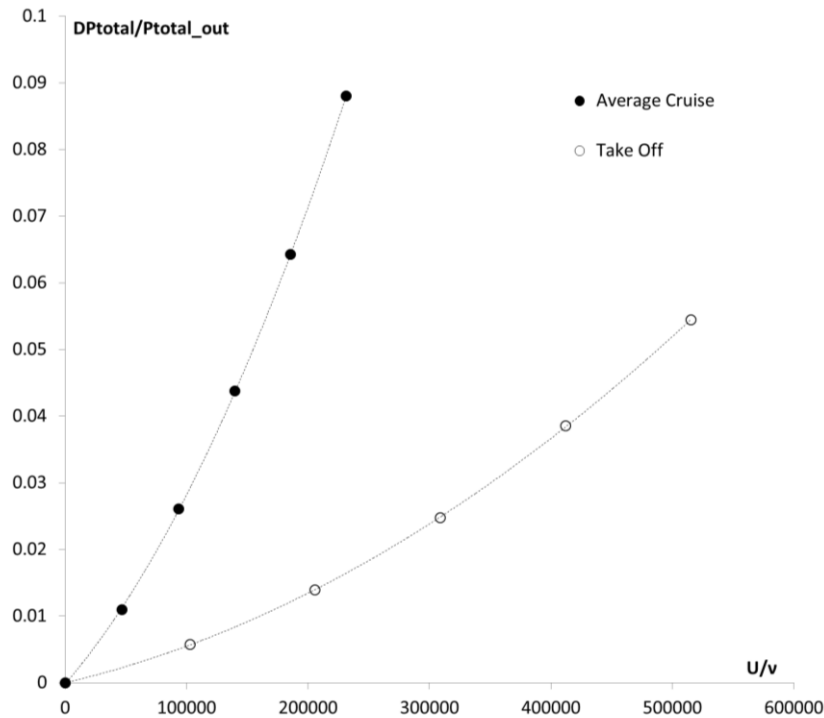
Αποσκοπώντας στη βελτιστοποίηση της απόδοσης αεροπορικών κινητήρων, πλήθος νέων σχεδιάσεων. Οι απώλειες πίεσης και η μετάδοση θερμότητας στο σύστημα εναλλακτών θερμότητας αποτελούν κρίσιμες παράμετρους στη λειτουργία και απόδοση του θερμοδυναμικού κύκλου λειτουργίας του κινητήρα IRA και για τον λόγο αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό να μπορεί να εκτιμηθούν με ακρίβεια οι τιμές τους. Προς την κατεύθυνση αυτή πραγματοποιήθηκαν υπολογισμοί CFD για μεγάλο εύρος συνθηκών που αντιστοιχούν στις συνθήκες λειτουργίας του κινητήρα σε ένα 2D υπολογιστικό μοντέλο της αναλυτικής γεωμετρίας του πυρήνα του εναλλάκτη, όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 2.



Σχήμα 2. Οριακές συνθήκες και υπολογιστικό πλέγμα στη γεωμετρία του πυρήνα του εναλλάκτη

Οι 2D CFD υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν στη γεωμετρία που αντιστοιχεί σε ένα χαρακτηριστικό πέρασμα της γεωμετρίας του εναλλάκτη σε ένα υπολογιστικό πλέγμα 350.000 υπολογιστικών κελιών. Για τη μοντελοποίηση της τύρβης χρησιμοποιήθηκε το low-Reynolds μοντέλο τύρβης Shear stress Transport, Menter (1994). Οι τιμές των οριακών συνθηκών που εφαρμόστηκαν κατά τους υπολογισμούς αντιστοιχούσαν σε συνθήκες average cruise, ενώ επιπρόσθετοι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν για συνθήκες take off καλύπτοντας με τον τρόπο αυτό ένα μεγάλο εύρος συνθηκών ταχύτητας, θερμοκρασίας και πίεσης. Τυπικά αποτελέσματα της πτώσης ολικής πίεσης ανά μονάδα μήκους του εναλλάκτη παρουσιάζονται στο σχήμα 3.



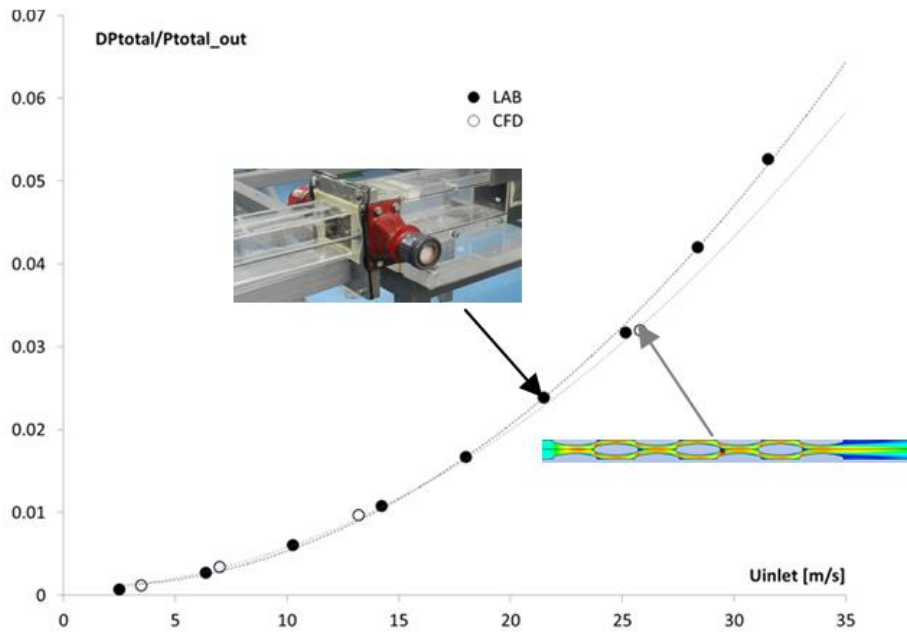


Σχήμα 3. Αδιαστατοποιημένη πτώση ολικής πίεσης ανά μονάδα μήκους του εναλλάκτη θερμότητας

Από την ανάλυση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων φάνηκε ότι οι απώλειες πίεσης μεταξύ εισόδου και εξόδου του εναλλάκτη μπορεί να εκφραστεί σύμφωνα με την εξίσωση 1 ως:

$$\Delta P = (a_0 + a_1 v) \mu U + (b_0 + b_1 v + b_2 v^2) \rho U^2 \quad [\text{Εξ.1}]$$

Η εξίσωση 1 αποτελεί μια τροποποιημένη μορφή της της εξίσωσης Darcy-Forchheimer με τους συντελεστές πτώσης πίεσης να είναι συναρτήσεις του κινηματικού ιξώδους και κατά επέκταση, της πίεσης και θερμοκρασίας. Οι τιμές των συντελεστών  $a_0, a_1$  και  $b_0, b_1, b_2$  εξήχθησαν μέσω προσαρμογής των υπολογιστικών αποτελεσμάτων και της μορφής της συνάρτησης μέσα από διαδικασία προσαρμογής γραμμής τάσης. Τα υπολογιστικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν με πειραματικές μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν σε αεροσήραγγα στην οποία είχε τοποθετηθεί το τμήμα του πυρήνα του εναλλάκτη το οποίο και επιλύθηκε κατά τους υπολογισμούς CFD. Η σύγκριση παρουσιάζεται στο σχήμα 4 όπου παρατηρείται ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ των υπολογιστικών αποτελεσμάτων και των πειραματικών μετρήσεων.



Σχήμα 4. Σύγκριση απωλειών ολικής πίεσης μεταξύ πειραματικών μετρήσεων (LAB) και υπολογιστικών αποτελεσμάτων (CFD)

Από την ανάλυση των υπολογιστικών αποτελεσμάτων, η μετάδοση θερμότητας του εναλλάκτη θερμότητας μπορούσε να εκφραστεί από μια συσχέτιση  $Nu-Pr-Re$  που παρουσιάζεται στην εξίσωση 2 ως:

$$\overline{Nu} = C Pr^m Re^n \quad [Εξ.2]$$

με τις τιμές των αριθμών Prandtl και Reynolds να υπολογίζονται στη μέση θερμοκρασία  $0.5(T_{inlet} + T_{outlet})$  και τις τιμές  $C, m, n$  να αποτελούν σταθερές που βαθμονομούνται από την επεξεργασία των υπολογιστικών αποτελεσμάτων.

