

UNIVERZITET U BEOGRADU

MAŠINSKI FAKULTET

Nenad Đ. Crnomarković

**Prilog modeliranju  
prostorne distribucije zračenja  
u ložištu kotla  
za sagorevanje ugljenog praha**

doktorska disertacija

Beograd, 2012

UNIVERSITY OF BELGRADE  
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

Nenad Đ. Crnomarković

**Contribution to the modeling  
of the spatial distribution of radiation  
inside the furnace of the pulverized coal  
fired boiler**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2012

Komisija za pregled i odbranu:

Mentor: Dr Dragan Tucaković, vanredni profesor  
Univerzitet u Beogradu, Mašinski fakultet

Članovi Komisije: Dr Titoslav Živanović, redovni profesor  
Univerzitet u Beogradu, Mašinski fakultet

Dr Srđan Belošević, viši naučni saradnik  
Univerzitet u Beogradu,  
Institut za nuklearne nauke Vinča

Datum odbrane:

## PREDGOVOR

Ovaj rad predstavlja rezultat višegodišnjeg rada u oblasti matematičkog modeliranja procesa razmene energije zračenjem. Ipak, ništa od ovoga ne bi bilo bez pomoći i podrške bliskih kolega, profesora Mašinskog fakulteta u Beogradu, kao i prijatelja, čiju pomoć autor teze želi da istakne.

Dr Miroslav Sijerčić je inicijator ovih istraživanja i rukovodilac naučno-istraživačkih projekata koje je finansiralo Ministarstvo za nauku Republike Srbije tokom kojih je urađen najveći deo istraživanja opisana u radu. Dr Miroslav Sijerčić je formirao početne verzije programa koje su daljim radom poboljšavane i dopunjavane kako bi se dobio njihov konačni oblik koji je opisan tekstom. Višestrukim pregledanjem teksta ukazivao je na nedostatke i time direktno i indirektno poboljšao kvalitet istraživanja, sadržaj teze i radova koji su objavljeni kao rezultat istraživanja.

Dr Srđan Belošević je rukovodio projektom tokom kojeg je ova teza završena i odbranjena. Njegov prethodni rad u oblasti modeliranja procesa u kotlovima za sagorevanje ugljenog praha bio je polazna osnova za ovu tezu. Pomoć i podrška dr Srđana Beloševića bila je vrlo važna u pojedinim periodima izrade teze.

Posebnu zahvalnost dugujem mentoru prof. dr Draganu Tucakoviću i prof. dr Titoslavu Živanoviću, sa Katedre za termotehniku, koji su bitno poboljšali kvalitet teze svojim velikim iskustvom u oblasti eksploatacije energetske parnih kotlova, kao i savetima tokom čitavog rada na tezi.

Zahvaljujem se i osoblju biblioteke Instituta za nuklearne nauke Vinča i osoblju Univerzitetske biblioteke Svetozar Marković za pomoć prilikom nabljanja literature.

Rule, Gole, Mima i brat Predragu pružali su podršku tokom uzrade teze. Kolega Slobodan Maletić je svojim savetima pomogao u nalaženju neophodne literature.

Svima koji su pomenuti iskreno se zahvaljujem i izvinjavam se svima koji su pružili pomoć, ali zbog ograničenosti prostora koji je predviđen za Predgovor nisu pomenuti.

Teza je završena i odbranjena tokom projekta "Povećanje energetske i ekološke efikasnosti procesa u ložištu za ugljeni prah i optimizacija izlazne grejne površine energetskog parnog kotla primenom sopstvenih softverskih alata", evidencioni broj TR33018, finansiran od strane Ministarstva prosvete i nauke Republike Srbije.

Beograd, jun 2012.

Nenad Đ. Crnomarković

## **Prilog modeliranju prostorne distribucije zračenja u ložištu kotla za sagorevanje ugljenog praha**

Formiran je matematički model koji sadrži Hottel-ov zonalni model razmene energije zračenjem za ložište za sagorevanje ugljenog praha. Primena modela prikazana je na primeru ložišta energetskog bloka snage 210 MW. Zapremina ložišta je podeljena na 7956 zapreminskih zona, a zidovi ložišta na 2712 površinskih zona. Za svaki par zona izračunate su direktne i totalne površine razmene, za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje. Razmena energije zračenjem određena je na gruboj numeričkoj mreži koju su sačinjavale zapreminske zone. Ostale fizičke veličine određene su na finoj numeričkoj mreži, koja je dobijena podelom svake zapreminske zone na određeni broj kontrolnih zapremina. Formirane su tri fine numeričke mreže da bi se pokazalo da su rezultati nezavisni od numeričke mreže. Usvojena fina numerička mreža sastojala se od 573 440 kontrolnih zapremina. Matematički model je verifikovan kroz poređenje rezultata sa rezultatima merenja temperatura i upadnih flukseva zračenja na levom zidu ložišta. Matematičkim modelom je pokazano da gasna faza plamena u ložištu formira centralni vrtlog, kojim su zahvaćene i čestice ugljenog praha. Visokotemperatursko jezgro plamena se formira u središtu ložišta. Maksimalna vrednost apsorbovanih flukseva zračenja po zidovima ložišta dobijena je u neposrednoj blizini gorionika, što je u skladu sa poznatom raspodelom flukseva zračenja za ložišta sa tangencijalnim rasporedom gorionika. Matematički model je primenjen za određivanje razmene energije zračenjem u uslovima smanjenog opterećenja kotla. Pokazano je da sa smanjenjem produkcije pare kotla opadaju temperatura na kraju ložišta i vrednosti apsorbovanih flukseva zračenja na zidovima ložišta. Formiran je i istovetan matematički model koji sadrži model zračenja šest flukseva. Poređenjem rezultata numeričkih simulacija, dobijeno je zadovoljavajuće slaganje dva matematička modela ložišta. Formirani matematički model može se koristiti za analizu procesa u ložištu, kao i za ispitivanje procesa razmene energije zračenjem u ložištu.

**Ključne reči:** Hottel-ov zonalni model, toplotno zračenje, razmena energije zračenjem, ložište, ugljeni prah, matematički model, temperatursko polje, radijaciono polje, fluksevi zračenja na zidu, opterećenje kotla

**Naučna oblast:** Mašinstvo

**Uža naučna oblast:** Termoenergetika i Termotehnika

UDK: 536.255:66.01:662.933-978

## **Contribution to the modeling of the spatial distribution of radiation inside the furnace of the pulverized coal fired boiler**

A mathematical model that contained Hottel's zonal model of radiative heat exchange was formed for the pulverized coal fired furnace. Application of the mathematical model was shown on the example of a furnace that was a part of 210 MW thermal unit. The furnace volume was divided into 7956 volume zones, whereas furnace walls were divided into 2712 surface zones. For each pair of zones, direct exchange areas and total exchange areas were calculated. Radiative heat exchange was determined using the coarse numerical grid that was composed of volume zones. All other physical variables were determined using the fine numerical grid that was formed by division of each volume zone to a certain number of control volumes. Three fine numerical grids were formed to show that results were grid independent. Adopted fine numerical grid comprised 573 440 control volumes. Mathematical model was verified through the comparison with results of the temperature and incident wall radiative fluxes measurements. It was shown by mathematical modeling that gas phase formed central vortex, which influenced the motion of the pulverized coal particles. The high-temperature core of the flame was formed in the center of the furnace. Maximal values of the absorbed wall radiative heat fluxes were obtained in the vicinity of the burners, in accordance with the known distribution of the wall radiative fluxes for the tangentially fired furnace. Mathematical model was applied for the calculation of the radiative heat exchange in the conditions of reduced boiler loads. It was shown that temperature at the furnace outlet and the absorbed wall radiative fluxes decreased with the decreased boiler load. Mathematical model that contained six-flux model of radiation was also formed. Comparison of the results of numerical simulations showed acceptable level of agreement between mathematical models. Investigation showed that mathematical model, which contained Hottel's zonal model of radiative heat exchange, could be used for the analysis of the process inside the furnace and for investigation of the radiative heat exchange, as well.

**Key words:** Hottel's zonal model, thermal radiation, radiative heat exchange, furnace, pulverized coal, mathematical model, temperature field, radiative field, wall radiative heat fluxes, boiler load

**Scientific discipline:** Mechanical engineering

**Scientific subdiscipline:** Thermal Power Engineering and Thermal Engineering

UDC: 536.255:66.01:662.933-978

## NOMENKLATURA

Oznaka	Naziv	Jedinica mere
$A$	Površina	$m^2$
$A$	Sadržaj pepela u uglju	-
$\mathcal{A}$	Koeficijent	-
$\mathbf{A}$	Predeksponencijalni faktor	m/s
$\mathcal{A}$	Površina poprečnih preseka čestica po jedinici mase	$m^2/kg$
$\mathbf{A}, \mathcal{B}, \gamma, i$	Parametri gama funkcije raspodele prečnika	
$\mathcal{A}_p$	Površina poprečnog preseka čestice	$m^2$
$\mathbf{A}_p$	Spoljašnja površina čestice	$m^2$
$A_n, B_n, C_n$	Prostorni koeficijenti	
$A_n^m$	Prostorni koeficijent	
$\mathcal{A}$	Matrica objašnjena u tekstu	
$\mathcal{Q}(\ )$	Funkcija objašnjena u tekstu	
$a_n$	Koeficijent	
$a(\ )$	Težinski faktor	
$\mathcal{B}, \mathcal{E}, \mathcal{F}, \mathcal{K}$	Parametri objašnjeni u tekstu	
$b$	Komponenta rasipanja zračenja unazad	
$C_D$	Koeficijent otpora relativnom kretanju čestice u odnosu na fluid	
$\mathcal{C}_a$	Poprečni presek apsorpcije	$cm^2$
$\mathcal{C}_s$	Poprečni presek rasipanja	$cm^2$
$\mathcal{C}_t$	Totalni poprečni presek	$cm^2$
$C_2$	Konstanta Planck-ove funkcije intenziteta zračenja crnog tela	
$C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$	Konstante k- $\varepsilon$ modela turbulencije	
$C$	Sadržaj ugljenika u uglju	
$C_{fix}$	Sadržaj fiksnog ugljenika u uglju	
$c_p$	Specifični toplotni kapacitet	J/kgK
$C, s, w, r, u$	Parametri objašnjeni u tekstu	
$\mathcal{D}$	Molekularna difuzivnost	$m^2/s$
$\mathcal{D}$	Parametar objašnjen u tekstu	
$D$	Produkcija pare kotla	kg/s
$d$	Prečnik	M
$E$	Energija aktivacije	J/kmol

$E$	Fluks emitovanog zračenja	$W/m^2$
$E^*$	Modifikovani fluks emitovanog zračenja crnog tela	$W/m^2$
$F_x, F_y, F_z$	Totalni fluks zračenja	$W/m^2$
$f$	Komponenta rasipanja zračenja unapred	
$f(\ )$	Funkcija raspodele prečnika	
$\mathcal{F}$	Faktor rasipanja zračenja	
$\mathcal{F}$	Faktori razmene toplote zračenjem	
$f_v$	Zapreminski udeo čestica	
$\overrightarrow{G_i G_j}$	Totalna površina razmene dve zapreminske zone	$m^2$
$\overrightarrow{g_i g_j}$	Direktne površine razmene dve zapreminske zone	$m^2$
$\overrightarrow{g}$	Osnovne direktne površine razmene dve gasne zone	$m^2$
$\vec{g}$	Vektor ubrzanja Zemljine teže	$m/s^2$
$g_i$	Zapreminska zona	
$H_d$	Donja toplotna moć	$kJ/kg$
$H$	Sadržaj vodonika u uglju	
$\mathcal{H}$	Fluks određen preko intenziteta emitovanog zračenja	$W/m^2$
$\mathcal{H}$	Toplotni efekat hemijske reakcije	$J/kg$
$h$	Koeficijent prelaza toplote	$W/m^2 K$
$h$	Planck-ova konstanta	
$H$	Entalpija	$J/kg$
$I$	Intenzitet zračenja	$W/m^2 sr$
$I_b$	Intenzitet zračenja crnog tela u radijacionoj ravnoteži sa upadnim zračenjem	$W/m^2 sr$
$I_{\mathcal{H}}$	Intenzitet emitovanog zračenja usled upadnog zračenja iz svih pravaca	$W/m^2 sr$
$I_x^-, I_y^-, I_z^-$	Intenzitet zračenja u negativnom smeru koordinatnih osa	$W/m^2 sr$
$I_x^+, I_y^+, I_z^+$	Intenzitet zračenja u pozitivnom smeru koordinatnih osa	$W/m^2 sr$
$I_0$	Moment intenziteta zračenja nultog reda	$W/m^2$
$I_1, I_2, I_3$	Prvi, drugi i treći moment intenziteta zračenja prvog reda	$W/m^2$
$Im\{ \}$	Imaginarni deo kompleksnog broja	
$J_1, J_2, J_3, J_4$	Parametri objašnjeni u tekstu	
$K_{\Sigma}$	Koeficijent objašnjen u tekstu	
$K_a$	Koeficijent apsorpcije zračenja	$1/m$
$K_s$	Koeficijent rasipanja zračenja	$1/m$
$K_t$	Totalni koeficijent zračenja	$1/m$



$k_d$	Brzina sagorevanja u difuzionom režimu	m/s
$k_r$	Brzina sagorevanja u kinetičkom režimu	m/s
$k$	Kinetička energija turbulencije	$m^2/s^2$
$\mathcal{K}$	Indeks apsorpcije	
$L$	Srednja dužina zraka	m
$L_z$	Dimenzija ložišta objašnjena u tekstu	m
$l_L$	Lagrange-ov dužinski razmer turbulencije	
$M$	Ukupni broj zapreminskih zona	
$M$	Molarna masa	kg/kmol
$\mathbf{M}$	Ukupan broj kontrolnih zapremina	
$M$	Masa	kg
$\dot{m}$	Maseni protok	kg/s
$m$	Kompleksni indeks refrakcije	
$N$	Ukupan broj površinskih zona	
$\mathbf{N}$	Broj kontrolnih zapremina u pravcu koordinatne ose	
$N$	Sadržaj azota u uglju	
$N_p$	Koncentracija čestica	$1/m^3$
$\dot{N}_p$	Protok čestica	1/s
$Nu$	Nusselt-ov broj	
$n$	Indeks refrakcije	
$\vec{n}$	Jedinični vektor normale površine	
$O$	Sadržaj kiseonika u uglju	
$P(\ )$	Fazna funkcija rasipanja zračenja	
$P_n(\ )$	Legendre-ovi polinomi	
$P_n^{m }(\ )$	Pridružene Legendre-ove funkcije	
$Q$	Energija	W
$\mathcal{Q}_a$	Faktor efikasnosti apsorpcije zračenja	
$\mathcal{Q}_s$	Faktor efikasnosti rasipanja zračenja	
$\mathcal{Q}_t$	Totalni faktor efikasnosti	
$q$	Fluks	$W/m^2$
$\vec{q}$	Vektor fluksa zračenja	$W/m^2$
$q_v$	Specifično toplotno opterećenje zapremine ložišta	$kW/m^3$
$q_F$	Specifično toplotno opterećenje poprečnog preseka ložišta	$kW/m^2$
$R$	Fluks reflektovanog zračenja	$W/m^2$
$R$	Ostatak na situ	
$R$	Univerzalna gasna konstanta	J/kmolK
$\mathfrak{R}$	Brzina heterogene hemijske reakcije	kg/s
$\text{Re}\{ \}$	Realni deo kompleksnog broja	
$Re$	Reynolds-ov broj	

$Re_p$	Reynolds-ov broj relativnog kretanja čestice u odnosu na gas	
$\mathcal{J}(\ )$	Izvorna funkcija	W/m <sup>2</sup> sr
$S_g$	Sadržaj sagorljivog sumpora u uglju	
$S_p^\Phi$	Izvorni član fizičke veličine $\Phi$ usled prisustva čestica	
$S_\Phi$	Izvorni član promenljive $\Phi$	
$\overrightarrow{S_i S_j}$	Totalna površina razmene dve površinske zone	m <sup>2</sup>
$\overrightarrow{S_i G_j}$	Totalna površina razmene površinske i gasne zone	m <sup>2</sup>
$\overrightarrow{S_i S_j}, \overrightarrow{G_i S_j}, \overrightarrow{G_i G_j}$	Usmerene površine razmene	m <sup>2</sup>
$Sc$	Schmidt-ov broj	
$Sh$	Sherwood-ov broj	
$\overrightarrow{s_i s_j}$	Direktne površine razmene dve površinske zone	m <sup>2</sup>
$\overrightarrow{ss}$	Osnovne direktne površine razmene dve površinske zone	m <sup>2</sup>
$\overrightarrow{s_i g_j}$	Direktne površine razmene površinske i gasne zone	m <sup>2</sup>
$\overrightarrow{sg}$	Osnovne direktne površine razmene površinske i gasne zone	m <sup>2</sup>
$\vec{s}$	Jedinični vektor pravca	
$s$	Komponenta bočnog rasipanja zračenja u modelu šest flukseva	
$s_i$	Površinska zona	
$T$	Temperatura	K
$U, V, W$	Vremenski osrednjene komponente brzine	m/s
$\vec{U}_{pd}$	Difuziona komponenta vektora brzine čestica	m/s
$\vec{U}_{pc}$	Konvektivna komponenta vektora brzine čestica	m/s
$V$	Zapremina	m <sup>3</sup>
$ \vec{v} $	Intenzitet vektora brzine	m/s
$W$	Fluks ukupnog emitovanog zračenja površinskih zona	W/m <sup>2</sup>
$W$	Sadržaj vlage u uglju	
$\mathcal{W}$	Fluks ukupnog emitovanog zračenja zapreminskih zona	W/m <sup>2</sup>
$W^e$	Masena koncentracija čestica	kg/m <sup>3</sup>
$w$	Težinski faktor kvadrature šeme	
$Y_n^m(\ )$	Sferni harmonici	
$x, y, z$	Kartezijanske koordinate	
$X$	Maseni udeo gasne komponente	
$\mathcal{X}$	Parametar veličine	
$Z$	Ukupan broj zona ložišta	

$\Omega$	Prostorni ugao	Sr
$\Psi$	Ugao rasipanja	Rad
$\Pi, \Lambda$	Parametri objašnjeni u tekstu	
$\alpha$	Apsorptivnost	
$\alpha_l$	Koeficijent viška vazduha na kraju ložišta	
$\chi$	Maseni udeo komponente gasne faze	
$\delta_{ij}$	Kronecker delta	
$\delta$	Srednja razlika	
$\bar{\delta}$	Greška u zadovoljenju principa konzervativnosti	$m^2$
$\varepsilon$	Emisivnost	
$\varepsilon$	Disipacija turbulentne kinetičke energije	$m^2/s^3$
$\phi_{0-\lambda_m}$	Planck-ova frakcionalna funkcija crnog tela prve vrste	
$\phi_{0-\lambda_m}^*$	Planck-ova frakcionalna funkcija crnog tela druge vrste	
$\Gamma(\ )$	Gama funkcija	
$\Gamma_\phi$	Koeficijent difuzije promenljive $\Phi$	
$\Gamma_{rad}$	Koeficijent radijacione difuzije	m
$\Gamma_p$	Koeficijent turbulentne difuzije čestica	$m^2/s$
$\varphi$	Azimutni ugao	rad
$\lambda$	Koeficijent toplotne provodljivosti	W/mK
$\lambda$	Talasna dužina	$\mu m$
$\mu_e$	Efektivna viskoznost	kg/ms
$\mu$	Laminarna viskoznost	kg/ms
$\mu_t$	Turbulentna viskoznost	kg/ms
$\nu_t$	Turbulentna difuzivnost fluida	$m^2/s$
$\theta$	Polarni ugao	rad
$\Theta$	Ugao između pravca prostiranja zračenja i vektora površine	rad
$\rho$	Reflektivnost	
$\rho$	Gustina	$kg/m^3$
$\sigma$	Stefan–Boltzmann-ova konstanta	
$\sigma_\phi$	Prandtl–Schmidt–ov broj promenljive $\Phi$	
$\tau$	Vreme	S
$\tau_p$	Vreme relaksacije čestica	S
$\tau_r$	Vreme za koje čestica prođe karakterističan vrtlog	S
$\tau_t$	Vremenski razmer turbulencije	S
$\tau_L$	Lagrange-ov integralni vremenski razmer turbulencije	S
$\tau$	Optička gustina	
$\varpi$	Parametar objašnjen u tekstu	
$\omega$	Albedo rasipanja	
$\xi, \eta, \mu$	Kosinusi uglova jediničnog vektora pravca	

$\xi$	Bezdimenziona učestalost	
$  $	Modul kompleksnog broja	
$\sim$	Normalizovana ili bezdimenzionalna vrednost	
$\wedge$	Srednja vrednost	
Indeksi		
a	Apsorpcija	
as	Aerosmeša	
g	Gas	
i	Upadno zračenje, vrednost na ulazu	
kond	Kondukcija	
konv	Konvekcija	
max	Maksimalna vrednost	
net	Neto količina	
P	Čestice	
rad	Radijacija	
r	Reflektovano zračenje	
s	Rasuto zračenje	
sag	Sagorevanje	
sv	Sekundarni vazduh	
w	Zid	
ug	Ugalj	
pep	Pepeo	
H <sub>2</sub> O	Vodena para	
CO <sub>2</sub>	Ugljen–dioksid	
$\Phi$	Opšti simbol promenljive gasne faze	
10	Srednji aritmetički prečnik	
20	Srednji kvadratni prečnik	
30	Srednji maseni prečnik	
32	Srednji prečnik prema specifičnoj površini čestica	

# SADRŽAJ

<b>1. Uvod</b>	1
1.1. Motiv i cilj	1
1.1.1. Savremeni problemi eksploatacije ložišta energetskih kotlova	1
1.1.2. Matematičko modeliranje i kompjuterska simulacija–efikasan metod istraživanja i optimizacije procesa	3
1.1.3. Cilj rada i očekivani doprinos	4
1.2. Osvrt na relevantna istraživanja modeliranja procesa u ložištima kotlova na sprášeni ugalj	5
1.2.1. Osnovne osobine aktuelnog oblika matematičkog modela	6
1.2.2. Izabrani način poboljšanja matematičkog modela	8
1.2.3. Primena Hottel–ovog zonalnog modela u matematičkim modelima ložišta	10
1.2.4. Problemi u primeni Hottel–ovog zonalnog modela i mogućnosti njihovog otklanjanja	15
1.3. Pristup obradi problema i sadržaj rada	17
<b>2. Uloga i vrste modela zračenja u numeričkim simulacijama ložišta</b>	20
2.1. Opis polaznog matematičkog modela dvofaznog toka u ložištu	20
2.2. Transfer toplote u ložištu	26
2.3. Fluksni modeli zračenja	28
2.3.1. Integro-diferencijalna jednačina intenziteta zračenja	28
2.3.2. Višefluksni modeli zračenja	35
2.3.3. Model diskretnih ordinata	39
2.3.4. Model sfernih harmonika i model momenata	41
2.4. Zonalni modeli zračenja	46
2.4.1. Hottel-ov zonalni model	46
2.4.2. Model Monte Carlo	50
2.5. Hibridni modeli zračenja	53
2.5.1. Model diskretnog transfera	53
2.6. Poređenje modela zračenja	56
<b>3. Hottel-ov zonalni model razmene toplote zračenjem</b>	62
3.1. Direktne površine razmene	62
3.1.1. Direktne površine razmene za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje	63
3.1.2. Direktne površine razmene za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje	69
3.1.3. Osobine direktnih površina razmene	70
3.2. Totalne površine razmene	74
3.2.1. Pretpostavke za određivanje totalnih površina razmene	75
3.2.2. Neto razmenjena energija zona	

	za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje .....	77
3.2.3.	Totalne površine razmene za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje .....	82
3.2.4.	Totalne površine razmene za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje .....	89
3.2.5.	Totalne površine razmene za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje za male vrednosti albeda rasipanja .....	92
3.2.6.	Alternativni načini određivanja totalnih površina razmene .....	93
3.3.	Analiza metoda računanja neto razmenjene energije .....	95
3.4.	Korekcija Hottel-ovog zonalnog modela za rad sa realnim gasom .....	99
<b>4.</b>	<b>Radijaciona svojstva plamena ugljenog praha .....</b>	<b>102</b>
4.1.	Sastav plamena ugljenog praha .....	102
4.2.	Radijaciona svojstva gasova .....	104
4.2.1.	Model jednog sivoga gasa .....	106
4.2.2.	Model težinske sume sivih gasova .....	108
4.3.	Radijaciona svojstva disperzne faze .....	110
4.3.1.	Koeficijenti apsorpcije i rasipanja zračenja oblaka polidisperznih čestica .....	111
4.3.2.	Koeficijent apsorpcije oblaka sitnih čestica .....	114
4.3.3.	Koeficijenti apsorpcije i rasipanja zračenja oblaka čestica uglja, koksnoeg ostatka i letećeg pepela .....	116
4.4.	Srednji koeficijenti apsorpcije i rasipanja plamena ugljenog praha .....	119
4.5.	Uticaj radijacionih svojstava plamena ugljenog praha na rezultate numeričkih simulacija .....	122
<b>5.</b>	<b>Opis ložišta izabranog bloka i metod proračuna .....</b>	<b>134</b>
5.1.	Opis kotla .....	134
5.2.	Opis ložišta .....	135
5.3.	Protoci ugljenog praha, vazduha i recirkulacionih gasova i karakteristike ugljenog praha .....	138
5.4.	Radijaciona i termodinamička svojstva plamena ugljenog praha .....	142
5.5.	Metod proračuna .....	145
5.5.1.	Metod proračuna direktnih površina razmene .....	145
5.5.2.	Računanje osnovnih direktnih površina razmene .....	152
5.5.3.	Metod proračuna totalnih površina razmene .....	160
5.5.4.	Metod rešavanja sistema jednačina za određivanje totalnih površina razmene .....	160
5.5.5.	Ugradnja modela razmene energije zračenjem u kompleksni model .....	166
<b>6.</b>	<b>Rezultati matematičkog modeliranja.....</b>	<b>169</b>
6.1.	Verifikacija Hottel-ovog zonalnog modela .....	169
6.1.1.	Verifikacija za usvojeno temperaturno polje .....	169
6.1.2.	Verifikacija za usvojeno strujno polje .....	171
6.2.	Numerička mreža i tačnost računanja direktnih i totalnih površina razmene .....	174
6.2.1.	Numerička mreža .....	174

6.2.2.	Tačnost računanja direktnih i totalnih površina razmene .....	179
6.3.	Verifikacija matematičkog modela .....	183
6.4.	Ilustracija procesa u ložištu .....	189
6.4.1	Strujno polje .....	189
6.4.2	Temperatursko polje i polje zračenja .....	191
6.5.	Analiza razmene energije zračenjem u uslovima nominalnog i smanjenog opterećenja .....	202
<b>7.</b>	<b>Zaključak</b> .....	214
	<b>Literatura</b> .....	219
	<b>PRILOG 1:</b> Poređenje neeksplicitne i Noble–ove eksplicitne metode za određivanje totalnih površina razmene .....	237
	<b>PRILOG 2:</b> Eksplicitni Noble–ov metod određivanja totalnih površina razmene .....	240
	<b>PRILOG 3:</b> Srednji prečnici čestica polidisperznog praha .....	241
P3.1	Srednji aritmetički prečnik čestica .....	241
P3.2	Srednji kvadratni prečnik čestica .....	242
P3.3	Srednji maseni prečnik čestica .....	243
P3.4	Srednji prečnik prema specifičnoj površini čestica .....	243
	<b>PRILOG 4:</b> Popređenje neeksplicitne i eksplicitne metode preko apsorbovanih flukseva zračenja na zidu .....	245
	<b>PRILOG 5:</b> Opis priloženih kompjuterskih programa .....	246
P5.1	Kompjuterski program za računanje direktnih površina razmene .....	246
P5.2	Kompjuterski program za računanje totalnih površina razmene .....	252
P5.3	Kompjuterski program numeričke simulacije ložišta .....	261
	<b>PRILOG 6:</b> Rezultati matematičkog modela kada su radijaciona svojstva gasne faze određena modelom težinske sume sivih gasova .....	274
	<b>Biografija</b> .....	278
	<b>Izjava o autorstvu</b>	
	<b>Izjava o istovetnosti štampane i elektronske verzije doktorskog rada</b>	
	<b>Izjava o korišćenju</b>	

## **1. UVOD**

U ložištu energetskeg parnog kotla odvijaju se kompleksni procesi turbulentnog strujanja dvofazne višekomponentne smeše sa hemijskim reakcijama i intenzivnom razmenom toplote. Iako se toplota prenosi putem mehanizama kondukcije, konvekcije i zračenja, ovaj poslednji je dominantni vid razmene toplote. Od ukupne toplote koja se oslobodi sagorevanjem uglja, 30-40% predaje se ekranskim zidovima u ložištu, [21], [123], a 90-95% te energije razmeni se zračenjem, [147], [229]. Stoga, precizno određivanje razmene toplote zračenjem je od vitalnog značaja za numeričke simulacije kojima se predviđa rad kotlovskog ložišta u raznovrsnim eksploatacionim uslovima. Tome je prvenstveno posvećen ovaj rad.

### **1.1. Motiv i cilj**

Korišćenje matematičkog modela realne situacije vodi boljem razumevanju pogonskih problema i profitabilnijem i pouzdanijem vođenju postrojenja. Otvara se široko polje inženjerske provere tehničkih mogućnosti i predviđanja ponašanja postrojenja. Analize numeričkih rezultata dobijenih primenom softvera za izradu palete mogućih situacija u predmetnom ložištu mogu dovesti do optimizacije procesa sagorevanja uz povećanje efikasnosti sagorevanja i smanjenje emisije štetnih materija.

Primena matematičkih modela procesa u ložištima energetskeg kotlova predstavlja neophodnu, snažnu i u svetu već afirmisanu podršku danas veoma aktuelnom i nezaobilaznom konceptu održivog razvoja, koji u oblasti energetike podrazumeva usklađivanje energetske efikasnosti postrojenja, očuvanja resursa i ekološki prihvatljivog uticaja na životnu sredinu.

#### **1.1.1. Savremeni problemi eksploatacije ložišta energetskeg kotlova**

Savremene tendencije u termoenergetici, koje se odnose na ložišta kotlova na uglj, su povezane sa: neophodnošću sagorevanja sve lošijih goriva, potrebom da se u



ložištima kotlova mogu podjednako efikasno (i pri tom sa malom emisijom) sagorevati goriva sa veoma promenljivim karakteristikama, potrebom da kotlovi podjednako efikasno rade u širokom dijapazonu promene opterećenja, nastojanjem za smanjenje emisije i orijentacijom na kosagorevanje sa biomasom. Pojedini problemi sa sagorevanjem uglja su kod nas posebno naglašeni. Naši ugljevi su dosta lošeg i promenljivog kvaliteta. Kvalitet uglja se može menjati iz časa u čas, što stvara znatne eksploatacione probleme. Od savremenih termoelektrana zahteva se i smanjenje emisije ugljen–dioksida i azotnih oksida. U oba slučaja pozitivni efekti se mogu ostvariti optimizacijom procesa u ložištima kotlova. Pri tome značajnu ulogu može odigrati primena matematičkih modela, pre svega kroz smanjenje troškova skupih eksperimentalnih ispitivanja u svrhu iznalaženja optimalnih uslova.

Sa tehničke strane gledišta kotlovi za sagorevanje ugljenog praha su dostigli visok stepen razvoja i teško da se u tom pogledu mogu očekivati značajniji pomaci. Taj visok stepen pre svega energetske efikasnosti se, međutim, manifestuje samo ako se sagoreva gorivo nepromenljivog kvaliteta i karakteristika, tj. projektno gorivo, što u praksi, pogotovo kod nas, najčešće nije slučaj. Takođe se javljaju problemi sa radom na malim snagama. Pri rešavanju navedenih problema značajnu ulogu može da odigra primena matematičkog modeliranja. Sa aspekta složenosti i međusobne spregnutosti mnogobrojnih uticajnih radnih parametara koji determinišu pogonsko stanje celokupnog bloka, ložište se ističe kao kritičan element. Ložište kotla je izrazito heterogen i najmanje deterministički deo termoenergetskog bloka. Veliki broj promenljivih uticajnih parametara čini da je proces sagorevanja uglja u ložištu teško držati pod kontrolom. Predviđene performanse se često ne ostvaruju. Do uzroka pojedinih odstupanja često je teško doći jednostavnim razmišljanjem i poluempirijskim inženjerskim metodama zasnovanim na globalnim pokazateljima. Eksperimentalna merenja na objektu dijagnosticiraju stanje ali najčešće ne obezbeđuju potrebne detaljne informacije za analizu procesa sagorevanja. Pored toga što su skupa i mukotrpa, ova merenja su po pravilu nepotpuna i ostavljaju pojedina pitanja otvorenim. Ona ne obezbeđuju zaštitu od pogrešno izmerenih pojedinih lokalnih parametara procesa. Takođe, ne omogućavaju pouzdane projekcije rezultata pojedinih merenja na situacije sa izmenjenim radnim uslovima. U ovakvoj situaciji, matematičko modeliranje i na tome zasnovani numerički eksperiment kao posebna disciplina istraživanja javlja se pre

svoga kao dopuna i specifični kontrolor i korektor eksperimentalnih istraživanja i posebno dobija na značaju kod kompleksnih procesa.

### **1.1.2. Matematičko modeliranje i kompjuterska simulacija–efikasan metod istraživanja i optimizacije procesa**

Danas se pojmovi "modeli i modeliranje" koriste za veoma različite stvari. U ovom radu je reč o diferencijalnim modelima zasnovanim na modeliranju turbulentnih transportnih procesa, koji su u slučaju ložišta kotlova bazirani na rešavanju sistema međusobno povezanih parcijalnih diferencijalnih transportnih jednačina količine kretanja, toplote i mase visokotemperaturske multikomponentne dvofazne mešavine sa hemijskim reakcijama i radijacionom razmenom toplote u kompleksnim uslovima turbulentnog strujanja. Numeričke simulacije pružaju detaljni uvid u odvijanje simultanih, složenih i spregnutih procesa i pojava. Konvencionalne, u suštini empirijske, tehnike proračuna ne obezbeđuju uvek pouzdanost pri prelazu na promenjene, posebno teže eksploatacione uslove. Takođe, fenomeni koji diktiraju transfer toplote u ložištu neće bezuslovno i na isti način kontrolisati situaciju u izmenjenim uslovima. Savremeni modeli pružaju efikasnu zaštitu od pogrešnih zaključaka u takvim situacijama. Parametri procesa u numeričkim simulacijama se relativno lako i brzo mogu menjati, što omogućava analizu uticaja velikog broja pokazatelja i međusobno poređenje efikasnosti, pouzdanosti i racionalnosti rada postrojenja u različitim režimima.

Rezultati modeliranja daju nov kvalitet eksperimentalnim rezultatima. Na primer, temperature izmerene u pojedinim tačkama ložišta ne moraju uvek da pruže sve potrebne informacije o temperaturskom stanju u ložištu i da daju pravu sliku procesa sagorevanja. Slaganje izmerenih i numeričkom simulacijom određenih parametara u pojedinim tačkama omogućava da se sa velikom pouzdanošću predvide ti parametri i u ostalim tačkama, odnosno segmentima ložišta i na taj način dobije kompletna slika procesa neophodna za izvođenje pouzdanih zaključaka o razmatranom procesu.

Matematičkim modelom moguće je ispitati povećanje efikasnosti procesa sagorevanja i razmene toplote promenom brojnih uticajnih pogonskih parametara, kao što su različita šema uključenja mlinova, neravnomeran rad pojedinih mlinova, različiti odnosi protoka vazduha i ugljenog praha, uticaj recirkulisanih gasova i viška vazduha, uticaj prisisavanja vazduha duž gasnog trakta, itd. Matematičkim modelom procesa u

ložištu se kao glavni rezultat dobijaju detaljna polja svih fizičkih veličina kao i njihove dinamičke interakcije. Ovako utvrđena detaljna koncentracijska, temperaturska i brzinska polja kao i toplotni i maseni fluksevi upoređeni sa vrednostima za koje postoje odgovarajuća merenja, mogli bi omogućiti i izradu palete mogućih situacija u funkciji promene parametara procesa važnih za energetska efikasnost, ekonomičnost rada i pouzdanu eksploataciju sistema.

### **1.1.3. Cilj rada i očekivani doprinos**

Matematički modeli procesa u ložištima kotlova i na njima bazirani softveri razvijaju se u svetu već dugi niz godina i u razvijenim zemljama odavno se ekstenzivno primenjuju sa značajnim praktičnim efektima i podizanjem ukupnog nivoa istraživanja. Prva primena modela procesa u kotlovskim ložištima ostvarena je u elektroprivredama zemalja posednika savremenih energetskih i softverskih tehnologija, čije je širenje prema korisnicima ovih tehnologija ograničeno. Primena ovakvih modela, korisnicima savremene termoenergetske opreme omogućava pouzdanije odlučivanje pri modernizaciji termoelektrana, uvođenjem nove opreme za merenje i praćenje parametara procesa, odnosno dijagnosticiranje stanja opreme kao podloge za donošenje odluka o produženju radnog veka vitalne opreme termoelektrana. Danas je ova disciplina dostigla zavidan nivo i predstavlja moćnu alatku za detaljniji uvid u strukturu kompleksnih procesa. Kod nas ova disciplina slabije zaživljava (mada postoje i značajni rezultati), verovatno zbog nedovoljnih ljudskih potencijala i materijalnih sredstava.

Razvijeni modeli i numerički kodovi pored svojih dobrih karakteristika ne predstavljaju, kao u ostalom ni mnogi drugi, poslednju reč. Potreba za daljim usavršavanjem je evidentna, mada se ne mogu više očekivati nikakva spektakularna poboljšanja. Radi se uglavnom o finim, ali ipak značajnim, usavršavanjima. Mogući pravci unapređenja postojećih modela i softvera mogli bi se sagledati u optimizaciji modela heterogenih reakcija sagorevanja čestica ugljenog praha, optimizaciji modela devolatilizacije čestica ugljenog praha i modela reakcija sagorevanja u gasnoj fazi i dr. Pri tome se posebno ističe potreba za optimizacijom modela razmene toplote zračenjem, uz razradu postupka proračuna razmene toplote zračenjem između nesusednih zona u ložištu uz višestruku refleksiju zračenja na zidovima ložišta.

U okviru rada očekuje se rasvetljavanje i rešavanje više problema:

-Usavršavanje kako kompleksnog modela procesa u ložištu tako i modeliranja transporta toplote u ložištu kotla,

-Omogućavanje detaljnijeg uvida u strukturu toplotnih tokova (prvenstveno radijacionih) u realnim ložištima,

-Osvetljavanje nedovoljno istraženih fenomena transporta toplote zračenjem,

-Ukazivanje na trendove modela razmene toplote zračenjem i mogućnosti daljeg razvoja matematičkih modela,

-Kompozicija simultano povezanih procedura za rešavanje dva različita sistema algebarskih jednačina,

-Izbor i adaptacija procedure za proračun nestandardno velikih sistema algebarskih jednačina.

## **1.2. Osvrt na relevantna istraživanja modeliranja procesa u ložištima kotlova na sprašeni uglj**

Razvoj prvih savremenih modela turbulentnih strujanja sredinom šezdesetih godina dvadesetog veka omogućio je numeričko rešavanje analitički nerešivog sistema jednačina kretanja turbulentnog strujanja i predstavljaju značajan zaokret u praksi rešavanja različitih strujno-tehničkih problema. U početku orijentisani na čisto hidrodinamičke probleme, kasnije su se dopunjavali i usmeravali ka sve različitijim i složenijim problemima. Pri tome je modeliranje vektorskog brzinskog polja ostalo kao esencijalan deo kompleksnog modela dok su druge varijable kao pasivni skalari izazivali manje probleme. Jedan od pravca razvoja je usmeren ka modeliranju procesa konverzije sprašenog uglja. S obzirom na kompleksnost problema nije čudo što se pojavilo više varijanti ovih modela (npr. [112], [233], [234]). Teško ih je sve nabrojati, a nisu ni osnovni predmet ovog rada. Različiti autori posvećivali su različitu pažnju pojedinim fenomenima. Vremenom su se iskristalisale osobine koje generalno karakterišu kompleksan model koji se može uzeti kao tipičan. Sa druge strane, značajna odrednica je dimenzionalnost modela. Dugo su proračuni bili ograničeni na dvodimenzionalne osnosimetrične probleme. Razmatrana su cilindrična ložišta ili su tako geometrije ložišta aproksimirane i proces je modeliran u cilindričnom

koordinatnom sistemu. Spektakularno povećanje brzine i memorijskih kapaciteta kompjutera poslednjih godina dvadesetog veka uveli su trodimenzionalnost kao standard.

Na tržištu su raspoloživi komercijalni paketi softvera razvijeni od strane za to specijalizovanih firmi, koji obezbeđuju kvalitativne ali ne bezuslovno i kvantitativne pokazatelje procesa. U literaturi se mogu naći rezultati modeliranja procesa u ložištima uz korišćenje komercijalnih softvera (npr. [2], [3], [49], [50], [88], [182]). U svetu na razvoju ovakvih softvera rade velike ekipe specijalista za pojedine oblasti, uz stalnu dogradnju i usavršavanje pojedinih segmenata modela i softvera. Za njihovo pouzdano korišćenje uz uvid i vladanje mehanizmom proračuna najčešće je potrebna podrška (koja je skupa) nosioca softverske tehnologije. Zato mnogi instituti i fakulteti nastoje da obezbede sopstvene softvere u nastojanju da dobiju optimum iz ove moćne alatke za rešavanje praktičnih i tehnoloških problema složenih procesa.

Karakteristike kompleksnog modela, čiji model razmene toplote zračenjem je predmet ovog rada, biće navedene detaljnije.

### **1.2.1. Osnovne osobine aktuelnog oblika matematičkog modela**

Osnovna verzija numeričke simulacije procesa u ložištu kotla za sagorevanje ugljenog praha je numerička simulacija bazirana na matematičkom opisu fenomena razmene količine kretanja, toplote i mase dvofaznog turbulentnog strujanja sa hemijskim reakcijama i razmenom toplote zračenjem, [8], [10], [12], [87], [227].

Modelom je obuhvaćen trodimenzionalni eliptični tok. Višekomponentna kontinualna faza se razmatra u Euler-ovom polju. Transportni fenomeni u procesu su opisani statistički osrednjenim parcijalnim diferencijalnim jednačinama konzervacije učestvujućih komponenti. Sistem simultano povezanih jednačina sastoji se od jednačina konzervacije komponenta brzine u pravcima koordinatnih osa ( $\mathbf{U}$ ,  $\mathbf{V}$ ,  $\mathbf{W}$ ), transportnih jednačina turbulentne kinetičke energije ( $k$ ) i njene disipacije ( $\varepsilon$ ), jednačine konzervacije entalpije gasne faze ( $H$ ), jednačina koncentracija gasnih komponenti, ( $X_{O_2}$ ,  $X_{N_2}$ ,  $X_{CO_2}$ ,  $X_{H_2O}$ ), jednačina komponenta fluksa zračenja i jednačine koncentracije čestica disperzne faze. Modelirane jednačine gasne faze imaju za sve promenljive isti generalni oblik. Vrednosti transportnih koeficijenata i izvornih članova su karakteristične za

pojedine promenljive. Sistem jednačina se zatvara  $k-\varepsilon$  modelom turbulencije. Sama čvrsta faza opisuje se običnim diferencijalnim jednačinama kretanja, energije i promene mase individualnih čestica u Lagrange-ovom polju. Za određivanje međudejstva faza polje disperzne faze se modelira kao sistem diskretnih trajektorija sa konstantnim protokom broja čestica duž pojedinih trajektorija. Disperzna faza opisuje se promenama u vremenu mase, temperature, brzine i položaja pojedinih čestica. Pretpostavlja se da se rezultujuće brzine čestica mogu odrediti kao vektorski zbir konvektivnih i difuzionih komponenti. U Lagrange-ovom polju konvektivne komponente brzina čestica u pravcima koordinatnih osa određuju se integraljenjem jednačine kretanja. Difuzione komponente brzine kretanja čestica određuju se na osnovu koncentracije čestica. Energetska jednačina individualnih čestica opisuje vremensku promenu entalpije odnosno temperature čestica u funkciji konvektivnog i radijacionog transfera toplote između faza, kao i toplotnog efekta promene mase čestica. Pretpostavlja se da se sva toplota usled hemijske reakcije predaje gasnoj fazi tako da se ovaj član ne pojavljuje u jednačini za čvrstu fazu. Za povezivanje gasne i disperzne faze koristi PSI-CELL koncept [44]. Prisustvo čestica u toku se manifestuje kroz pojavu dodatnih izvora količine kretanja, toplote i mase u gasnoj fazi. Razmena toplote zračenjem opisana je modelom „šest flukseva“. Heterogene reakcije konverzije uglja razmatraju se u kinetičko-difuzionoj oblasti. Prilikom modeliranja radijacione razmene toplote uzima se u obzir da gasovi zrače zapreminski, a čestice površinski i da su površine čestica difuzione. Polazeći od modela „šest flukseva“ dobija se sistem od tri jednačine difuzionog tipa za totalni radijacioni fluks u pravcima koordinatnih osa. Neto radijacioni fluks se deli na deo koji apsorbuju gasna i disperzna faza. Termodinamička i transportna svojstva medija određuju se pomoću jednačina stanja, regresionih obrada tabličnih podataka i empirijskih/poluempirijskih relacija za multikomponentne smeše. Granični uslovi na ulaznim površinama za gasnu fazu definisani su prirodom problema. Brzine na izlaznim površinama podešavaju se tako da se zadovolji ukupni maseni bilans. Ostale veličine na izlazu se dobijaju ekstrapolacijom. Uslovi na zidu se opisuju „zidnim funkcijama“. Početni uslovi jednačina disperzne faze definisani su rešenjem iz prethodnog intervala vremena. Uticaji okoline na česticu određeni su parametrima kontrolne zapremine gasnog toka u kojoj se čestica nalazi. Za rešavanje sistema eliptičnih parcijalnih diferencijalnih jednačina adaptiran je metod kontrolnih zapremina

u koji je ugrađen PSI-CELL koncept za tretman međudejstva faza. Za proračun se koristi neuniformna numerička mreža. Karakteristike proračunskog postupka i odgovarajuće pretpostavke su:

- Proračunski algoritam SIMPLE [185] se koristi za korekciju pritiska, posredstvom sprezanja jednačine kontinuiteta i jednačina količine kretanja,

- Pretpostavlja se da se konačnim brojem kontrolnih zapremina, može na zadovoljavajući način aproksimirati čitavo strujno polje,

- Diferencijalne jednačine se diskretizuju i potom se dobijeni sistem linearnih algebarskih jednačina rešava numerički,

- Diferencijalne jednačine se svode na sistem linearnih algebarskih jednačina metodom konačnih zapremina uz primenu hibridne šeme diskretizacije, [185],

- Algebarske jednačine se rešavaju iterativno, SIPSOL [189] algoritmom,

- Stabilizacija iteracionog postupka se izvodi tehnikom podrelaksacije.

Dobijeni rezultati simulacije procesa u ložištu obezbeđuju detaljan tabelarni i grafički prikaz lokalnih vrednosti i polja fizičkih veličina, obezbeđujući na taj način dragocene informacije (od kojih se neke ne mogu dobiti na drugi način) za prevazilaženje dilema u okviru kako projektovanja, tako i rešavanja pogonskih problema. Na taj način analiza rada kotlovskih ložišta se podiže na značajno viši nivo.

### **1.2.2. Izabrani način poboljšanja matematičkog modela**

Pomenuti model razmene toplote zračenjem šest flukseva je difuzionog tipa. Zasnovan je na rešavanju transportnih jednačina za totalne flukseve zračenja u pravcu koordinatnih osa. Jednostavno se ugrađuje u postojeći algoritam za određivanje ostalih strujno-termičkih varijabli. Dobijeni rezultati pokazali su se pouzdanim. Međutim, sa teoretske tačke gledišta određene primedbe se mogu postaviti. Međusobni uticaj flukseva u različitim pravcima ostvaruje se preko člana koji opisuje rasipanje zračenja, koji se u monofaznoj sredini gubi. Svaka individualna kontrolna zapremina razmenjuje toplotu zračenjem samo sa susednim ćelijama sa kojim ima zajedničku površinu. Ovi nedostaci modela šest flukseva glavni su razlog za traženje poboljšanja matematičkog modela ložišta putem usavršavanja modela razmene toplote zračenjem.

U matematičkim modelima ložišta za sagorevanje ugljenog praha koriste se tri vrste modela razmene toplote zračenjem: fluksni, zonalni i hibridni modeli. Poznato je da se zonalni modeli odlikuju većom tačnošću određivanja flukseva zračenja od fluksnih modela ali zahtevaju mnogo veću računarsku memoriju i duže vreme računanja. Hibridni modeli, među kojima je najpoznatiji model diskretnog transfera, razvijeni su da bi se iskoristile dobre strane fluksnih i zonalnih modela.

Fluksni modeli zračenja koji se koriste u matematičkim modelima procesa sa ugljenim prahom zanemaruju uticaje direktne razmenu energije zračenja između nesusednih kontrolnih ćelija i višestruke refleksije zračenja na zidovima ložišta. Fluksni modeli (kao i model diskretnog transfera) su zasnovani na aproksimaciji ugaone raspodele intenziteta zračenja. Ugaona raspodela intenziteta zračenja se ili pojednostavljuje tako što se računaju intenziteti zračenja duž odgovarajućih pravaca, ili se pretpostavlja funkcionalna zavisnost ugaone raspodele intenziteta zračenja. Ovi modeli aproksimacije ugaone raspodele intenziteta zračenja dovode do grešaka, kao što su neočuvanje energije zračenja, lažno rasipanje zračenja i efekat zrakova. Hottel-ov zonalni model, koji su razvili Hottel [95], Hottel i Cohen [93], kao i Hottel i Sarofim [94], [96], smatra se realističnom šemom za proračun razmene toplote zračenjem. Model će detaljno biti opisan kasnije, a ovde će samo biti rečeno da se zasniva na podeli zapremine i zidova ložišta na izotermne zapreminske i površinske zone. Razmena energije zračenjem određuje se precizno samo za bliske zone, a za udaljene zone koriste se približne relacije. Razmena energije za blisek zone određuje se tako što se zone dele na elementarne zapremine i površine pa se onda određuje razmena energije za svaki par elementarnih zapremina i površina. Ovaj model ne sadrži ugaonu raspodelu intenziteta zračenja i sve probleme koje ona donosi. Iako zone mogu biti proizvoljnog oblika, u matematičkim modelima usvajaju se zone kockastog i cilindričnog oblika.

Dobre osobine Hottel-ovog zonalnog modela uočene su nakon njegove pojave. Široko se primenjuje kod čisto radijacionih problema (naročito ako se koristi Monte Carlo metod za određivanje površina razmene). Vezano za matematičke modele ložišta za sagorevanje sprasjenog uglja, može se reći da postoji više načina ugradnje Hottel-ovog zonalnog modela, koji će biti opisani u nastavku teksta.



### 1.2.3. Primena Hottel-ovog zonalnog modela u matematičkim modelima ložišta

Hottel-ov zonalni model razmene toplote zračenjem koristi se na nekoliko načina u matematičkim modelima ložišta za sagorevanje ugljenog praha. Razni autori prilagođavali su detalje modela prema ciljevima istraživanja, koje su hteli da naglase.

Batu i Selcuk [4] su upotreбили Hottel-ov zonalni model za određivanje upadnih flukseva zračenja na zidovima slobodne zone iznad mehurastog fluidizovanog sloja. Slobodna zona fluidizovanog sloja podeljena je na ukupno 10 zapreminskih zona koje su poređane u vertikalnoj koloni, jedna iznad druge. Zapreminske zone bile su prizmatičnog oblika, čije su osnove bile kvadratnog oblika. Zidovi slobodne zone podeljeni su na ukupno 12 površinskih zona. Temperatursko polje slobodne zone određeno je merenjem. Poređenje izračunatih i izmerenih upadnih flukseva zračenja pokazalo je slaganje u donjem delu slobodne zone u blizini površine mehurastog sloja, dok je postojala razlika između izračunatih i izmerenih flukseva u gornjem delu slobodne zone.

Chudnovsky sa saradnicima [39] je formirao kompjuterski program za simulaciju radnih uslova u ložištu kotla snage 575 MW sa tangencijalnim rasporedom gorionika. Cilj razvoja programa bio je da se na osnovu merenja flukseva na zidu u radu kotla, iz unapred pripremljene baze radnih uslova odrede radni uslovi u ložištu. Realno ložište horizontalnog poprečnog preseka  $14,878 \times 18,034$  m i visine 42,365 m aproksimirano je prizmatičnim ložištem sastavljenim od kocki stranice 2,62 m. Horizontalni poprečni presek modela ložišta podeljen je na 36 (6x6) zapreminskih zona, a model ložišta sadrži ukupno 14 ovakvih poprečnih preseka. Strujanje unutar ložišta određeno je na osnovu merenja. Poređenjem rezultata merenja temperature i flukseva zračenja na zidu sa rezultatima modela potvrđena je mogućnost primene modela za navedene namene.

Diez sa saradnicima [49] je formirao softver za on-line monitoring i simulaciju kotla koji pripada bloku snage 350 MWe. Za razliku od prethodnih modela u kojima je Hottel-ov zonalni model primenjen za razmenu toplote zračenjem samo unutar ložišta, u ovom modelu on je primenjen za razmenu toplote i u horizontalnom gasnom međukanalu. Modeliranje razmene toplote zračenjem izvršeno je na gruboj mreži, jer se od on-line sistema zahtevaju rezultati za vrlo kratko vreme. Strujanje dvofazne smeše

određeno je primenom komercijalnog programa CFX u izotermnim uslovima, koje je potom usvojeno za realne uslove rada kotla. Model za monitoring pokazao je pad stepena korisnosti kotla prilikom potrošnje vodene pare za uklanjanje naslaga pepela sa poluožraćenih pregrejača pare usled smanjenja protoka vodene pare ka turbinama i porasta toplotnih gubitaka usled vlage u dimnim gasovima. Takođe, monitoring program je pokazao smanjenje termičkog otpora na poluožraćenim pregrejačima pare nakon rada duvača čađi.

Lowe sa saradnicima [141] je modelirao ložište kotla snage 900 MW, tako što je realno ložište zamenjeno cilindričnim ložištem, koje je podeljeno na ukupno 21 površinsku zonu i 45 zapreminskih zona cilindričnog oblika. Pretpostavljene su tri šeme strujanja dvofazne smeše u ložištu. Rezultati modela su pokazali uticaj modela strujanja na temperatursko polje unutar ložišta, kao i zavisnost apsorbiranih flukseva zračenja na zidu od opterećenja. Takođe, modelom je omogućeno ispitivanje uticaja vrednosti faktora efikasnosti apsorpcije čestica letećeg pepela. Faktor efikasnosti apsorpcije čestica pepela je usvajan i menjan od vrednosti 0,125 do 0,7. Za navedene promene faktora efikasnosti apsorpcije čestica pepela promena fluksa zračenja na zidu bila je i do 40%. Porast flukseva zračenja na zidu praćen je padom temperature u izlaznom preseku za oko 200 K.

Osim opisanih istraživanja, ovoj grupi primene Hottel–ovog zonalnog modela pripadaju i istraživanja ruskih autora, koji su za određivanje razmene toplote zračenjem primenjivali sopstvenu verziju zonalnog modela. Ova verzija se razlikuje od Hottel–ovog zonalnog modela po tome što se mesto totalnih površina razmene određuju rezolventni faktori razmene toplote zračenjem. Primena zonalnog modela za određivanje temperature i flukseva zračenja prikazana je brojnim radovima, kao što su [108], [284], [285], [286], [287], [288].

U nekim od tih istraživanja, Žuravljev sa saradnicima [285], [287] je upotrebio zonalni model za analizu razmene toplote zračenjem unutar ložišta za sagorevanje spraćenog uglja. Ložište je podeljeno na ukupno 26 površinskih i 14 zapreminskih zona. Izvršena je analiza totalnih i spektralnih flukseva zračenja. Spektralni interval 0,875–10,0  $\mu\text{m}$  koji je važan za razmenu toplote zračenjem, podeljen je na ukupno 22 podintervala. Model strujanja dvofazne mešavine je pretpostavljen. Izvršena je detaljna analiza ne samo flukseva zračenja (upadnih, ukupnih emitovanih sa zida i neto

flukseva), već i stepena toplotne efikasnosti ekrana, kao i temperature na izlazu iz ložišta. Tačnost modela je potvrđena slaganjem izmerenih i izračunatih vrednosti spektralnih upadnih flukseva zračenja na zidovima ložišta.

Druga vrsta primene Hottel–ovog zonalnog modela je u matematičkim modelima u kojima se totalne površine razmene određuju stohastičkim modelom Monte Carlo. O modelu Monte Carlo biće više reči u narednom poglavlju, a ovde će samo biti rečeno da primena tog modela ima niz prednosti u odnosu na determinističko određivanje kao što su: nema ograničenja u vezi sa oblikom zona, mogućnost primene prostorne raspodele radijacionih svojstava i lakše uzimanje u obzir anizotropnog rasipanja zračenja u medijumu. Najvažniji primeri ovakve primene zonalnog modela opisani su u nastavku teksta.

Fan sa saradnicima [59] je modelirao procese u ložištu kotla koji pripada bloku snage 600 MW. Rasporedom gorionika bio je tangencijalni. Strujanje gasovitog medijuma je modelirano u Euler-ovom polju, a za zatvaranje sistema jednačina upotrebljen je k- $\epsilon$  model turbulencije. Strujanje čestica je modelirano u Lagrange–ovom polju. Ugljeni prah je podeljen u ukupno 16 frakcija, a strujanje, sagorevanje i toplotno stanje čestica određeno je za kretanje čestica duž trajektorija. Sagorevanje čestica uglja modelirano je kroz sagorevanje volatila i koksnog ostatka. Modelirani prostor kotla je obuhvatao prostor od dna levka do plafona, uključujući i početni deo horizontalnog gasnog međukanala u kojem se nalaze poluoizračeni pregrejači pare. Formirana numerička mreža sadržala je ukupno 185 185 kontrolnih zapremina (35×37×143). Primenljivost modela potvrđena je poređenjem izmerenih i izračunatih temperatura po visini ložišta i u prostoru između poluoizračenih pregrejača pare. Model je upotrebljen za određivanje detaljnog temperaturskog polja i za određivanje koncentracija kiseonika, ugljen-dioksida i azotnih oksida. Sličan model, Fan sa saradnicima [58] upotrebio je za modeliranje kotla koji pripada bloku snage 300 MW u cilju određivanja emisije azotnih oksida.

Marakis sa saradnicima [149] je ispitivao osetljivost zonalnog modela razmene toplote zračenjem, analizom flukseva zračenja na zidu cilindričnog ložišta. Zapremina cilindričnog ložišta je podeljena na tri zone u radijalnom pravcu i sedamnaest zona u aksijalnom pravcu. Temperatursko polje u ložištu je određeno na osnovu merenja kada je sagorevano gasovito gorivo. Cilj istraživanja bio je da se ispita osetljivosti zonalnog

modela. Rezultati su pokazali značajno povećanje flukseva zračenja na zidu usled povećanja koeficijenta apsorpcije medijuma sa  $K_a = 0,1 \text{ l/m}$  na  $K_a = 0,5 \text{ l/m}$ . Ložište je dalje podeljeno na tri zone, koje su sadržale različite produkte sagorevanja (čestice uglja, gasovite produkte, čestice koksnog ostatka i čestice čađi), pa su imale i različita radijaciona svojstva. Pokazana je zavisnost flukseva zračenja na zidu usled različitih vrednosti radijacionih svojstava medijuma, kao i da se usled efekata rasipanja zračenja smanjuju fluksevi zračenja na zidu.

Richter [201] je formirao zonalni model analize za predviđanje performansi ložišta za sagorevanje ugljenog praha, sa usvojenim modelom strujanja dvofazne smeše. Rezultati modeliranja temperaturskog polja kotla snage 1687 MW potvrđeni su merenjem. Modelom je omogućeno i određivanje flukseva na zidovima ložišta. Primenljivost modela potvrđena je slaganjem temperaturskog polja sa rezultatima merenja na kotlovima snage 1750 MW, 1025 MW i 1130 MW. Pokazano je da se model može koristiti i za predviđanje uticaja sastava volatila i početnog prečnika čestica uglja na sadržaj sagorljivog u česticama letećeg pepela. Prikazana je i primena modela na ispitivanje uticaja rasipanja zračenja česticama letećeg pepela, a pokazano je da se model može koristiti i za prenošenje rezultata sa opitnog postrojenja na kotlove industrijskih razmera.

Xu [272] je ispitivao uticaj naslaga pepela na zidovima na razmenu toplote zračenjem unutar ložišta za sagorevanje ugljenog praha. Realno ložište aproksimirano je ložištem prizmatičnog oblika, sa numeričkom mrežom koja sadrži 1000 zapreminskih zona i 600 površinskih zona. Model strujanja je određen na osnovu izotermnog aerodinamičkog test modela, koji je korigovan rezultatima merenja. Prostorna raspodela sagorevanja čestica uglja usvojena je prema eksperimentalnim rezultatima. Rezultati su određeni za dve vrednosti količnika debljine sloja naslaga i koeficijenta provođenja toplote: 0,0 i 0,0034  $\text{m}^2\text{K/W}$ . Srednja temperatura u izlaznom preseku razlikuje se za oko 125,0 K, za ova dva ispitivana slučaja. Fluksevi upadnog zračenja na zidovima ložišta su se neznatno razlikovali za dva ispitivana slučaja, ali postojala je velika razlika u apsorbovanim fluksevima zračenja. Apsorbovani fluks zračenja kada je odnos debljine sloja naslaga i koeficijenta provođenja toplote iznosio 0,0034  $\text{m}^2\text{K/W}$  bio je značajno manji od fluksa kada je isti odnos iznosio 0,0  $\text{m}^2\text{K/W}$ . Rezultati su ukazali na značaj

poznavanja debljine sloja pepela na ložišnim zidovima za određivanje temperaturnog polja i flukseva na zidovima. Autor je potvrdio slaganje rezultata modeliranja sa preliminarnim rezultatima merenja.

Yongfu i Xuchang [275] su modelirali proces razmene toplote zračenjem u kotlu snage 200 MW. Strujno polje i prostorna raspodela oslobađanja toplote sagorevanjem ugljenog praha određeni su merenjem. Razmena toplote zračenjem određena je u prostoru koji obuhvata ložište sa poluoizračenim pregrejačima pare, a taj prostor je podeljen na 1460 zapreminskih zona i 1120 površinskih zona. Modelom su određeni temperaturno polje i raspodela flukseva zračenja po zidovima ložišta. U nedostatku izmerenih veličina, dobijeni rezultati su poređeni sa rezultatima koji se dobijaju standardnom metodom projektovanja kotlova. Utvrđeno je da se formiranim modelom dobijaju bolji rezultati kada se razmena toplote određuje uključujući i poluoizračene pregrejače pare.

Osim opisanih, susreće se i primena Hottel-ovog zonalnog modela u jednodimenzionalnim modelima, u kojima se formiraju horizontalni slojevi duž visine ložišta. Uloga horizontalnih slojeva je računanje razmene energije zračenjem. Promena svih parametara postoji samo duž visine ložišta. Razmena toplote zračenjem postoji samo između čestica različitih zona, između čestica i zidova ložišta, kao i između gasa i zidova ložišta. Razmena toplote između zona postoji samo usled razmene toplote između čestica posmatranih zona. U modelu zračenja usvaja se da su sve čestice ravnomerno raspoređene u središnjoj ravni zone. Koeficijent apsorpcije oblaka čestica jedne zone određuje se pod pretpostavkom ravnomerne raspodele čestica po zapremini zone. Prva verzija ovakvih modela pojavila se tokom sedamdesetih godina prošlog veka [26] (ali samo za ložišta na tečno i gasovito fosilno gorivo), a u novije vreme ovakve modele koristili su Canadas sa saradnicima [31] i Lans sa saradnicima [255]. Ovakvim modelima određivani su temperaturno polje i sadržaj sagorljivog u letećem pepelu sa više ili manje uspeha, ali nisu se pokazali dovoljno tačnim da potvrde razliku temperaturnog polja unutar ložišta za različite vrste ugljeva.

U našoj zemlji, primenom Hottel-ovog zonalnog modela u matematičkim modelima ložišta za sagorevanje ugljenog praha bavio se Sijerčić, [225]. On je modelirao ložište bloka snage 230 MW, koje pripada TE Kakanj. Prizmatično ložište aproksimirano je cilindričnim, koje sadrži ukupno 48 zapreminskih i 22 površinske

zone. Poprečni presek zapreminskih zona je kvadrat stranice  $B = 2,5$  m. Strujanje u ložištu je usvojeno, a matematičkim modelom računaju se temperature zapreminskih i površinskih zona, kao i razmena toplote zračenjem. Potvrđena je osetljivost matematičkog modela na ulazne parametre, a poređenjem sa rezultatima merenja pokazano je da se mogu analizirati različita pogonska stanja u ložištu.

Osim navedenih primera primene, Hottel-ov zonalni model za razmenu toplote zračenjem primenjivan je i za određivanje razmene toplote u metalurškim pećima [66], [204], u laboratorijskim ložištima za sagorevanje tečnog ili gasovitog goriva, [7], [142], [237], [239], kao i u industrijskim ložištima za sagorevanje tečnog i gasovitog goriva, [1], [92], [143], [176], [197], [238], [242].

#### **1.2.4. Problemi u primeni Hottel–ovog zonalnog modela i mogućnosti njihovog otklanjanja**

Dobre strane primene Hottel–ovog zonalnog modela su uočene i zato je počela njegova primena. On se lako primenjuje ako se strujanje u ložištu može pretpostaviti, pogotovo ako je i temperatursko polje poznato iz rezultata merenja pa se primena modela zračenja svodi samo na određivanje flukseva zračenja na zidu. U takvim slučajevima, često se koristi i metoda Monte Carlo za određivanje totalnih površina razmene. Problemi sa primenom Hottel-ovog zonalnog modela nastali su sa pokušajem njegove primene u numeričkim simulacijama u kojima se određuje strujno polje. U takvim numeričkim simulacijama koristi se neuniformna numerička mreža, takva da kontrolne zapremine imaju najmanje dimenzije u delovima ložišta gde se očekuju najveći gradijenti fizičkih veličina. Osim što postoje poteškoće u određivanju direktnih površina razmene kontrolnih zapremina, problem u primeni Hottel-ovog zonalnog modela u takvim numeričkim simulacijama bio i u tome što tadašnji računari nisu mogli da obrade matrice čiji je red jednak ukupnom broju kontrolnih zapremina.

Poseban problem je i određivanje totalnih površina razmene, koje se koriste za određivanje razmene toplote zračenjem u ložištu. Prvi definisan metod određivanja totalnih površina razmene je neeksplicitni metod koji su definisali Hottel i Cohen [93], kao i Hottel i Sarofim [94], [96]. Da bi se primenio ovaj metod, direktne površine razmene moraju biti određene dovoljno tačno, jer se u suprotnom mogu dobiti negativne

vrednosti totalnih površina razmene. Dijagrami, koje su formirali Hottel i Cohen [93], kao i Hottel i Sarofim [94] za određivanje direktnih površina razmene kada su zapreminske zone oblika kocke a površinske zone kvadrati, ne obezbeđuju dovoljnu tačnost. Osim toga, jedan od tih dijagrama sadrži i grešku, o čemu će više biti rečeno u Poglavlju 3. Ovi dijagrami mogli su se primeniti za vrednost proizvoda totalnog koeficijenta zračenja  $K_1$  i proizvoda stranice kocke  $B$  do  $K_1B = 1,4$ . Jedini način određivanja direktnih površina razmene sa dovoljnom tačnošću bio je numeričko integraljenje, što je i danas vremenski zahtevno. Problem je delimično rešen kada je Siddal [222] objavio numeričke vrednosti direktnih površina razmene koje su važile za vrednost proizvoda  $K_1B = 0,0 - 2,0$  sa korakom 0,2. Siddal-ov rad je značajno olakšao problem određivanja direktnih površina razmene, ali samo za vrednosti proizvoda  $K_1B$  u navedenom intervalu. Problem je zadovoljavajuće rešen Tucker-ovim [252] korelacijama za određivanje direktnih površina razmene u intervalu proizvoda  $K_1B = 0,0 - 18,0$ . Tačnost određivanja direktnih površina razmene putem Tucker-ovih korelacija je  $\pm 0,5\%$ .

Sledeći problem koji se pojavio u primeni Hottel-ovog zonalnog modela je tačnost određivanja totalnih površina razmene. Totalne površine razmene moraju biti izračunate tako da zadovolje princip konzervativnosti, o čemu će više biti rečeno u Poglavlju 3. Zapravo, one moraju biti izračunate tako da greška u zadovoljavanju principa konzervativnosti bude što manja. Ovaj problem je zadovoljavajuće rešen tek u novije vreme, razvojem tehnike korekcije direktnih površina razmene, koju su razvili Larsen i Howell [121], van Leersum [256], Lawson [124], kao i Mechi sa saradnicima [158].

Problem sa primenom Hottel-ovog zonalnog modela u numeričkim simulacijama vezan je i za performanse računara, odnosno mogućnost računara da obradi matrice dovoljno velikih dimenzija. Totalne površine razmene grupišu se u matrice, čije su dimenzije jednake broju zapreminskih zona. Broj zapreminskih zona time je ograničen dimenzijom matrice koju računar može da obradi, kao i brzinom rada računara. Dugo je broj zapreminskih zona ložišta ograničavan na nekoliko desetina. Razvoj računarske opreme u novije vreme omogućio je rad sa većim ukupnim brojem zona ložišta. Takođe, Hottel-ovim zonalnim modelom moglo je da se obradi samo izotropno rasipanje

zračenja, a poznato je da je plamen ugljenog praha medijum koji anizotropno rasipa zračenje.