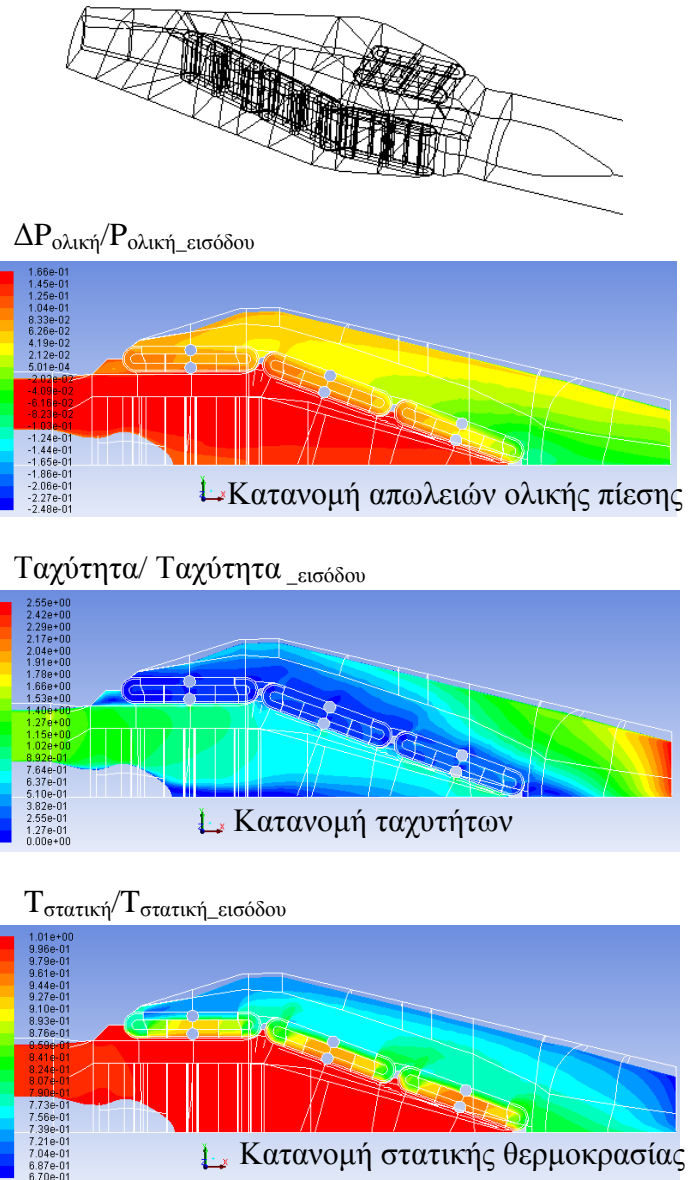
### 3. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ CFD ΣΤΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΤΩΝ ΕΝΑΛΛΑΚΤΩΝ ΤΟΥ ΑΚΡΟΦΥΣΙΟΥ ΤΟΥ ΑΕΡΟΠΟΡΙΚΟΥ ΚΙΝΗΤΗΡΑ

Επόμενο βήμα της διερεύνησης του συστήματος εναλλακτών θερμότητας στο ακροφύσιο του αεροπορικού κινητήρα ήταν η επίλυση του πεδίου ροής με τη χρήση CFD. Για την υπολογιστική μοντελοποίηση χρησιμοποιήθηκε ένα μοντέλο του ενός τετάρτου της συνολικής εγκατάστασης των εναλλακτών στο ακροφύσιο και δημιουργήθηκε ένας υπολογιστικός χώρος αποτελούμενος από 3.2 εκατομύρια κελιά. Η μοντελοποίηση όλης της εγκατάστασης του εναλλάκτη συμπεριλαμβανομένων και όλων των ελλειπτικών σωληνώσεων ήταν απαγορευτική από άποψη υπολογιστικού κόστους, καθώς θα οδηγούσε σε ένα πλέγμα εκατοντάδων εκατομμυρίων υπολογιστικών κελιών. Για αυτό το λόγο χρησιμοποιήθηκε μεθοδολογία πορώδους μέσου για να περιγράψει τους εναλλάκτες θερμότητας στο ακροφύσιο στην περιοχή των οποίων επιβαλλόταν προδιαγεγραμμένη πτώση πίεσης και συμπεριφορά των εναλλακτών όσον αφορά τη μετάδοση θερμότητας.

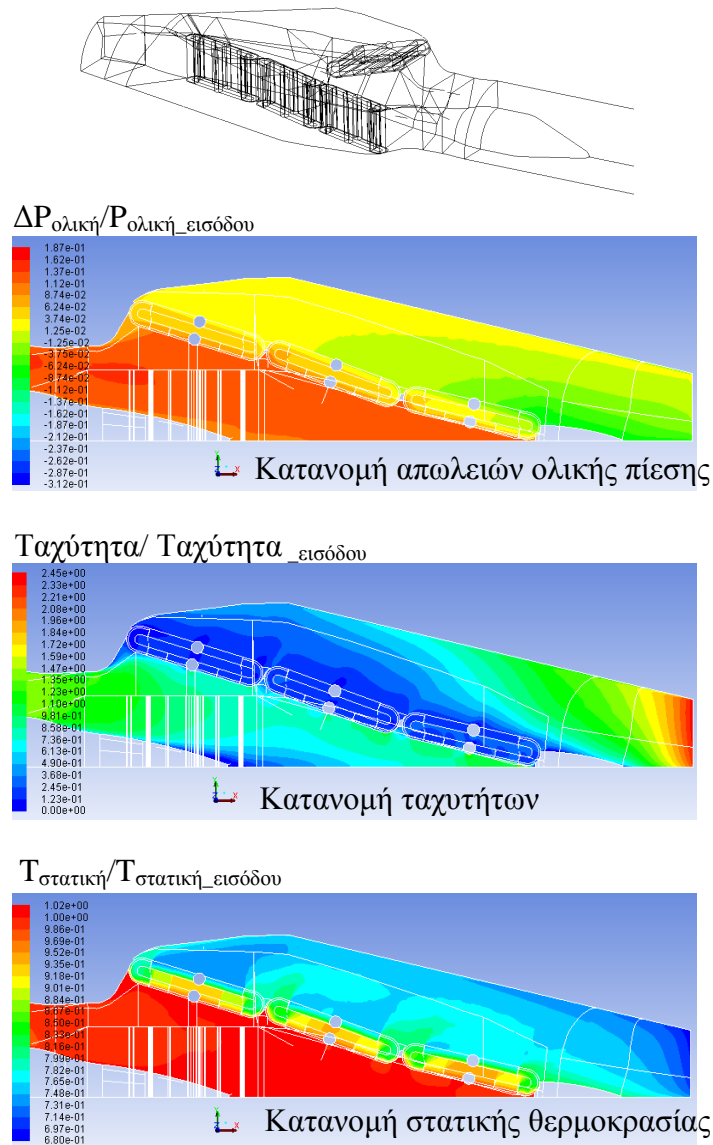
Το μοντέλο ζώνης πορώδους των εναλλακτών θερμότητας εξήχθη μέσω λεπτομερών υπολογισμών με χρήση CFD που διασταυρώθηκαν ως προς την αξιοπιστία τους με πειραματικές μετρήσεις. Παρόμοια υπολογιστική προσέγγιση παρουσιάζεται στην εργασία των Yakinthos et al. (2009) και Missirlis et al. (2010).

Οι υπολογισμοί CFD πραγματοποιήθηκαν για συνθήκες πτήσης (Average Cruise), απογείωσης (Take off) και μέγιστης αναρρίχησης (Maximum Climb) του κινητήρα. Λεπτομέρειες παρουσιάζονται από τους Schonborn et al. (2004). Οι υπολογισμοί αφορούσαν δύο διαφορετικές διατάξεις του

συστήματος των εναλλακτών στο ακροφύσιο και αναφέρονται ως Διάταξη Αναφοράς (ΔΑ) και Βελτιωμένη Διάταξη (ΒΔ). Οι δύο εγκαταστάσεις παρουσιάζονται στα σχήματα 5 και 6 όπου παρουσιάζονται και χαρακτηριστικά αποτελέσματα από τους υπολογισμούς CFD.



Σχήμα 5. Βασική εγκατάσταση των εναλλακτών θερμότητας στο ακροφύσιο



Σχήμα 6. Βελτιωμένη εγκατάσταση των εναλλακτών θερμότητας στο ακροφύσιο

Οι βασικές διαφορές των δύο διατάξεων των εναλλακτών εντοπίζονται στα εξής:

- στον προσανατολισμό των εναλλακτών θερμότητας στο ακροφύσιο
- στα καλύμματα-καπάκια των καμπυλομένων περιοχών των εναλλακτών θερμότητας
- στα καθοδηγητικά τοιχώματα στις περιοχές εισόδου και εξόδου του αεροδυναμικού κώνου του ακροφυσίου

Λεπτομερής περιγραφή των παραπάνω διατάξεων και επιπλέον πληροφορίες για τη συνολική εγκατάσταση παρουσιάζονται στην εργασία των Yakinthos et al. (2010).

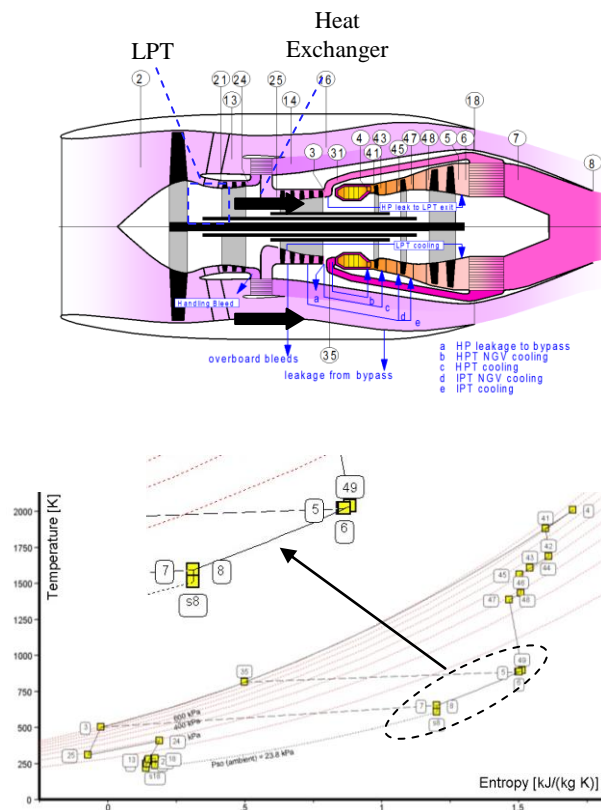
Οι υπολογισμοί CFD πραγματοποιήθηκαν με τη χρήση του εμπορικού λογισμικού Fluent. Στην είσοδο της υπολογιστικής περιοχής προδιαγράφηκαν η παροχή μάζας, η διεύθυνση της ροής, η ολική θερμοκρασία και η ένταση της τύρβης ενώ για την περιγραφή της συνθήκης εξόδου επιβλήθηκε η τιμή της στατικής πίεσης. Για τη μοντελοποίηση της τύρβης χρησιμοποιήθηκε το k- $\omega$  Shear Stress Transport (SST) μοντέλο.

Από τα αποτελέσματα των υπολογισμών είναι εμφανής η υπεροχή της ΒΔ των εναλλακτών θερμότητας στο ακροφύσιο καθώς υπήρχε σημαντική μείωση των απωλειών πίεσης σε σχέση με τη ΔΑ. Συγκεκριμένα παρατηρήθηκε 16% μείωση για Average Cruise, 20% για Maximum Climb και 22% για τις συνθήκες Take off.

#### 4. ΘΕΡΜΟΔΥΝΑΜΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΟΥ ΑΕΡΟΠΟΡΙΚΟΥ ΚΙΝΗΤΗΡΑ

Η πτώση της ολικής πίεσης που υπολογίστηκε για τη ΒΔ των εναλλακτών σε σχέση με τη ΔΑ μπορεί να οδηγήσει στη συνολική βελτίωση της απόδοσης του αεροπορικού κινητήρα. Με σκοπό τον υπολογισμό και την ποσοτικοποίηση αυτής της βελτίωσης πραγματοποιήθηκε θερμοδυναμική ανάλυση καθώς καταστρώθηκε ο θερμοδυναμικός κύκλος του αεροπορικού κινητήρα με τη χρήση του εμπορικού λογισμικού Gas Turb 11. Λεπτομέρειες για το εμπορικό λογισμικό δίνονται από τον Kurzke (2011).

Για όλες τις περιπτώσεις που διερευνήθηκαν η πτώση της ολικής πίεσης καθώς και ο βαθμός απόδοσης των εναλλακτών θερμότητας ενσωματώθηκαν στο Gas Turb και υπολογίστηκε ο θερμοδυναμικός κύκλος για τη ΔΑ και τη ΒΔ των εναλλακτών θερμότητας. Ένας τυπικός θερμοδυναμικός κύκλος που καταστρώθηκε για τη ΒΔ παρουσιάζεται στο σχήμα 6. Η επίδραση της ολικής πτώσης πίεσης που επιβάλλει ο εναλλάκτης θερμότητας φαίνεται ανάμεσα στα σημεία 6 και 7 του σχήματος. Η αρίθμηση των θέσεων στο σχήμα 7 βασίζεται στην καθορισμένη αρίθμηση που ακολουθείται από το Gas Turb. Τα σημεία 6 και 7 αναφέρονται στην είσοδο και στη έξοδο αντίστοιχα των καυσαερίων από τον εναλλάκτη θερμότητας.



Σχήμα 7. Θερμοδυναμικός κύκλος της ΒΔ των εναλλακτών στο ακροφύσιο για συνθήκες Average Cruise.

Η βελτίωση του θερμοδυναμικού κύκλου για τις διάφορες συνθήκες που εξετάστηκαν παρουσιάζονται στον πίνακα 1. Για τη σύγκριση χρησιμοποιήθηκαν ο συνολικός βαθμός απόδοσης (overall efficiency)

και η ειδική κατανάλωσης καυσίμου (SFC) καθώς αποτελούν τα πιο χαρακτηριστικά μεγέθη για την περιγραφή της απόδοσης ενός αεροπορικού κινητήρα. Ο συνολικός βαθμός απόδοσης δίνεται από τον λόγο του ωφέλιμου έργου της μηχανής προς την ενέργεια του καυσίμου ενώ η ειδική κατανάλωση καυσίμου περιγράφει την απόδοση του καυσίμου του κινητήρα σε σχέση με την ώση που επιτυγχάνεται για τις εκάστοτε συνθήκες.

| Συνθήκες       | Overall efficiency % | SFC % |
|----------------|----------------------|-------|
| Average Cruise | +0.8                 | -0.8  |
| Max Climb      | +0.6                 | -0.6  |
| Take off       | +0.5                 | -0.5  |

Πίνακας 1. Σχετική σύγκριση των αποτελεσμάτων της Βελτιωμένης εγκατάστασης σε σχέση με την Βασική εγκατάσταση.

Από τα αποτελέσματα είναι εμφανής η σημαντική σχετική βελτίωση στο συνολικό βαθμό απόδοσης και στην ειδική κατανάλωση καυσίμου σε ένα εύρος τιμών από 0.5% - 0.8% για τη ΒΔ σε σχέση με την ΔΑ. Επίσης πραγματοποιήθηκαν υπολογισμοί και συγκρίσεις ενός συμβατικού θερμοδυναμικού κύκλου (χωρίς επανάκτηση θερμότητας και χωρίς μετάψυξη του αέρα πριν το θάλαμο καύσης) με τους θερμοδυναμικούς κύκλους τως ΔΑ και ΒΔ, τα αποτελέσματα των οποίων παρουσιάζονται στον πίνακα 2. Από την εξέταση των αποτελεσμάτων καταδεικνύεται η υπεροχή του αεροπορικού κινητήρα IRA σε σχέση με έναν συμβατικό αεροπορικό κινητήρα όσον αφορά το συνολικό βαθμό απόδοσης και την ειδική κατανάλωση καυσίμου.

| Κινητήρας IRA | Overall efficiency % σε σχέση με τον συμβατικό | SFC % σε σχέση με τον συμβατικό |
|---------------|--|---------------------------------|
| ΒΔ            | +14.0  | -12.3                           |
| ΔΑ            | +13.1  | -11.6                           |

Πίνακας 2. Σύγκριση των αποτελεσμάτων τη Βελτιωμένης εγκατάστασης και της εγκατάστασης Αναφοράς με ένα συμβατικό θερμοδυναμικό κύκλο.

#### 4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται ένα σύστημα εναλλακτών θερμότητας που εγκαθίσταται στο ακροφύσιο εξόδου των καυσαερίων ενός αεροπορικού κινητήρα και σαν βασικό στόχο έχει την βελτίωση του βαθμού απόδοσης του μέσω της εκμετάλλευσης της θερμότητας των καυσαερίων. Η μελέτη που πραγματοποιήθηκε και τα συμπεράσματα που εξήχθησαν βασίζονται σε στοιχεία που προέρχονται από ένα συνδυασμό πειραματικών μετρήσεων, υπολογισμών με CFD και ανάλυσης θερμοδυναμικών κύκλων. Στην παρούσα φάση της μελέτης, δόθηκε βάση στην επίδραση της πτώσης της ολικής πίεσης που επιβάλλει ο εναλλάκτης θερμότητας στο ακροφύσιο εξόδου της μηχανής στη συνολική απόδοση του αεροπορικού κινητήρα. Στα πλαίσια της εργασίας, αξιολογήθηκαν δύο διαφορετικές διατάξεις τοποθέτησης του συστήματος εναλλακτών θερμότητας μέσα στο ακροφύσιο

του αεροπορικού κινητήρα. Τα αποτελέσματα της ανάλυσης έδειξαν ότι με έναν κατάλληλο σχεδιασμό υπάρχει δυνατότητα σημαντικής βελτίωσης της θερμοδυναμικής απόδοσης λειτουργίας του αεροπορικού κινητήρα συνεισφέροντας με τον τρόπο αυτό στη μείωση της κατανάλωσης καυσίμου και των εκπομπών CO<sub>2</sub> και NO<sub>x</sub>.

## ACKNOWLEDGMENTS

This work is financially supported by the E.U. under the ‘LEMCOTEC – Low Emissions Core-Engine Technologies’, a Collaborative Project co-funded by the European Commission within the Seventh Framework Programme (2007-2013) under the Grant Agreement n° 283216.

## Βιβλιογραφία

Boggia S. and Rüd K. (2004), Intercooled recuperated aero engine, Technical report, Advanced Project Design, MTU Aero Engines Munchen, Germany.

Goulas A., Donnerhack S., Flouros M., Missirlis D., Vlahostergios Z., Yakinthos K. (2014), Thermodynamics cycle analysis, pressure loss and heat transfer assessment of a recuperative system for aero engines, GT2014-26010, Proceedings of ASME Turb Expo 2014:Power for Land, Sea and Air, GT2014, June 18-20, Dusseldorf Germany

Kurzke Joachim, (2011), Design and Off-Design Performance of Gas Turbines, GasTurb 11

Menter, F.R., (1994), Two –Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, AIAA Journal, 32(8): 1598-1605.

Missirlis D., Yakinthos K., Palikaras A., Katheder K.and Goulas A. (2005) , Experimental and numerical investigation of the flow field through a heat exchanger for aero-engine applications, International Journal of Heat and Fluid Flow 26 440-458.

Missirlis, D., Donnerhack, S., Seite, O., Albanakis, C., Sideridis, A., Yakinthos, K., Goulas, A., (2010). Numerical development of a heat transfer and pressure drop porosity model for a heat exchanger for aero engine applications, Applied Thermal Engineering, Vol.30, pp. 1341-1350

Schonenborn H., Simon B., Ebert E., Storm P. (2004), “Thermomechanical design of a heat exchanger for a recuperative aero engine”, Proceedings of ASME Turbo Expo 2004, Power for Land, Sea and Air.

Yakinthos K., Missirlis D., Palikaras A., Storm P., Simon B., and Goulas A. (2007), Optimization of the design of recuperative heat exchangers in the exhaust nozzle of an aero engine, Applied Mathematical Modelling 31 2524-2541.