Svi navedeni problemi su mnogo manje izraženi kada se razmena toplote zračenjem određuje fluksnim modelima, što je fluksne modele zračenja učinilo atraktivnijim za primene u numeričkim simulacijama ložišta za sagorevanje ugljenog praha.

Razvoj računarske opreme i novije tehnike kojima je unapređeno računanje direktnih i totalnih površina razmene opet su otvorile interes ka Hottel–ovom zonalnom modelu i njegovoj primeni za modeliranje ložišta za sagorevanje ugljenog praha.

### **1.3. Pristup obradi problema i sadržaj rada**

Planom istraživanja predviđeno je da se realizuju sledeće tematske celine:

- Izbor modela određivanja razmene toplote zračenjem,
- Pregled modela razmene energije zračenjem koji se koriste u numeričkim simulacijama procesa sagorevanja ugljenog praha,
- Opis Hottel-ovog zonalnog modela razmene energije zračenjem, sa detaljnim opisom određivanja direktnih i totalnih površina razmene,
- Implementacija razvijenog modela razmene energije zračenjem u numeričku simulaciju dvofaznog turbulentnog toka sa hemijskim reakcijama,
- Određivanje radijacionih svojstava plamena ugljenog praha i uticaja njihovih vrednosti na rezultate numeričke simulacije,
- Verifikacija razvijenog modela poređenjem sa rezultatima merenja na realnom ložištu energetskog kotla,
- Simulacija izabranih situacija i analiza uslova rada izabranog ložišta.

Među očekivanim rezultatima rada posebno se ističu sledeći:

- Formiranje postupka za određivanje direktnih i totalnih površina razmene,
- Formiranje postupaka za određivanje neto razmenjene energije zračenja kontrolnih zapremina i flukseva zračenja na zidovima ložišta,
- Precizniji rezultati od numeričke simulacije koja koristi model zračenja šest flukseva, jer se tačnije određuje izvorni član entalpijskih jednačina usled zračenja,



-Mogućnost korišćenja modela za predviđanje ponašanja kotla u različitim eksploatacionim uslovima.

Primena Hottel-ovog zonalnog modela za rešavanje razmene energije zračenjem unutar ložišta energetskeg parnog kotla prikazana je kroz nekoliko Poglavlja.

U drugom Poglavlju prvo su detaljno opisane jednačine do sada korišćenog matematičkog modela ložišta za sagorevanje ugljenog praha. Potom je opisana integro-diferencijalna jednačina intenziteta zračenja, kao osnovna jednačina na osnovu koje se određuje transport toplote zračenjem. Zatim su biti opisani modeli zračenja (model šest flukseva, model diskretnih ordinata, model sfernih harmonika, model momenata, Hottel-ov zonalni model, Monte Carlo i model diskretnog transfera) kojima se određuje razmena energije zračenjem. Pokazano je kako se na osnovu tih rezultata određuje neto razmenjena energija kontrolnih zapremina usled zračenja, na osnovu koje se određuje izvor entalpijske jednačine usled zračenja. Na kraju poglavlja, izvršeno je poređenje modela zračenja preko neto razmenjene energije zračenja zapreminskih zona i apsorbiranih flukseva zračenja površinskih zona. Poređenje je izvršeno za eksperimentalno ložište za koje je definisana geometrija, a poznati su i temperatursko polje i radijaciona svojstva medijuma i zidova ložišta. Za izabrano ložište postoje tačne vrednosti neto razmenjene energije zračenja zapreminskih zona i apsorbiranih flukseva zračenja površinskih zona, kao i vrednosti određene upotrebom nekoliko modela zračenja, ali ne i Hottel-ovim zonalnim modelom. Rezultati Hottel-ovog zonalnog modela za izabrano ložište formirani su tokom rada na ovoj studiji.

U trećem Poglavlju detaljno je opisan Hottel-ov zonalni model. Opis obuhvata definisanje i metod računanja direktnih i totalnih površina razmene za dva različita medijuma: medijum koji apsorbuje i emituje zračenje, kao i za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje. Opisani postupak računanja totalnih površina razmene zasnovan je na neeksplicitnom metodu putem originalnih emitera zračenja, koji je hronološki posmatrano prvi definisan postupak računanja totalnih površina razmene. Opisane su i dileme u vezi uticaja albeda rasipanja zračenja na vrednost totalnih površina razmene, a koje su nastale tumačenjem jednačina neeksplicitnog postupka. Ukratko je opisan i napredak u određivanju direktnih i totalnih površina razmene, koji je bio usmeren ka lakšem, bržem i tačnijem računanju direktnih i totalnih površina razmene.

Nakon toga detaljno je objašnjen način određivanja radijacionih svojstava plamena ugljenog praha, koji predstavlja gasoviti medijum sa suspendovanim čvrstim česticama. Objašnjena su dva modela određivanja totalnih radijacionih svojstava gasovitog medijuma: model jednog sivog gasa i model težinske suma sivih gasova. Potom su analizirana i radijaciona svojstva oblaka čestica. Opisan je način određivanja radijacionih svojstava oblaka svake grupe čestica koja postoji u plamenu ugljenog praha: uglja, koksnog ostatka, letećeg pepela i čađi. Ispitan je uticaj radijacionih svojstava ložišnog medijuma na razmenu energije zračenjem. Razmotren je uticaj albeda rasipanja zračenja pri konstantnom koeficijentu apsorpcije, kao i uticaj vrednosti koeficijenta apsorpcije plamena ugljenog praha za medijum koji ne rasipa zračenje.

U petom Poglavlju je prikazano izabrano realno ložište za sagorevanje ugljenog praha domaćeg energetskeg kotla, sa opisom geometrije, kao i masenih protoka uglja, vazduha, recirkulisanih gasova i isparene vlage na ulazu u ložište. Određena su radijaciona svojstva medijuma, a zatim su usvojene dimenzije i ukupni broj zapreminskih i površinskih zona ložišta. Biće opisan i metod računanja direktnih i totalnih površina razmene, kao i način povezivanja modela razmene toplote zračenjem sa drugim jednačinama modela.

U šestom Poglavlju su prikazani rezultati matematičkog modeliranja, koji će početi detaljnom verifikacijom Hottel-ovog zonalnog modela. Analizirana je tačnost računanja direktnih i totalnih površine razmene. Pokazano je da je dobijeno rešenje nezavisno od numeričke mreže. Formirana su dva matematička modela, jedan koji sadrži Hottel-ov zonalni model, i drugi koji sadrži model zračenja šest flukseva. Osim modela zračenja, matematički modeli su potpuno isti. Nakon verifikacije oba matematička modela kroz poređenje sa rezultatima merenja temperature unutar ložišta i flukseva zračenja na zidu, matematički model koji sadrži Hottel-ov zonalni model primenjen je za analizu strujnog, temperaturskog i radijacionog polja u ložištu. Nakon toga, izvršena je analiza razmene energije zračenjem u uslovima nominalnog i smanjenog opterećenja kotla.

Doprinos, kao i ukupni rad ostvaren u izradi teze opisani su Zaključku.

## 2. ULOGA I VRSTE MODELA ZRAČENJA U NUMERIČKIM SIMULACIJAMA LOŽIŠTA

Glavni cilj ovog rada je ispitivanje poboljšanja matematičkog modela procesa u ložištu za sagorevanje ugljenog praha putem usavršavanja modela zračenja. Kao što je rečeno, polazna verzija matematičkog modela je ranije razvijena simulacija procesa u ložištima kotlova [8], [12], [87], [227]. Sažeta ilustracija generalnih karakteristika matematičkog modela, kao i mesto i uloga zračenja u njemu prikazani su u ovom Poglavlju.

### 2.1. Opis polaznog matematičkog modela dvofaznog toka u ložištu

Matematičkim modelom procesa u ložištu za sagorevanje ugljenog praha tretira se turbulentno hemijski reaktivno dvofazno strujanje sa razmenom količine kretanja, mase i energije između faza i sa razmenom toplote zračenjem u 3D geometriji. Sve fizičke veličine računaju se simultano za kontinualnu (gasnu) fazu i za oblak čestica (disperznu fazu) uz međusobno povezivanje gasne i disperzne faze.

Kontinualna faza opisuje se vremenski osrednjenim transportnim jednačinama održanja količine kretanja, mase i energije u Euler-ovom polju. Jednačine kontinualne faze su parcijalne diferencijalne jednačine eliptičnog tipa. Korekcije vezane za fluktuacije gustine fluida su zanemarene, jer se pokazalo da u polju heterogenih reakcija nije neophodno uzimati u obzir fluktuacije gustine fluida. Za određivanje polja pritiska kontinualne faze, koje je potrebno za rešavanje jednačina količine kretanja, koristi se algoritam SIMPLE [185]. U ovom algoritmu, kombinacijom jednačine kontinuiteta i količine kretanja dobija se jednačina korekcije pritiska. Sistem jednačina kontinualne faze zatvara se dvojednačinskim diferencijalnim  $k$ - $\varepsilon$  modelom turbulencije, koji je najpouzdaniji, najbolje verifikovan i najčešće primenjivan za dvofazne tokove sa razmenom toplote i mase između faza. Ovim modelom turbulencije u sistem jednačina gasne faze uvode se još i diferencijalne jednačine kinetičke turbulentne energije i njene disipacije.

Modelirane jednačine gasne faze imaju sledeći opšti oblik:

$$\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho U_i \Phi) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) + S_\phi + S_p^\phi \quad (2.1)$$

gde je  $\Phi$  oznaka fizičke veličine,  $\Gamma_\phi$  i  $S_\phi$  su koeficijent difuzije i izvorni član fizičke veličine  $\Phi$ , a  $S_p^\phi$  je izvorni član fizičke veličine  $\Phi$  usled prisustva čestica. U Tabeli 2.1 prikazani su koeficijenti difuzije i izvorni članovi za sve fizičke veličine gasne faze (osim jednačina modela zračenja) i koncentracija čestica u Euler-ovom polju. Efektivna viskoznost je zbir laminarne i turbulentne viskoznosti:

$$\mu_e = \mu + \mu_t = \mu + C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.2)$$

Sistem simultano povezanih parcijalnih diferencijalnih jednačina kontinualne faze diskretizuje se metodom kontrolnih zapremina, a dobijeni sistem linearnih diferencijalnih jednačina rešava se SIPSOL metodom [189] (sedamdijagonalnim matricnim algoritmom). Postupak je iterativan, a konvergencija postupka računanja obezbeđuje se podrelaksacijom izvornih članova.

Disperzna faza predstavlja se sistemom diskretnih trajektorija sa konstantnim protokom broja čestica duž svake trajektorije. Rešavaju se obične diferencijalne jednačine kretanja, energije i promene mase individualnih čestica u Lagrange-ovom polju. Integraljenjem diferencijalnih jednačina disperzne faze dobijaju se brzine, položaj, temperature i mase čestica duž trajektorija. Za povezivanje kontinualne i disperzne faze koristi se PSI CELL concept [44], po kome se prisustvo čestica manifestuje kroz pojavu dodatnih izvora količine kretanja, energije i mase u jednačinama kontinualne faze.

Tabela 2.1. Transportni koeficijenti ( $\Gamma_\phi$ ) i izvorni članovi ( $S_\phi$ ) jednačina gasne faze

$\phi$	$\Gamma_\phi$	$S_\phi$
1	0	$S_p^m$
$U$	$\mu_e$	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \mu_e \frac{\partial U_i}{\partial x} \right) + S_p^u + US_p^m$
$V$	$\mu_e$	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \mu_e \frac{\partial U_i}{\partial y} \right) + S_p^v + VS_p^m$
$W$	$\mu_e$	$-\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \mu_e \frac{\partial U_i}{\partial z} \right) + S_p^w + WS_p^m$
$k$	$\mu_e / \sigma_k$	$G - \rho \varepsilon + S_p^k + 2kS_p^m$
$\varepsilon$	$\mu_e / \sigma_\varepsilon$	$C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} G - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_p^\varepsilon + 2\varepsilon S_p^m$
$H_s$	$\mu_e / \sigma_h$	$U_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + S_p^H + S_{H,rad} + S_{H,sag}$
$\chi_{N_2}$	$\mu_e / \sigma_\chi$	0
$\chi_{H_2O}$	$\mu_e / \sigma_\chi$	$[S_{p,H}] \frac{M_{H_2O}}{M_{H_2}} + [S_{p,H_2O}]$
$\chi_{CO_2}$	$\mu_e / \sigma_\chi$	$[S_{p,C}] \frac{M_{CO_2}}{M_C}$
$\chi_{O_2}$	$\mu_e / \sigma_\chi$	$-[S_{p,C}] \frac{M_{O_2}}{M_C} - [S_{p,H}] \frac{2M_{O_2}}{M_{H_2}} + [S_{p,O_2}]$
$N_p$	$v_t (1 - \tau_p / \tau_t)^{-1} / \sigma_p$	0

gde je:

$$G = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j}$$

$$C_\mu = 0,09, C_{\varepsilon 1} = 1,44, C_{\varepsilon 2} = 1,92, C_{\varepsilon 3} = 0,7, \sigma_k = 1,0, \sigma_\varepsilon = 1,3, \sigma_h = 0,7, \sigma_\chi = 0,86, \sigma_p = 1,0$$

U tabeli 2.1,  $S_p^m$ ,  $S_p^u$ ,  $S_p^v$ ,  $S_p^w$ ,  $S_p^k$ ,  $S_p^\varepsilon$ ,  $S_p^h$  i  $S_p^\chi$  predstavljaju izvore mase, količine kretanja, turbulentne kinetičke energije, disipacije turbulentne kinetičke energije, entalpije i masenih udela komponenti gasne faze, u jednačinama kontinualne faze usled prisustva čestica.

Brzina čestice određuje se kao vektorski zbir konvektivne i difuzione komponente. Konvektivna komponenta brzine obuhvata kretanje čestice pod dejstvom osrednjenih lokalnih brzina fluida i opisuje se jednačinom:

$$m_p \frac{d\bar{U}_{p,c}}{d\tau} = \frac{1}{2} C_D \rho_g \mathcal{A}_p (\bar{U} - \bar{U}_{p,c}) |\bar{U} - \bar{U}_{p,c}| + \frac{d_p^3 \pi}{6} (\rho_p - \rho_g) \bar{g} \quad (2.3)$$

gde je  $m_p$  masa čestice,  $\rho_p$  je gustina čestice,  $\rho_g$  je gustina gasa,  $\mathcal{A}_p$  je površina poprečnog preseka čestice prečnika  $d_p$  i  $C_D$  je koeficijent otpora relativnom kretanju čestice u odnosu na fluid:

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0,15 Re_p^{0,67}) \quad (2.4)$$

Ovde je  $Re_p = d_p |\bar{U} - \bar{U}_p| / \nu$  Reynolds-ov broj relativnog kretanja čestice u odnosu na gas, a  $\nu$  laminarna kinematska viskoznost.

Difuzionom komponentom brzine opisuje se uticaj turbulentnih fluktuacija u toku na kretanje čestica. Difuziona komponenta brzine čestice određuje se na osnovu polja koncentracije čestica:

$$\bar{U}_{p,d} = -\frac{1}{N_p} \Gamma_p \nabla N_p \quad (2.5)$$

gde je  $N_p$  broj čestica u jedinici zapremine. Ovde je  $\Gamma_p = \nu_t (1 + \tau_p / \tau_t)^{-1} / \sigma_p$  koficijent turbulentne difuzija čestica, a  $\nu_t$  je vrtložna, tj. turbulentna difuzivnost fluida,  $\tau_p = \rho_p d_p^2 / 18\mu$  je vreme relaksacije čestica i  $\tau_t = 1,5 C_\mu k / \varepsilon$  je vremenski razmer turbulencije.

Vremenski korak integraljenja određuje se iz sledećeg kriterijuma:

$$\Delta \tau = \min \left\{ 0,1 \frac{\Delta x_i}{U_i}, \tau_p, \tau_t, \tau_r \right\} \quad (2.6)$$

gde prvi član u zagradi predstavlja deo vremena koje je potrebno da čestica prođe kroz kontrolnu zapreminu brzinom  $\bar{U}_p$ ,  $\tau_r = l_L / (\bar{U} - \bar{U}_p)$  je vreme za koje čestica prođe karakterističan vrtlog,  $l_L = \sqrt{2k/3\epsilon}$  je Lagrange-ov dužinski razmer turbulencije i  $\tau_L = 1,3k/\epsilon$  je Lagrange-ov integralni vremenski razmer turbulencije.

Promena mase čestica usled hemijskih reakcija određuje se reakcijama sagorevanja ugljenika i vodonika iz uglja, kao i usled gubitka vlage. Reakcije sagorevanja razmatraju se u kinetičko-difuzionom režimu. Brzine sagorevanja za navedene reakcije su oblika:

$$\mathfrak{R}_C = \frac{1,5 M_C \mathcal{A}_p \rho_g \chi_{O_2}}{M_{O_2} \left( \frac{1}{k_r} + \frac{1}{k_d} \right)}, \quad \mathfrak{R}_{H_2} = \frac{2 M_{H_2} \mathcal{A}_p \rho_g \chi_{O_2}}{M_{O_2} \left( \frac{1}{k_r} + \frac{1}{k_d} \right)} \quad (2.7)$$

Ovde je  $k_r = \mathcal{A} e^{-\frac{E}{RT_p}}$  konstanta brzine hemijske reakcije u kinetičkom režimu, gde je  $\mathcal{A}$  predeksponencijalni faktor,  $E$  je energija aktivacije,  $R$  je univerzalna gasna konstanta i  $T_p$  je temperatura čestice.  $k_d = \mathcal{D}Sh/d_p$  je konstanta brzine hemijske reakcije u difuzionom režimu (ili difuzioni koeficijent transfera mase).  $\mathcal{D} = 9,8 \cdot 10^{-10} T^{1,75}$  je molekularna difuzivnost,  $Sh = 2,0 + 0,6 Re_p^{1/2} Sc^{1/3}$  je Sherwood-ov broj, dok je  $Sc$  Schmidt-ov broj. U izrazima (2.7)  $\rho_g$  je gustina kontinualne faze,  $\mathcal{A}_p$  je spoljašnja površina čestice,  $\chi_{O_2}$  je maseni udeo kiseonika i  $M_C$ ,  $M_{H_2}$  i  $M_{O_2}$  su molarne mase ugljenika, vodonika i kiseonika.

Brzine isparavanja vlage i oslobađanja kiseonika iz uglja određuju se proporcionalno potrošnji ugljenika iz čestice, a konstanta proporcionalnosti jednaka je odnosu sadržaja vlage i kiseonika prema sadržaju ugljenika u čestici uglja. Promena mase čestice usled reakcija sagorevanja i isparavanja vlage je:

$$\frac{dm_p}{d\tau} = \frac{dm_{p,C}}{d\tau} + \frac{dm_{p,H_2}}{d\tau} + \frac{dm_{p,O_2}}{d\tau} + \frac{dm_{p,H_2O}}{d\tau} \quad (2.8)$$

Termodinamička i transportna svojstva medijuma određuju se na osnovu termodinamičkih relacija, empirijskih i poluempirijskih relacija, kao i regresionih tabličnih podataka. Gustina fluida određuje se preko jednačine stanja multikomponentne smeše.

Radijaciona svojstva ložišnog medijuma zavise od radijacionih svojstava gasne i disperzne faze.

Koeficijent apsorpcije gasne faze određuje se modelom jednog sivog gasa, na osnovu usvojene totalne emisivnosti gasa  $\epsilon_g$  :

$$K_{a,g} = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{1 - \epsilon_g} \right) \quad (2.9)$$

U relaciji (2.9)  $L = 3,6V/A$  je ekvivalentni put zraka, gde je  $V$  zapremina ložišta, a  $A$  je ukupna površina zidova ložišta.

Koeficijenti apsorpcije i rasipanja disperzne faze određuju se za oblak čestica, na osnovu vrednosti faktora efikasnosti apsorpcije  $\mathcal{Q}_a$  i rasipanja  $\mathcal{Q}_s$  čestica i koncentracije čestica  $N_p$  :

$$K_{a,p} = \mathcal{Q}_a \frac{\pi}{4} \sum_i N_{p,i} d_{p,i}^2 \quad (2.10)$$

$$K_{s,p} = \mathcal{Q}_s \frac{\pi}{4} \sum_i N_{p,i} d_{p,i}^2 \quad (2.11)$$

Za određivanje koeficijenata apsorpcije i rasipanja oblaka čestica koriste se orijentacione vrednosti faktora efikasnosti apsorpcije  $\mathcal{Q}_a = 0,8$  i rasipanja  $\mathcal{Q}_s = 1,3$ .

Totalni koeficijent zračenja ložišnog medijuma je zbir koeficijenata apsorpcije gasa, i koeficijenata apsorpcije i rasipanja oblaka čestica:



$$K_t = K_{a,g} + K_{a,p} + K_{s,p} \quad (2.12)$$

Poboljšanje karakteristika i performansi numeričke simulacije, može se postići razvojem modela za razmenu toplote zračenjem, kojim se određuje neto razmenjena energija zračenja kontrolnih zapremina a koja se koristi za određivanje izvornog člana entalpijske jednačine kontinualne faze usled zračenja.

## 2.2. Transfer toplote u ložištu

Promena entalpije elementarnog zapreminskog dela gasne faze kao posledica razmene toplote (i izvršenog rada) opisuje se jednačinom konzervacije energije, koja se dobija primenom Reynolds-ove transportne teoreme na prvi zakon termodinamike. Jednačina konzervacije entalpije može se predstaviti u različitim oblicima u zavisnosti od izbora zavisno promenljive. U visokotemperaturnim procesima pogodno je da to bude osetna entalpija. Jednačina entalpije gasne faze u tenzorskoj notaciji ima sledeći oblik:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i H) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_{h,\text{eff}}} \frac{\partial H}{\partial x_i} \right) + U_i \frac{\partial P}{\partial x_i} + S_{H,\text{rad}} + S_{H,\text{sag}} + S_p^H \quad (2.13)$$

Osim konvektivnog i difuzionog člana, entalpijska jednačina sadrži izvorne članove kojima se uzima u obzir uticaj napona, razmene toplote zračenjem, sagorevanja čestica, kao i razmena toplote između faza.

Drugi član na desnoj strani jednačine (2.13) predstavlja reverzibilni rad usled kompresije i ekspanzije. Viskozna disipacija  $(\tau_{ij} \partial u_i / \partial x_j)$  je zanemarena.

Treći član na desnoj strani jednačine (2.13) je izvorni član usled razmene energije zračenjem, koji se određuje na osnovu divergencije vektora fluksa zračenja:

$$S_{H,\text{rad}} = (-\nabla \vec{q}_{\text{rad}}) \frac{K_{a,g}}{K_{a,g} + K_{a,p}} \quad (2.14)$$

Vektor fluksa zračenja definisan je relacijom (2.28), a divergencija vektora fluksa zračenja relacijom (2.30).

Izvorni član usled hemijskih reakcija određuje se kao zbir toplota koje su oslobođene ili potrošene egzotermnim i endotermnim reakcijama:

$$S_{H,\text{sag}} = \sum_k \Delta H_{r,k} S_{p,k}^m \quad (2.15)$$

gde je  $\Delta H_{r,k}$  toplotni efekat, a  $S_{p,k}^m$  je promena mase čestice usled hemijske reakcije "k".

Član  $S_p^H$  opisuje promenu entalpije gasne faze usled prisustva čestica u kontrolnoj zapremini. Za kontrolnu zapreminu "l" ovaj član ima oblik:

$$\left[ S_p^H \right]_l = \frac{1}{V_l} \sum_i \sum_j \dot{N}_{p,ij} \left[ (h_{p,ij} m_{p,ij} - \Delta\tau Q_{\text{rad,p}})^{\text{in}} - (h_{p,ij} m_{p,ij} - \Delta\tau Q_{\text{rad,p}})^{\text{out}} \right] \quad (2.16)$$

gde je  $V_l$  zapremina kontrolne zapremine. Indeks "ij" označava startnu lokaciju i frakciju posmatrane čestice.  $\dot{N}_{p,ij}$  je protok broja čestica frakcije "j" sa polazne lokacije "i",  $h_p$  je entalpija čestice,  $\Delta\tau$  je vremenski interval integracije i  $Q_{\text{rad,p}} = q_{\text{rad,p}}/N_p$  je neto razmenjena energija zračenja jedne čestice.  $q_{\text{rad,p}}$  je zapreminska neto razmenjena energija zračenja svih čestica jedne kontrolne zapremine i jedan od načina određivanja vrednosti ovog člana je primenom izraza (2.37b), koji će biti naveden prilikom objašnjenja modela zračenja šest flukseva.  $N_p$  je koncentracija čestica.

Toplotno stanje jedne čestice definisano je sledećom jednačinom:

$$\frac{d}{d\tau} (m_p c_{p,p} T_p) = d_p Nu \lambda (T - T_p) + c_{p,p} T_p \frac{dm_p}{d\tau} + Q_{\text{rad,p}} \quad (2.17)$$

gde prvi član desne strane jednačine predstavlja konvektivni transport toplote, drugi član predstavlja gubitak energije čestice usled gubitka mase, dok treći član predstavlja neto razmenjenu toplotu zračenja. Nusselt-ov broj i specifični toplotni kapacitet čestica određuju se na osnovu empirijskih relacija:

$$Nu = 2,0 + 0,6 Re^{0,5} Pr^{0,33}, c_{p,p} = 832,2 + 0,489(T - 130,0) \quad (2.18)$$

Zadatak modela zračenja u numeričkim simulacijama je određivanje izvornog člana entalpijske jednačine usled zračenja. Prema načinu određivanja izvornog člana entalpijske jednačine usled zračenja, modeli zračenja se dele na fluksne, zonalne i hibridne modele. U fluksnim modelima izvorni član entalpijske jednačine određuje se preko intenziteta zračenja ili veličine koja je definisana intenzitetom zračenja, kao što je fluks zračenja ili moment intenziteta zračenja. Zonalnim modelima određuje se izvorni član entalpijske jednačine preko neto razmenjene energije zračenja kontrolnih zapremina, dok su hibridni modeli razvijeni da bi se koristile dobre strane fluksnih i zonalnih modela zračenja. Osnovne osobine svih navedenih modela zračenja biće opisane u nastavku teksta.

## 2.3. Fluksni modeli zračenja

Osnovna veličina na osnovu koje se određuje izvorni član entalpijske jednačine fluksnim modelima je intenzitet zračenja, koji može biti spektralni (ili monohromatski) kada se razmena toplote zračenjem određuje za jednu talasnu dužinu (ili uzani interval talasnih dužina), ili totalni kada se razmena toplote zračenjem određuje za celokupni interval talasnih dužina. Intenzitet zračenja određuje se rešavanjem integro-diferencijalne jednačine intenziteta zračenja.

### 2.3.1. Integro-diferencijalna jednačina intenziteta zračenja

Oblik jednačine intenziteta zračenja zavisi od vrste medijuma kroz koji se zračenje prostire. Medijum koji ispunjavaju ložišta za sagorevanje fosilnih goriva može

biti medijum koji apsorbuje emituje i zračenje, ili medijum koji apsorbuje, emituje i rasipa zračenje. Ako medijum sadrži samo gasovite produkte sagorevanja i eventualno čestice čađi, onda je to medijum koji emituje i apsorbuje zračenje. Jednačina intenziteta zračenja za takav medijum je diferencijalna jednačina. U procesima sagorevanja ugljenog praha, produkti sagorevanja osim gasovitih produkata i čestica čađi, sadrže i čestice ugljenog praha, koksnog ostatka i letećeg pepela. Takav medijum apsorbuje, emituje i rasipa zračenje. Zbog efekata rasipanja zračenja, jednačina intenziteta zračenja je integro-diferencijalnog oblika. U nastavku teksta, biće analizirana integro-diferencijalni oblik jednačine intenziteta zračenja kao njen opšti oblik.

Ako elementarna površina  $dA$  emituje (ili na nju stiže energija zračenja) energiju zračenja  $dQ$  unutar intervala talasnih dužina  $d\lambda$  formiranim oko talasne dužine  $\lambda$ , unutar elementarnog prostornog ugla  $d\Omega$  formiranog oko pravca prostiranja zračenja  $\vec{s}$  i unutar vremenskog intervala  $d\tau$ , onda se spektralni intenzitet zračenja definiše na sledeći način:

$$I_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s}) = \lim_{dA, d\lambda, d\tau, d\Omega \rightarrow 0} \frac{dQ}{d\lambda d\Omega d\tau dA \cos\theta} \quad (2.19)$$

gde je  $\theta$  ugao između pravca prostiranja zračenja  $\vec{s}$  i normale elementarne površine  $dA$ . Proizvod  $dA \cos\theta$  je površina  $dA$  projektovana na ravan koja je upravna na pravac prostiranja zračenja.

Pravac prostiranja zračenja određuje se uglovima između jediničnog vektora pravca i osa Decartes-ovog koordinatnog sistema, ili polarnim i azimutnim uglovima sfernog koordinatnog sistema. Veza između uglova Decartes-ovog koordinatnog sistema i sfernog koordinatnog sistema opisuje se sledećim relacijama:

$$\xi = \sin\theta \cos\varphi, \quad \eta = \sin\theta \sin\varphi, \quad \mu = \cos\theta \quad (2.20)$$

gde su  $\xi$ ,  $\eta$  i  $\mu$  kosinusi uglova Decartes-ovog koordinatnog sistema, a  $\theta$  i  $\varphi$  su polarni i azimutni uglovi. Minimalni broj nezavisno promenljivih kojima se određuje vrednost intenziteta zračenja je ukupno pet: tri prostorne koordinate  $(x, y, z)$  i dva ugla (polarni

ugao  $\theta$  i azimutni ugao  $\varphi$ ). Po tome se intenzitet zračenja razlikuje od ostalih fizičkih veličina strujnog polja, čije se vrednosti određuju samo duž prostornih koordinata. Na primer, za jednu tačku strujnog prostora postoji samo jedan vektor brzine, dok za tu tačku postoji beskonačno mnogo intenziteta zračenja, tj. onoliko koliko i pravaca koji prolaze kroz tu tačku.

Jednačina transporta energije zračenja za medijum koji apsorbuje, emituje i rasipa zračenje u stanju lokalne termodinamičke ravnoteže glasi:

$$\frac{dI_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = \vec{s} \nabla I_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s}) = K_{a,\lambda} I_{b,\lambda}(\vec{r}) - K_{t,\lambda} I_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s}) + \frac{K_{s,\lambda}}{4\pi} \int_{4\pi} I_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s}_i) P_{\lambda}(\vec{s}_i, \vec{s}) d\Omega \quad (2.21)$$

Stanje lokalne termodinamičke ravnoteže je takvo da je svaki elementarni zapreminski deo u stanju termodinamičke ravnoteže. Usled apsorpcije i emitovanja zračenja od strane molekula menja se unutrašnja energija pojedinih molekula. Raspodela apsorbovane energije sudarima molekula gasa dešava se tako brzo, da se gotovo trenutno uspostavlja ravnotežna raspodela energije po molekulima. Osim pretpostavke o stanju lokalne termodinamičke ravnoteže, jednačina (2.21) izvedena je za uslove kada se medijum kroz koji se prostire zračenje ne kreće. Zanimarivanje uticaja brzine fluida na intenzitet zračenja je opravdano uvek kada je brzina kretanja fluida mnogo manja od brzine svetlosti, [261]. Stanje polarizacije se zanemaruje i na kraju, jednačina (2.21) je izvedena za koherentno rasipanje zračenja, kada se usled rasipanja zračenja ne menja talasna dužina upadnog zraka.

Detaljno izvođenje relacije (2.21) opisano je u referencama [181], [167], [224], [261]. Jednačina (2.21) pokazuje da je promena intenziteta zračenja na elementarnom putu  $ds$  jednaka porastu energije zračenja usled emisije i preusmernog upadnog zračenja is svih prostornih pravaca usled rasipanja, umanjena za promenu intenziteta usled apsorpcije i rasipanja zračenja. Prvi sabirak na desnoj strani jednačine (2.21) predstavlja porast intenziteta zračenja usled emisije iz elementarnog zapreminskog dela. Oblik ovog člana, po kojem je emitovani intenzitet jednak proizvodu koeficijenta apsorpcije i intenziteta zračenja crnog tela dobijen je iz Kirchhoff–ovog zakona koji važi za uslov

termodinamičke ravnoteže gasa i zidova unutar kojih je gas, ali se može primeniti i za slučaj lokalne termodinamičke ravnoteže, [55]. Drugi član predstavlja gubitak intenziteta zračenja usled apsorpcije energije zračenja, dok treći član predstavlja porast intenziteta zračenja usled rasipanja zračenja iz svih upadnih pravaca. Jednačina (2.21) predstavlja bilans spektralne energije zračenja na elementarnom zapreminskom delu duž pravca  $\vec{s}$ , ali se može izvesti iz Boltzmann-ove jednačine molekularne teorije gasova, na osnovu geometrijske optike ili na osnovu teorijskih postavki kvantne mehanike, [260].

Ako medijum ne rasipa zračenje, tada je  $K_{s,\lambda} = 0$  i  $K_{t,\lambda} = K_{a,\lambda}$ , a integro-diferencijalna jednačina (2.21) svodi se na diferencijalnu jednačinu intenziteta zračenja za medijum koji emituje i apsorbuje zračenje.

U jednačini (2.21)  $P_\lambda(\vec{s}_i, \vec{s})$  je spektralna fazna funkcija rasipanja zračenja, koja opisuje preusmeravanje rasutog dela upadnog zračenja talasne dužine  $\lambda$  na elementarnom zapreminskom delu iz pravca  $\vec{s}_i$  u pravac  $\vec{s}$ . Vrednost fazne funkcije rasipanja jednaka je intenzitetu rasutog dela upadnog zračenja podeljen intenzitetom rasutog zračenja koje bi se dobilo da je rasipanje izotropno. Fazna funkcija raspodele podeljena prostornim uglom  $4\pi$  steradiana predstavlja verovatnoću da se zrak iz upadnog pravca  $\vec{s}_i$  preusmerava u pravac  $\vec{s}$ . Za izotropno rasipanje zračenja, fazna funkcija rasipanja ima vrednost  $P_\lambda(\vec{s}_i, \vec{s}) = 1$ .

Slabljenje intenziteta zračenja pri prolasku kroz medijum nastaje usled apsorpcije i rasipanja. Apsorpcija predstavlja transformaciju energije zračenja u toplotu, dok je rasipanje preusmeravanje zračenja i posledica je prisustva krupnih čestica u medijumu. Rasipanje zračenja sastoji se od refleksije zračenja na površini čestice, refrakcije zračenja pri prolasku kroz česticu i difrakcije zračenja usled prolaska zraka blizu čestice, [167].