Yakinthos, K., Donnerhack, S., Missirlis, D., Seite, O., Storm, P., (2009). Derivation of an anisotropic model for the pressure loss through a heat exchanger for aero engine applications, Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: Power for Land, Sea and Air, GT2009, June 8-12, Orlando, Florida, USA

## A NOVEL TWO-SECTION COOLING DEVICE EMPLOYING JETS IN CROSS-FLOW

I.K. Karathanassis<sup>a, b, \*</sup>, E. Papanicolaou<sup>a</sup>, V. Belessiotis<sup>a</sup> and G.C. Bergeles<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Solar & other Energy Systems Laboratory, Institute of Nuclear and Radiological Sciences & Technology, Energy and Safety, National Centre for Scientific Research DEMOKRITOS, Aghia Paraskevi, 15310 Athens, Greece. \* E-mail address: [ikarathanassis@ipta.demokritos.gr](mailto:ikarathanassis@ipta.demokritos.gr)

<sup>b</sup> Laboratory of Innovative Environmental Technologies, School of Mechanical Engineering, National Technical University of Athens, Zografos Campus, 15710 Athens, Greece

### ABSTRACT

A two-section, plate-fin heat sink with channels of stepwise Varying Width (denoted as VW) suitable for the cooling of solar cells in linear Concentrating Photovoltaic/Thermal (CPVT) systems has been investigated by the authors in previous studies (Karathanassis et al., 2013<sup>a, b</sup>). It was illustrated that in the first-section, prior to the flow contraction, the wall temperature steadily increased to a peak value due to the moderate thermal performance of the wide channels that occupy the first section of the device. A variation of the original VW heat-sink design is now introduced in this study with additional vertical cross-flow-jet inlets in the first section, feeding cold fluid into the region of the heat sink with the aim to improve its thermal performance. The proposed hybrid cooling configuration (JICF-VW) was numerically investigated considering laminar, steady flow for both the jet and the cross-flow and for conditions which, depending on the magnitude of the Richardson number  $Ri=Gr/Re^2$ , give rise to either forced ( $Ri=0.0$ ) or mixed convection ( $Ri=1.32$ ). The jet to cross-flow velocity ratio (blowing ratio BR) for the investigation varied in the range of 3.5 to 7.5. The numerical results verified that the presence of jet impingement and secondary flow due to the jet interaction with the cross-flow led to an increase in the values of the local Nusselt number and a respective decrease of the wall maximum temperature, hence increasing the thermal performance of the device.

Keywords: heat sink, jets, cooling, hotspot temperature, CPVT

### 1. INTRODUCTION

The utilization of jets in cross-flow for cooling purposes is a common practice encountered in the field of turbomachinery in order to protect the turbine blade, which is exposed to gas of high temperature. This technique is referred to as film-cooling, as a film of air is interposed between the blade and the hot gas (Goldstein, 1971). The injection of a jet cross stream to the main flow distorts the jet main axis and gives rise to various coherent vortical structures (Chassaing et al., 2006). A counter-rotating vortex pair (CVP), also referred to as kidney-shaped vortices, emerges in the near field, downstream of the jet, whereas a horseshoe vortex emerges upstream of the cooling hole and wraps around the jet and moves downstream with the main flow due to the fact that the jet is perceived by the main flow as a bluff body. In addition, ring vortices have been observed to wrap around the CVP, as well as unstable wake vortices that form perpendicular to the main flow. The jet-in-cross-flow technique has also been proposed for the cooling of electronic circuits. Jubran and Al-Salaymeh (1999) experimentally investigated the turbulent heat transfer over an array of parallel rectangular blocks. They evaluated the

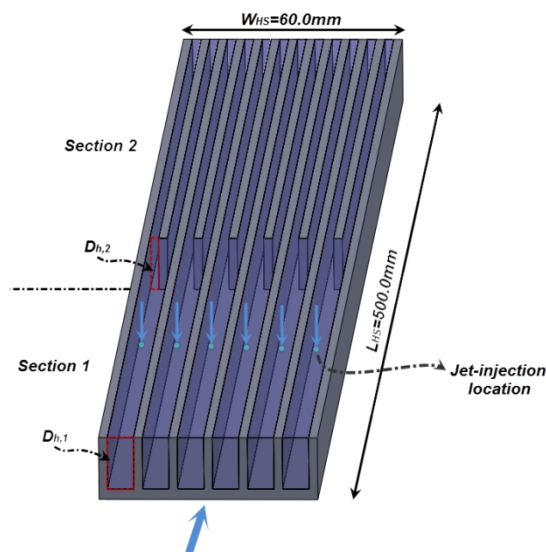


thermal wake on subsequent blocks of the same column due to the heating of an upstream specified block. Layouts of secondary flow injection were inserted between the rows, in order to evaluate the potential cooling efficiency enhancement. Larraona et al. (2013) also utilized jet-in-cross-flow configurations for electronics cooling. Their parametric study revealed that the cooling effectiveness is mainly influenced by the cross-flow velocity and the jet blowing ratio. In general, the overall Nusselt number obtained was found to be higher in comparison to parallel-flow configurations. Allauddin et al. (2013) illustrated the heat transfer enhancement obtained through the use of jets in cross-flow in conjunction with detached ribs protruding from the heated surface. For turbulent flow conditions, their numerical results showed that the heat transfer rate increases with the jet blowing ratio.

The majority of the published studies concerning jets in cross-flow focus on illustrating the flow features of a round jet emerging in an unconfined parallel flow stream. The incorporation of JICF in the VW configuration is considered in this study and thus the effect of flow confinement due to presence of the channel side walls is expected to be of importance. In addition, single and dual-jets systems will be evaluated and the influence of jet interaction on the main flow will be discussed as well.

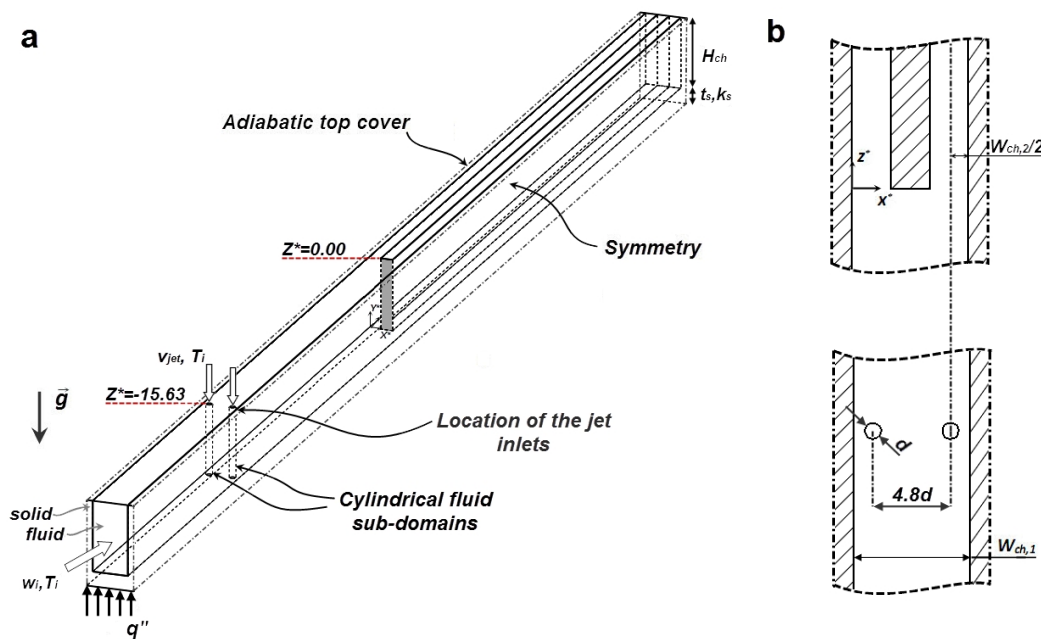
## 2. FORMULATION OF THE NUMERICAL MODEL

The geometry of the hybrid (JICF-VW) configuration resembles that of the VW configuration investigated in previous studies (Karathanassis et al., 2013<sup>a,b</sup>) with the only exception of placing cooling holes at the top part of the heat sink (Fig.1). The jet-injection holes were placed at the first heat-sink section, where the maximum wall temperature occurs due to the characteristic geometrical layout of the device. Two jet configurations were considered, namely a single and a dual-jet system per channel. In both cases, the overall cross-sectional area of the cooling holes was maintained approximately equal to one another, so as to ensure that the flow conditions are similar for the two jet configurations. Thus, the diameter of the cooling holes was equal to 1.0 mm and 1.4 mm for the single and dual-jet systems, respectively, so that the jet-to-main-flow velocity ratio is the same in both configurations for a specified value of the flow rate that feeds the jets. The cooling holes were placed at a location of the first-section of the heat sink (Fig. 2a), where, for strictly parallel flow, the wall average temperature is approximately equal to that at the heat sink outlet, as ideally the wall temperature values at the first section should not exceed those of the second section, since the bulk fluid temperature is much lower in the first section. Regarding the dual-jet configuration, the cooling holes had their centers transversally positioned, so as to coincide with the vertical symmetry plane of the second-section channels (Fig. 2b).



**Fig. 1** Geometrical layout of the JICF-VW heat-sink configuration.

The computational domain of the configuration (**Fig. 2**) comprises the fluid and solid regions with a lateral extent encompassing one full width of the first-section and two second-section channels. Additional cylindrical fluid sub-domains have been introduced at the locations of the cooling holes, so that the mesh can be locally refined in the region in proximity to the cooling holes, which is under the direct influence of the jets. The arising hybrid configuration has been investigated under both forced and mixed convection conditions. The set of governing equations considered in each case can be found in (**Karathanassis et al., 2013<sup>a</sup>**) and (**Karathanassis et al., 2013<sup>b</sup>**), respectively, where the imposed boundary conditions are also discussed. It is essential to mention that additional inlet conditions were imposed at the domain upper surface corresponding to the cooling holes. Both a uniform and a fully developed laminar velocity profile were considered for the jet inlet, in order to illustrate the profile effect on jet penetration, while a uniform velocity profile was imposed at the heat-sink inlet. The flow was regarded as incompressible, steady and laminar. The governing equations along with the boundary conditions were solved on the computational domain using the commercial, finite-volume based solver ANSYS CFX (v.13) with a convergence criterion of  $10^{-6}$  set for the root mean square (RMS) mass, momentum and energy residuals.