Spektralna razmena toplote zračenjem unutar ložišta za sagorevanje ugljenog praha uglavnom se određuje podelom spektralnog intervala koji je važan za razmenu toplote zračenjem (1.0–10.0  $\mu\text{m}$ ) na podintervale unutar kojih su radijaciona svojstva medijuma konstantna, [15], [32], ali se retko razmatra u numeričkim simulacijama jer je vremenski isuviše zahtevno. Mesto toga, razmena toplote zračenjem određuje se za ceo interval talasnih dužina. Najpre se radijaciona svojstva medijuma određuju za celokupni

interval talasnih dužina. Radijaciona svojstva gasovitog medijuma određuju se modelom jednog sivog gasa ili modelom težinske sume sivih gasova, dok se radijaciona svojstva oblaka čestica određuju u vidu srednjih Planck-ovih koeficijenata apsorpcije i rasipanja. Ako se radijaciona svojstva gasa odrede modelom jednog sivog gasa i ako se pritom usvoji da fazna funkcija rasipanja ne zavisi od talasne dužine, onda se integraljenjem leve i desne strane jednačina (2.21) po svim talasnim dužinama dobija integro-diferencijalna jednačina totalnog intenziteta zračenja:

$$\frac{dI(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = \vec{s} \nabla I(\vec{r}, \vec{s}) = K_a I_b(\vec{r}) - K_t I(\vec{r}, \vec{s}) + \frac{K_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}_i) P(\vec{s}_i, \vec{s}) d\Omega \quad (2.22)$$

gde je  $I(\vec{r}, \vec{s})$  totalni intenzitet zračenja dobijen integraljenjem spektralnog intenziteta po svim talasnim dužinama:  $I(\vec{r}, \vec{s}) = \int_0^\infty I_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) d\lambda$ , a  $I_b(\vec{r})$  je totalni intenzitet zračenja crnog tela:

$$I_b(\vec{r}) = \int_0^\infty I_{b,\lambda}(\vec{r}) d\lambda = \frac{\sigma T^4(\vec{r})}{\pi} \quad (2.23)$$

gde je  $\sigma = 5,67 * 10^{-8} \text{ W/m}^2\text{K}^4$  Stefan-Boltzmann-ova konstanta. Značenje članova jednačine (2.22) isto je kao i za jednačinu (2.21).

Prvi i treći član desne strane jednačine (2.22) označavaju porast intenziteta zračenja usled emisije iz elementarnog zapreminskog dela i usled rasipanja zračenja iz svih upadnih pravaca. Zbir ova dva člana predstavlja izvornu funkciju  $\mathcal{J}(\vec{r}, \vec{s})$ :

$$K_t \mathcal{J}(\vec{r}, \vec{s}) = K_a I_b(\vec{r}) + \frac{K_s}{4\pi} \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}_i) P(\vec{s}_i, \vec{s}) d\Omega \quad (2.24)$$

Izvorna funkcija  $\mathcal{J}$  je intenzitet zračenja koji pomnožen totalnim koeficijentom zračenja daje istu energiju zračenja koju emituje elementarni zapreminski deo po jedinici zapremine unutar elementarnog prostornog ugla  $d\Omega$ . Koristeći izvornu funkciju  $\mathcal{J}(\vec{r}, \vec{s})$ , jednačina (2.22) postaje:

$$\frac{1}{K_t} \frac{dI(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = \frac{1}{K_t} \vec{s} \nabla I(\vec{r}, \vec{s}) = \mathcal{J}(\vec{r}, \vec{s}) - I(\vec{r}, \vec{s}) \quad (2.25)$$

Za medijum koji ne rasipa zračenje, kao i u stanju radijacione ravnoteže (koje će kasnije biti objašnjeno) izvorna funkcija  $\mathcal{J}(\vec{r}, \vec{s})$  svodi se na intenzitet zračenja crnog tela.

Rešavanjem jednačine (2.25) putem integracionog faktora dobija se analitičko rešenje intenziteta zračenja duž pravca  $\vec{s}$ , kojim se ne razmatra složenost izvorne funkcije  $\mathcal{J}(\vec{r}, \vec{s})$ . Primeri primene rešenja jednačine (2.25) opisani su u referencama [42], [43], [223].

Koordinata  $s$  predstavlja pređeni put zračenja duž pravca koji je određen jediničnim vektorom pravca  $\vec{s}$ . Mesto koordinate  $s$  često se koristi bezdimenzionalna optička gustina definisana na sledeći način:  $\tau(S) = \int_0^S (K_a + K_s) ds = \int_0^S K_t ds$ . Optička gustina je mera sposobnosti medijuma da oslabi intenzitet zračenja na putu zraka  $S$ . Za sloj debljine  $S$  kaže se da je optički gust ako je  $\tau(S) \geq 1$ , odnosno da je optički redak ako je  $\tau(S) \leq 1$ . U teoriji prostiranja toplote zračenjem definiše se još i albedo rasipanja  $\omega = K_s/K_t$ , koji pokazuje udeo slabljenja zračenja koji nastaje usled rasipanja zračenja. Broj  $(1 - \omega)$  pokazuje udeo slabljenja zračenja usled apsorpcije. Brojna vrednost albeda rasipanja je  $0 \leq \omega \leq 1$ . (Albedo rasipanja se u ruskoj literaturi često naziva i Schuster-ov broj, [15], [288].) Za medijum koji ne rasipa zračenje, albedo rasipanja je jednak nuli. Koristeći optičku gustinu i albedo rasipanja, jednačina (2.22) može se napisati na sledeći način:



$$\frac{dI(\vec{r}, \vec{s})}{d\tau} = (1 - \omega)I_b(\vec{r}) - I(\vec{r}, \vec{s}) + \frac{\omega}{4\pi} \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}_i) P(\vec{s}_i, \vec{s}) d\Omega \quad (2.26)$$

a izvorna funkcija  $\mathcal{J}(\vec{r}, \vec{s})$ :

$$\mathcal{J}(\vec{r}, \vec{s}) = (1 - \omega)I_b(\vec{r}) + \frac{\omega}{4\pi} \int_{4\pi} I(\vec{r}, \vec{s}_i) P(\vec{s}_i, \vec{s}) d\Omega \quad (2.27)$$

Ako je poznat intenzitet zračenja, onda se vektor fluksa zračenja određuje integraljenjem intenziteta zračenja po prostornom uglu, [167]:

$$\vec{q}_{\text{rad}} = \int_{4\pi} I(\vec{s}) \vec{s} d\Omega \quad (2.28)$$

Vektor fluksa zračenja usmeren je u pravcu neto protoka toplote zračenjem. Fluks energije zračenja kroz elementarnu površinu  $dA$  dobija se množenjem vektora totalnog fluksa vektorom normale površine:

$$q_{\text{rad}} = \vec{n} \int_{4\pi} I(\vec{s}) \vec{s} d\Omega = \int_{4\pi} I(\vec{s}) \vec{n} \vec{s} d\Omega = \int_{4\pi} I(\vec{s}) \cos\theta d\Omega \quad (2.29)$$

gde je  $\theta$  ugao između normale elementrane površine  $dA$  i pravca prostiranja zračenja  $\vec{s}$ . Divergencija vektora fluksa zračenja za sivi medijum se može odrediti se na sledeći način, [167]:

$$\nabla \cdot \vec{q}_{\text{rad}} = K_a \left( 4\sigma T^4 - \int_{4\pi} I d\Omega \right) \quad (2.30)$$

gde  $K_a$  predstavlja koeficijent apsorpcije medijuma.

Prvi član jednačine (2.30) predstavlja ukupnu emitovanu energiju iz elementarnog zapreminskog dela, dok drugi član predstavlja apsorbovanu energiju upadnog zračenja iz svih prostornih pravaca. Ako je  $\nabla \vec{q}_{\text{rad}}$  pozitivno, onda elementarni zapreminski deo  $dV$  više izgubi energije putem emitovanja zračenja, nego što dobije energije apsorpcijom upadnog zračenja. U suprotnom, ako je  $\nabla \vec{q}_{\text{rad}}$  negativno onda elementarni zapreminski deo  $dV$  više dobije energije apsorpcijom upadnog zračenja nego što izgubi putem emitovanja zračenja. Da li je  $\nabla \vec{q}_{\text{rad}}$  elementarnog zapreminskog dela  $dV$  pozitivno ili negativno, zavisi od upadnog zračenja i od njegove temperature. Ako je  $\nabla \vec{q}_{\text{rad}} = 0$  onda elementarni zapreminski deo  $dV$  onoliko izgubi energije emitovanjem zračenja koliko i dobije energije putem apsorbovanja i kaže se da je elementarni zapreminski deo u stanju radijacione ravnoteže.

U obrascu (2.30) ne pojavljuje se rasipanje zračenja, jer se njime samo preusmerava zračenje. Rasipanje zračenja utiče indirektno na divergenciju vektora fluksa zračenja tako što utiče na intenzitet upadnog zračenja. Na sadržaj entalpije elementarnog zapreminskog dela direktan uticaj imaju samo emitovano i apsorbovano zračenje.

Poteškoću u rešavanju jednačine totalnog intenziteta predstavlja prisustvo integralnog člana jednačine kojim se uzima u obzir uticaj rasipanja upadnog zračenja. Zato se nastoji da se on pojednostavi tako, da se od integro-diferencijalne jednačine dobije obična diferencijalna jednačina.

Fluksni modeli koji se koriste za modeliranje kotlovskih ili eksperimentalnih ložišta za sagorevanje ugljenog praha su višefluksni modeli [61], [78], [129], [205], [225], [234], [257], [259], model diskretnih ordinata [27], [36], [69], [86], [91], [103], [198], [251], [253], [274], model sfernih harmonika [2], [3], [33], [65], [183], [267], [281] i model momenata [137].

### 2.3.2. Višefluksni modeli zračenja

Prvi formirani višefluksni modeli zračenja bili su modeli dva fluksa koje su razvili za Milne, Eddington, Schuster, Schwarzschild i Hamaker u cilju rešavanja

jednodimenzionih problema u astrofizici, [220]. Kasnije su počeli da se koriste i za modeliranje razmene toplote zračenjem u procesima sagorevanja modeli dva fluksa [74], [75], četiri fluksa [110], [111], [113], [114], [128], [175], [199], [200], [230], [268], [282], kao i šest flukseva [12], [24], [46], [169], [260]. U polaznoj numeričkoj simulaciji ložišta, za određivanje razmena toplote zračenjem koristi se model zračenja šest flukseva. Model šest flukseva, koji su formirali Chu i Churchill [38], vremenom je razvijan tako da se kompletne jednačine modela mogu pronaći u [94], [233], [257].

Model šest flukseva zasniva se na podeli prostornog ugla od  $4\pi$  sr koji okružuje tačku u prostoru, na šest segmenata unutar kojih se pretpostavlja izotropna distribucija intenziteta zračenja, ili se ova distribucija aproksimira pogodnom funkcijom. Zbog izotropne distribucije intenziteta zračenja, integralni član koji postoji u jednačini intenziteta zračenja može da se integriraju unutar svakog segmenta i time se integralni član transformiše u algebarski zbir. Segmenti na koje se deli prostorni ugao formiraju se tako da koordinatne ose predstavljaju ose simetrije segmenata. Tako se od jedne integro-diferencijalne jednačine intenziteta zračenja dobija sistem od šest parcijalnih diferencijalnih jednačina intenziteta zračenja.

Bilansiranjem intenziteta zračenja u pozitivnim i negativnim smerovima za sve tri ose Decartes-ovog koordinatnog sistema, dobija se sledeći sistem jednačina:

$$\frac{1}{K_t} \frac{\partial I_x^+}{\partial x} = -(1-f\omega)I_x^+ + \omega b I_x^- + \omega s(I_y^+ + I_y^- + I_z^+ + I_z^-) + (1-\omega)\frac{I_b}{6} \quad (2.31a)$$

$$-\frac{1}{K_t} \frac{\partial I_x^-}{\partial x} = -(1-f\omega)I_x^- + \omega b I_x^+ + \omega s(I_y^+ + I_y^- + I_z^+ + I_z^-) + (1-\omega)\frac{I_b}{6} \quad (2.31b)$$

$$\frac{1}{K_t} \frac{\partial I_y^+}{\partial y} = -(1-f\omega)I_y^+ + \omega b I_y^- + \omega s(I_x^+ + I_x^- + I_z^+ + I_z^-) + (1-\omega)\frac{I_b}{6} \quad (2.31c)$$

$$-\frac{1}{K_t} \frac{\partial I_y^-}{\partial y} = -(1-f\omega)I_y^- + \omega b I_y^+ + \omega s(I_x^+ + I_x^- + I_z^+ + I_z^-) + (1-\omega)\frac{I_b}{6} \quad (2.31d)$$

$$\frac{1}{K_t} \frac{\partial I_z^+}{\partial z} = -(1-f\omega)I_z^+ + \omega b I_z^- + \omega s(I_x^+ + I_x^- + I_y^+ + I_y^-) + (1-\omega)\frac{I_b}{6} \quad (2.31e)$$

$$-\frac{1}{K_t} \frac{\partial I_z^-}{\partial z} = -(1-f\omega)I_z^- + \omega b I_z^+ + \omega s(I_x^+ + I_x^- + I_y^+ + I_y^-) + (1-\omega)\frac{I_b}{6} \quad (2.31f)$$

gde je  $\omega = K_s/K_t$  albedo rasipanja zračenja. Koeficijenti  $f$ ,  $b$  i  $s$  koriste se da bi se preko njih odredio priraštaj energije usled rasipanja zračenja unapred  $f$ , unazad  $b$  i bočno  $s$  u odnosu na upadno zračenje:

$$f = 2\pi \int_0^{\pi/2} P(\theta) \cos^2 \theta \sin \theta d\theta, b = 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} P(\theta) \cos^2 \theta \sin \theta d\theta, s = (1-f-b)/4 \quad (2.32)$$

Uvode se pojmovi neto i totalnog radijacionog fluksa:

$$\bar{Q} = \bar{I}^+ - \bar{I}^-, \bar{F} = \bar{I}^+ + \bar{I}^- \quad (2.33)$$

Relacija koja povezuje neto i totalne flukseve zračenja dobija se u obliku (za koordinatnu osu  $x$ ):

$$Q_x = \Gamma_{\text{rad}} \frac{\partial F_x}{\partial x} \quad (2.34)$$

gde je  $\Gamma_{\text{rad}} = -1/K_t[1 - \omega(f - b)]$ . Sabiranjem odgovarajućih jednačina dobijamo jednačine za totalne radijacione flukseve, koje se rešavaju zajedno sa jednačinama razmene količine kretanja, toplote i materije:

$$\frac{1}{K_t} \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma_{\text{rad}} \frac{\partial F_x}{\partial x} \right) = -(1 - \omega f - \omega b)F_x + 2\omega s(F_y + F_z) + (1 - \omega) \frac{I_b}{3} \quad (2.35a)$$

$$\frac{1}{K_t} \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma_{\text{rad}} \frac{\partial F_y}{\partial y} \right) = -(1 - \omega f - \omega b)F_y + 2\omega s(F_x + F_z) + (1 - \omega) \frac{I_b}{3} \quad (2.35b)$$

$$\frac{1}{K_t} \frac{\partial}{\partial z} \left( \Gamma_{\text{rad}} \frac{\partial F_z}{\partial z} \right) = -(1 - \omega f - \omega b)F_z + 2\omega s(F_x + F_y) + (1 - \omega) \frac{I_b}{3} \quad (2.35c)$$

U entalpijsku jednačinu gasne faze, razmena energije zračenjem ulazi kao izvor, odnosno ponor toplote. Izvorni član entalpijske jednačine određuje se sledećom relacijom:

$$S_{H,\text{rad}} = K_{a,g} (F_x + F_y + F_z - I_b) \quad (2.36)$$

dok se zapreminska neto razmenjena energija zračenja svih čestica jedne kontrolne zapremine određuje relacijom:

$$q_{\text{rad},p} = K_{a,p} (F_x + F_y + F_z - I_b) = Q_{\text{rad},p} N_p \quad (2.37)$$

gde su  $K_{a,g}$  i  $K_{a,p}$  su koeficijenti apsorpcije gasa i oblaka čestica.

Granični uslov definiše intenzitet zračenja kao zbir soptvenog zračenja i zračenja reflektovanog od zida:

$$I_w^+ = \epsilon \frac{\sigma}{\pi} T_w^4 + \frac{1-\epsilon}{\pi} \int_{2\pi} I^-(\vec{s}\vec{n}) d\Omega \quad (2.38)$$

Prednost modela šest flukseva jeste što je relativno jednostavan i što se njegove jednačine rešavaju algoritmom kojim se rešavaju i druge jednačine gasne faze. Model daje dobre rezultate ako je rasipanje zračenja glavni uzrok slabljenja intenziteta zračenja. Nedostatak je u tome što su fluksevi zračenja u pravcima drugih koordinatnih povezani samo preko koeficijenta rasipanja, a ta veza se gubi za medijum koji ne rasipa zračenje. Ovaj nedostatak otklonjen je u modelu koji su razvili De Marco i Lockwood [47], ali ovaj model zračenja primenjuje se samo za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje. Jednačine modela zračenja šest flukseva u pravougaonoj geometriji postoje i oblicima koji su definisani u referencama [47] i [186], ali oni ovde nisu analizirani.

### 2.3.3. Model diskretnih ordinata

Model diskretnih ordinata prvi je primenio Chandrasekhar za rešavanje jednodimenzionalnih problema u astrofizici, [34]. Kasnijim radom, potvrđena je primena ovog modela i za rešavanje razmene toplote u ložištima, [67], [68], [120], [206], [245], [250], [251].

Modelom diskretnih ordinata (pravaca) računaju se intenziteti zračenja duž izabranih pravaca. Nakon podele zapremine ložišta na kontrolne zapremine, formiraju se pravci za koje se računaju intenziteti zračenja. Prostorna raspodela intenziteta zračenja za izabrane pravce određuje se metodom konačnih zapremina. Integral po prostornom uglu aproksimira se kvadraturnom šemom, čime se integro-diferencijalna jednačina intenziteta zračenja prevodi u diferencijalni oblik.

Za izabrani pravac  $\vec{s}_i$ , čiji su kosinusi uglova sa osama kartezijanskog koordinatnog sistema označeni sa  $\zeta_i$ ,  $\eta_i$  i  $\mu_i$ , integro-diferencijalna jednačina intenziteta zračenja postaje:

$$\zeta_i \frac{\partial I_i}{\partial x} + \eta_i \frac{\partial I_i}{\partial y} + \mu_i \frac{\partial I_i}{\partial z} = K_a I_b - K_t I_i + \frac{K_s}{4\pi} \sum_{j=1}^n I_j P_{ij} w_j, \quad i = 1, \dots, n \quad (2.39)$$

gde indeks “ $j$ ” označava upadne pravce  $\vec{s}_j$ , a  $w_j$  je težinski faktor koji predstavlja deo prostornog ugla pridružen upadnom pravcu  $\vec{s}_j$ . Težinski faktori  $w_j$  imaju takvu vrednost da je njihov zbir jednak ukupnom prostornom uglu  $4\pi$  steradijana. Jednačinu (2.39) potrebno je rešiti za svaki od ukupno  $n$  pravaca, tako da se jedna jednačina intenziteta zračenja zamenjuje sistemom od  $n$  međusobno povezanih jednačina.

Izbor kvadrature šeme je proizvoljan (Gauss-ova, Radau-ova, Laguerre-ova, [34]), ali pri izboru pravaca  $\vec{s}_i$  mora se voditi računa da se očuva simetričnost i zadovolje određeni uslovi. Obično se biraju pravci i težinski faktori koji su potpuno simetrični i zadovoljavaju uslove nultog, prvog i drugog momenta, [167]. Ako se koriste pravci koji zadovoljavaju još i prvi moment na polovini intervala prostornog ugla, onda se model diskretnih pravaca naziva model  $S_N$  aproksimacija. Kosinusi pravaca i težinski faktori modela  $S_N$  aproksimacija za  $N = 2, 4, 6$  i  $8$  mogu se pronaći u referenci [167]. Indeks  $N$  označava ukupni broj različitih kosinusa vektora pravaca, a ukupni broj razmatranih pravaca je  $n = 2^d N(N + 2)/8$ , gde eksponent  $d$  označava dimenzionalnost problema, [179].

Nakon određivanja intenziteta u svim  $n$  pravcima i za sve kontrolne zapremine, vektor totalnog fluksa zračenja određuje se iz relacije:

$$\vec{q}_{\text{rad}}(\vec{r}) = \sum_{i=1}^n I_i(\vec{r}, \vec{s}_i) \vec{s}_i w_i \quad (2.40)$$

a divergencija vektora totalnog fluksa zračenja je:

$$\nabla \vec{q}_{\text{rad}} = K_a \left( 4\sigma T^4 - \sum_{i=1}^n I_i w_i \right) \quad (2.41)$$

Prednost ovog modela zračenja je u tome što uzima u obzir ugaonu raspodelu intenziteta zračenja, i što se može primeniti i za transport toplote zračenjem kroz optički guste i retke medijume. Modelom se relativno lako uzima u obzir i izotropno i anizotropno rasipanje zračenja. Tačnost modela zavisi od usvojenog broja pravaca i od primenjene numeričke kvadrature šeme. Nedostatak modela je pojava numeričke difuzije koja je posledica primene metode kontrolnih zapremina, [167]. Ako se na primer, prati snop paralelnih zrakova, onda će se pojaviti širenje snopa sa udaljavanjem od mesta njegove emisije, čak i kada medijum ne rasipa zračenje. Nedostatak modela jeste i u tome što se koristi relativno jednostavna ugaona diskretizacija, gde se zbog ignorisanja zračenja izvan posmatranih pravaca nemože garantovati očuvanje energije zračenja. Ovaj nedostatak može se otkloniti jedino ako se pored integraljenja po kontrolnoj zapremini koristi i integraljenje po prostornom uglu. Ovim se već dobijaju jednačine modela kontrolnih zapremina, koji predstavlja verziju modela diskretnih ordinata.

#### 2.3.4. Model sfernih harmonika i model momenata

Ovim modelom se intenzitet zračenja  $I(x, y, z, \theta, \varphi)$  predstavlja preko niza proizvoda ugaonih i prostornih funkcija. Ugaona zavisnost intenziteta zračenja eliminiše se integraljenjem dobijenih relacija po čitavom prostornom uglu, čime se dobijaju relacije koje sadrže samo prostorne funkcije.

Intenzitet zračenja i fazna funkcija rasipanja predstavljaju se preko sledećih nizova, [162], [179]:

$$I(x, y, z, \theta, \varphi) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=-n}^n A_n^m(x, y, z) Y_n^m(\theta, \varphi) \quad (2.42)$$

$$P(\theta, \varphi, \theta', \varphi') = \sum_{n=0}^N \sum_{m=-n}^n a_n Y_n^m(\theta, \varphi) Y_n^{m*}(\theta', \varphi') \quad (2.43a)$$

ili



$$P(\theta, \varphi, \theta', \varphi') = \sum_{n=0}^N \frac{2n+1}{4\pi} a_n P_n(\cos \Psi) \quad (2.43b)$$

gde  $\theta$  i  $\varphi$  označavaju polarni i azimutni ugao pravca prostiranja zraka, a simbol prim ' označava uglove upadnih zrakova koji se rasipanjem preusmeravaju u pravac određen uglovima  $\theta$  i  $\varphi$ . Relacijom (2.42) razdvaja se prostorna od ugaone raspodele intenziteta zračenja. U relaciji (2.43b)  $\Psi$  je ugao rasipanja koji predstavlja ugao između upadnog  $(\theta', \varphi')$  i posmatranog pravca  $(\theta, \varphi)$ , a  $P_n(\cdot)$  označava Legendre-ove polinome. Koeficijenti  $a_n$  u relacijama (2.43a-b) određuju se iz uslova ortogonalnosti Legendre-ovih polinoma.  $Y_n^m(\theta, \varphi)$  označava sferne harmonike koji su povezani sa pridruženim Legendre-ovim funkcijama  $P_n^{|m|}(\cos \theta)$  na sledeći način:

$$Y_n^m(\theta, \varphi) = (-1)^{1/2(m+|m|)} \left[ \frac{2n+1}{4\pi} \frac{(n-|m|)!}{(n+|m|)!} \right]^{1/2} P_n^{|m|}(\cos \theta) e^{im\varphi} \quad (2.44)$$

Konjugovano kompleksna vrednost sfernih harmonika definiše se na sledeći način:

$$Y_n^{m*}(\theta, \varphi) = (-1)^m Y_n^{-m}(\theta, \varphi) \quad (2.45)$$

tako da sa sfernim harmonicima zadovoljava uslov ortogonalnosti:

$$\int_{4\pi} Y_n^m(\theta, \varphi) Y_r^{s*}(\theta, \varphi) d\Omega = \delta_{nr} \delta_{ms} \quad (2.46)$$

gde je  $\delta$  Kronecker delta operator.

Zbog korišćenja Legendre-ovih polinoma  $P_n(\cdot)$  ovaj model zračenja još se naziva i model  $P_N$  aproksimacija, gde indeks  $N$  koji je gornja granica indeksa  $n$  u

jednačinama (2.42) i (2.43) označava red aproksimacije. Tačno rešenje integro-diferencijalne jednačine intenziteta zračenja se dobija kada  $N \rightarrow \infty$ . U praktičnom radu,  $N=1$  i  $N=3$  koriste se kao optimalne vrednosti broja  $N$ . Pokazalo se i da su aproksimacije neparnog reda tačnije od aproksimacija narednog parnog reda, tako da se aproksimacije  $P_2$  i  $P_4$  ne koriste, [167].

Raspodela intenziteta zračenja može se napisati samo ako su koeficijenti  $A_n^m(x, y, z)$  u jednačini (2.42) poznati, a oni se dobijaju preko momenata intenziteta zračenja koristeći ortogonalnost sfernih harmonika. Na primer, za  $P_1$ -aproksimaciju dobija se sledeća zavisnost intenziteta zračenja od momenata [162]:

$$I(x, y, z, \zeta, \eta, \mu) = \frac{1}{4\pi} [I_0 + 3(\zeta I_1 + \eta I_2 + \mu I_3)] \quad (2.47)$$

gde je  $I_0$  moment intenziteta nultog reda, a  $I_1$ ,  $I_2$  i  $I_3$  su redom prvi, drugi i treći moment intenziteta prvog reda. Ovi momenti definišu se na sledeći način:

$$I_0(x, y, z) = \int_{4\pi} I(x, y, z, \theta, \varphi) d\Omega \quad (2.48a)$$

$$I_1(x, y, z) = \int_{4\pi} l_1 I(x, y, z, \theta, \varphi) d\Omega \quad (2.48b)$$

$$I_2(x, y, z) = \int_{4\pi} l_2 I(x, y, z, \theta, \varphi) d\Omega \quad (2.48c)$$

$$I_3(x, y, z) = \int_{4\pi} l_3 I(x, y, z, \theta, \varphi) d\Omega \quad (2.48d)$$

gde  $l_1$ ,  $l_2$  i  $l_3$  može biti bilo koji od kosinusa pravaca  $\xi$ ,  $\eta$  ili  $\mu$ . Navedeni momenti imaju i fizičko značenje. Moment nultog reda je fluks upadnog zračenja elementarnog zapreminskog dela, a momenti prvog reda su projekcije vektora totalnog fluksa zračenja u pravcu koordinatnih osa.

Da bi se odredio intenzitet zračenja, integro-diferencijalna jednačina intenziteta zračenja pretvara se u parcijalne diferencijalne jednačine momenata intenziteta zračenja. Taj postupak je dosta složen i opisan je u referenci [162], a rezultujuća jednačina  $P_1$ -aproksimacije je:

$$\nabla^2 I_0 = \mathcal{A}(I_0 - 4\pi I_b) \quad (2.49)$$

gde je  $\mathcal{A}$  koeficijent koji zavisi od radijacionih svojstava medijuma i parametara fazne funkcije rasipanja. Kada je poznat nulti moment intenziteta zračenja, divergencija vektora totalnog fluksa zračenja je:

$$\nabla \vec{q}_{\text{rad}} = K_a (4\sigma T^4 - I_0) \quad (2.50)$$

Modelom  $P_3$ -aproksimacija dobija se sistem od šest linearnih parcijalnih diferencijalnih jednačina kojima se rešavaju momenti intenziteta zračenja drugog reda. Jednačine su vrlo složene i mogu se pronaći u referenci [162].

Za medijum koji apsorbuje, emituje i rasipa zračenje pojedini autori [2], [137], [209] koriste jednačinu modela  $P_1$ -aproksimacija u sledećem obliku:

$$\frac{1}{3} \nabla \frac{1}{K_\Sigma} \nabla T_{\text{rad}}^4 - K_{a,g} (T_{\text{rad}}^4 - T_g^4) + \epsilon_p \sum_n [A_{p,n} (T_{p,n}^4 - T_{\text{rad}}^4)] = 0 \quad (2.51)$$

gde je

$$K_{\Sigma} = K_{a,g} + \sum_n A_{p,n} [\epsilon_p + \rho_p (1 - f)] \quad (2.52)$$

U relacijama (2.51) i (2.52),  $T_{\text{rad}}$  je temperatura radijacije definisana za uslov radijacione ravnoteže:  $T_{\text{rad}}^4 = \int_{4\pi} I d\Omega / 4\sigma$ .  $A_{p,n}$  je zbir poprečnih preseka svih čestica frakcije  $n$  u jedinici zapremine,  $\epsilon_p$  je emisivnost čestica,  $\rho_p$  je reflektivnost čestica,  $f$  je faktor rasipanja zračenja, a  $T_g$  i  $T_p$  su redosledno temperatura gasa i čestica. Prednost korišćenja jednačine (2.51) je u tome što se određuje prostorna raspodela skalara  $T_{\text{rad}}$  i to na osnovu jednačine koja se rešava istim algoritmom kao i jednačine gasne faze. Model zračenja izražen jednačinom (2.52) još se naziva i neravnotežni difuzioni model [73], [136].

Model momenata je sličan modelu sfernih harmonika po tome što se intenzitet zračenja predstavlja preko proizvoda prostornih i ugaonih funkcija. Razlika je u tome što se za ugaonu raspodelu intenziteta zračenja u modelu momenata koriste stepenovani kosinusi pravaca. Intenzitet zračenja zamenjuje se sledećim nizom proizvoda prostornih i ugaonih funkcija [260], [179]:

$$I(x, y, z, \theta, \varphi) = A_0 + \sum_{n=1}^N (\xi^n A_n + \eta^n B_n + \mu^n C_n) \quad (2.53)$$

gde su koeficijenti  $A_n$ ,  $B_n$  i  $C_n$  funkcije samo prostornih koordinata. Kada je  $N=1$  u relaciji (2.53) dobija se ista funkcionalna zavisnost ugaone raspodele intenziteta zračenja kao i u modelu  $P_1$ -aproximacija, pa se za ova dva modela dobija ista krajnja jednačina (2.49). Kada je poznata prostorna raspodela koeficijenta  $A_0$ , intenzitet zračenja određuje se iz sledeće relacije [181]:

$$I(x, y, z, \theta, \varphi) = A_0 - \frac{1}{K_t} \left( \xi \frac{\partial A_0}{\partial x} + \eta \frac{\partial A_0}{\partial y} + \mu \frac{\partial A_0}{\partial z} \right) \quad (2.54)$$

Pokazalo se da tačnost modela  $P_1$ -aproksimacija zavisi od optičke gustine medijuma, [179]. Sa porastom optičke gustine medijuma raste i tačnost modela. Modelom  $P_3$ -aproksimacija dobijaju se tačniji rezultati, ali ovaj model je već značajno složeniji od modela  $P_1$ -aproksimacija.

## 2.4. Zonalni modeli zračenja

Zapremina i zidovi ložišta dele se na zapreminske i površinske zone, za koje se određuje ukupna neto razmenjena toplota. Neto razmenjena toplote jedne zapreminske zone je zapreminski integral divergencije vektora totalnog fluksa zračenja [167]:

$$Q_{\text{net},g_i} = -\int_{V_i} \nabla \vec{q}_{\text{rad}} dV_i \quad (2.55)$$

Zonalni modeli koji se koriste u numeričkim simulacijama su Hottel-ov zonalni model [39], [49], [108], [141], [288], i Monte Carlo [59], [242], [272].

### 2.4.1. Hottel-ov zonalni model

Hottel-ov zonalni model razmene razvili su Hottel [95], Hottel i Cohen [93], kao i Hottel i Sarofim [94], [96]. Površine zidova ložišta i zapremina ložišta dele se na površinske i zapreminske zone i za svaki par zona određuju se direktne površine razmene i totalne površine razmene. Razmenjena toplota dve zone je proizvod totalne površine razmene tih zona i razlike flukseva emitovanog zračenja crnog tela na temperaturi zona:

$$Q_{ij} = \overline{G_i G_j} (E_{b,g_i} - E_{b,g_j}) \quad (2.56a)$$

$$Q_{ij} = \overrightarrow{S_i S_j} (E_{b,s_i} - E_{b,s_j}) \quad (2.56b)$$

$$Q_{ij} = \overrightarrow{S_i G_j} (E_{b,s_i} - E_{b,g_j}) \quad (2.56c)$$

gde je  $\overrightarrow{G_i G_j}$  totalna površina razmene dve zapreminske zone,  $\overrightarrow{S_i S_j}$  je totalna površina razmene dve površinske zone i  $\overrightarrow{S_i G_j}$  je totalna površina razmene površinske i zapreminske zone. Neto razmenjena energija zračenja površinske zone  $s_i$  je razlika apsorbovane i emitovane energije:

$$Q_{\text{net},s_i} = \sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_m S_i} E_{b,g_m} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S_n S_i} E_{b,s_n} - A_i \epsilon_i E_{b,s_i} \quad (2.57a)$$

Na sličan način računa se i neto razmenjena energija zračenja zapreminske zone  $g_i$ :

$$Q_{\text{net},g_i} = \sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_m G_i} E_{b,g_m} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S_n G_i} E_{b,s_n} - 4K_a V_i E_{b,g_i} \quad (2.57b)$$

Izvorni član entalpijske jednačine je deo neto razmenjene energije zračenja zapreminske zone  $g_i$  koji se odnosi na gas podeljen zapreminom zone:

$$S_{H,\text{rad}} = \frac{K_{a,g}}{K_{a,g} + K_{a,p}} \frac{Q_{\text{net},g_i}}{V_i} \quad (2.58a)$$

gde je  $K_{a,g}$  koeficijent apsorpcije gasa,  $K_{a,p}$  je koeficijent apsorpcije oblaka čestica i  $V_i$  je zapremina zone  $g_i$ . Zapreminska neto razmenjena energija zračenja svih čestica zapreminske zone  $g_i$  određuje se na sličan način:

$$q_{\text{rad,p}} = \frac{K_{a,p}}{K_{a,g} + K_{a,p}} \frac{Q_{\text{net},g_i}}{V_i} \quad (2.58b)$$

Hottel-ov zonalni model odlikuje se velikom tačnošću određivanja razmenjene toplote zračenja. Njegov glavni nedostatak je neusklađenost sa modelom konačnih razlika koji se primenjuje za rešavanje fizičkih veličina gasne faze. Neusklađenost se ogleda u tome što se u praktičnom računanju za Hottel-ov zonalni model koriste zapreminske zone istih dimenzija. One su po pravilu toliko velike da onemogućavaju računanje strujnog polja. Ako su zone dovoljno malih dimenzija da bi se moglo računati strujno polje, onda je problem njihov veliki broj i angažovanje velike memorije računara, što značajno usporava vreme računanja ili program čak ne može ni da radi.

Osnovni povod razvoja novih zonalnih modela je određivanje direktnih površina razmene u složenoj geometriji i u uslovima anizotropnog rasipanja zračenja. Prvi korak u određivanju razmenjene energije usled zračenja jeste određivanje direktnih površina razmene. One se mogu odrediti numeričkim integraljenjem ili modelom Monte Carlo (isto kao i totalne površine razmene), ali takvi postupci zahtevaju dugo vreme računanja.

Larsen i Howell [122], kao i Liu i Howell [135] razvili su verziju zonalnog modela pod imenom Metod faktora razmene. Zapremina i zidovi ložišta dele se na zapreminske i površinske zone i za svaki par zona određuju se faktori razmene. Iako faktori razmene mogu da se odrede u zavisnosti od direktnih i totalnih površina razmene, glavna prednost njihovog korišćenja je u tome što se one mogu eksperimentalno odrediti. Faktori razmene nemaju isto značenje kao i direktne ili totalne površine razmene koje se koriste u Hottel-ovom zonalnom modelu.

Naraghi sa saradnicima [172], kao i Naraghi i Kassemi [173] razvili su zonalni model nazvan Metod kontinualnih faktora razmene, zasnovan na kontinualnim funkcijama direktne i totalne razmene. Funkcijama direktne i totalne razmene određuje

se razmena energije zračenja između elementarnih površinskih delova i elementarnih zapreminskih delova ložišta. Najpre se određuju funkcije direktne razmene, koje su definisane za dva elementarna dela kao udeo energije koji emituje jedan deo i koji putem direktne razmene stigne na drugi elementarni deo, u vidu integrala kontinualnih funkcija. Potom se određuju totalne funkcije razmene, definisane za dva elementarna dela kao deo energije koju emituje jedan deo i stigne na drugi deo putem direktne razmene i nakon višestruke refleksije na zidovima i višestrukog rasipanja kroz medijum, koje su funkcija direktnih funkcija razmene. Diskretizacija totalnih funkcija razmene vrši se Gauss–ovom kvadraturnom šemom. Prednost ovog modela u odnosu na Hottel–ov zonalni model jeste u tome što je određivanje vrednosti funkcija totalne razmene jednostavno i nije potrebno numeričko integraljenje. Pokazano je da se ovim modelom dobija tačna vrednosti totalnih površina razmene, iako po definiciji funkcija direktne i totalne razmene one nisu isto što i direktne i totalne površine razmene.

Maruyama i Higano [152], kao i Maruyama [153] formirali su REM<sup>2</sup> (radiation element method by ray emission model) model razmene toplote zračenjem, koji je kasnije usavršavan [151], [154], [155]. U ovom modelu, površinske i zapreminske zone tretiraju se na isti način definisanjem opšteg obrasca razmene toplote zračenjem. Za dve zone definiše se ugaoni faktor (direktna površina razmene dve površinske zone podeljena površinom jedne zone) od kojeg se formiraju ugaoni faktor apsorpcije i ugaoni faktor rasipanja zračenja. Razmena toplote zračenjam unutar ložišta računa se preko ugaonih faktora apsorpcije i rasipanja zračenja. Modelom je moguće uzeti u obzir anizotropno rasipanje medijuma i prostornu raspodelu radijacionih svojstava medijuma.

Sasse sa saradnicima razvio je hibridni model koji koristi dobre osobine Hottel–ovog zonalnog modela i modela šest flukseva, [207]. Unutrašnjost ložišta deli se na zapreminske zone, na isti način kao i u zonalnom modelu. Granične površine zapreminskih zona su “imaginarne ravni”, koje apsorbuju svo upadno zračenje i emituju ga difuziono ka svim susednim graničnim površinama zapreminske zone. Računaju se fluksevi zračenja u pozitivnom i negativnom pravcu svake koordinatne ose, pa otuda sličnost sa modelom šest flukseva. Nedostatak modela je u tome što imaginarne ravni difuziono emituju upadno zračenje, a poboljšanje je postignuto distribucijom emitovanja upadnog zračenja.



Novijim zonalnim modelima koji su formirani po uzoru na Hottel-ov zonalni model pripadaju i Generalized Zonal Method-GZM koji su formirali Yuen i Takara [278] i Yuen [279], kao i Multiple Absorption Coefficient Zonal Method-MACZM koji je formirao Yuen [280] i koji su u prethodnom tekstu već opisani.

#### 2.4.2. Model Monte Carlo

Model Monte Carlo je razvijen u fizici transporta neutrona, [167]. Za potrebe razmene toplote zračenjem, ovaj model razvili su Howell i Perlmutter, [100], [101], [190]. Detaljan opis modela može se pronaći u referencama [85], [98], [102], [167], [223], [273].

Monte Carlo je stohastički model koji se zasniva na praćenju energetskih snopova od mesta emisije do mesta potpune apsorpcije. Mesto emisije, pravac emisije, talasna dužina (ako se računa spektralna razmena toplote) i druge veličine određuju se pomoću slučajnih brojeva.

Ako se površina zidova ložišta podeli na  $N$  površinskih zona, a zapremina na  $M$  zapreminskih zona, onda se neto razmenjena toplota zračenja površinske zone  $s_i$  određuje sledećom relacijom:

$$Q_{\text{net},s_i} = \sum_{m=1}^M 4K_a \sigma T_m^4 V_m \mathcal{F}_{m \rightarrow i} + \sum_{n=1}^N \epsilon_n \sigma T_n^4 A_n \mathcal{F}_{n \rightarrow i} - \epsilon_i \sigma T_i^4 A_i \quad (2.59a)$$

$$i = 1, \dots, N$$

Neto razmenjena toplota zračenja zapreminske zone  $g_i$  određuje se na sličan način:

$$Q_{\text{net},g_i} = \sum_{m=1}^M 4K_a \sigma T_m^4 V_m \mathcal{F}_{m \rightarrow i} + \sum_{n=1}^N \epsilon \sigma T_n^4 \mathcal{F}_{n \rightarrow i} - 4K_a \sigma T_i^4 V_i \quad (2.59b)$$

$$i = 1, \dots, M$$

U relacijama (2.59a-b)  $\mathcal{F}$  su faktori razmene toplote zračenjem između dve površinske zone, dve zapreminske zone ili površinske i zapreminske zone. Ako je temperatursko polje poznato ili se određuje iterativno, za određivanje razmene toplote zračenjem potrebni su faktori razmene toplote  $\mathcal{F}$ .

Faktor razmene toplote  $\mathcal{F}_{i \rightarrow j}$  predstavlja udeo emitovane energije zone "i" koji apsorbuje zona "j", direktno ili posle beskonačnog broja refleksija na zidovima ložišta. Faktor razmene  $\mathcal{F}_{i \rightarrow j}$  određuje se tako što se energija emitovanog zračenja zone "i" deli na veliki broj snopova fotona  $N_i$  istog sadržaja energije:

$$\Delta E_i = \frac{\epsilon_i \sigma T_i^4 A_i}{N_i} \quad (2.60)$$

Ako od  $N_i$  emitovanih snopova, zona "j" apsorbuje  $N_j$ , onda se faktor razmene  $\mathcal{F}_{i \rightarrow j}$  određuje kao odnos broja snopova:

$$\mathcal{F}_{i \rightarrow j} = \frac{N_j}{N_i} \quad (2.61)$$

Tačnost određivanja faktora razmene toplote zavisi od ukupnog broja emitovanih snopova  $N_i$ , a tačna vrednost se dobija u graničnom slučaju kada  $N_i \rightarrow \infty$ .

Broj apsorbiranih snopova  $N_j$  određuje se praćenjem svakog od  $N_i$  emitovanih snopova od mesta emisije do mesta apsorpcije. Proces praćenja snopova zasnovan je na određivanju veličina kao što su talasna dužina, mesto emitovanja, pravac emitovanja, mesto apsorpcije ili rasipanja duž putanje izborom slučajne veličine. Kao ilustracija takvog određivanja karakteristika snopa, biće ukratko opisano određivanje talasne dužine emitovanog snopa. Totalni fluks emitovanog zračenja je:

$$E = \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda \quad (2.62)$$

Totalni emitovani fluks deli se na snopove istog sadržaja energije i svaki snop sadrži fotone čija je talasna dužina u intervalu  $\lambda$  i  $\lambda + d\lambda$ . Udeo fluksa koji se emituje u talasnom području od 0 do  $\lambda$  u totalnom fluksu je:

$$R(\lambda) = \int_0^{\lambda} E_{\lambda} d\lambda / \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda \quad (2.63)$$

Kako je iz teorije verovatnoće poznato da funkcija raspodele verovatnoće  $R(x)$  pokazuje verovatnoću da slučajna promenljiva  $X$  u ogledu uzme vrednost manju od  $x$  [228] i kako je brojna vrednost funkcije  $R(\lambda)$  u intervalu  $0-1$ , jasno je da  $R(\lambda)$  predstavlja funkciju raspodele verovatnoće. U određivanju talasne dužine snopa koristi se postupak u suprotnom smeru od opisanog. Za izabranu vrednost funkcije  $R(\lambda)$ , što zapravo radi potprogram koji generiše slučajne brojeve u intervalu od 0 do 1, inverzijom jednačine (2.62) određuje se talasna dužina snopa.

Opisani model Monte Carlo predstavlja jedan od načina određivanja totalnih površina razmene. Prednost ovakvog načina određivanja totalnih površina razmene u odnosu na bilo koji deterministički postupak je u tome što se ovim modelom lakše određuju totalne površine razmene u slučaju složenog oblika zona, kada postoji prostorna raspodela radijacionih svojstava medijuma, kao i u slučaju anizotropnog rasipanja zračenja. Osim toga, prednost modela Monte Carlo ogleda se u relativno blagom porastu složenosti rešavanja problema sa povećanjem složenosti problema, [167]. Za jednostavne probleme, složenost rešavanja problema je veća od složenosti nekog drugog načina rešavanja. Sa porastom složenosti problema, napor rešavanja raste mnogo brže za druge modele. Tačnost određivanja razmenjene toplote zavisi od tačnosti faktora razmene toplote. Nedostatak modela je u tome što rezultati dobijeni ovom metodom sadrže statističku grešku, odnosno ponovljena kompjuterska simulacija nikad ne daje potpuno isti rezultat kao prethodna. U poređenju sa Hottel-ovim zonalnim

modelom, model Monte Carlo zahteva mnogo više vremena za određivanje totalnih površina razmene.

Model Monte Carlo može se primeniti na isti način i za određivanje direktnih površina razmene. Tehnika Monte Carlo može se primeniti i za određivanje direktnih površina razmene putem numeričkog integraljenja, [258].

## **2.5. Hibridni modeli zračenja**

Osim fluksnih i zonalnih modela, postoje i hibridni modeli zračenja koji su razvijeni da bi se iskoristile dobre strane obe grupe modela. Najpoznatiji i najčešće korišćeni hibridni model u numeričkim simulacijama ložišta za sagorevanje ugljenog praha je model diskretnog transfera, [13], [18], [41], [49], [88], [182], [240], [271].

### **2.5.1. Model diskretnog transfera**

Model diskretnog transfera razvili su Lockwood i Shah [138]. Iako je ovaj model unapređen u odnosu na prvobitnu formu [45], [51], [105], za modeliranje ložišta u kojima se sagoreva ugljeni prah on se još uvek koristi u prvobitnoj formi. Razmena toplote zračenjem određuje se rešavanjem intenziteta zračenja duž izabranih pravaca. Beskonačni broj pravaca duž kojih zračenje stiže na zid zamenjuju se konačnim brojem pravaca. Ovo je zajednička osobina ovog modela sa modelom diskretnih ordinata, ali za razliku od modela diskretnih ordinata u kojem pravci emitovanja zračenja moraju da zadovolje uslove momenata i svakom pravcu se pridružuje deo prostornog ugla u vidu težinskog koeficijenta, u modelu diskretnog transfera prostorni ugao iznad tačke na zidu deli se na jednake delove, a pravac prostiranja zračenja prolazi središtem prostornog ugla. Vrednost intenziteta zračenja određuje se duž svakog pravca i po ovoj odlici model je sličan modelu Monte Carlo. Za razliku od modela Monte Carlo, gde se zrak prati kroz ložište do njegovog potpunog nestanka, u modelu diskretnog transfera određuje se intenzitet zračenja na putanji od jednog do drugog zida.

Primena modela diskretnog transfera počinje podelom zapremine i zidova ložišta na zapreminske i površinske zone (ili kontrolne zapremine). Iz središta jedne površinske zone (tačka  $P_i$ ) formiraju se pravci prostiranja zračenja i svakom pravcu pridružuje se

određeni deo prostornog ugla. Određuje se mesto gde pravac pogađa naspramni zid (tačka  $Q_m$ ). Nakon toga, računa se intenzitet zračenja duž pravca  $P_i Q_m$  idući od tačke  $Q_m$  ka tački  $P_i$ . Usvaja se da je intenzitet zračenja u tački  $Q_m$  jednak intenzitetu zračenja u središtu zone kojoj ona pripada. Na taj način određuju se intenziteti upadnog zračenja tačke  $P_i$  duž svih pravaca. Postupak se potom ponavlja za sve površinske zone. Izvorni član entalpijske jednačine jedne zapreminske zone određuje se na osnovu razlike intenziteta zračenja svih pravaca koji prolaze kroz tu zonu.

Vrednost intenziteta zraka dobija se rešavanjem integrodiferencijalne jednačine intenziteta zračenja (2.20) koja je napisana u sledećem obliku:

$$\frac{dI}{d\tau} = -I + \frac{E^*}{\pi} \quad (2.64)$$

gde je  $d\tau = K_t ds$  elementarna optička gustina i  $E^* = 1/K_t (K_a E_g + (K_s/4) \int_{4\pi} I(\vec{s}_i) P(\vec{s}_i, \vec{s}) d\Omega)$  je modifikovani intenzitet zračenja crnog tela. Usvajajući konstantnu vrednost modifikovanog intenziteta zračenja crnog tela  $E^*$  za čitavu kontrolnu zapreminu, rešenje jednačine (2.64) dobija se u obliku rekurentne relacije:

$$I_{n+1} = I_n e^{-\Delta\tau} + \frac{E^*}{\pi} (1 - e^{-\Delta\tau}) \quad (2.65)$$

gde  $I_n$  i  $I_{n+1}$  predstavljaju vrednosti intenziteta zračenja na ulasku i izlasku zraka kroz kontrolnu zapreminu  $n$  (idući od tačke  $Q_m$  ka tački  $P_i$ ), a  $\Delta\tau$  predstavlja optičku dužinu putanje zraka kroz istu kontrolnu zapreminu.

Sabirak modifikovanog intenziteta zračenja crnog tela koji potiče usled rasipanja zračenja transformiše se iz integrala u zbir po svim pravcima koji presecaju kontrolnu zapreminu  $n$ . Sabirak takvog zbira iz jednog pravca je:  $\frac{K_s}{\pi} I(\vec{s}_i) P(\vec{s}_i, \vec{s}) \Delta\Omega$ , gde se

intenzitet iz upadnog pravca  $I(\vec{s}_i)$  određuje kao aritmetička sredina intenziteta iz tog pravca na ulasku i izlasku iz kontrolne zapremine  $n$ .

Intenzitet emitovanog zračenja u tački  $Q_m$  određuje se relacijom koja važi za difuziono-sive površine:

$$I_w = (1 - \epsilon_w) \frac{q_i}{\pi} + \epsilon_w \frac{E_{b,w}}{\pi} \quad (2.66)$$

gde je  $\epsilon_w$  totalna polusferna emisivnost zida,  $E_{b,w}$  je fluks emitovanog zračenja crnog tela na temperaturi zida i  $q_i$  je fluks upadnog zračenja određen za središte površinske zona kojoj pripada tačka  $Q_m$ .

Nakon određivanja intenziteta zračenja duž izabranog pravca, određuje se i izvorni član entalpijske jednačine usled zračenja za sve zapreminske zone kroz koje prolazi posmatrani pravac. Ako  $i$ -ti pravac preseca  $n$ -tu kontrolnu zapreminu, onda je izvorni član entalpijske jednačine:

$$S_{n,i} = (I_n - I_{n+1}) \Delta A \cos \theta \Delta \Omega \quad (2.67)$$

gde je  $\Delta A$  površina zone kojoj pripada tačka  $P_i$ ,  $\theta$  je ugao između normale površine (u čijem središtu se nalazi tačka  $P_i$ ) i posmatranog pravca prostiranja zračenja i  $\Delta \Omega$  je deo prostornog ugla koji je pridružen posmatranom pravcu. Ukupni izvorni član  $n$ -te kontrolne zapremine dobija se sabiranjem izvornih članova usled svih pravaca koji je presecaju:

$$S_n = \sum S_{n,i} \quad (2.68)$$

Fluks upadnog zračenja u tački  $P_i$  određuje se preko intenziteta zračenja duž svih pravaca koji prolaze kroz nju:

$$q_i = \sum I_i \cos \theta \Delta \Omega \quad (2.69)$$

gde je  $I_i$  intenzitet upadnog zračenja. Sabiranje se vrši po svim pravcima koji prolaze kroz tačku  $P_i$ .

Po načinu određivanja izvornog člana entalpijske jednačine, ovaj model je sličan modelu diskretnih ordinata, modelu Monte Carlo kao i Hottel-ovom zonalnom modelu.

Iako je u referenci [138] prikazano odlično slaganje rezultata modela diskretnog transfera sa tačnim rešenjem i za optički gust i za optički redak medijum, ono je ipak prikazano samo za medijum koji emituje i apsorbuje (ali ne rasipa) zračenje. Tačnost određivanja intenziteta zračenja se povećava sa porastom rastojanja između zidova. Model sadrži ugaonu diskretizaciju, pa je prema tome podložan efektu zrakova. Ako medijum sadrži lokalizovan i intenzivan izvor zračenja, može se dogoditi da upadni pravci na neku površinsku zonu zaobilaze lokalizovani izvor, iz čega sledi da lokalizovani izvor i ta površinska zona ne razmenjuju energiju zračenjem što bi bio pogešan rezultat.

## 2.6. Poređenje modela zračenja

Za određivanje razmene toplote zračenjem unutar ložišta postoji nekoliko različitih modela koji su opisani u prethodnom tekstu. Nijedan od ovih modela ne daje najbolje rešenje u svim situacijama. Na primer, Hottel-ov zonalni model je vrlo tačan i daje dobre rezultate za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje. Model daje dobre rezultate i kada medijum izotropno rasipa zračenja, ali medijum u procesima sagorevanja ugljenog praha anizotropno rasipa zračenje. Takođe, direktne površine razmene se lako određuju samo za prizmatične i cilindrične zone, dok za složenije oblike zona njihovo određivanje postaje komplikovano. Takvi nedostaci ovog modela mogu se otkloniti modelom Monte Carlo, ali nedostatak ovog modela je postojanje statističke greške u rezultatima. Fluksni modeli, za razliku od zonalnih modela, koriste istu numeričku mrežu koja se koristi za određivanje strujnog polja. Ovim modelima može se obraditi razmena toplote zračenjem uzimajući u obzir i prostornu raspodelu

radijacionih svojstava medijuma. Nedostatak višefluksnih modela je u tome što su intenziteti zračenja u različitim pravcima povezani samo preko koeficijenta rasipanja zračenja i u odsustvu rasipanja zračenja ova veza se gubi. Modelom diskretnih ordinata ovaj nedostatak se otklanja, ali nedostaci ovog modela su postojanje lažnog rasipanja i to što u pojedinim slučajevima intenzitet zračenja može da dobije negativne vrednosti. Takođe, ovaj model ne obezbeđuje potpunu konzervaciju energije zračenja. Ovaj nedostatak otklonjen je modelom konačnih zapremina, koji je samo jedna verzija modela diskretnih ordinata. Model sfernih harmonika obezbeđuje konzervaciju energije zračenja, ali model  $P_1$  formira tačne rezultate samo za optički guste medijume. Model  $P_3$  formira tačne rezultate i za optički retke medijume, ali ovaj model je matematički značajno komplikovaniji od modela  $P_1$ . Hibridni modeli su razvijeni da bi se iskoristile dobre strane zonalnih i fluksnih modela, a najčešće primenjivan model među njima je model diskretnog transfera. Najvažniji nedostatak ovog modela jeste što se njime ne mogu računati efekti anizotropnog rasipanja zračenja.

Nije uvek opravdano izabrati model zračenja koji detaljno obrađuje složene pojave kao što su prostorna i ugaona raspodela intenziteta zračenja, spektralna svojstva medijuma i spektralna razmena toplote zračenjem, uzimanje u obzir (anizotropnog) rasipanja zračenja i drugo. Tačnost modela zračenja trebalo bi da bude usklađena sa tačnošću određivanja radijacionih svojstava medijuma, kao i svih drugih detalja numeričke simulacije.

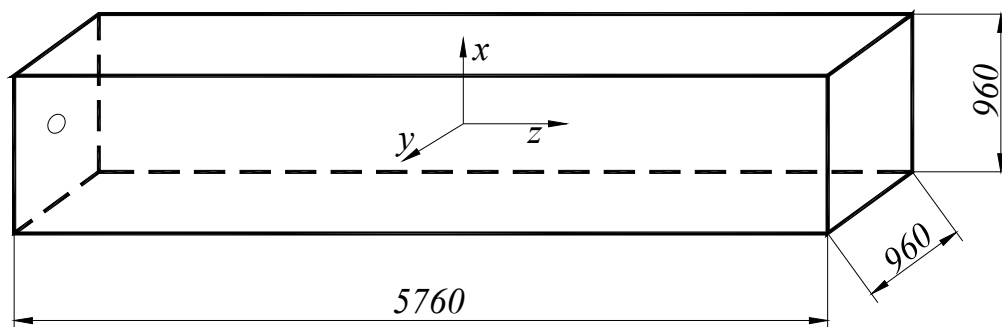
Numerička simulacija ložišta za sagorevanje bilo koje vrste fosilnog goriva, sadrži modele strujanja fluida, turbulencije, sagorevanja, strujanja čestica (ako postoje), model razmene toplote zračenjem i druge modele. Poželjno je da model razmene toplote zračenjem koristi isti metod rešavanja jednačina kao i drugi modeli, ali numerička simulacija može da radi zadovoljavajuće i ako model razmene toplote zračenjem koristi drugačiji metod rešavanja parcijalnih diferencijalnih jednačina gasne faze. Dalje, model razmene toplote zračenjem mora biti takav da se njime mogu dovoljno tačno odrediti prostorna raspodela divergencije vektora fluksa zračenja i fluksevi zračenja na zidovima ložišta. Na kraju, trebalo bi voditi računa da model razmene toplote zračenjem zbog svoje zahtevnosti u pogledu angažovane memorije računara ne uspori previše proces kompjuterskog računanja, koji je za ovakve slučajeve uvek iteracioni.



Prethodno izabrani Hottel–ov model razmene toplote zračenjem je zasnovan na podeli zapremine ložišta na zapreminske zone, kao i podeli zidova ložišta na površinske zone. Modelom se računa neto razmenjena toplota zračenjem jedne zone, kao posledica razmene toplote zračenjem te zone sa svim zonama ložišta. Neto razmenjena toplota zračenjem jedne zone određuje se kao razlika apsorbirane energije usled zračenja svake zone i gubitka energije zračenja te zone i koristi se za određivanje izvornih članova entalpijskih jednačine.

Posebna pažnja posvećena je tačnosti računanja razmene energije zračenja. Ova tačnost najbolje se utvrđuje poređenjem rezultata koji su dobijeni primenom modela zračenja sa pouzdanim rezultatima merenja ili tačnim rešenjem ako postoji. U mnoštvu raspoloživih referenci koje se u tu svrhu mogu iskoristiti, [47], [67], [68], [117], [180], [183], [203], [213], [214], [215], [216], [217], [218], [221], [248], izabrana je referenca [217] jer sadrži kompletan i jasan opis ložišta i svih neophodnih podataka. Za izabrano eksperimentalno ložište, raspoloživi su i rezultati poređenja nekoliko modela sa tačnim vrednostima razmenjene toplote zračenjem, [118].

Izabrano eksperimentalno ložište, u kojem je sagorevano tečno fosilno gorivo, je prizmatičnog oblika. Oblik i dimenzije ložišta prikazani su slikom 2.1 (mere su u mm). Temperatursko polje unutar ložišta, tačne vrednosti razmenjene energije zračenja, kao i sve karakteristike ložišta koje su neophodne za određivanje razmene energije zračenjem obezbedio je Selcuk [217]. Poprečni presek ložišta je kvadratni i podeljen je na 16 zona (4×4), a u podužnom pravcu ložište sadrži 24 zone. Stranica zapreminskih zona je  $B = 240$  mm. Na slici 2.1 prikazano je poređenje bezdimenzionih neto razmenjenih energija zračenja zapreminskih i površinskih zona dobijenih raznim modelima zračenja sa tačnim rešenjem test slučaja, [118]. Najveće odstupanje je za  $P_1$  model, verovatno zbog relativno male vrednosti koeficijenta apsorpcije ( $K_a = 0,347$  1/m).



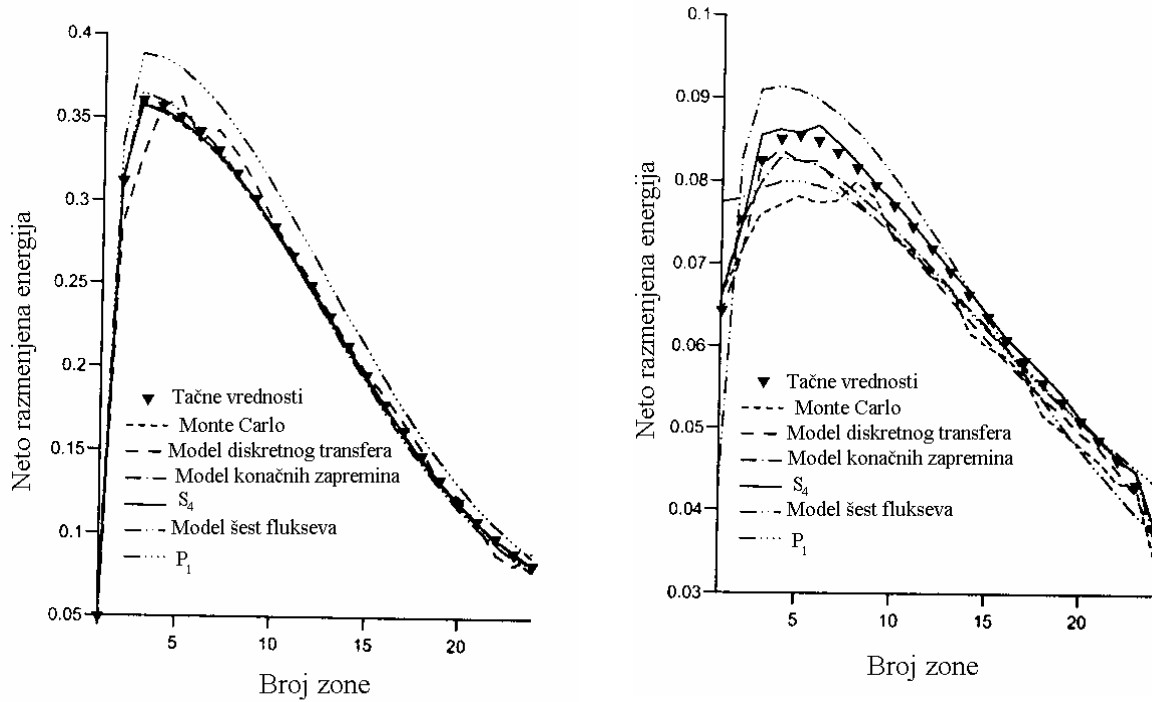
Slika 2.1. Eksperimentalno ložište test primera

Vrednosti neto razmenjenih energija zračenja zapreminskih i površinskih zona Hottel–ovim zonalnim modelom obezbeđeni su radom na ovoj studiji, a poređenje sa tačnim rešenjem prikazano je na slici 2.3. Poređenjem dijagrama na slikama 2.2 i 2.3 može se uočiti da Hottel-ov zonalni model pokazuje najbolje slaganje sa tačnim vrednostima razmenjene toplote.

Tačnost određivanja neto razmenjene toplote zračenjem zapreminskih i površinskih zona je vrlo važna za ukupnu tačnost numeričke simulacije i analizu rezultata. Na osnovu neto razmenjene energije zračenjem određuje se izvorni član entalpijske jednačine gasne faze te zone, pa prema tome njena vrednost direktno utiče na tačnost određivanja temperaturnog polja unutar ložišta. Na osnovu temperature gasne faze određuju se upadni i apsorbovani fluksevi zračenja na zidu, a zbirom apsorbovanih flukseva na zidu ložišta može se odrediti ukupna razmenjena toplota zračenjem u ložištu. Jasno je da tačnost Hottel–ovog zonalnog modela razmene toplote zračenjem zavisi od broja usvojenih zona ložišta. Što je veći broj zona, to je veća i tačnost modela. Sa druge strane, porastom broja zona raste i veličina angažovane računarske memorije što produžava vreme računanja. Optimalnim izborom broja zona može se postići dovoljna tačnost bez velikog produžavanja vremena računanja.

Na osnovu onoga što je rečeno o modelima zračenja i poređenja modela zračenja može se reći sledeće o izboru modela zračenja u numeričkoj simulaciji nekog ložišta. Ako medijum koji ispunjava ložište apsorbuje i emituje zračenja (i ne rasipa zračenje) onda se može primeniti bilo koji model zračenja. Potrebno je samo ispitati povezivanje strujnog i radijacionog polja, ako se koriste zonalni modeli zračenja. Ako medijum apsorbuje, emituje i rasipa zračenje, onda je već primena modela diskretnog transfera

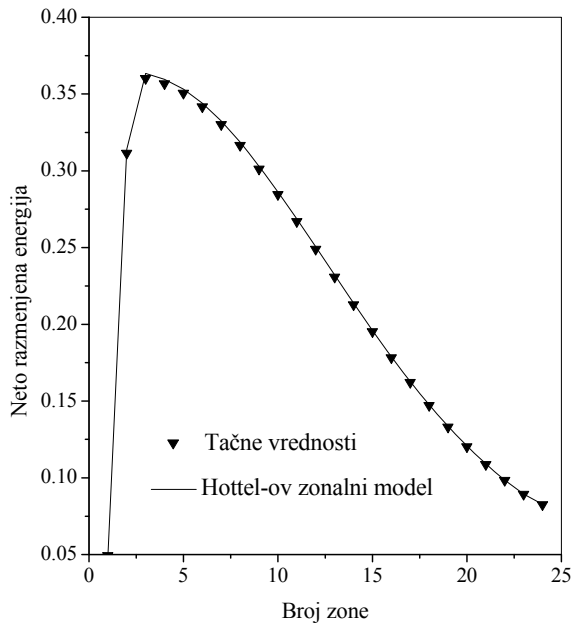
otežana. Hottel-ov zonalni model može se primeniti ako medijum izotropno rasipa zračenje. Ako je potrebno ispitati uticaj fazne funkcije rasipanja, onda je potrebno primeniti model diskretnih ordinata (ili model konačnih zapremina, kao njegovu noviju varijantu), model sfernih harmonika ili model šest flukseva. Svaki od ovih modela koristi poseban način na koji je definisana fazna funkcija rasipanja zračenja.



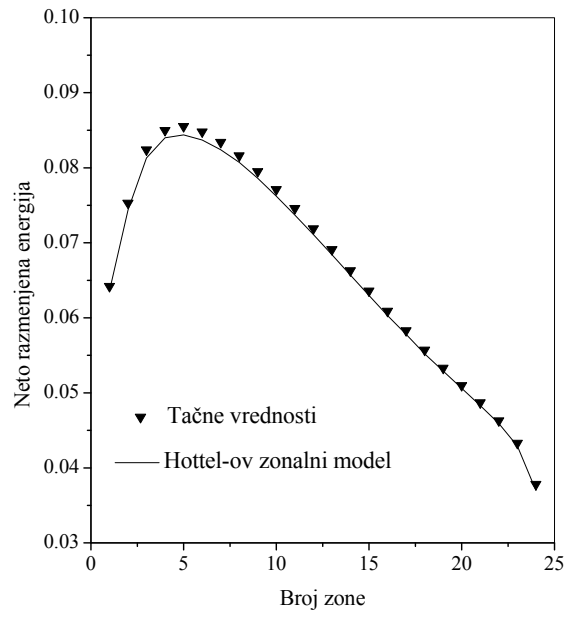
a) Bezdimezionalna neto razmenjena energija zapreminskih zona

b) Bezdimezionalna neto razmenjena energija površinskih zona

Slika 2.2. Poređenje rezultata modela zračenja sa tačnim vrednostima test slučaja, [118]



a) Bezdimezionalna neto razmenjena energija zapreminskih zona



b) Bezdimezionalna ukupna neto razmenjena toplote površinskih zona

Slika 2.3. Poređenje rezultata Hottel-ovog zonalnog modela sa tačnim vrednostima test slučaja

### 3. HOTTEL-OV ZONALNI MODEL RAZMENE TOPLOTE ZRAČENJEM

Hottel-ov zonalni model zasniva se na podeli zapremine ložišta na  $M$  zapreminskih zona (zapremine  $V_i$  i koje će biti nazvane  $g_i$ ) i površine zidova ložišta na  $N$  površinskih zona (površine  $A_i$  i koje će biti nazvane  $s_i$ ). Sve zone su izotermne. Za svaki par zona određuju se najpre direktne površine razmene a potom i totalne površine razmene, koje se koriste za određivanje razmene toplote zračenjem unutar ložišta.

#### 3.1. Direktne površine razmene

Direktne površine razmene su pomoćne veličine koje služe za određivanje totalnih površina razmene koje se koriste za određivanje razmene toplote zračenjem u ložištu, mada se pod izvesnim uslovima i one mogu koristiti u tu svrhu. Prilikom određivanja direktnih površina razmene dve zone pogodno je jednu zonu proglasiti emitujućom zonom, a drugu ciljnom zonom. Emitujuća zona emituje zračenje koje se kasnije apsorbuje i rasipa u ciljnoj zoni. Intenzitet emitovanog zračenja opada usled apsorpcije i rasipanja na putu do ciljne zone.

Kako je predmet ovog rada razmena toplote zračenjem u ložištu kotla za sagorevanje ugljenog praha, a plamen ugljenog praha predstavlja medijum koji apsorbuje, emituje i rasipa zračenje, direktne i totalne površine razmene biće detaljno opisane za takav medijum. Striktno govoreći, plamen ugljenog praha apsorbuje, emituje i anizotropno rasipa zračenje, ali s obzirom da je za određivanje direktnih površina razmene za takav medijum potrebno skladištiti u memoriji računara matrice čije su dimenzije jednake kvadratu zbira zapreminskih i površinskih zona, kao i na to da je za ovakvo određivanje potrebno detaljno poznavanje fazne funkcije rasipanja u ložištu, određivanje direktnih površina razmene i razmene toplote u ložištu biće izvršeno za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje.