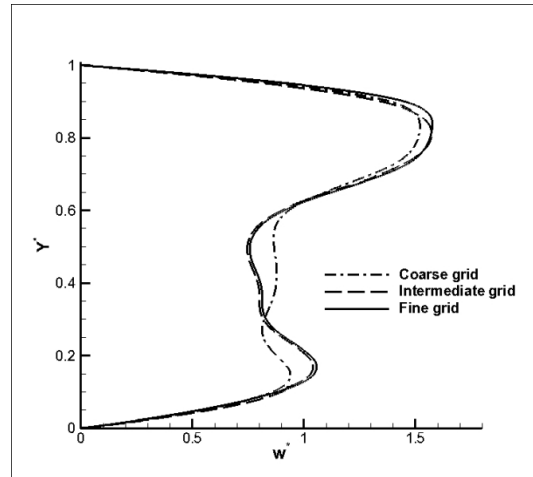
**Fig. 2** Computational domain for the JICF-VW configuration (dual-jet variation): (a) Top detailed view of the flow-contraction region, (b) perspective view.

## 2.1 Grid independence study

A mainly structured hexahedral grid was used for the discretization of the computational domain, with a non-uniform arrangement along the flow direction, as smaller control volumes were placed in the vicinity of the flow contraction between the two sections. On the other hand, a uniform grid arrangement was employed across the domain cross-section. However, non-orthogonal elements were placed at the region enclosing the special cylindrical sub-domains (see **Fig. 2a**), so that mesh can be locally adjusted and refined in the region under the direct influence of the jets, rendering this way the grid unstructured.

The grid independence study was conducted for the case of the dual jet system, where the most complex velocity field is expected. Pure forced convection conditions were considered and the jets were assigned fully developed inlet velocity profiles. Three grids consisting of 9.39 (coarse), 16.48 (intermediate) and  $23.82 \cdot 10^6$  elements (dense) were successively tested to confirm that a grid independent solution had been obtained. The accuracy in the prediction of the flow field was evaluated by monitoring the vertical profile of the axial velocity at a location five hydraulic diameters

downstream of the cooling holes ( $Z^*=-10.63$ ), as this is expected to exhibit significant fluctuations as reported by Sherif and Fletcher (1989). As depicted in Fig. 3, the profile indeed exhibits one global and two local maxima, which are accurately captured only by the intermediate and the dense grid. In reference to heat transfer, the discrepancy in the values of the overall Nusselt number produced by the coarse and the dense grid is approximately equal to 0.2%. In order to predict both the flow and thermal fields accurately and at reasonable computing times, the intermediate grid is selected for obtaining the presented results.



**Fig. 3** Vertical profiles of the axial velocity at the pane of the jet axis ( $X^*=2.5$ ) downstream of the cooling holes ( $Z^*=-10.63$ ) as computed using three different grid dimensions.

### 3. RESULTS

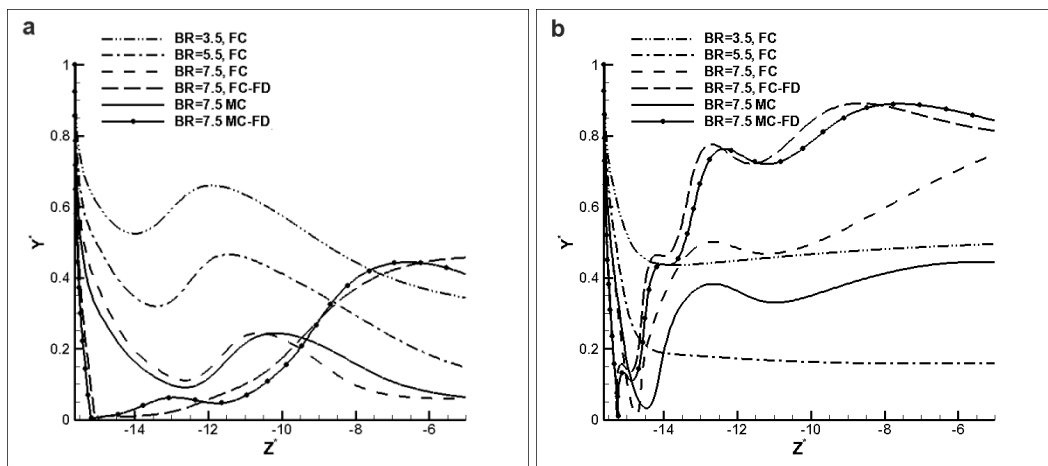
Twelve cases were examined in total regarding the JICF-VW configuration with the main objective being the identification of the combination of cooling-holes layout and flow conditions that provides the maximum heat transfer enhancement in the first heat sink-section. The overall water flow rate available for the jets and the main flow was maintained equal to 30mL/s for all the cases considered. The different blowing-ratio values were produced by extracting different portions of the overall flow rate to feed the jets, while the remaining was assigned to the main flow. The different cases investigated for the two jet configurations are summarized in Table 1.

**Table 1** Cases examined regarding the JICF-VW configuration (Number of sections  $i=2$ ).

| Case | BR  | Number of jets | Jet profile     | $Ri_1$ | Abbreviation        |
|------|-----|----------------|-----------------|--------|---------------------|
| 1    | 3.5 | 1              | Uniform         | 0      | FC <sub>j1</sub>    |
| 2    | 5.5 | 1              | Uniform         | 0      | FC <sub>j1</sub>    |
| 3    | 7.5 | 1              | Uniform         | 0      | FC <sub>j1</sub>    |
| 4    | 7.5 | 1              | Fully Developed | 0      | FC-FD <sub>j1</sub> |
| 5    | 7.5 | 1              | Uniform         | 1.32   | MC <sub>j1</sub>    |
| 6    | 7.5 | 1              | Fully Developed | 1.32   | MC-FD <sub>j1</sub> |
| 7    | 3.5 | 2              | Uniform         | 0      | FC <sub>j2</sub>    |
| 8    | 5.5 | 2              | Uniform         | 0      | FC <sub>j2</sub>    |
| 9    | 7.5 | 2              | Uniform         | 0      | FC <sub>j2</sub>    |
| 10   | 7.5 | 2              | Fully Developed | 0      | FC-FD <sub>j2</sub> |
| 11   | 7.5 | 2              | Uniform         | 1.32   | MC <sub>j2</sub>    |
| 12   | 7.5 | 2              | Fully Developed | 1.32   | MC-FD <sub>j2</sub> |

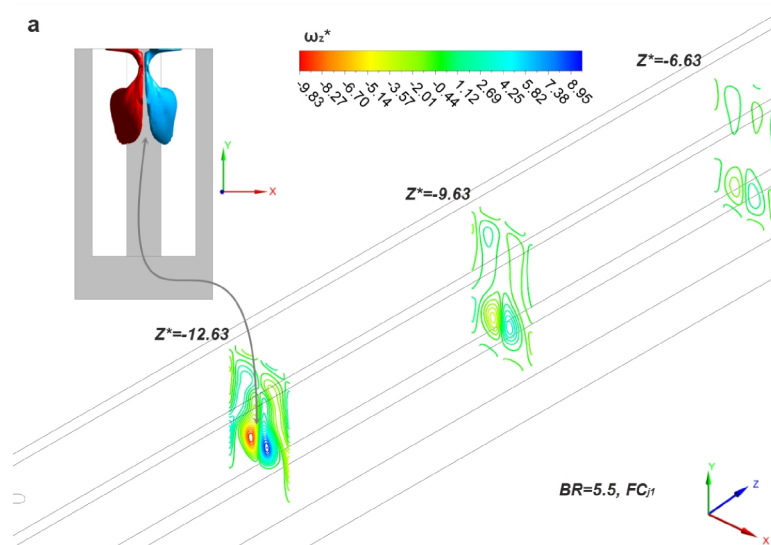
### 3.1 Flow field

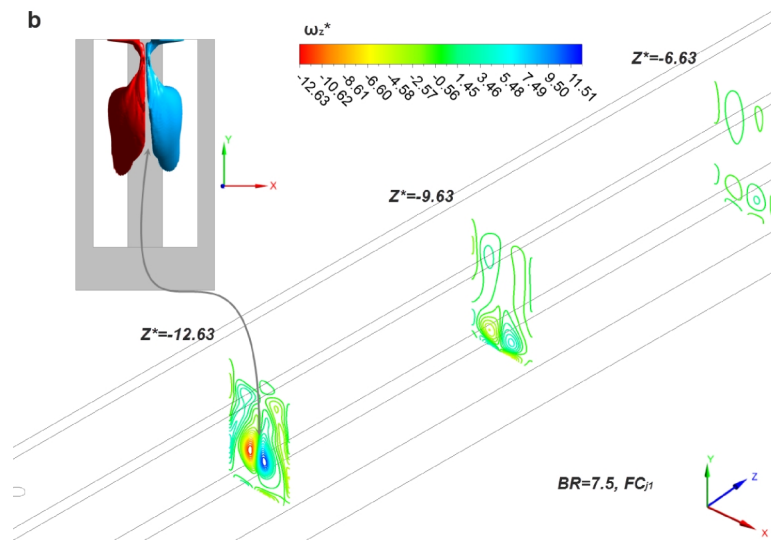
High jet penetration is of vital importance for the cooling effectiveness of the configuration, as the cold jet fluid must reach as close as possible to the heated bottom wall. The extent of jet penetration in each case can be elucidated by plotting the jet trajectory, which is defined as the streamline passing through the center of the jet inlet (Saha and Yaragani, 2012). Figs. 4a-b present the jet trajectories for the various flow conditions in the single and dual-jet configurations, respectively. In the single-jet configuration, as shown in Fig. 4a, the jet with uniform inlet-velocity profile achieves a maximum penetration in all cases and consequently ascends slightly prior to a new submersion to the channel lower part. Especially for BR=7.5, the trajectory is maintained below  $Y^*=0.2$  for the largest part of the heat-sink first section. Flow impingement is observed only in the cases of fully-developed jet inlet velocity and the jet is subsequently deflected toward the channel mid-height.