### 3.1.1. Direktne površine razmene za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje

Oznake direktnih površina razmene (kao i totalnih površina razmene) su dvoslovne i sadrže oznake zona na koje se odnosi direktna površina razmene. Iako je redosled zona u oznaci direktne površine razmene nevažan, u narednom tekstu uvek će oznaka emitujuće zone biti na prvom mestu. Isti redosled zona primenjen je i u označavanju totalnih površina razmene.

**Direktne površina razmene dve površinske zone.** U postupku određivanja direktnih površina razmene realni zidovi ložišta smatraju se crnim telima. Dva elementarna površinska dela koji razmenjuju energiju zračenjem prikazani su slikom 3.1. Elementarni površinski deo  $dA_i$  pripada emitujućoj zoni  $s_i$ , dok elementarni površinski deo  $dA_j$  pripada ciljnoj zoni  $s_j$ . Vektor  $\vec{s}$  je jedinični vektor pravca koji povezuje elementarne površinske delove  $dA_i$  i  $dA_j$ . Rastojanje između elementarnih površinskih delova  $dA_i$  i  $dA_j$  mereno duž pravca  $\vec{s}$  iznosi  $s$ . Koristeći definiciju intenziteta zračenja, energija emitovanog zračenja elementarnog površinskog dela  $dA_i$  ka elementarnom površinskom delu  $dA_j$  jednaka je proizvodu intenziteta zračenja sa elementarnog površinskog dela  $dA_i$ , projekcije površine  $dA_i$  upravno na pravac vektora  $\vec{s}$  i elementarnog prostornog ugla  $d\Omega_j$  unutar kojeg se vidi elementarni površinski deo  $dA_j$  kada se posmatra iz elementarnog površinskog dela  $dA_i$ :

$$dQ_e = I_{b,s_i} dA_i \cos\theta_i d\Omega_j \quad (3.1)$$

gde je  $\theta_i$  ugao između vektora normale elementarnog površinskog dela  $dA_i$  i vektora  $\vec{s}$ . Ako se intenzitet emitovanog zračenja izrazi preko fluksa emitovanog zračenja  $I_{b,s_i} = E_{b,s_i}/\pi$  i ako se prostorni ugao  $d\Omega_j$  izrazi preko elementarnog površinskog dela  $dA_j$ :  $d\Omega_j = dA_j \cos\theta_j / s^2$ , gde je  $\theta_j$  ugao između vektora normale elementarnog površinskog dela  $dA_j$  i vektora  $\vec{s}$ , onda se dobija sledeći obrazac za emitovanu energiju sa elementarnog površinskog dela  $dA_i$  ka elementarnom površinskom delu  $dA_j$ :

$$dQ_e = \left( \frac{E_{b,s_i}}{\pi} dA_i \cos\theta_i \right) \times \left( dA_j \frac{\cos\theta_j}{s^2} \right) \quad (3.2)$$

Energija koja stiže do elementarnog površinskog dela  $dA_j$  i koju on apsorbuje jednaka je proizvodu emitovane energije sa elementarnog površinskog dela  $dA_i$  ka elementarnom površinskom delu  $dA_j$  i transmisivnosti medijuma na putu  $s$ :

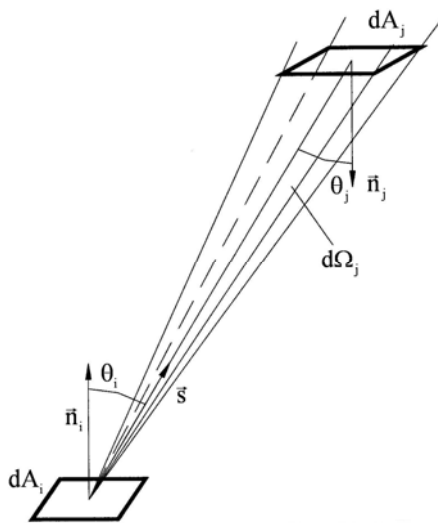
$$dQ_a = \left( \frac{E_{b,s_i}}{\pi} dA_i \cos\theta_i \right) \times \left( dA_j \frac{\cos\theta_j}{s^2} \right) \times e^{-K_i s} \quad (3.3)$$

Emitovana energija površinske zone  $s_i$  koju apsorbuje površinska zona  $s_j$  dobija se integraljenjem prethodnog obrasca po površinskim zonama  $s_i$  i  $s_j$  konačnih dimenzija:

$$Q_a = E_{b,s_i} \iint_{A_j A_i} e^{-K_i s} \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j dA_i dA_j}{\pi s^2} \quad (3.4)$$

Direktna površina razmene površinskih zona  $s_i$  i  $s_j$  predstavlja odnos energije koju apsorbuje površinska zona  $s_j$  i fluksa emitovanog zračenja crnog tela na temperaturi površinske zone  $s_i$ :

$$\overleftarrow{s_i s_j} = \frac{Q_a}{E_{b,s_i}} = \iint_{A_j A_i} e^{-K_i s} \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j dA_i dA_j}{\pi s^2} \quad (3.5)$$



Slika 3.1. Dve elementarne površine koje razmenjuju toplotu zračenjem

Ako bi se izvršila slična analiza u kojoj je površinska zona  $s_j$  emitujuća zona, a zona  $s_i$  ciljna, dobio bi se potpuno isti obrazac za direktne površine razmene. Obrazac za direktne površine razmene dve zone ne zavisi od toga koja zona se proglašava emitujućom a koja ciljnom i to važi za sve vrste direktnih površina razmene.

**Direktne površine razmene površinske i zapreminske zone.** Elementarni zapreminski deo  $dV_i$  i elementarni površinski deo  $dA_j$  koji razmenjuju toplotu zračenjem prikazani su na slici 3.2. Elementarni zapreminski deo  $dV_i$  pripada emitujućoj zoni  $g_i$ , dok elementarni površinski deo  $dA_j$  pripada ciljnoj zoni  $s_j$ . Vektor  $\vec{s}$  je jedinični vektor pravca koji povezuje elementarni površinski deo  $dA_j$  i elementarni zapreminski deo  $dV_i$ . Energija koju emituje elementarni zapreminski deo  $dV_i$  ka elementarnom površinskom delu  $dA_j$  jednaka je proizvodu emitovane energije unutar elementarnog prostornog ugla i prostornog ugla  $d\Omega_i$  koji formira elementarni površinski deo  $dA_j$  kada se posmatra iz elementarnog zapreminskog dela  $dV_i$ . Kada medijum izotropno rasipa zračenje, elementarni zapreminski deo  $dV_i$  emituje istu količinu energije unutar elementarnog prostornog ugla duž svih prostornih pravaca, jer je energija rasutog zračenja ista u svim pravcima. Emitovano zračenje je takođe izotropno jer je elementarni zapreminski deo  $dV_i$  u stanju lokalne termodinamičke



ravnoteže. Ukupna energija koju emituje elementarni zapreminski deo je zbir emitovane energije usled sopstvenog zračenja i energije rasutog zračenja. Ukupna energija koju emituje elementarni zapreminski deo  $dV_i$  unutar elementarnog prostornog ugla iznosi  $dQ_e = K_t \mathcal{J} dV_i$ , a ukupna energija koju emituje elementarni zapreminski deo  $dV_i$  duž svih prostornih pravaca iznosi  $dQ_e = 4K_t \pi \mathcal{J} dV_i$ . Ako se proizvod  $\pi \mathcal{J}$  označi sa  $\mathcal{W}$ , gde se  $\mathcal{W}$  može nazvati fluks ukupnog emitovanog zračenja elementarnog zapreminskog dela, onda se ukupna emitovana energija elementarnog zapreminskog dela  $dV_i$  duž svih prostornih pravaca može napisati na sledeći način:  $dQ_e = 4K_t \pi \mathcal{J} dV_i = 4K_t \mathcal{W} dV_i$ . Koristeći ovu analizu, dobija se obrazac za ukupnu energiju koju emituje elementarni zapreminski deo  $dV_i$  ka elementarnom površinskom delu  $dA_j$ :

$$dQ_e = \left( \frac{4K_t \mathcal{W} dV_i}{4\pi} \right) \times \left( \frac{dA_j \cos \theta}{s^2} \right) \quad (3.6)$$

gde je  $\theta$  ugao između vektora normale elementarnog površinskog dela  $dA_j$  i vektora  $\vec{s}$ . Energija zračenja koju apsorbuje elementarni površinski deo  $dA_j$  jednaka je proizvodu emitovane energije iz elementarnog zapreminskog dela  $dV_i$  ka elementarnom površinskom delu  $dA_j$  i transmisivnosti medijuma na putu  $s$ :

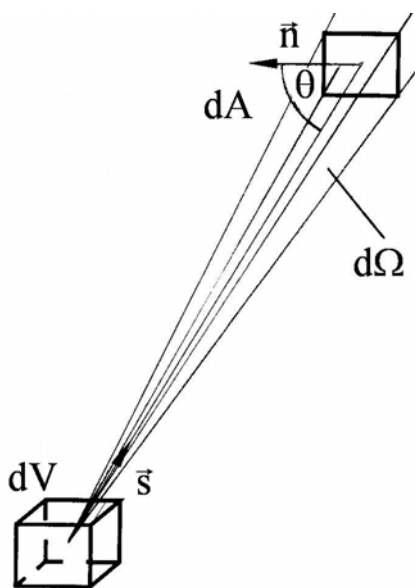
$$dQ_a = \left( \frac{4K_t \mathcal{W} dV_i}{4\pi} \right) \times \left( \frac{dA_j \cos \theta}{s^2} \right) \times e^{-K_t s} \quad (3.7)$$

Ukupna energija koju apsorbuje površinska zona  $s_j$  (crno telo) a koju emituje zapreminska zona  $g_i$  dobija se integraljenjem prethodnog obrasca po površinskoj zoni  $s_j$  i zapreminskoj zoni  $g_i$  konačnih dimenzija:

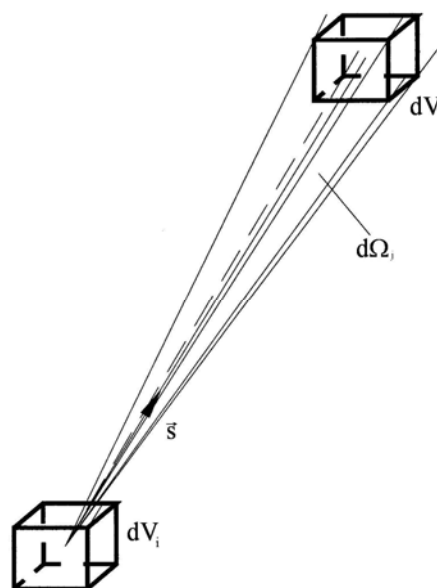
$$Q_a = \mathcal{W} \int_{V_i} \int_{A_j} e^{-K_t s} \frac{\cos \theta}{\pi s^2} K_t dA dV \quad (3.8)$$

Direktna površina razmene zapreminske zone  $g_i$  i površinske zone  $s_j$  predstavlja odnos energije koju apsorbuje površinska zona  $s_j$  i fluksa ukupne emitovane energije zapreminske zone  $g_i$ :

$$\vec{g}_i s_j = \frac{Q_a}{\mathcal{W}} = \int_{V_i} \int_{A_j} e^{-K_t s} \frac{\cos \theta}{\pi s^2} K_t dA dV \quad (3.9)$$



Slika 3.2. Razmena toplote zračenjem elementarnog površinskog dela i elementarnog zapreminskog dela



Slika 3.3. Razmena toplote zračenjem dva elementarna zapreminska dela

Ovaj obrazac može se dobiti na drugi način, ako se površinska zona  $s_j$  proglašuje emitujućom zonom, a zapreminska zona  $g_i$  ciljnom. Energija koju apsorbuje elementarni zapreminski deo  $dV_i$  a koja se emituje sa elementarnog površinskog dela  $dA_j$  jednaka je proizvodu emitovane energije unutar elementarnog prostornog ugla koji se formira oko pravca emitovanja zračenja i koji sa vektorom normale elementarnog

površinskog dela  $dA_j$  formira ugao  $\theta$ , prostornog ugla koji formira elementarni zapreminski deo  $dV_i$  kada se posmatra iz elementarnog površinskog dela  $dA_j$ , transmitivnosti medijuma na putu  $s$  i dela energije koji se apsorbuje i rasipa prilikom prolaska zračenja kroz elementarni zapreminski deo  $dV_i$ :

$$dQ_{a+s} = \left( \frac{E_{b,s_j}}{\pi} dA_j \cos \theta \right) \times \left( \frac{dA_i}{s^2} \right) \times e^{-K_t s} \times [(K_a + K_s) ds] \quad (3.10)$$

gde je  $dA_i$  poprečni presek elementarnog zapreminskog dela koji je upravan na pravac emitovanja zračenja i  $ds$  je debljina elementarnog zapreminskog dela u pravcu emitovanja zračenja. Kako je  $dV_i = dA_i ds$  i ako se direktna površina razmene definiše kao odnos energije koja se apsorbuje i rasipa zapreminskom zonom  $g_i$  i fluksa emitovane energije crnog tela na temperaturi površinske zone  $s_j$ , očigledno je da se iz obrasca (3.10) dobija obrazac (3.9).

**Direktne površina razmene dve zapreminske zone.** Dva elementarna zapreminska dela koji razmenjuju toplotu zračenjem prikazane su na slici 3.3. Elementarni zapreminski deo  $dV_i$  pripada emitujućoj zoni  $g_i$ , dok elementarni zapreminski deo  $dV_j$  pripada ciljnoj zoni  $g_j$ . Vektor  $\vec{s}$  je jedinični vektor pravca koji povezuje elementarne zapreminske delove  $dV_i$  i  $dV_j$ . Ukupna energija koju emituje elementarni zapreminski deo  $dV_i$  i koja se apsorbuje i rasipa u elementarnom zapreminskom delu  $dV_j$  jednaka je proizvodu ukupne energije koju emituje elementarni zapreminski deo  $dV_i$  unutar elementarnog prostornog ugla formiranog oko pravca  $\vec{s}$ , prostornog ugla koji formira elementarni zapreminski deo  $dV_j$  kada se posmatra iz elementarnog zapreminskog dela  $dV_i$ , transmitivnosti medijuma na putu  $s$  i dela energije koji apsorbuje i rasipa elementarni zapreminski deo  $dV_j$  prilikom prolaska zračenja kroz nju:

$$dQ_{a+s} = \left( \frac{4K_t \mathcal{W} dV_i}{4\pi} \right) \times \left( \frac{dA_j}{s^2} \right) \times e^{-K_t s} \times [(K_a + K_s) ds_j] \quad (3.11)$$

$dA_j$  označava poprečni presek elementarnog zapreminskog dela  $dV_j$  koji je upravan na pravac vektora  $\vec{s}$ . Ukupna energija koja se apsorbuje i rasipa u zapreminskoj zoni  $g_j$  a koju emituje zapreminska zona  $g_i$  dobija se integraljenjem prethodnog obrasca po zapreminskim zonama  $g_i$  i  $g_j$  konačnih dimenzija:

$$Q_{a+s} = \mathcal{W} \int_{V_i} \int_{V_j} e^{-K_t s} \frac{K_t^2}{\pi s^2} dV_i dV_j \quad (3.12)$$

Direktna površina razmene zapreminskih zona  $g_i$  i  $g_j$  predstavlja odnos energije koju apsorbuje i rasipa zapreminska zona  $g_j$  i fluksa ukupnog emitovanog zračenja  $\mathcal{W}$  zapreminske zone  $g_i$ :

$$\overrightarrow{g_i g_j} = \frac{Q_{a+s}}{\mathcal{W}} = \int_{V_i} \int_{V_j} e^{-K_t s} \frac{K_t^2}{\pi s^2} dV_i dV_j \quad (3.13)$$

### 3.1.2. Direktne površine razmene za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje

Osnovna razlika između opisanih direktnih površina razmene i direktnih površina razmene medijuma koji emituje i apsorbuje zračenje je u članu transmisivnosti medijuma koji za medijum koji apsorbuje i emituje zračenja na putu  $s$  glasi:  $e^{-K_a s}$ . Emitovana energija se u ciljnoj zapreminskoj zoni za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje samo apsorbuje. Takođe, emitovana energija elementarnog zapreminskog dela  $dV$  unutar elementarnog prostornog ugla za medijum koji apsorbuje i emituje zračenja glasi:  $dQ_e = 4K_a E_b dV$ . Usled navedenih razlika, obrasci za direktne površine razmene

za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje imaju isti oblik kao i za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenja sa jedinom razlikom što se totalni koeficijent zračenja  $K_t$  medijuma zamenjuje koeficijentom apsorpcije  $K_a$ . Formalno, obrasci su isti, jer je  $K_t = K_a + K_s$ , a za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje je  $K_s = 0$ .

### 3.1.3. Osobine direktnih površina razmene

Za direktne površine razmene važe tri principa [94]: princip konzervativnosti, princip Yamauti ili princip simetričnosti, kao i princip recipročnosti.

1. Princip konzervativnosti izražen je sledećim jednačinama:

$$\sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{g}_m g_i + \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{s}_n g_i = 4K_t V_i, \quad i = 1, 2, \dots, M \quad (3.14a)$$

$$\sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{g}_m s_i + \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{s}_n s_i = A_i, \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (3.14b)$$

Ovaj princip može se koristiti za proveru tačnosti određivanja direktnih površina razmene, a koristi se i u metodama koje su razvijene u novije vreme sa ciljem popravljavanja izračunatih vrednosti direktnih površina razmene. Eventualno, ovaj princip može se primeniti i za računanje jedne direktne površine razmene ako su sve ostale prethodno izračunate opisanim relacijama, ali direktna površina razmene određena tim putem sadržala bi grešku računanja svih ostalih direktnih površina razmene i takav način određivanja direktnih površina razmene verovatno ne bi bio dobar. Jednačine principa konzervativnosti direktnih površina razmene imaju isti oblik za obe navedene vrste medijuma.

Iako se direktne površine razmene mogu odrediti za bilo koje oblike površinskih i zapreminskih zona, one se u numeričkim računaju za dva oblika ložišta: cilindrični i prizmatični oblik. Ako je ložište cilindričnog oblika, onda oblik površinskih zona zavisi

od toga da li su one deo omotača ili osnove cilindra. Ako je površinska zona deo omotača, ona je cilindričnog oblika širine  $B$ , a ako je površinska zona deo osnove cilindra, onda je ona kružni prsten za koje razlika poluprečnika iznosi  $B$ . Zapreminske zone su cilindričnog oblika, čiji je poprečni presek kvadrat stranice  $B$ . Sve direktne površine razmene za ložište cilindričnog oblika prikazane su tabelarno u referenci [94], i to za nekoliko vrednosti optičke gustine:  $K_1 B = 0,0; 0,1; 0,25; 0,50; 0,75; 1,0; i 1,25$ .

Ako je ložište prizmatičnog oblika, onda su površinske zone kvadrati stranice  $B$ , a zapreminske zone su kocke stranice  $B$ . Direktne površine razmene za ove zone mogu se očitati iz dijagrama koji su dati u referenci [93], [94] i koji pokrivaju vrednosti  $K_1 B$  od 0,0 do 1,4. Siddal [222] je obezbedio brojne vrednosti direktnih površina razmene bliskih zona u intervalu proizvoda  $K_1 B$  od 0,0 do 2,0, sa korakom 0,2. Tucker [252] je za bliske zone obezbedio korelacije za određivanje direktnih površina razmene u intervalu proizvoda  $K_1 B$  od 0,0 do 18,0. Ovim korelacijama može se postići tačnost određivanja direktnih površina razmene do  $\pm 0,5\%$ . Tucker je potvrdio Becker-ovu [5] tvrdnju da Hottel-ovi dijagrami za neke direktne površine razmene sadrže izvesnu grešku.

Nijedan postupak određivanja vrednosti direktnih površina razmene (numerička integracija, tabelarne vrednosti, očitavanje iz dijagrama) nije potpuno tačan tako da princip konzervativnosti nikada nije zadovoljen. Zato su razvijeni postupci kojima se izračunate vrednosti direktnih površina razmene koriguju tako da se zbrojevi izraženi jednačinama (3.14a i b) razlikuju od tačne vrednosti najviše za unapred zadanu vrednost. Vercammen i Froment [258] kao i Larsen i Howell [121] formirali su postupak korekcije vrednosti direktnih površina metodom najmanjih kvadrata, koji se sastoji u minimizaciji funkcije koja predstavlja poremećaj prvobitnih vrednosti direktnih površina razmene. Van Leersum [256], Lawson [124], kao i Mechi sa saradnicima [158] formirali su postupak koji je poznat kao Lawson-ov uopšteni metod korekcije, kojim se ukupna greška računanja deli na sve direktne površine razmene, proporcionalno njihovom udelu u jednačinama principa konzervativnosti (3.14a i b). Za korekciju direktnih površina razmene mogu se primeniti oba postupka. Problem u primeni metode korekcije putem najmanjih kvadrata jeste u tome što direktne površine razmene koje imaju vrednost nula (na pr.  $\overrightarrow{s_i s_i}$ , ako je površinska zona  $s_i$  ravan zid) mogu dobiti

negativne vrednosti. Da bi se izbegle takve situacije, u ovoj studiji primenjen je Lawson-ov uopšteni metod korekcije. Postupak korekcije direktnih površina razmene je iterativan, a koriste se sledeće relacije:

$$\overleftrightarrow{s_i s_j}_{\text{novi}} = \overleftrightarrow{s_i s_j}_{\text{preth}} \frac{A_i}{\sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{s_i g}_{m \text{ preth}} + \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{s_i s_n}_{\text{preth}}} \quad (3.15a)$$

$$\overleftrightarrow{s_i g}_{\text{novi}} = \overleftrightarrow{s_i g}_{\text{preth}} \frac{A_i}{\sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{s_i g}_{m \text{ preth}} + \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{s_i s_n}_{\text{preth}}} \quad (3.15b)$$

$$\overleftrightarrow{g_i g}_{\text{novi}} = \overleftrightarrow{g_i g}_{\text{preth}} \frac{4K_l V_i}{\sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{g_i g}_{m \text{ preth}} + \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{g_i s_n}_{\text{preth}}} \quad (3.15c)$$

Murty i Murty su diskutovali značaj korekcije vrednosti direktnih površina razmene i zaključili su da korekcija nije neophodna ako se za računanje razmene energije zračenjem koriste direktne površine razmene izračunate Tucker-ovim korelacijama, [170]. U ovoj studiji, korekcija direktnih površina razmene je izvršena jer su one primenjene za izračunavanje totalnih površina razmene.

2. Princip Yamauti, po kojem dva para zona imaju iste direktne površine razmene, ako za svaki par elementarnih površina (ili zapremina) jednog para zona postoji isti takav par elementarnih površina (ili zapremina) i u drugom paru zona. Ovaj princip pokazuje da direktna površina razmene dve zone, zavisi samo od njihovog međusobnog položaja, bez obzira gde se one nalaze u ložištu. Princip Yamauti omogućava računanje direktnih površina razmene putem kompjuterskog programiranja, kada ložište sadrži relativno veliki broj zona. Princip Yamauti može da se koristi samo ako koeficijenti apsorpcije i rasipanja zračenja ne zavise od prostornih koordinata, odnosno ako su konstantni po celoj zapremini ložišta.

3. Princip recipročnosti:  $\overleftrightarrow{s_i s_j} = \overleftrightarrow{s_j s_i}$ ,  $\overleftrightarrow{g_i s_j} = \overleftrightarrow{s_j g_i}$ ,  $\overleftrightarrow{g_i g_j} = \overleftrightarrow{g_j g_i}$ . Ovaj princip je važan jer se njegovim korišćenjem smanjuje ukupni broj direktnih površina razmene čije se vrednosti moraju izračunati. Ako ložište sadrži ukupno  $N + M$  zona, onda postoji ukupno  $(N + M) \times (N + M)$  direktnih površina razmene, a usled simetričnosti direktnih površina razmene postoji  $(N + M)(N + M + 1)/2$  različitih direktnih površina razmene koje je potrebno izračunati, [122].

Od tačnosti direktnih površina razmene zavisi i tačnost određivanja totalnih površina razmene i tačnost određivanja razmene toplote zračenjem. Zato je dalji razvoj Hottel-ovog zonalnog modela u vezi sa direktnim površinama razmene posvećen izračunavanju vrednosti direktnih površina razmene u uslovima prostorne raspodele radijacionih svojstava i kada medijum anizotropno rasipa zračenje.

Ma [144] razvio je postupak za određivanje direktnih površina razmene zapreminskih zona u uslovima kada medijum anizotropno rasipa zračenje u 1-D geometriji. Byun i Smith [28] razvili su postupak za određivanje svih vrsta direktnih površina razmene (kao i svih vrsta totalnih površina razmene) za medijum koji anizotropno rasipa zračenje i čija fazna funkcija rasipanja zračenja linearno zavisi od kosinusa ugla između pravca i koordinatne ose u 1-D geometriji. Yuen i Takara [278], [279], kao i Yuen [280] razvili su opšti zonalni model (Generalized Zonal Method-GZM), kojim je definisano određivanje direktnih površina razmene za uslove kada medijum anizotropno rasipa zračenje i kada zidovi ložišta nisu difuzione površine. U ovom modelu ukupni emitovani fluks jedne zone  $W$  je vektor čija dimenzija je jednaka zbiru površinskih i zapreminskih zona. Za određivanje direktnih površina razmene koriste se srednje vrednosti reflektivnosti definisane preko dvostruko usmerene reflektivnosti, kao i srednje vrednosti faznih funkcija rasipanja.

Medijum koji ispunjava ložište za sagorevanje ugljenog praha (ili bilo kog fosilnog goriva) nije homogen zbog transformacije goriva i kiseonika u produkte sagorevanja. U blizini gorionika nalaze se čestice ugljenog praha i koksnog ostatka koje sagorevaju u smeši vazduha i produkata sagorevanja. Daleko od gorionika, sagorevanje je skoro završeno pa medijum čine uglavnom čestice letećeg pepela i gasoviti produkti sagorevanja. Hottel i Sarofim [94] definisali su postupak korekcije zbog prostorne raspodele radijacionih svojstava. Ovaj način svodi se na određivanje prostorne



raspodele koeficijenta totalnog koeficijenta zračenja. Pieri sa saradnicima [192] formirao je rešenje primenljivo samo za gasoviti medijum i u njemu se prostorna raspodela radijacionih svojstava svodi na prostornu raspodelu parcijalnih pritisaka ugljen-dioksida i vodene pare. Praktična primena obe navedene metode povezana je sa poteškoćom određivanja srednjeg koeficijenta apsorpcije duž putanje prostiranja zraka. Pojednostavljeni obrasci za određivanje direktnih površina razmene mogu se primeniti, ali samo za udaljene zone. Za bliske zone, određivanje direktnih površina razmene dovoljnom tačnošću može se postići samo posebnim integraljenjem svakog para zona.

Yuen i Takara [279] razvili su postupak određivanja direktnih površina razmene koristeći funkcije koje su nazvali “generic exchange factors” (GEF) i koje su definisane za sve vrste direktnih površina razmene. Vrednosti GEF funkcija su predstavljene u tabelarnom obliku za maksimalnu vrednost optičke gustine  $K_1 B = 4,0$ , i one su uglavnom samo tabelarni oblik funkcija koje su Hottel i Cohen [93] i Hottel i Sarofim [94] prikazali putem dijagrama. GEF funkcijama se određuju direktne površine razmene na osnovu jedne (i to srednje) vrednosti koeficijenta apsorpcije (ili totalnog koeficijenta zračenja). Razvijajući dalje ideju GEF funkcija, Yuen [280] je formirao zonalni model višestrukih koeficijenata apsorpcije–MACZM (Multiple Absorption Coefficient Zonal Method) u kojem se direktne površine razmene određuju preko tri vrednosti koeficijenata apsorpcije: jednog u emitujućoj zoni, drugog u ciljnoj zoni i trećeg koji predstavlja srednju vrednost koeficijenta apsorpcije između ove dve zone.

Modeli kojima se vrši korekcija usled prostorne raspodele radijacionih svojstava uglavnom su ograničeni na određivanje tog uticaja samo za bliske zone. U uslovima prostorne raspodele radijacionih svojstava ne može se primeniti princip Yamauti, čijom primenom se određuju direktne površine razmene kada ložište sadrži relativno veliki broj zona. Zato su u ovoj studiji direktne površine razmene određene za konstantna radijaciona svojstva medijuma.

### **3.2. Totalne površine razmene**

Totalnim površinama razmene određuje se razmena toplote zračenjem između zona ložišta uzimajući uticaj višestruke refleksije zračenja na zidovima. Totalne površine razmene se, isto kao i direktne površine razmene, određuju za svaki par zona

ložišta. Površinske zone sada se ne smatraju crnim telima, već zadržavaju realna radijaciona svojstva. Zona koja emituje energiju zračenjem biće nazvana originalni emiter zračenja [93], [94], [96], a zona koja apsorbuje energiju biće nazvana apsorbujuća zona. Apsorbujuća zona apsorbuje deo energije zračenja koji stigne do nje. Totalna površina razmene dve zone predstavlja odnos apsorbovane energije apsorbujuće zone i fluksa emitovane energije crnog tela na temperaturi zone koja je originalni emiter zračenja.

Za određivanje totalnih površina razmene razvijeno je nekoliko postupaka od kojih će detaljno biti opisan neeksplicitni metod putem originalnih emitera zračenja, koji su razvili Hottel i Cohen [93] i Hottel i Sarofim [94], jer je taj metod kasnije primenjen za određivanje totalnih površina razmene u izabranom ložištu. U Poglavlju 5 biće obrazložen izbor ovog postupka. Opisani postupak je prvi potpuno definisani postupak koji je razvijen za 3-D geometriju i za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje.

Tačnost određivanja razmene toplote Hottel-ovim zonalnim modelom zavisi od toga u kojoj meri zidovi ložišta, medijum koji ga ispunjava i polje radijacije ispunjavaju izvesne pretpostavke.

### 3.2.1. Pretpostavke za određivanje totalnih površina razmene

1. Zidovi ložišta su difuziono-sive površine. Difuzione površine su takve da za njih usmerena emisivnost (spektralna ili totalna) ne zavisi od pravca emitovanja zraka i da usmerena apsorptivnost (spektralna ili totalna) ne zavisi od pravca upadnog zraka. Sive površine su takve da spektralna emisivnost i apsorptivnost (usmerena ili polusferna) ne zavise od talasne dužine zračenja. Sva navedena radijaciona svojstva difuziono-sivih površina mogu da zavise od temperature.

Difuziono-sive površine apsorbuju isti udeo fluksa upadnog zračenja iz svakog pravca i za svaku talasnu dužinu. One emituju zračenje čiji je fluks uvek isti udeo fluksa zračenja crnog tela, za svaki pravac i svaku talasnu dužinu. Za spektralnu usmerenu emisivnost i apsorptivnost važe relacije:  $\alpha'_{\lambda}(\lambda, \bar{s}, T) = \alpha'_{\lambda}(T)$  i  $\epsilon'_{\lambda}(\lambda, \bar{s}, T) = \epsilon'_{\lambda}(T)$ .

Iz Kirchhoff-ovog zakona, koji u najopštijem obliku može da se napiše:  $\alpha'_{\lambda}(\lambda, \bar{s}, T) = \epsilon'_{\lambda}(\lambda, \bar{s}, T)$ , za difuziono-sive površine sledi da je  $\alpha'_{\lambda}(T) = \epsilon'_{\lambda}(T)$ . Na

osnovu relacija za totalnu polusfernu emisivnost i apsorptivnost, s obzirom da spektralna usmerena emisivnost i apsorptivnost ne zavise od pravca i talasne dužine, sledi relacija:  $\alpha(T) = \alpha'_\lambda(T) = \varepsilon'_\lambda(T) = \varepsilon(T)$ . Difuziono-sive površine su takve da su spektralna usmerena i totalna polusferna emisivnost i apsorptivnost međusobno jednake. Totalna polusferna apsorptivnost je potpuno nezavisna od prirode upadnog zračenja.

2. Zidovi ložišta su difuziono reflektujuće površine. Ovakve površine su takve da je intenzitet reflektovanog zračenja isti u svim pravcima polusfere za upadno zračenje iz jednog pravca. Ovo važi za sve upadne pravce, ali količina reflektovane energije može da zavisi od pravca upadnog zračenja. Za difuziono-sive i difuziono reflektujuće površine je intenzitet ukupnog emitovanog zračenja sa elementarne površine  $dA$ , koji je jednak zbiru intenziteta emitovanog i reflektovanog zračenja, jednak u svim pravcima.

3. Radijaciona svojstva površina i medijuma ne zavise od temperature. Na osnovu ovog uslova sledi da za površine važe sledeće relacije:  $\alpha(T) = \alpha$ ,  $\varepsilon(T) = \varepsilon$  i  $\rho(T) = \rho$ , ali i koeficijenti apsorpcije i rasipanja medijuma (koji je još ranije usvojen kao sivi) takođe ne zavise od temperature. Radijaciona svojstva realnih površina i medijuma zavise od temperature, a ovaj uslov omogućava da se direktne i totalne površine razmene odrede za proizvoljnu temperaturu a rezultat se potom može primeniti za svaku temperaturu.

5. Upadni fluksevi su ravnomerni po svim elementarnim površinskim delovima površinskih zona i svim elementarnim zapreminskim delovima zapreminskih zona. Ovaj uslov omogućava da se za celu zonu definiše jedinstven fluks ukupnog emitovanog zračenja, koji je za površinsku zonu jednak zbiru flukseva emitovanog zračenja  $E$  i reflektovanog zračenja  $R$ :  $W = E + R = \varepsilon E_b + \rho H$ , gde je  $\varepsilon$  totalna polusferna emisivnost,  $R$  je fluks reflektovanog zračenja i  $\rho$  je totalna polusferna reflektivnost. Fluks upadnog zračenja elementarnog površinskog dela ovde se definiše kao fluks zračenja koji stiže na elementarni površinski deo iz svih pravaca polusfere.

Relacije za totalne površine razmene određuju se na osnovu relacija za neto razmenjenu energiju zračenja za zapreminskih i površinskih zona.

### 3.2.2. Neto razmenjena energija zona za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje

Kao što je rečeno, u Hottel-ovom zonalnom modelu zapremina ložišta se deli na zapreminske zone, a površina zidova na površinske zone. Neto razmenjena energija jedne zone je razlika apsorbovane energije zračenja usled zračenja svih zona i gubitka energije usled zračenja te zone. Relacije za neto razmenjenu energiju zračenja zapreminskih i površinskih zona dobijaju se iz bilansa energije zračenja zona.