**Fig. 4** Jet trajectories along the  $X^*=1.5$  plane (j1 cases) and the  $X^*=2.5$  plane (j2 cases), respectively: (a) Single (j1 cases) and (b) dual-jet (j2 cases) configuration.

**Fig. 4b** confirms that the jet penetration is generally higher in the dual-jet configuration. The jet reaches the bottom wall for BR=7.5 regardless of the jet inlet profile, while the jet impingement is more severe in the cases of fully-developed profile, as the jet penetrates almost vertically impinging onto the channel bottom wall and is subsequently deflected toward the channel upper part. It must be noted that the jet trajectory is fully three dimensional in the cases where flow impingement occurs and so the trajectory presented in Figs. 4a-b is the projection of the actual trajectory on the plane of the jet axis ( $X^*=1.5$  and  $X^*=2.5$  for the j1 and j2 cases, respectively).



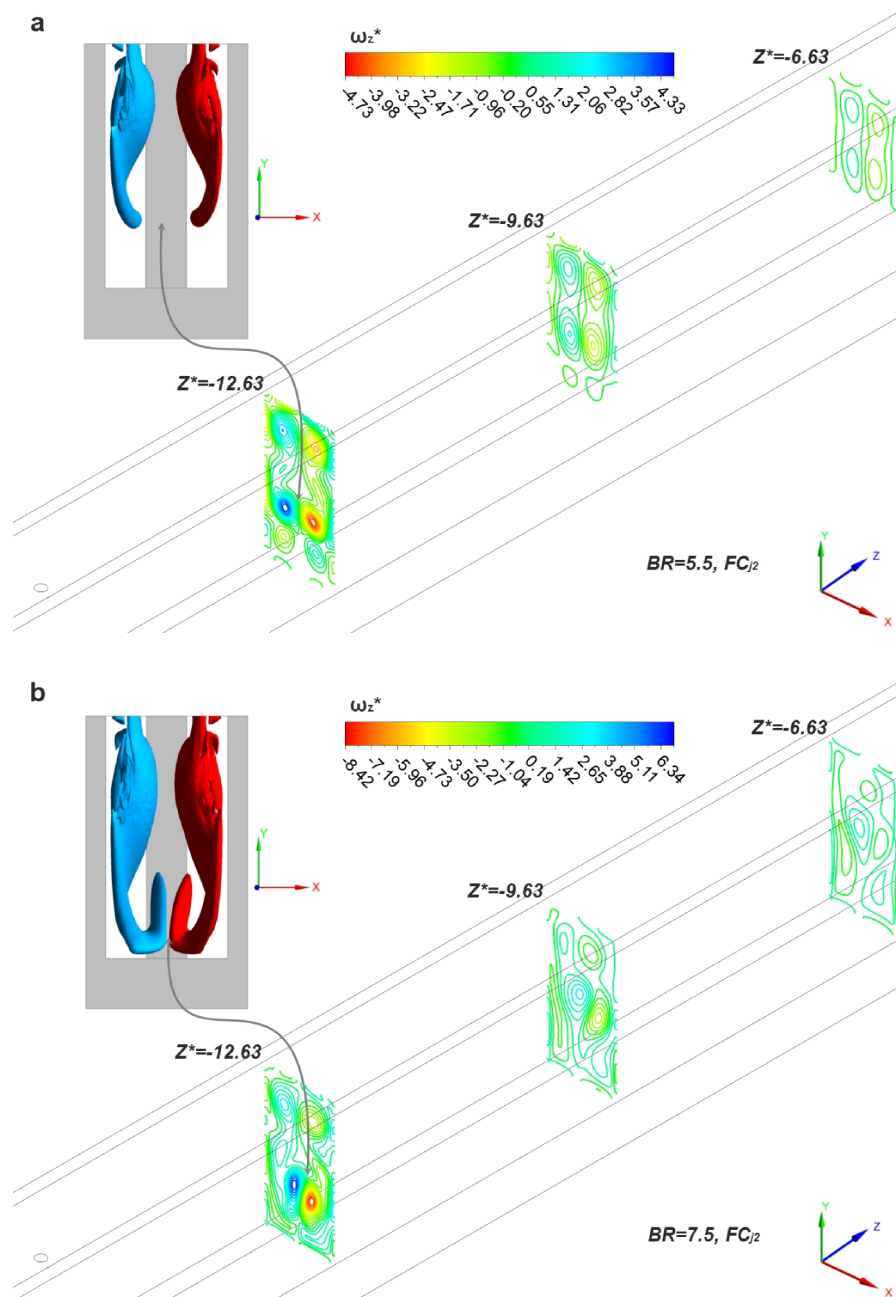


**Fig. 5**  $\omega_z$ -vorticity contour plots in the vicinity of the cooling hole (single-jet configuration): (a)  $BR=5.5$  and (b)  $BR=7.5$ . Inset:  $\omega_z$ -vorticity iso-surfaces ( $|\omega_z|=50\text{s}^{-1}$ ).

The flow topology emerging within the heat-sink first section due to the interaction of the jets with the parallel cross-flow is of considerable complexity and a number of vortical structures can be identified. **Figs. 5** and **6** illustrate the secondary flow pattern in the JICF-VW configurations through contour plots of the streamwise vorticity component  $\omega_z$ . In regard to the single jet configuration (**Fig. 5**), a pair of counter-rotating vortices is clearly discernible on either side of the cooling hole, which is identified as the CVP structure associated with JICF. The inset of **Fig. 5**, which depicts vorticity iso-surfaces, reveals that two symmetrical elongated vortical structures connect the CVP to the channel upper wall. It was established through additional contour plots not shown for brevity that these structures are in fact the two legs of the characteristic horseshoe vortex, which detach from the upper wall downstream of the cooling hole and merge with the CVP. An additional observation is that, although the secondary flow pattern is symmetrical for  $BR=5.5$ , breakdown of symmetry is evident for  $BR=7.5$ , as the left vortex (colored in red) is of increased size compared to the right one (colored in blue). The asymmetric topology is reckoned to arise due to the flow confinement caused by the channel sidewalls. As the blowing ratio and thus the size of the CVP increases, the interaction of the two vortices becomes more intense and the left vortex gains in size to the detriment of the right one.

As shown in **Fig. 6**, the placement of the cooling holes close to the sidewalls in the dual-jet configuration gives rise to four coherent vortical structures. The lower vortex-pair with the larger magnitude depicted in **Figs. 6a-b** corresponds to a vortex of each CVP that sets in downstream of each cooling hole. The coherence of the respective symmetrical vortices is destroyed due to the presence of the sidewalls. The vortex pair in the vicinity of the upper wall is in fact an after-effect of the two horseshoe vortices that form near the upper wall. As was mentioned in the discussion regarding the previous figure, the legs of the horseshoe vortices appear elongated in shape along the dimension of the channel height. The outer legs close to the sidewalls decay shortly after their onset, while the inner legs constantly stretch toward the channel bottom wall until each of them eventually breaks up to two separate vortical structures. A vortical structure of elongated shape that connects each upper vortex to the respective lower one can be clearly discerned at the contour plot at  $Z^*=-12.63$  of **Fig. 6a**. Furthermore, the connection between each upper and lower vortex is elucidated by the vorticity iso-surfaces presented as insets in **Fig. 6**. The detached upper structures form the vortices close to the top wall evident in the contour plots, while the lower pair merges with the respective vortices that constitute the counter-rotating vortex pair. The vortical structures decrease in strength at further downstream locations yet increase in size due to viscous diffusion. For the highest value of the blowing ratio ( $BR=7.5$ ), an asymmetric secondary-flow pattern is clearly evident in **Fig. 6b**. As can be seen from the  $\omega_z$ -vorticity iso-surfaces, the right vortex drifts along the streamwise direction in an

oblique trajectory. The breakdown of symmetry is attributed to the interaction of the vortices that form at the lower part of the channel, following the jet impingement on the bottom wall.

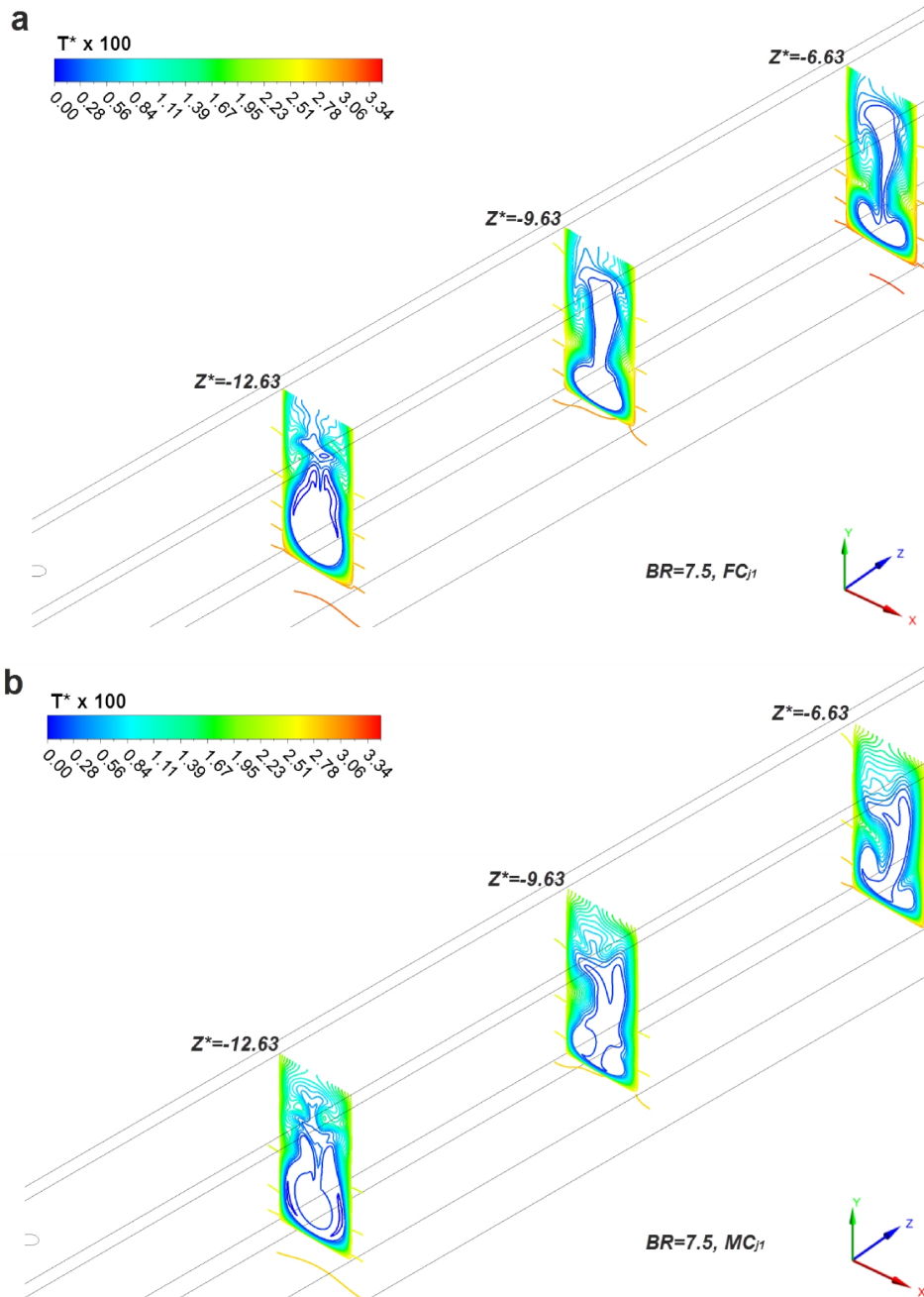


**Fig. 6**  $\omega_z$ -vorticity contour plots in the vicinity of the cooling hole (dual-jet configuration): (a)  $BR=5.5$  and (b)  $BR=7.5$ . Inset:  $\omega_z$ -vorticity iso-surfaces ( $|\omega_z|=50s^{-1}$ ).

### 3.2 Temperature field and heat transfer

As heat transfer is primarily taking place in the bottom channel wall, the effect of the jets on the cooling effectiveness of the device is expected to be higher if the injected cold fluid remains in the vicinity of the heated surface for significant portion of the first heat-sink section. **Fig. 7** refers to the single jet configuration and presents temperature contour plots at three axial locations downstream of the cooling hole for  $BR=7.5$ . An initial observation is that the emerging temperature fields for forced (**Fig. 7a**) and mixed-convection conditions (**Fig. 7b**) exhibit a relatively similar topology. Yet the asymmetry in the temperature profiles is more pronounced for mixed-convection conditions, e.g. in the temperature profile at  $Z^*=-6.63$  (**Fig. 7b**) a region of warm fluid is evident at the upper left part of the

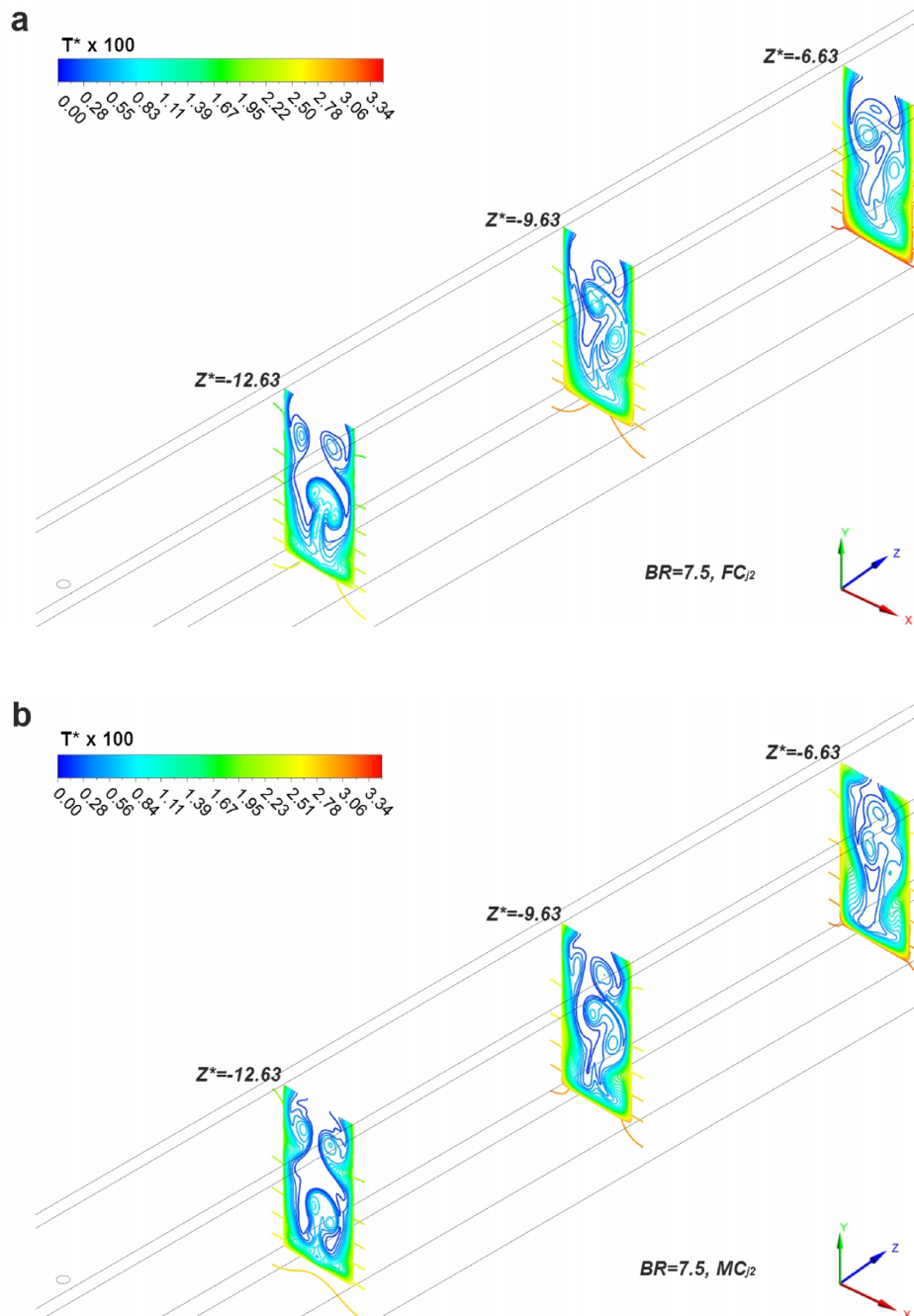
channel due to the buoyancy induced recirculation, while the cold fluid core is clearly shifted to the channel right part.



**Fig. 7** Temperature contour plots at axial locations downstream of the cooling hole for the single-jet configuration ( $BR=7.5$ ): (a) Forced convection ( $Ar_1=0.00$ ) and (b) mixed convection conditions ( $Ar_1=1.32$ ).

The development of the bottom boundary layer is disrupted in both cases, as made evident by comparing its thickness at  $Z^* = -12.63$  and  $Z^* = -9.63$  in both **Figs. 7a** and **7b**. However, in the mixed-convection case more significant thermal mixing between core and boundary-layer fluid takes place as is illustrated by the plot at  $Z^* = -6.63$  of **Fig. 7b**. Furthermore, the wall temperature is lower in the mixed-convection case. It should be reminded that the temperature values were non-dimensionalized using the imposed value of the heat flux at the heat sink bottom surface and thus the results presented can be compared in a straightforward manner.

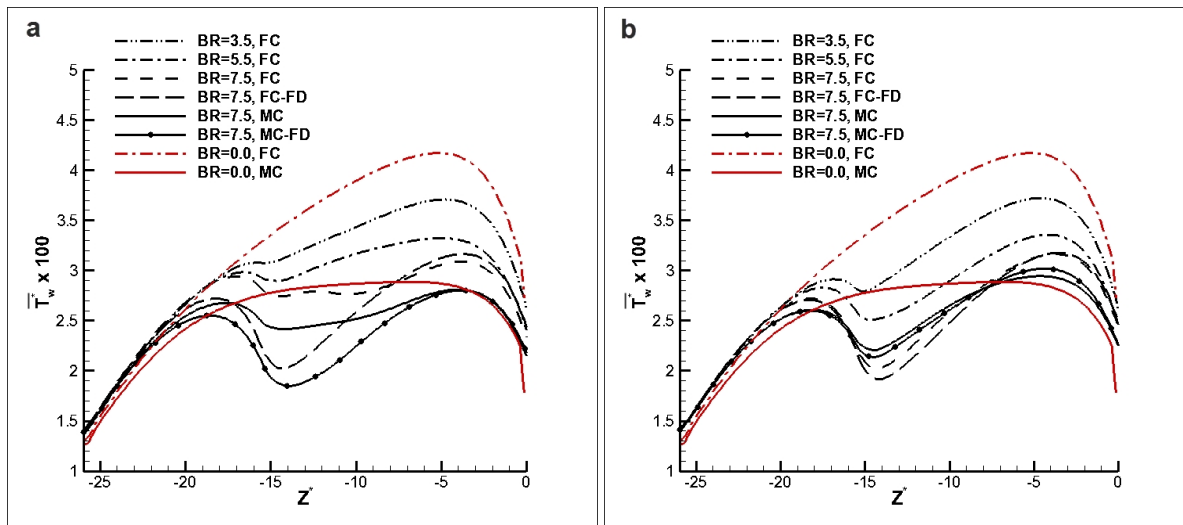
Similarly to **Fig. 7**, **Fig. 8** illustrates the development of the temperature field in the first-section of the dual-jet configuration. The strong interaction of the jets with the boundary-layer fluid has as a result the drift of warm fluid toward the channel core, as depicted at the contour plots at  $Z^*=-12.63$  of both **Figs. 8a-b**. The two jets impinge on the bottom wall and cause the rise of fluid from the boundary-layer region to the channel core. The distinctive form of the temperature profile at the mid-lower part of the channel is also indicative of the reciprocal interaction between the lower vortices. Two additional isolated regions of warm fluid can be discerned in the vicinity of the upper wall due to the action of the additional vortex pair (see **Fig. 6**). Further downstream of the cooling holes thermal mixing occurs between the warm fluid of the isolated regions and the core fluid, with the thermal mixing being more intense for the mixed convection case; yet the bottom wall boundary layers appear to be of greater thickness in comparison to the respective single-jet cases.