**Bilans energije zračenja zapreminskih zona.** Na osnovu relacije (2.24), kojom se definiše izvorna funkcija, može se napisati obrazac za izvornu funkciju u slučaju izotropnog rasipanja zračenja:

$$K_t \mathcal{S} = K_a I_b + \frac{K_s}{4\pi} \int_{4\pi} I d\Omega \quad (3.16)$$

Izotropno rasipanje zračenja je takvo, da je intenzitet emitovanog zračenja usled rasipanja iz elementarnog zapreminskog dela isti u svim pravcima. Drugi sabirak sa desne strane jednačine (3.16), predstavlja intenzitet emitovanog zračenja usled upadnog zračenja iz svih pravaca, a  $1/4\pi \int_{4\pi} I d\Omega = I_{\mathcal{H}}$  predstavlja srednju vrednost intenziteta upadnog zračenja. Koristeći oznaku  $I_{\mathcal{H}}$ , relacija (3.16) može se napisati u sledećem obliku:

$$K_t \mathcal{S} = K_a I_b + K_s I_{\mathcal{H}} \quad (3.17)$$

Iz uslova radijacione ravnoteže elementarnog zapreminskog dela  $dV$  ( $\int_{4\pi} I d\Omega - 4E_b = \int_{4\pi} I d\Omega - 4\pi I_b = \nabla \bar{q}_r = 0$ ) može se odrediti intenzitet emitovanog zračenja crnog tela koje je u radijacionoj ravnoteži sa upadnim zračenjem:  $I_b = 1/4\pi \int_{4\pi} I d\Omega$ . Iz prethodne analize sledi da je  $I_{\mathcal{H}} = I_b$ . Kako intenziteti  $I_b$  i  $I_b$  (ili  $I_{\mathcal{H}}$ ) ne zavise od

pravca, onda ni izvorna funkcija  $\mathcal{J}$  ne zavisi od pravca. Množenjem leve i desne strane jednačine (3.17) brojem  $4\pi$ , dobija se:

$$4K_t \mathcal{W} = 4K_a E_b + 4K_s \mathcal{H} \quad (3.18)$$

gde je  $\mathcal{H} = \pi I_{\mathcal{H}}$ ,  $E_b = \pi I_b$  i  $\mathcal{W} = \pi \mathcal{J}$ . Veličina  $\mathcal{W}$  je nazvana fluks ukupnog emitovanog zračenja elementarnog zapreminskog dela i ima dimenziju fluksa ( $\text{W}/\text{m}^2$ ), a proizvod  $4K_t \mathcal{W}$  predstavlja energiju ukupnog emitovanog zračenja elementarnog zapreminskog dela po jedinici zapremine.

Relacija (3.18) može se napisati i na drugi način:

$$\mathcal{W} = (1 - \omega) E_b + \omega \mathcal{H} \quad (3.19)$$

gde je  $\omega$  albedo rasipanja ( $\omega = K_s / K_t$ ).

Fluks ukupnog emitovanog zračenja  $\mathcal{W}$  je analogna veličina izvornoj funkciji (2.27), sa tom razlikom što se relacija (3.18) primenjuje samo za izotropno rasipanje zračenja. Veza između fluksa emitovanog zračenja  $\mathcal{W}$  i izvorne funkcije  $\mathcal{J}$  glasi:  $\mathcal{W} = \pi \mathcal{J}$ .

Neto razmenjena energija elementarnog zapreminskog dela  $dV$  usled zračenja jednaka je razlici apsorbovane i emitovane energije:

$$\frac{dQ_{\text{net}}}{dV} = \nabla \bar{q}_r = 4K_a (\mathcal{H} - E_b) \quad (3.20)$$

Relacija (3.20), u kojoj je upotrebljena jednakost  $\mathcal{H} = \pi I_{\mathcal{H}} = 1/4 \int_{4\pi} I d\Omega$ , analogna je relaciji (2.30). Zamenom  $\mathcal{H}$  iz relacije (3.19), relacija (3.20) postaje:

$$\frac{dQ_{\text{net}}}{dV} = 4K_t \frac{1 - \omega}{\omega} (\mathcal{W} - E_b) \quad (3.21)$$

Poznato je da energija emitovanog zračenja iz elementarnog zapreminskog dela  $dV$  u sve prostorne pravce iznosi  $dQ_e = 4K_a E_b dV$ , [94], [223]. Elementarni zapreminski deo  $dV$  izložen je upadnom zračenju duž svih pravaca, čiji fluks iznosi  $q_r = \int_{4\pi} I d\Omega$ . Jedan deo upadnog zračenja elementarnog zapreminskog dela se raspe, drugi deo se apsorbuje i preostali deo se transmituje.

Fluks upadnog zračenja koji iznosi  $q_r = \int_{4\pi} I d\Omega$  može se izjednačiti sa  $4\mathcal{H}$ , gde je  $\mathcal{H}$  fluks emitovanog zračenja crnog tela koje je u radijacionoj ravnoteži sa fluksom upadnog zračenja elementarnog zapreminskog dela. Energija rasutog dela upadnog zračenja elementarnog zapreminskog dela  $dV$  iznosi  $dQ_s = K_s dV \int_{4\pi} I d\Omega = 4K_s \mathcal{H} dV$ . Ako je rasipanje izotropno, intenzitet emitovanog rasutog zračenja je isti u svim pravcima i jednak je energiji rasutog zračenja podeljenoj sa  $4\pi$ . Energija apsorbovanog dela upadnog zračenja na elementarnom zapreminskom delu  $dV$  je  $dQ_a = K_a dV \int_{4\pi} I d\Omega = 4K_a \mathcal{H} dV$ .

Energija apsorbovanog i rasutog zračenja elementarnog zapreminskog dela  $dV$  zavisi od fluksa upadnog zračenja:

$$K_a V_i \int_{4\pi} I d\Omega + K_s V_i \int_{4\pi} I d\Omega = V_i (K_a + K_s) \int_{4\pi} I d\Omega = 4K_t V_i \mathcal{H} \quad (3.22)$$

Ako se relacija (3.19) primeni na zapreminsku zonu  $g_i$  konačnih dimenzija, na osnovu definicije direktnih površina razmene dobija se sledeća relacija:

$$\begin{aligned} 4K_t V_i \mathcal{H}_{g_i} &= 4K_t V_{g_i} \left[ \frac{1}{\omega} \mathcal{W}_{g_i} - \frac{1-\omega}{\omega} E_{b,g_i} \right] = \\ &= \sum_{n=1}^N \overleftarrow{s}_n g_i W_{s_n} + \sum_{m=1}^M \overrightarrow{g}_m g_i \mathcal{W}_{g_m} \\ &i = 1, \dots, M \end{aligned} \quad (3.23)$$

koja predstavlja bilans energije zračenja zapreminskih zona.

**Bilans energije zračenja površinskih zona.** Fluks ukupnog emitovanog zračenja površinske zone  $s_i$  -  $W_{s_i}$  jednak je zbiru flukseva emitovanog zračenja  $\epsilon_i E_{b,s_i}$  koji zavisi od temperature zone  $s_i$  i fluksa reflektovanog zračenja  $R_{s_i}$  koji zavisi od upadnog zračenja. Na osnovu obrasca za računanje direktne površine razmene dve površinske zone, uslova da su površinske zone difuziono reflektujuće površine, kao i uslova ravnomernosti flukseva upadnih zračenja, sledi da je fluks upadnog zračenja površinske zone  $s_i$  usled zračenja površinske zone  $s_j$  jednak proizvodu direktne površine razmene  $\overleftrightarrow{s_i s_j}$  i fluksa ukupnog emitovanog zračenja zone  $s_j$  -  $W_{s_j}$ . Na sličan način, na osnovu obrasca za računanje direktne površine razmene površinske i zapreminske zone sledi da je fluks upadnog zračenja površinske zone  $s_i$  usled zračenja zapreminske zone  $g_j$  jednak proizvodu direktne površine razmene zona  $\overleftrightarrow{s_i g_j}$  i fluksa ukupnog emitovanog zračenja zapreminske zone  $g_j$ . Za površinsku zonu  $s_i$ , reflektivnosti  $\rho_i$  i emisivnosti  $\epsilon_i$ , bilans energije zračenja glasi:

$$A_i W_{s_i} = A_i (\epsilon_i E_{b,s_i} + R_{s_i}) = A_i \epsilon_i E_{b,s_i} + \rho_i \left( \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{s_n s_i} W_{s_n} + \sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{g_m s_i} \mathcal{W}_{g_m} \right) \quad (3.24)$$

$i = 1, \dots, N$

Sređivanjem jednačina (3.23) i (3.24), dobija se:

$$\sum_{n=1}^N \left( \overleftrightarrow{s_n s_i} - \delta_{ij} \frac{A_i}{\rho_i} \right) W_{s_n} + \sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{g_m s_i} \mathcal{W}_{g_m} = - \frac{A_i \epsilon_i}{\rho_i} E_{b,s_i} \quad (3.25)$$

$i = 1, \dots, N$

i

$$\sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{s_n g_i} W_{s_n} + \sum_{m=1}^M \left( \overleftrightarrow{g_m g_i} - \delta_{ij} \frac{4K_t V_i}{\omega} \right) \mathcal{W}_{g_m} = - \frac{4K_t (1 - \omega)}{\omega} E_{b,g_i} \quad (3.26)$$

$i = 1, \dots, M$

Sistemi jednačina (3.25) i (3.26) mogu da se napišu kao jedna matricna jednačina:

$$\begin{bmatrix}
 \overleftarrow{s_1 s_1} - A_1 / \rho_1 & \cdots & \overleftarrow{s_1 s_N} & \overleftarrow{g_1 s_1} & \cdots & \overleftarrow{g_M s_1} \\
 \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\
 \overleftarrow{s_1 s_N} & \cdots & \overleftarrow{s_N s_N} - A_N / \rho_N & \overleftarrow{g_1 s_N} & \cdots & \overleftarrow{g_M s_N} \\
 \overleftarrow{s_1 g_1} & \cdots & \overleftarrow{s_N g_1} & \overleftarrow{g_1 g_1} - 4K_t V_1 / \omega & \cdots & \overleftarrow{g_M g_1} \\
 \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\
 \overleftarrow{s_1 g_M} & \cdots & \overleftarrow{s_N g_M} & \overleftarrow{g_1 g_M} & \cdots & \overleftarrow{g_M g_M} - 4K_t V_M / \omega
 \end{bmatrix}_{Z \times Z}
 \begin{bmatrix}
 W_{s_1} \\
 \vdots \\
 W_{s_N} \\
 \mathcal{W}_{g_1} \\
 \vdots \\
 \mathcal{W}_{g_M}
 \end{bmatrix}_{Z \times 1} =
 \begin{bmatrix}
 \frac{A_1 \epsilon_1}{\rho_1} E_{b, s_1} \\
 \vdots \\
 \frac{A_N \epsilon_N}{\rho_N} E_{b, s_N} \\
 \frac{4K_t (1 - \omega)}{\omega} V_1 E_{b, g_1} \\
 \vdots \\
 \frac{4K_t (1 - \omega)}{\omega} V_M E_{b, g_M}
 \end{bmatrix}_{Z \times 1}
 \quad (3.27)$$

gde je  $Z$  ukupni broj zona ložišta,  $Z = N + M$ .

Matrica koeficijenata jednačine (3.27) je simetrična oko glavne dijagonale.

Rešavanjem svih elemenata vektora ukupnih emitovanih flukseva iz jednačine (3.27) za zadato temperatursko polje ložišta, mogu se odrediti neto razmenjene energije usled zračenja svih zona. Neto razmenjena energija površinske zone  $s_i$  usled zračenja jednaka je razlici apsorbovane i emitovane energije. Kada se za poznate temperature svih zona iz jednačine (3.27) odrede fluksevi ukupnog emitovanog zračenja površinskih zona, onda se neto razmenjena energija površinske zone  $s_i$  usled zračenja određuje iz relacije:

$$Q_{\text{net}, s_i} = A_i (H_{s_i} - W_{s_i}) = \frac{A_i \epsilon_i}{\rho_i} (W_{s_i} - E_{b, s_i}) \quad (3.28)$$



gde je  $H_{s_i}$  fluks upadnog zračenja površinske zone  $s_i$ . Ako je površinska zona  $s_i$  crno telo, onda se neto razmenjena energija te zone određuje sledećom relacijom:

$$Q_{\text{net},s_i} = \sum_{m=1}^M g_m s_i \overleftarrow{\mathcal{W}}_{g_m} + \sum_{n=1}^N s_n s_i \overrightarrow{\mathcal{W}}_{s_n} - A_i E_{b,s_i} \quad (3.29)$$

Neto razmenjena energija zapreminske zone  $g_i$  usled zračenja takođe predstavlja razliku apsorbovane i emitovane energije i određuje se iz sledeće relacije:

$$Q_{\text{net},g_i} = 4K_t \frac{1-\omega}{\omega} V_i (\mathcal{W}_{g_i} - E_{b,g_i}) \quad (3.30)$$

Ako se neto razmenjena energija usled zračenja površinskih i zapreminskih zona određuje iz relacija (3.28) i (3.30), onda se za svaku raspodelu temperatura mora rešiti jednačina (3.27) da bi se odredile vrednosti elemenata vektora flukseva ukupnog emitovanog zračenja  $W$ . Razmena energije zračenjem između zona može se rešiti i drugačije, određivanjem totalnih površina razmene koje ne zavise od temperatura zona jer radijaciona svojstva površina i medijuma ne zavise od temperature. Prednost korišćenja totalnih površina razmene je u tome što se one odrede jednom i koriste se za određivanje neto razmenjene energije usled zračenja za svako temperaturno polje.

### 3.2.3. Totalne površine razmene za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje

Totalne površine razmene metodom originalnih emitera zračenja dobijaju se rešavanjem jednačine (3.27) za situacije kada jedna zona emituje zračenje i njena temperatura je takva da brojna vrednost fluksa emitovanog zračenja crnog tela ima jediničnu vrednost:  $E_b = 1,0 \text{ W/m}^2$ . Ta zona naziva se originalni emiter zračenja. Temperature svih ostalih zona su  $0,0 \text{ K}$ , tako da su i fluksevi emitovanih zračenja crnog tela za njihove temperature  $E_b = 0,0 \text{ W/m}^2$ . Za takvu situaciju, kada samo jedna zona

emituje zračenje računaju se fluksevi ukupnog emitovanog zračenja svih zona  $W$ . Fluksevi ukupnog emitovanog zračenja  $W$  određeni na ovaj način imaju dimenziju fluksa ( $W/m^2$ ), mada se u ovom slučaju mogu shvatiti kao veličine koje imaju dimenziju  $(W/m^2)_{\text{reflekovano}} / (W/m^2)_{\text{emitovano}}$ , odnosno kao bezdimenzione veličine.

**Originalni emiter zračenja zapreminska zona.** Kada je originalni emiter zapreminska zona  $g_i$ , njena temperatura je takva da  $E_{b,g_i} = \sigma T_{g_i}^4 = 1,0 W/m^2$ . Temperature svih ostalih zapreminskih i površinskih zona jednake su 0,0 K. Rešavanjem jednačine (3.27) dobijaju se fluksevi ukupnog emitovanog zračenja svih zona  $[W_{g_1}, \dots, W_{g_N}, \mathcal{W}_{g_1}, \dots, \mathcal{W}_{g_M}]^T$ , gde predindeks  $g_i$  označava da je ta zona originalni emiter zračenja. Sistem jednačina (3.27) se rešava svaki put posebno kada je pojedina zona originalni emiter.

Apsorbovana energija površinske zone  $s_j$  usled zračenja zapreminske zone  $g_i$  koja je originalni emiter zračenja, određuje se primenom jednačine (3.28):

$$Q_a = \frac{A_j \epsilon_j}{\rho_j} (W_{g_i, s_j} - E_{b, s_j}) = \frac{A_j \epsilon_j}{\rho_j} (W_{g_i, s_j} - 0,0) = \overline{G_i S_j}, \quad j = 1, \dots, N \quad (3.31)$$

Kako totalna površina razmene za zapreminsku zonu  $g_i$  i površinsku zonu  $s_j$  predstavlja odnos energije koju apsorbuje površinska zona  $s_j$  kada je zapreminska zona  $g_i$  originalni emiter zračenja i fluksa emitovanog zračenja crnog tela na temperaturi zone  $g_i$ , brojna vrednost apsorbovane energije jednaka je totalnoj površini razmene  $\overline{G_i S_j}$ . Ova procedura se primenjuje za svaku površinsku zonu kada je zapreminska zona  $g_i$  originalni emiter zračenja, a kompletan postupak se potom ponavlja za slučaj kada su druge zapreminske zone originalni emiteri zračenja.

Nakon kompletnog postupka formira se sledeća matrica totalnih površina razmene:

$$\left[ \overleftrightarrow{\mathbf{GS}} \right]_{M \times N} = \begin{bmatrix} \overleftrightarrow{G_1 S_1} & \overleftrightarrow{G_1 S_2} & \cdots & \overleftrightarrow{G_1 S_N} \\ \overleftrightarrow{G_2 S_1} & \overleftrightarrow{G_2 S_2} & \cdots & \overleftrightarrow{G_2 S_N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \overleftrightarrow{G_M S_1} & \overleftrightarrow{G_M S_2} & \cdots & \overleftrightarrow{G_M S_N} \end{bmatrix}_{M \times N} \quad (3.32)$$

Kako radijaciona svojstva ne zavise od temperature, apsorbovana energija površinske zone  $s_j$  usled zračenja zapreminske zone  $g_i$  (kada je zona  $g_i$  proizvoljne temperature), dobija se množenjem totalne površine razmene  $\overleftrightarrow{G_i S_j}$  fluksom emitovanog zračenja crnog tela koji je određen za temperaturu zapreminske zone  $g_i$ ,  $E_{b,g_i} = \sigma T_{g_i}^4$ . Slično, apsorbovana energija zapreminske zone  $g_i$  usled zračenja površinske zone  $s_j$  dobija se množenjem totalne površine razmene  $\overleftrightarrow{S_j G_i}$  fluksom emitovanog zračenja crnog tela koji je određen za temperaturu površinske zone  $s_j$ ,  $E_{b,s_j} = \sigma T_{s_j}^4$ . Razmenjena energija zračenja ove dve zone glasi:  $Q_a = \overleftrightarrow{G_i S_j} E_{b,g_i} - \overleftrightarrow{S_j G_i} E_{b,s_j}$ . Razmenjena energija u izotermnim uslovima je jednaka nuli, odakle sledi da su totalne površine jednake ( $\overleftrightarrow{G_i S_j} = \overleftrightarrow{S_j G_i}$ ), što je poznato kao simetričnost totalnih površina razmene [96]. Na osnovu simetričnosti totalnih površina razmene sledi da se razmenjena toplota površinske zone  $s_j$  i zapreminske zone  $g_i$  dobija se množenjem njihove totalne površine razmene razlikom flukseva emitovanih zračenja zona koji su određeni za crno telo:  $Q_a = \overleftrightarrow{G_i S_j} (E_{b,g_i} - E_{b,s_j})$ .

Apsorbovana energija zapreminske zone  $g_j$  kada je zapreminska zona  $g_i$  originalni emiter zračenja određuje se primenom jednačine (3.30):

$$Q_a = 4K_t \frac{1-\omega}{\omega} V_i \left( \mathcal{W}_{g_j} - E_{b,g_j} \right) = \overleftrightarrow{G_i G_j}, \quad j = 1, \dots, M, \quad j \neq i \quad (3.33)$$

gde je  ${}_{g_i} \mathcal{W}_{g_j}$  fluks ukupnog emitovanog zračenja zapreminske zone  $g_j$  kada je zapreminska zona  $g_i$  originalni emiter zračenja i koji je određen rešavanjem jednačine (3.27). U relaciji (3.33) upotrebljen je uslov  $E_{b,g_j} = \sigma T_{g_j}^4 = 0,0 \text{ W/m}^2$ . Kako je apsorbovana energija određena za jediničnu vrednost fluksa emitovanog zračenja za temperaturu zapreminske zone  $g_i$ , brojna vrednost apsorbovane energije jednaka je totalnoj površini razmene  $\overrightarrow{G_i G_j}$ . Kada se određuje apsorbovana energija zone  $g_i$  koja je originalni emiter zračenja, tada je potrebno izvršiti korekciju relacije (3.33), zato što ukupno emitovano zračenje zone  $g_i$  sadrži i energiju emitovanog zračenja. Opšti obrazac za totalne površine razmene dve zapreminske zone glasi:

$$\overrightarrow{G_i G_j} = 4K_t \frac{1-\omega}{\omega} V_j \left[ {}_{g_i} \mathcal{W}_{g_j} - \delta_{ij} (1-\omega) \right], j = 1, \dots, M \quad (3.34)$$

gde je  $\delta_{ij}$  Kronecker delta. Procedura određivanja totalnih površina razmene  $\overrightarrow{G_i G_j}$  kada je zapreminska zona  $g_i$  originalni emiter zračenja ponavlja se za svaku zapreminsku zonu i na kraju postupka formira se matrica totalnih površina razmene:

$$\left[ \overrightarrow{\mathbf{GG}} \right]_{M \times M} = \begin{bmatrix} \overrightarrow{G_1 G_1} & \overrightarrow{G_1 G_2} & \cdots & \overrightarrow{G_1 G_M} \\ \overrightarrow{G_2 G_1} & \overrightarrow{G_2 G_2} & \cdots & \overrightarrow{G_2 G_M} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \overrightarrow{G_M G_1} & \overrightarrow{G_M G_2} & \cdots & \overrightarrow{G_M G_M} \end{bmatrix}_{M \times M} \quad (3.35)$$

Apsorbovana energija zapreminske zone  $g_j$  usled zračenja zapreminske zone  $g_i$  proizvoljne temperature jednaka je proizvodu totalne površine razmene  $\overrightarrow{G_i G_j}$  i fluksa emitovanog zračenja crnog tela koji je određen za temperaturu zapreminske zone  $g_i$  ( $E_{b,g_i} = \sigma T_{g_i}^4$ ). Usled simetričnosti totalnih površina razmene ( $\overrightarrow{G_i G_j} = \overrightarrow{G_j G_i}$ , [96]) sledi da se apsorbovana energija zapreminske zone  $g_i$  usled zračenja zapreminske zona

$g_j$  dobija množenjem totalne površine razmene  $\overrightarrow{G_j G_i}$  fluksom emitovanog zračenja crnog tela koji je određen za temperaturu zapreminske zone ( $E_{b,g_j} = \sigma T_{g_j}^4$ ). Razmenjena toplota zapreminske zone  $g_j$  i zapreminske zone  $g_i$  dobija se množenjem njihove totalne površine razmene razlikom flukseva emitovanih zračenja zona koji su određeni za crno telo:  $Q_a = \overrightarrow{G_i G_j} (E_{b,g_i} - E_{b,g_j})$ .

**Originalni emiter zračenja površinska zona.** Ako je površinska zona  $s_i$  originalni emiter zračenja njena temperatura se usvaja tako da brojna vrednost fluksa emitovanog zračenja crnog tela ima jediničnu vrednost:  $E_{b,s_i} = \sigma T_{s_i}^4 = 1,0 \text{ W/m}^2$ . Temperature svih ostalih zona jednake su 0,0 K. Apsorbovana energija površinske zone  $s_j$  u ovakvim uslovima dobija se primenom jednačine (3.28):

$$Q_a = \frac{A_j \epsilon_j}{\rho_j} ({}_{s_i} W_{s_j} - E_{b,s_j}) = \overrightarrow{S_i S_j}, \quad j = 1, \dots, N, \quad i \neq j \quad (3.36)$$

gde je  ${}_{s_i} W_{s_j}$  fluks ukupnog emitovanog zračenja površinske zone  $s_j$  određen rešavanjem jednačine (3.27). Kako je apsorbovana energija određena za jediničnu vrednost fluksa emitovanog zračenja crnog tela, brojna vrednost apsorbovane energije jednaka je totalnoj površini razmene  $\overrightarrow{S_i S_j}$  što je naznačeno relacijom (3.36). Kada se određuje totalna površina razmene  $\overleftarrow{S_i S_i}$  onda je potrebno izvršiti korekciju fluksa ukupnog emitovanog zračenja sa površinske zone  $s_i$  ( ${}_{s_i} W_{s_i}$ ), jer on sadrži i fluks emitovanog zračenja. Opšti oblik totalnih površina razmene kada je površinska zona  $s_i$  originalni emiter zračenja glasi:

$$\overleftarrow{S_i S_j} = \frac{A_j \epsilon_j}{\rho_j} [{}_{s_i} W_{s_j} - \delta_{ij} \epsilon_i] \quad j = 1, \dots, N \quad (3.37)$$

gde je  $\delta_{ij}$  Kronecker delta. Izvedeći proceduru tako da svaka površinska zona postane originalni emiter zračenja na kraju postupka formira se matrica totalnih površina razmene:

$$[\overleftrightarrow{\mathbf{SS}}]_{N \times N} = \begin{bmatrix} \overleftrightarrow{S_1 S_1} & \overleftrightarrow{S_1 S_2} & \cdots & \overleftrightarrow{S_1 S_N} \\ \overleftrightarrow{S_2 S_1} & \overleftrightarrow{S_2 S_2} & \cdots & \overleftrightarrow{S_2 S_N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \overleftrightarrow{S_N S_1} & \overleftrightarrow{S_N S_2} & \cdots & \overleftrightarrow{S_N S_N} \end{bmatrix}_{N \times N} \quad (3.38)$$

Apsorbovana energija površinske zone  $s_j$  usled zračenja površinske zone  $s_i$  jednaka je proizvodu totalne površine razmene  $\overleftrightarrow{S_i S_j}$  i fluksa emitovanog zračenja crnog tela koji je određen za temperaturu površinske zone  $s_i$ ,  $E_{b,s_i} = \sigma T_{s_i}^4$ . Usled simetričnosti totalnih površina razmene ( $\overleftrightarrow{S_i S_j} = \overleftrightarrow{S_j S_i}$ , [96]) sledi da se apsorbovana toplota površinske zone  $s_i$  usled zračenja površinske zone  $s_j$  proizvoljne temperature, dobija množenjem totalne površine razmene  $\overleftrightarrow{S_j S_i}$  fluksom emitovanog zračenja crnog tela koji je određen za temperaturu površinske zone  $s_j$ :  $E_{b,s_j} = \sigma T_{s_j}^4$ . Razmenjena toplota površinskih zona  $s_j$  i  $s_i$  dobija se množenjem njihove totalne površine razmene razlikom flukseva emitovanog zračenja zona koji su određeni za crno telo:  $Q_a = \overleftrightarrow{S_i S_j} (E_{b,s_i} - E_{b,s_j})$ .

Kada je površinska zona originalni emiter zračenja, mogu se odrediti i totalne površine razmene zapreminske i površinske zone. U tom slučaju, energija emitovanog zračenja svake zone je jednaka nula, izuzev površinske zone  $s_i$  čija temperatura je takva da fluks emitovanog zračenja crnog tela ima jediničnu vrednost:  $E_{b,s_i} = \sigma T_{s_i}^4 = 1,0 \text{ W/m}^2$ . Svi elementi vektora slobodnih članova jednaki su nula, osim elementa koji se odnosi na zonu  $s_i$ . Apsorbovana energija zapreminske zone  $g_j$  određuje se primenom obrasca (3.29):

$$Q_a = 4K_t \frac{1-\omega}{\omega} V_j \left( \mathcal{W}_{g_j} - E_{b,g_j} \right) = \overleftarrow{S}_i \overrightarrow{G}_j \quad (3.39)$$

gde je upotrebljen uslov da je  $E_{b,g_j} = \sigma T_{g_j}^4 = 0,0 \text{ W/m}^2$ . Kako je apsorbovana energija određena za jediničnu vrednost fluksa emitovanog zračenja crnog tela, brojna vrednost apsorbovane energije jednaka je totalnoj površini razmene  $\overleftarrow{S}_i \overrightarrow{G}_j$  što je naznačeno relacijom (3.39).

Na osnovu definicije totalnih površina razmene sledi da je neto razmenjena energija površinskih i zapreminskih zona usled zračenja jednaka razlici apsorbovane i emitovane energije [167]:

$$Q_{\text{net},s_i} = \sum_{m=1}^M \overleftarrow{G}_m \overrightarrow{S}_i E_{b,g_m} + \sum_{n=1}^N \overleftarrow{S}_n \overrightarrow{S}_i E_{b,s_n} - A_i \epsilon_i E_{b,s_i}, \quad i = 1, \dots, N \quad (3.40a)$$

$$Q_{\text{net},g_i} = \sum_{m=1}^M \overleftarrow{G}_m \overrightarrow{G}_i E_{b,g_m} + \sum_{n=1}^N \overleftarrow{S}_n \overrightarrow{G}_i E_{b,s_n} - 4K_a V_i E_{b,g_i}, \quad i = 1, \dots, M \quad (3.40b)$$

Iz uslova da je neto razmenjena energija usled zračenja jednaka nuli u izotermnom ložištu, dobija se uslov konzervativnosti totalnih površina razmene:

$$\sum_{m=1}^M \overleftarrow{G}_m \overrightarrow{S}_i + \sum_{n=1}^N \overleftarrow{S}_n \overrightarrow{S}_i = A_i \epsilon_i, \quad i = 1, \dots, N \quad (3.41a)$$

$$\sum_{m=1}^M \overleftarrow{G}_m \overrightarrow{G}_i + \sum_{n=1}^N \overleftarrow{S}_n \overrightarrow{G}_i = 4K_a V_i, \quad i = 1, \dots, M \quad (3.41b)$$

Jednačine (3.41a-b) mogu da se koriste za proveru tačnosti računanja totalnih površina razmene.

Totalne površine razmene, kada se upotrebe za računanje razmene energije između dve zone važe nezavisno od drugih mehanizama prenosa toplote i upotrebljavaju se za računanje izvornog člana usled zračenja u entalpijskoj jednačini.

### 3.2.4. Totalne površine razmene za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje

Totalne površine razmene za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje dobijaju se na osnovu bilansa reflektovanih flukseva površinskih zona. Postupak određivanja totalnih površina razmene metodom originalnih emitera zračenja detaljno je opisan u referenci [93], a ovde su samo ukratko navedene osnovne jednačine.

Bilans reflektovanih flukseva zračenja površinskih zona kada je površinska zona  $s_1$  originalni emiter zračenja glasi:

$$\begin{aligned}
 \left( \overleftarrow{s_1 s_1} (R_{s_1} + \epsilon_{s_1}) + \overleftarrow{s_1 s_2} R_{s_2} + \dots + \overleftarrow{s_1 s_N} R_{s_N} \right) \rho_1 &= A_1 \cdot R_{s_1} \\
 \left( \overleftarrow{s_1 s_2} (R_{s_1} + \epsilon_{s_1}) + \overleftarrow{s_2 s_2} R_{s_2} + \dots + \overleftarrow{s_2 s_N} R_{s_N} \right) \rho_2 &= A_2 \cdot R_{s_2} \\
 \vdots & \\
 \left( \overleftarrow{s_1 s_N} (R_{s_1} + \epsilon_{s_1}) + \overleftarrow{s_2 s_N} R_{s_2} + \dots + \overleftarrow{s_N s_N} R_{s_N} \right) \rho_N &= A_N \cdot R_{s_N}
 \end{aligned} \tag{3.42}$$

Ovaj sistem jednačina može se napisati i u matričnoj formi:

$$\begin{bmatrix}
 \overleftarrow{s_1 s_1} - \frac{A_1}{\rho_1} & \overleftarrow{s_1 s_2} & \dots & \overleftarrow{s_1 s_N} \\
 \overleftarrow{s_1 s_2} & \overleftarrow{s_2 s_2} - \frac{A_2}{\rho_2} & \dots & \overleftarrow{s_2 s_N} \\
 \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\
 \overleftarrow{s_1 s_N} & \overleftarrow{s_2 s_N} & \dots & \overleftarrow{s_N s_N} - \frac{A_N}{\rho_N}
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 R_{s_1} \\
 R_{s_2} \\
 \vdots \\
 R_{s_N}
 \end{bmatrix}
 = -\epsilon_1
 \begin{bmatrix}
 \overleftarrow{s_1 s_1} \\
 \overleftarrow{s_1 s_2} \\
 \vdots \\
 \overleftarrow{s_1 s_N}
 \end{bmatrix} \tag{3.43}$$



Totalna površina razmene  $\overleftarrow{S}_1 S_j$  dobija se kada se reflektovani fluks  ${}_{s_1} R_{s_j}$  pomnoži površinom zone  $s_j$ , kao i odnosom njenih apsorptivnosti i reflektivnosti:

$$\overleftarrow{S}_1 S_j = \frac{A_j \epsilon_j}{\rho_j} {}_{s_1} R_{s_j} \quad (3.44)$$

Totalna površina razmene  $\overleftarrow{S}_i S_j$  dobija se na sličan način kao i u prethodnom slučaju:

$$\overleftarrow{S}_i S_j = \overleftarrow{S}_j S_i = \frac{A_j \epsilon_j}{\rho_j} {}_{s_i} R_{s_j} \quad (3.45)$$

Ako je zona  $g_i$  originalni emiter zračenja, onda se dobija sledeći bilans reflektovanih flukseva površinskih zona:

$$\begin{aligned} \left( \overleftarrow{s}_1 s_1 \cdot {}_{g_i} R_{s_1} + \overleftarrow{s}_1 s_2 \cdot {}_{g_i} R_{s_2} + \cdots + \overleftarrow{s}_1 s_N \cdot {}_{g_i} R_{s_N} + \overleftarrow{g}_i s_1 \right) \rho_1 &= A_1 \cdot {}_{g_i} R_{s_1} \\ \left( \overleftarrow{s}_1 s_2 \cdot {}_{g_i} R_{s_1} + \overleftarrow{s}_2 s_2 \cdot {}_{g_i} R_{s_2} + \cdots + \overleftarrow{s}_2 s_N \cdot {}_{g_i} R_{s_N} + \overleftarrow{g}_i s_2 \right) \rho_2 &= A_2 \cdot {}_{g_i} R_{s_2} \\ \vdots & \\ \left( \overleftarrow{s}_1 s_N \cdot {}_{g_i} R_{s_1} + \overleftarrow{s}_2 s_N \cdot {}_{g_i} R_{s_2} + \cdots + \overleftarrow{s}_N s_N \cdot {}_{g_i} R_{s_N} + \overleftarrow{g}_i s_N \right) \rho_N &= A_N \cdot {}_{g_i} R_{s_N} \end{aligned} \quad (3.46)$$

Ovaj sistem jednačina može se napisati u matricnoj formi na sledeći način:

$$\begin{bmatrix} \overleftarrow{s}_1 s_1 - \frac{A_1}{\rho_1} & \overleftarrow{s}_1 s_2 & \cdots & \overleftarrow{s}_1 s_N \\ \overleftarrow{s}_1 s_2 & \overleftarrow{s}_2 s_2 - \frac{A_2}{\rho_2} & \cdots & \overleftarrow{s}_2 s_N \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \overleftarrow{s}_1 s_N & \overleftarrow{s}_2 s_N & \cdots & \overleftarrow{s}_N s_N - \frac{A_N}{\rho_N} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} {}_{g_i} R_{s_1} \\ {}_{g_i} R_{s_2} \\ \vdots \\ {}_{g_i} R_{s_N} \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \overleftarrow{g}_i s_1 \\ \overleftarrow{g}_i s_2 \\ \vdots \\ \overleftarrow{g}_i s_N \end{bmatrix} \quad (3.47)$$

Totalna površina razmene  $\overrightarrow{G_i S_j}$  dobija se kada se reflektovani fluks  $_{g_i} R_{s_j}$  pomnoži površinom zone  $s_j$ , kao i odnosom njenih apsorptivnosti i reflektivnosti:

$$\overrightarrow{G_i S_j} = \overrightarrow{S_j G_i} = \frac{A_j \epsilon_j}{\rho_j} R_{s_j} \quad (3.48)$$

Totalna površina razmene  $\overrightarrow{G_i G_j}$  zapreminskih zona  $g_i$  i  $g_j$  je zbir njihove direktne razmene energije i razmene energije usled refleksije zračenja na zidovima ložišta:

$$\overrightarrow{G_i G_j} = \overrightarrow{g_i g_j} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{_{g_i} R_{s_n}} \cdot \overrightarrow{s_n g_i} \quad (3.49)$$

Na osnovu definicije totalnih površina razmene, neto razmenjena energija površinskih i zapreminskih zona usled zračenja je razlika apsorbovane i emitovane energije [167]:

$$Q_{\text{net},s_i} = \sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_m S_i} E_{b,g_m} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S_n S_i} E_{b,s_n} - A_i \epsilon_i E_{b,s_i}, \quad i = 1, \dots, N \quad (3.50a)$$

$$Q_{\text{net},g_i} = \sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_m G_i} E_{b,g_m} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S_n G_i} E_{b,s_n} - 4K_a V_i E_{b,g_i}, \quad i = 1, \dots, M \quad (3.50b)$$

Iz uslova da je neto razmenjena toplota svake zone u izotermnom ložištu jednaka nuli, dobija se uslov konzervativnosti totalnih površina razmene za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje i koji je potpuno isti kao i za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje.