**Fig. 8** Temperature contour plots at axial locations downstream of the cooling holes for the dual-jet configuration ( $BR=7.5$ ): (a) Forced-convection ( $Ar_1=0.00$ ) and (b) mixed-convection conditions ( $Ar_1=1.32$ ).



**Fig. 9** depicts the axial distribution of the average wall temperature along the first heat-sink section for the single (**Fig. 9a**) and dual-jet (**Fig. 9b**) hybrid configurations. The respective distribution for strictly parallel flow under forced and mixed-convection conditions is also shown for comparison. In reference to forced-convection conditions, the incorporation of jets always leads to a decrease in the wall average and maximum temperature, even in the case of the smallest blowing ratio considered. However the rate of temperature mitigation decreases as the blowing ratio increases. Especially for  $BR=7.5$ , the wall maximum temperature remains approximately the same regardless of the jet inlet-velocity profile, although the jets with a fully-developed inlet profile cause a larger temperature decrease at the axial location ( $Z^*\approx-14$ ) where they impinge onto the bottom wall. This trend, which is common for both configurations as shown in **Figs. 9a-b**, is justified by the fact that as the blowing ratio increases, the jets detach from the bottom wall toward the channel core after their impingement and thus fail to achieve further enhancement of heat transfer at downstream locations.



**Figure 9** Axial distribution of the average wall temperature along the first section of the VW-JICF heat sink: (a) single (j1 cases) and (b) dual-jet configuration (j2 cases).

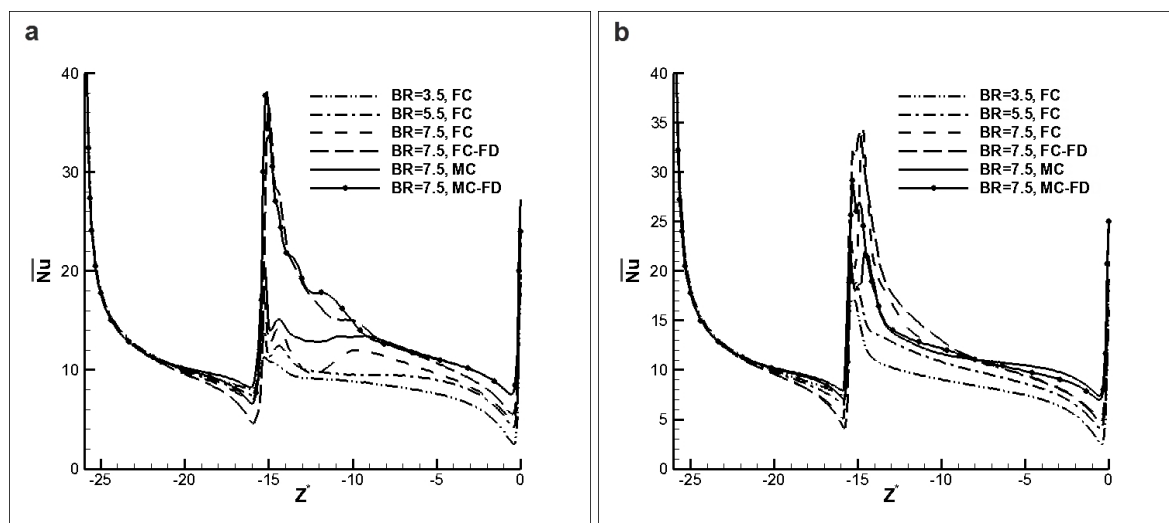
In terms of hotspot temperature mitigation, the effect of the jets is less pronounced in mixed-convection conditions. For  $BR=7.5$ , the maximum wall temperature is slightly decreased in comparison to a strictly parallel flow in the single-jet configuration, while it is actually slightly increased in the dual-jet configuration. Nevertheless, the average wall temperature is decreased in both cases owing to the considerably lower temperature values at the wall region under the direct influence of the jets. The suppressed heat-transfer enhancement at the channel part further downstream of the cooling holes must be attributed to a conflicting trend between the jet and the buoyancy-induced secondary flows. As was indicated by **Fig. 8b**, where temperature stratification is absent, the emergence of the jet-induced vortices disturbs the coherence of the buoyancy-induced longitudinal rolls, whose action has been also proven beneficial to heat transfer.

**Fig. 10** presents the average Nusselt number distribution at the first section of the hybrid configurations. It is evident that the Nusselt number obtains peak values at approximately  $Z=-15$ , where the jets enter the channel. In the single-jet configuration (**Fig. 10a**), the Nusselt number increase is clearly steeper for the jets with fully-developed inlet profile, as flow impingement occurs only in these cases. Downstream of the jet-injection location, the Nusselt number decreases asymptotically until the channel region where the influence of the flow contraction becomes significant. A close look at the channel region downstream of  $Z^*=-5$  reveals that the highest Nusselt numbers are achieved for  $BR=7.5$  under mixed-convection conditions, justifying by this way the larger hotspot temperature mitigation for these cases, as shown in **Fig. 9**. It is interesting to notice that although the maximum Nusselt number values are obtained in the cases of impinging flow, the subsequent values obtained further downstream decrease rapidly. This trend is followed in both configurations and verifies the general remark that the impinging flow offers high heat transfer enhancement, yet in a localized

manner. In any case, the Nusselt number values obtained downstream of the jet-injection locations are higher compared to those obtained for strictly parallel flow under the same conditions.

#### 4. CONCLUSIONS

A two-section, plate-fin heat sink employing channels of step-wise varying cross-section and jets in-cross-flow for heat transfer enhancement has been investigated by means of a three-dimensional model. The numerical results verified the existence of complex secondary flow downstream of the jet-submersion location; namely a single and two pairs of counter-rotating vortices were detected in reference to the single and dual-jet configurations, respectively. The incorporation of jets in cross-flow was found to increase the values of the Nusselt number in the first-heat sink section. The most significant mitigation of the wall maximum temperature at the specific section was achieved for a single-jet with uniform inlet profile entering through a cooling hole located at the channel mid-width under mixed convection conditions, with the respective jet-to-cross-flow velocity ratio being equal to 7.5.



**Figure 10.** Distribution of the circumferentially averaged Nusselt number at the first section of the VW-JICF heat sink: (a) single and (b) dual-jet configuration.

#### Acknowledgments

The simulations were performed using the NTUA Cloud Computing infrastructure. The staff of the computer center is gratefully acknowledged for their technical support. The work was financially supported by the NTUA Special Account for Research.

#### References

- Allauddin U., Uddin N., Weigand B. (2013), Heat transfer enhancement by jet Impingement on a flat surface with detached-ribs under cross-flow conditions, *Numer. Heat Transf. Part A Appl.* 63, p. 921–940.
- Chassaing P., George J., Claria A., Sananes F. (2006), Physical characteristics of subsonic jets in a cross-stream, *J. Fluid Mech.* 62, p. 41-64.
- Goldstein R.J., Film cooling, in: T.F. Irvine, J.P. Hartnett (Eds.), *Advances in Heat Transfer*, Vol. 7, Elsevier, 1971, p. 321-330.
- Jubran B.A., Al-Salaymeh A.S. (1999), Thermal wakes measurement in electronic modules in the presence of heat transfer enhancement devices, *Appl. Therm. Eng.* 19, p. 1081-1096.

Karathanassis I.K, Papanicolaou E., Belessiotis, V., Bergeles G.C. (2013), Three-dimensional flow effects on forced-convection heat transfer in a channel with stepwise-varying width, *Int. J. Therm. Sci.* 67, p. 177-191.

Karathanassis I.K, Papanicolaou E., Belessiotis V., Bergeles G.C. (2013), Effect of secondary flows due to buoyancy and contraction on heat transfer in a two-section plate-fin heat sink, *Int. J. Heat Mass Transfer* 61, p. 583-597.

Larraona G.S., Rivas A., Antón R., Ramos J.C., Pastor I., Moshfegh B. (2013), Computational parametric study of an impinging jet in a cross-flow configuration for electronics cooling applications, *Appl. Therm. Eng.* 52, p. 428–438.

Saha A.K., Yaragani C.B. (2012), Three-dimensional numerical study of jet-in-crossflow characteristics at low Reynolds number, *Heat Mass Transfer* 48, p. 391–411.

Sherif S.A., Fletcher R.H. (1989), Measurements of the flow and turbulence characteristics of round jets in crossflow, *J. Fluids Eng.* 111, p. 165-171.