### 3.2.5. Totalne površine razmene medijuma koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje za male vrednosti albeda rasipanja

Neeksplicitna metoda originalnih emitera zračenja za računanje totalnih površina razmene za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenja ne može se primeniti kada je  $\omega = 0,0$ , jer se oznaka za albedo rasipanja zračenja nalazi u imeniocu obrazaca. To dalje pokazuje da se obrasci za računanje totalnih površina razmene medijuma koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje određene neeksplicitnom metodom ne svode na obrasce za totalne površine razmene medijuma koji apsorbuje i emituje zračenje. Zato što se albedo rasipanja zračenja nalazi u imeniocu obrazaca za totalne površine razmene (3.34), (3.39) sledi da totalne površine razmene, kao i apsorbovana energije usled zračenja postaju beskonačne kada  $\omega \rightarrow 0$  (odnosno kada  $K_s \rightarrow 0$ ). Ako je to zaista tako, onda to ozbiljno dovodi u sumnju primenljivost neeksplicitne metode za računanje totalnih površina razmene. Iz tog razloga izvršena je detaljna analiza totalnih površina razmene određene neeksplicitnom metodom kada  $\omega \rightarrow 0$ .

Izvršena je analiza totalnih površina razmene prizmatičnog ložišta koje sadrži ukupno 16 horizontalnih ravni, a svaka horizontalna ravan sadrži  $6 \times 6$  zapreminskih zona. Formirano ložište sadrži ukupno 456 površinskih zona i 576 zapreminskih zona. Emisivnost svih površinskih zona iznosila je  $\varepsilon = 0,8$ , a koeficijent apsorpcije  $K_a = 0,25 \text{ l/m}$ . Izvršena je provera principa konzervativnosti za izabrane zapreminske zone i za sledeće vrednosti albeda rasipanja zračenja: 0,4, 0,001 i 0,0. Totalne površine razmene određene su neeksplicitnom metodom i Noble–ovom eksplicitnom metodom. Totalne površine razmene za vrednost albeda rasipanja zračenja  $\omega = 0,0$  neeksplicitnom metodom određene su postupkom za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje. Prikazane su i vrednosti izabranih totalnih površina razmene  $\overline{G_i S_j}$  i  $\overline{G_i G_j}$ , koje su određene relacijama (3.34) i (3.39). Brojne vrednosti izabranih totalnih površina razmene prikazane su tabelarno u Prilogu 1, a ovde će biti samo komentar rezultata.

Pokazano je da se smanjivanjem vrednosti albeda rasipanja od 0,4 ka 0,001 (što predstavlja situaciju kada  $\omega \rightarrow 0$ ) totalne površine razmene teže vrednostima koje se dobijaju za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje. Kada je albedo rasipanja

$\omega = 0,0$ , neeksplicitna metoda (primenjena na medijum koji apsorbuje i emituje zračenje) i Noble-ova eksplicitna metoda daju iste vrednosti totalnih površina razmene. Kada albedo rasipanja ima konačne vrednosti, pokazano je da se isti rezultati dobijaju neeksplicitnom metodom i Noble-ovom eksplicitnom metodom.

Ova analiza pokazuje da se neeksplicitna metoda može primeniti za određivanje totalnih površina razmene za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje i to za sve vrednosti albeda rasipanja osim kada je  $\omega = 0$ , kada se može primeniti Noble-ova eksplicitna metoda. Dosadašnja analiza izvršena je za slučaj kada sve zapreminske zone imaju isti albedo rasipanja. Ako je albedo rasipanja jedne zapreminske zone (ili nekoliko zapreminskih zona)  $\omega = 0,0$  a za sve ostale zone ima konačnu vrednost, onda se može primeniti metod rešavanja koji su ponudili Hottel i Sarofim [96]. Tada se čitav red koji odgovara zoni za koju je albedo rasipanja  $\omega = 0,0$  u jednačini (3.27) pomnoži albedom rasipanja i dobija se da je za tu zonu  $W = E_b$ , što je poznato i na osnovu relacije (3.19). Na isti način može se postupiti i ako je za jednu (ili nekoliko) površinskih zona refleksivnost  $\rho = 0$ .

Kao zaključak analize razlike obrazaca za totalne površine razmene za dve vrste analiziranih medijuma dobijene neeksplicitnom metodom i njihovog međusobnog nesvođenja na isti oblik, može se reći da su različiti oblici totalnih površina razmene posledica različitih procesa koji se dešavaju u zapreminskim zonama. Za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje u zapreminskim zonama se apsorbuje zračenje, dok se za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje u zapreminskim zonama se zračenje i apsorbuje i rasipa. Kada uticaj rasipanja zračenja postaje sve manji, odnosno kada albedo rasipanja  $\omega \rightarrow 0$ , brojne vrednosti totalnih površina razmene određene za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje postaju jednake vrednostima totalnih površina razmene određene za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje.

### **3.2.6. Alternativni načini određivanja totalnih površina razmene**

Prikazani metod određivanja totalnih površina razmene, koji su razvili Hottel i Cohen [93], Hottel i Sarofim [94], je neeksplicitan jer se za računanje totalnih površina razmene moraju najpre izračunati ukupni emitovani fluksevi svake zone  $W$  kada je

jedna zona originalni emiter pa se potom ponavlja procedura tako da svaka zona postane originalni emiter zračenja. Pored toga, ovaj metod se ne može primeniti za slučaj kada je albedo rasipanja  $\omega = 0,0$ , kao i kada je makar jedna površinska zona ložišta crno telo, jer je reflektivnost te površinske zone  $\rho = 0,0$ . Modest [167] je razvio eksplicitni metod za određivanje totalnih površina razmene u kojem se ne koriste ukupni emitovani fluksevi  $W$ . Nedostatak ovog modela jeste u tome što se ne može primeniti u slučajevima kada je emisivnost površinskih zona  $\varepsilon = 0,0$ , kada je albedo rasipanja  $\omega = 1,0$ , kao i kada je koeficijent rasipanja zračenja  $K_s = 0,0$ . Noble [177] je takođe razvio eksplicitni postupak za određivanje totalnih površina razmene koji se primenjuje za sve vrednosti emisivnosti  $0,0 \leq \varepsilon \leq 1,0$  i albeda rasipanja  $0,0 \leq \omega \leq 1,0$ . Jednačine Noble-ovog eksplicitnog postupka date su u Prilogu 2, jer se ovaj model koristi za poređenje sa neeksplicitnom metodom. Za razliku od navedenih modela računanja totalnih površina razmene koji se koriste za sivi medijum koji izotropno rasipa zračenje i koji je unutar sivih difuzionih zidova ložišta koji još i difuziono reflektuju zračenje, Goyheneche i Sacadura [79] razvili su eksplicitni postupak za određivanje totalnih površina razmene za medijum koji anizotropno rasipa zračenje i koji je unutar ložišta čiji zidovi ogledalasto rasipaju zračenje. Za ovaj postupak koristi se postupak određivanja flukseva ukupnog emitovanog zračenja koji su definisali Yuen i Takara [278]. Osim što se ovaj postupak zasniva se na rešavanju matrica dimenzija  $(N + M)^2$  ( $(N + M)$  je ukupni broj površinskih i zapreminskih zona ložišta), za ovaj postupak potrebno je detaljno određivanje fazne funkcije rasipanja što je za plamen ugljenog praha vrlo težak zadatak, zbog neizvesnosti u pogledu koncentracije čestica po ložištu, raspodele po prečniku čestica i optičkih svojstava čestica.

Razlika u postupku računanja totalnih površina razmene između eksplicitnih postupaka sa jedne strane, i Hottel-ovog postupka sa druge strane, je u tome što se u Hottel-ovom metodu (putem originalnih emitera) rešava jedna matrična jednačina za situaciju kada je svaka zona originalni emiter zračenja, dok se u eksplicitnim postupcima rešava nekoliko matričnih jednačina. Eksplicitni postupci zahtevaju veći broj matrica, što za slučaj velikog broja zona postaje problem zbog angažovanja velike računarske memorije.

Naraghi i Chung [171] razvili su metod određivanja totalnih površina razmene zasnovan na stohastičkoj teoriji Markovog lanca [184]. Metod se primenjuje za medijum koji emituje, apsorbuje i izotropno rasipa zračenje. Krajnje relacije su iste do kojih je došao Noble, ali je postupak računanja jednostavniji.

### 3.3. Analiza metoda računanja neto razmenjene energije

Prilikom upotrebe totalnih površina razmene za određivanje neto razmenjene energije zračenjem može se postupiti na dva načina.

**Prvi način.** Neto razmenjena energija zapreminske zone  $g_i$  usled zračenja je razlika apsorbovane i izgubljene energije usled zračenja:

$$Q_{\text{net},g_i} = \sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{G}_i G_m E_{b,g_m} + \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{G}_i S_n E_{b,s_n} - 4K_a V_i E_{b,g_i} \quad (3.51)$$

Jednačina (3.51) je tačna samo kada je napisana u opštim brojevima. Kada se izračunaju sve totalne površine razmene i saberu, dobija se vrednost koja se od broja  $4K_a V_i$  razlikuje za grešku računanja  $\delta_{g_i}$ . Sada jednačina (3.51) glasi:

$$Q_{\text{net},g_i} = \sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{G}_i G_m E_{b,g_m} + \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{G}_i S_n E_{b,s_n} - E_{b,g_i} (4K_a V_i \pm \delta_{g_i}) \quad (3.52)$$

Iz prethodne jednačine dobija se da je neto razmenjena energija usled zračenja u izotermnom sistemu različita od nule:

$$Q_{\text{net},g_i} = E_{b,g_i} (\pm \delta_{g_i}) \quad (3.53)$$

Slična analiza može da se izvede i za površinske zone. Neto razmenjena energija površinske zone  $s_i$  usled zračenja može se izračunati na sledeći način:

$$Q_{\text{net},s_i} = \sum_{m=1}^M \overleftarrow{G}_m \overleftarrow{S}_i E_{b,g_m} + \sum_{n=1}^N \overleftarrow{S}_i \overleftarrow{S}_n E_{b,s_n} - A_i \epsilon_i E_{b,s_i} \quad (3.54)$$

Kada se saberu totalne površine razmene jedne površinske zone dobija se broj koji je donekle različit od vrednosti  $A_i \epsilon_i$  zbog svih grešaka računanja totalnih površina razmene. Sada se za neto razmenjenu energiju površinske zone  $s_i$  usled zračenja dobija sledeća relacija:

$$Q_{\text{net},s_i} = \sum_{m=1}^M \overleftarrow{G}_m \overleftarrow{S}_i E_{b,g_m} + \sum_{n=1}^N \overleftarrow{S}_i \overleftarrow{S}_n E_{b,s_n} - E_{b,s_i} (A_i \epsilon_i \pm \delta_{s_i}) \quad (3.55)$$

koja pokazuje da je neto razmenjena energija površinske zone  $s_i$  usled zračenja različita od nule u izotermnom slučaju:

$$Q_{\text{net},s_i} = E_{b,s_i} (\pm \delta_{s_i}) \quad (3.56)$$

Problem određivanja neto razmenjene energije putem relacija (3.51) i (3.54) usled greške računanja totalnih površina razmene može se prevazići ako se tehnika korekcije, koja je formirana u cilju korekcije vrednosti direktnih površina razmene, primeni i za totalne površine razmene. Za poboljšanje izračunatih vrednosti totalnih površina razmene, primenjena je opšta Lawson-ova metoda korekcije. Postupak je kao i za korekciju direktnih površina razmene iterativan, a korekcije vrednosti totalnih površina razmene vrše se prema sledećim obrascima:

$$\overleftarrow{S}_i \overleftarrow{S}_{j_{\text{novi}}} = \overleftarrow{S}_i \overleftarrow{S}_{j_{\text{preth}}} \frac{A_i \epsilon_i}{\sum_{m=1}^M \overleftarrow{S}_i \overleftarrow{G}_{m_{\text{preth}}} + \sum_{n=1}^N \overleftarrow{S}_i \overleftarrow{S}_{n_{\text{preth}}}} \quad (3.57a)$$

$$\overrightarrow{S_i G}_{j \text{ novo}} = \overrightarrow{S_i G}_{j \text{ preth}} \frac{A_i \epsilon_i}{\sum_{m=1}^M \overrightarrow{S_i G}_{m \text{ preth}} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S_i S}_{n \text{ preth}}} \quad (3.57b)$$

$$\overrightarrow{G_i G}_{j \text{ novo}} = \overrightarrow{G_i G}_{j \text{ preth}} \frac{4K_a V_i}{\sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_i G}_{m \text{ preth}} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{G_i S}_{n \text{ preth}}} \quad (3.57c)$$

uz zadovoljenje uslova simetričnosti, odnosno da je  $\overrightarrow{S_i S}_j = \overrightarrow{S_j S}_i$ ,  $\overrightarrow{G_i G}_j = \overrightarrow{G_j G}_i$  i  $\overrightarrow{G_i S}_j = \overrightarrow{S_j G}_i$ . Primenom tehnike korekcije totalnih površina razmene može se greška računanja totalnih površina razmene učiniti dovoljno malom, tako da se relacije (3.51) i (3.54) mogu primeniti za računanje neto razmenjene energije zapreminskih i površinskih zona usled zračenja.

**Drugi način.** Razmenjena energija zračenjem dve zone jednaka je proizvodu totalne površine razmene te dve zone i razlike flukseva emitovanog zračenja crnog telakoje su na temperaturama posmatranih zona. Neto razmenjena energija zapreminske zone  $g_i$  usled zračenja je zbir razmenjenih toplota zračenja te zone sa svim zonama [94]:

$$Q_{\text{net}, g_i} = \sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_i G}_m (E_{b, g_m} - E_{b, g_i}) + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{G_i S}_n (E_{b, s_n} - E_{b, g_i}) \quad (3.58)$$

Ovaj način određivanja neto razmenjene energije zračenjem svodi se na prethodni, jer se grupisanjem članova ove jednačine uz emitovane flukseve dobija:

$$Q_{\text{net}, g_i} = \sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_i G}_m E_{b, g_m} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{G_i S}_n E_{b, s_n} - E_{b, g_i} \left( \sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_i G}_m + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{G_i S}_n \right) \quad (3.59)$$



odakle se primenom principa konzervativnosti dobija relacija (3.51). Slična analiza može se izvršiti i za površinske zone. Relacija (3.58) može se primeniti za računanje neto razmenjene energije zračenja i bez korekcije vrednosti totalnih površina razmene, jer se dobija da je neto razmenjena energija usled zračenja u izotermnom slučaju jednaka nula. Ako se koristi relacija (3.59), onda je potrebno izvršiti korekciju vrednosti totalnih površina razmene.

Analiza ložišta putem Hottel-ovog zonalnog modela, omogućila je posebnu vrstu numeričkih simulacija u kojima se strujno polje pretpostavlja (na osnovu iskustva ili merenja) a temperature zapreminskih zona se računaju iz entalpijske jednačine. Entalpijska jednačina se formira za svaku zapreminsku zonu, a temperatura zapreminskih zona se može izračunati na dva načina.

Prvi način računanja temperature zapreminskih zona je putem linearizacije entalpijske jednačine po članu  $E_b$ , koji predstavlja fluks crnog tela na temperaturi zapreminske zone. Detaljan postupak linearizacije opisan je u referencama [93] i [225] a ovde će biti samo ukratko opisan.

Kontrolna zapremina (ili zona), osim što sa svim ostalim zonama razmenjuje toplotu zračenjem, razmenjuje toplotu kondukcijom i konvekcijom sa susednim zonama. Razmena toplote kondukcijom i konvekcijom zavisi od temperature na prvi stepen. Ova zavisnost može se pretvoriti u zavisnost na četvrti stepen, množenjem jedinicom koja je napisana u obliku  $\sigma T^3 / \sigma T^3$ , čime se u brojiocu formalno dobija emitovani fluks crnog tela  $E_b$  na temperaturi zapreminske zone. Kako obrasci za razmenu toplote zračenjem već sadrže emitovane flukseve crnog tela na temperaturi zone, sistem entalpijskih jednačina može se napisati u sledećem obliku:

$$[\mathbf{A}]_{M \times M} [\mathbf{E}_b]_{M \times 1} = [\mathbf{S}]_{M \times 1} \quad (3.60)$$

gde je  $[\mathbf{S}]_{M \times 1}$  vektor slobodnih članova. Rešavanjem vektora  $[\mathbf{E}_b]_{M \times 1}$  određuju se temperature zapreminskih zona. Formirani sistem jednačina može se rešiti nekom od direktnih ili iterativnih metoda linearne algebre, kao što Gauss-Seidel-ov metod, [94].

Drugi način rešavanja temperature zapreminskih zona jeste ako se ne vrši linearizacija entalpijskih jednačina, već se temperatura računa iz datog oblika entalpijske jednačine. Tada se sistem nelinearnih algebarskih jednačina može rešiti Newton-Raphson-ovim metod iterativnog rešavanja, [197], [225], koji se još zove i metod Newton-Kantoroviča, [164].

### 3.4. Korekcija Hottel-ovog zonalnog modela za rad sa realnim gasom

U dosadašnjoj analizi Hottel-ovog modela usvojeno je da su koeficijenti apsorpcije, rasipanja, pa i totalni koeficijent zračenja nezavisni od talasne dužine i temperature. Ovakva analiza odgovara razmeni toplote kada se radijaciona svojstva gasovite faze medijuma odrede modelom jednog sivog gasa. Približenje radijacionih svojstava ložišnog medijuma radijacionim svojstvima realnog gasa može se postići određivanjem radijacionih svojstava modelom težinske sume sivih gasova. Ovaj način određivanja radijacionih svojstava biće opisan u narednom Poglavlju, a ovde će biti samo ukratko opisan da bi se opisala njegova ugradnja u Hottel-ov zonalni model.

Modelom težinske sume sivih gasova ložišni medijum se zamenjuje grupom sivih gasova, od kojih je jedan transparentan, a ostali gasovi imaju konstantnu vrednost koeficijenta apsorpcije. Zavisnost emisivnosti (i apsorptivnost) aproksimira se zbirom emisivnosti sivih gasova, koje su pomnožene temperaturski zavisnim težinskim faktorima  $a(T)$  preko kojih se uzima u obzir zavisnost emisivnosti od temperature. Za određivanje razmene energije zračenjem koriste se usmerene površine razmene, koje se računaju kao zbir proizvoda težinskih faktora i totalnih površina razmene i označavaju se strelicom (na pr.  $\overrightarrow{SS}$ ,  $\overrightarrow{SG}$  ili  $\overrightarrow{GG}$ ) čije je usmerenje u oznaci od zone koja emituje zračenje ka zoni koja apsorbuje zračenje:

$$\overrightarrow{S_i S_j} = \sum_{k=0}^K a_k(T_i) (\overrightarrow{S_i S_j})_k \quad (3.61a)$$

$$\overrightarrow{G_i S_j} = \sum_{k=1}^K a_k(T_i) (\overrightarrow{G_i S_j})_k \quad (3.61b)$$

$$\overrightarrow{G_i G_j} = \sum_{k=1}^K a_k(T_i) (\overrightarrow{G_i G_j})_k \quad (3.61c)$$

gde je  $K$  ukupan broj sivih gasova. Razmenjena toplota zračenja između dve zone određuje se sledećim relacijama:

$$\begin{aligned} Q_a &= \overrightarrow{S_i S_j}(T_i)E_{b,s_i} - \overrightarrow{S_i S_j}(T_j)E_{b,s_j} = \\ & \sum_{k=0}^K (\overrightarrow{S_i S_j})_k [a_k(T_i)E_{b,s_i} - a_k(T_j)E_{b,s_j}] \end{aligned} \quad (3.62a)$$

$$\begin{aligned} Q_a &= \overrightarrow{G_i S_j}(T_i)E_{b,g_i} - \overrightarrow{G_i S_j}(T_j)E_{b,s_j} = \\ & \sum_{k=1}^K (\overrightarrow{G_i S_j})_k [a_k(T_i)E_{b,g_i} - a_k(T_j)E_{b,s_j}] \end{aligned} \quad (3.62b)$$

$$\begin{aligned} Q_a &= \overrightarrow{G_i G_j}(T_i)E_{b,g_i} - \overrightarrow{G_i G_j}(T_j)E_{b,g_j} = \\ & \sum_{k=1}^K (\overrightarrow{G_i G_j})_k [a_k(T_i)E_{b,g_i} - a_k(T_j)E_{b,g_j}] \end{aligned} \quad (3.62c)$$

U ovim relacijama, totalne površine razmene kao i direktne površine razmene, određuju se za svaku vrednost koeficijenta apsorpcije. Težinska suma sivih gasova lako se koristi kada ložište sadrži relativno malo broj zona. Kada ložište sadrži nekoliko hiljada zapreminskih i površinskih zona, onda se za svaki sivi gas moraju pamtit totalne površine razmene koje odgovaraju njegovom koeficijentu apsorpcije. A kada medijum sadrži i čestice, tada ne postoji transparentni gas jer se koeficijenti apsorpcije čestica sabiraju sa koeficijentom apsorpcije svakog sivog gasa, čime se formira nekoliko sivih

medijuma koji sadrže gas i čestice. Skladištenje nekoliko matrica velikih dimenzija u memoriji računara znatno usporava ili čak onemogućava rad i savremenih računara.

Hottel-ovim zonalnim modelom je omogućeno grupisanje susednih zapreminskih i površinskih zona (posebno zapreminskih i posebno površinskih zona) u blokove koji više ne moraju imati oblik kocke ili kvadrata (ali se mora očuvati izotermnost blokova), čime se smanjuje broj zona za koje se određuju totalne površine razmene. Najpre se ložište mora podeliti u zapreminske zone koje su kvadrati stranice  $B$  i površinske zone koje su kvadrati iste stranice  $B$ . Za ovakve zone određuju se direktne površine razmene, a posle grupisanja zona u blokove sabiraju se direktne površine razmene čime se dobijaju direktne površine razmene blokova. Detalji o formiranju direktnih površina razmene mogu se pronaći u referenci [93]. Za ovako određene blokove potom se određuju totalne površine razmene. Grupisanje zona u blokove je tehnika koja se olako primenjuje kada je ložište podeljeno na relativno mali broj zona. Kada ložište sadrži nekoliko hiljada zona, onda je formiranje blokova i sabiranje njihovih direktnih površina razmene obiman zadatak.

Preporuka iz reference [94] u vezi sa dimenzijom zona  $B$  jeste da bi proizvod  $K_1 B$  trebalo da bude manji od 0,4 ili veći od 3,0, da greška računanja promene energije zona ne bi bila veća od 5,0%.

## **4. RADIJACIONA SVOJSTVA PLAMENA UGLJENOG PRAHA**

Plamen ugljenog praha je nehomogen medijum koji se sastoji od gasne faze (ili kontinualne faze) i faze čestica (ili disperzne faze). Radijaciona svojstva, kao što su koeficijent apsorpcije, koeficijent rasipanja i totalni koeficijent zračenja, određuju se za gasnu fazu na osnovu kvantne teorije a za fazu čestica na osnovu elektromagnetne teorije. Iako se određuju različitim teorijama, radijaciona svojstva faza se sabiraju, čime se dobijaju radijaciona svojstva plamena ugljenog praha, [64].

### **4.1. Sastav plamena ugljenog praha**

U plamenu ugljenog praha, prisutne su pored čestica ugljenog praha i gasovitih produkata sagorevanja još i čestice koksnog ostatka, letećeg pepela i čađi. Čestice koksnog ostatka su čvrsti produkt devolatilizacije čestica uglja i sastoje se od mineralnih materija i gorivih materija. Sagorevanjem gorivih materija i transformacijom mineralnih materija, ove čestice pretvaraju se u čestice letećeg pepela.

Tranformacije mineralnih materija tokom sagorevanja ugljenog praha intenzivno je istraživano proteklih godina [89], [148], [48], [174], [70], [210], [150], [157], [193], [269], [265]. Tokom sagorevanja čestice koksnog ostatka manji deo mineralnih materija (manje od 1%) isparava, dok najveći deo mineralnih materija (više od 99%) ostaje u čestici. Za vreme sagorevanja poslednjih 25% gorive materije čestice koksnog ostatka, mineralne materije jedne čestice počinju da se spajaju. Zbog raspadanja čestice koksnog ostatka pred kraj sagorevanja, od svake čestice uglja nastaje 3–5 čestica letećeg pepela prečnika 10–20  $\mu\text{m}$ , kao i veliki broj malih čestica prečnika 1–3  $\mu\text{m}$ , koje sadrže najveći deo nesagorelog uglja, [266], [208]. Isparele mineralne materije kroz proces homogene nukleacije formiraju veliki broj sitnih čestica. Prečnik ovih čestica povećava se kroz proces koagulacije, a neke od njih se kroz proces aglomeracije spajaju u lance dužine oko 1  $\mu\text{m}$ . Preostali deo isparelih mineralnih materija se kondenzuje na površini prethodno stvorenih čestica. Zato što čestice letećeg pepela nastaju kroz nekoliko

mehanizama, raspodela prečnika je bimodalna [264], [119], [277] ili trimodalna [134], [130], [131] za razliku od raspodele prečnika čestica ugljenog praha, koja je jednomodalna, [161].

Čestice čađi se formiraju tokom sagorevanja svakog ugljovodoničnog goriva u delovima smeše koji su bogati gorivom. Proces nastanka čestica čađi prilikom sagorevanja tečnih ili gasovitih ugljovodonika detaljno je opisan u referencama [90], [263]. Proces formiranja čestica čađi počinje razlaganjem molekula nezasićenih ugljovodonika, među kojima su najvažniji policiklični aromatični ugljovodonici, kao i molekula acetilena ( $C_2H_2$ ) i krupnijih molekula koji pripadaju redu acetilena ( $C_{2n}H_2$ ). Razlaganje ovih molekula prate reakcije kondenzacije i polimerizacije kojima se dobijaju novi veliki molekuli, a procesom dehidrogenizacije smanjuje se odnos H/C novog molekula. Na kraju ovog dela procesa nastaju prve prepoznatljive čestice čađi, koje pre očvršćavanja narastaju kroz procese površinskog rasta i koagulacije. Nakon očvršćavanja, čestice se kroz proces agregacije spajaju u lančane oblike, ali svaka čestica zadržava svoj oblik pre spajanja.

Nastanak čestica čađi u procesima sagorevanja ugljenog praha opisan je u referencama [145], [270], [219], [35], [71], [23] i uglavnom je sličan prethodno opisanom mehanizmu. Čestice čađi u ovim procesima nastaju od molekula policikličnih aromatičnih ugljovodonika koji su prisutni u teru, kao produktu devolatilizacije. Ter podleže sekundarnim reakcijama (razlaganje, kondenzacija, polimerizacija) usled visokih temperatura, a čestice čađi nastaju kao produkt sekundarnih reakcija.

Postojanje čestica čađi u procesima sagorevanja ugljenog praha eksperimentalno je proučavao McLean sa saradnicima [156]. Čestice uglja ubacivane su u visokotemperatursku smešu produkata sagorevanja metana i vodonika u vazduhu i formirane su fotografije čestica uglja tokom početnog vremena sagorevanja čestica uglja. U eksperimentima su korišćeni bituminozni ugalj i lignit. Nakon brzog zagrevanja čestica bituminoznog uglja, one oslobađaju volatile koji u blizini čestice formiraju oblak kondenzovanih materija. Kondenzovane materije predstavljaju čestice čađi, koje su nastale razlaganjem, polimerizacijom i kondenzacijom gasovitih produkata devolatilizacije. U eksperimentima sa česticama lignita, nije primećeno formiranje oblaka kondenzovanih materija. Razlog za ovu razliku u ponašanju bituminoznog uglja i

lignita pronađen je u sastavu gasovitih produkata devolatilizacije. Najveći deo gasovitih produkata devolatilizacije bituminoznog uglja čine laki i teški ugljovodonici od kojih nastaju čestice čađi, dok volatili lignita najvećim delom čine ugljen-monoksid, ugljen-dioksid, vodena para, vodonik i laki ugljovodonici, [235], [241], što važi i za lignit Kolubara [178], [195]. Slične eksperimente izveo je Seeker sa saradnicima [211] koristeći dva lignuta, tri bituminozna uglja i jedan antracit. Oblaci kondenzovanih materija primećani su samo u eksperimentima sa bituminoznim ugljevima, i to za prečnike čestica oko 80,0  $\mu\text{m}$ . Za sitnije čestice (prečnika oko 40,0  $\mu\text{m}$ ) nije uočen oblak kondenzovanih materija čak ni za bituminozni ugalj. Iako je dokazano da oblak kondenzovanih materija utiče na radijaciona svojstva čestice [146], [37], [81], to za razmenu toplote zračenjem u ložištu za sagorevanje ugljenog praha nije važno, jer prilikom nailaska čestica uglja sa oblakom kondenzovanih materija u oksidacionu sredinu, kondenzovane materije brzo sagore. Ovi eksperimentalni rezultati pokazuju da se u procesima sagorevanja sprasanih lignita ne formiraju čestice čađi u značajnim količinama.

Na kraju ove analize, samo će se napomenuti da je lignit prema ASTM klasifikaciji ugljeva takođe lignit i prema domaćoj klasifikaciji ugljeva, a da bituminozni ugalj prema ASTM klasifikaciji ugljeva odgovara kamenom i mrkom uglju, [178]. Kako će kasnije biti naglašeno, u ovoj studiji izvršeno je modeliranje ložišta u kojem je sagorevan lignit Kolubara, Polje D. Koncentracija čađi u produktima sagorevanje lignita je zanemarljiva, pa radijaciona svojstva oblaka čestica čađi neće biti određivana u cilju određivanja radijacionih svojstava plamena.

## **4.2. Radijaciona svojstva gasova**

Gasovi apsorbuju i emituju zračenje, pri čemu se povećava ili smanjuje unutrašnja energija njihovih molekula. Unutrašnja energija molekula sastoji se od energije rotacije molekula, energije vibracija atoma unutar molekula i energije elektronskih orbitala atoma. Sva navedena energetska stanja su kvantizovana, odnosno unutrašnje energije molekula imaju određene diskretne vrednosti.

Da bi molekuli emitovali energiju, oni prethodno moraju biti pobuđeni. Ako je pobuda molekula nastala usled molekuskog bombardovanja koje karakteriše

temperaturu, onda se zračenje naziva toplotnim. Što je viša temperatura gasa to je i veća energija emitovanog zraka, koji je oslobođen sudarom. Na temperaturama sagorevanja fosilnih goriva, najveći deo emitovanog zračenja potiče od promena vibracione i rotacione energije molekula. Promene vibracione energije uvek su praćene promenama rotacione energije.

Talasne dužine emitovanih fotona formiraju nekoliko izdvojenih kontinualnih spektralnih intervala, koji se nazivaju vibraciono–rotacioni spektralni slojevi. Na temperaturama sagorevanja fosilnih goriva, maksimum Planck-ove funkcije zračenja crnog tela nalazi se u intervalu od 1,0 do 6,0  $\mu\text{m}$  koji pripada infracrvenom delu spektra, što pokazuje da se u tom spektralnom intervalu emituje najveći deo energije toplotnog zračenja.

Elementarni gasovi čiji se molekuli sastoje od istorodnih atoma, kao što su vodonik, kiseonik i azot, praktično ne emituju toplotno zračenja i oni su transparentni za upadno infracrveno zračenje. Sa druge strane, molekuli vodene pare i ugljen-dioksida emituju fotone čije su talasne dužine u infracrvenom delu spektra. Sumpor-dioksid, ugljen-monoksid i metan takođe emituju fotone u infracrvenom delu spektra, ali oni su prisutni u ložištima u malim koncentracijama pa zanemarljivo doprinose ukupnom zračenju produkata sagorevanja fosilnih goriva.

Razvijeno je nekoliko spektralnih modela kojima se određuju radijaciona svojstva gasova: model linija po linija, model uzanih spektralnih slojeva i model širokih spektralnih slojeva. Ovim modelima određuju se spektralna radijaciona svojstva gasova, intenzitet zračenja, flukseva zračenja i divergencija vektora fluksa zračenja, što je isuviše zahtevno za numeričke simulacije (i pomalo bespotrebno) ložišta. U numeričkim simulacijama ložišta za sagorevanje ugljenog praha (ali i drugih fosilnih goriva), određuju se totalni fluksevi zračenja na zidu ložišta, kao i divergencija vektora totalnog fluksa zračenja unutar ložišta. Za određivanja totalnog fluksa zračenja koriste se totalna radijaciona svojstva, koja se određuju modelima među kojima su najčešće upotrebljavani model jednog sivog gasa [8], [40], [246], [17], kao i model težinske sume sivih gasova [57], [7], [106], [276], [17]. Patch [187], Traugott [247], kao i Ludwig [247] definisali su srednje koeficijentne apsorpcije koji se mogu primenjivati za određivanje totalnog intenziteta zračenja, ali se ovi koeficijenti apsorpcije ne koriste u numeričkim simulacijama ložišta.



### 4.2.1. Model jednog sivoga gasa

Modelom jednog sivog gasa određuje se koeficijent apsorpcije gasa na osnovu totalne emisivnosti gasa i srednje dužine zraka. Posmatra izotermni gas unutar ložišta i proizvoljni elementarni površinski deo na zidu. Analizira se fluks upadnog zračenja na elementarnom površinskom delu samo usled zračenja gasa. Srednja dužina zraka jednaka je poluprečniku polusfere u čijem centru se nalazi elementarni površinski deo, tako da je fluks upadnog zračenja na elementarnom površinskom delu u centru polusfere jednak fluksu upadnog zračenja na elementarnom površinskom delu posmatranog ložišta. Izvođenje relacije za određivanje srednje dužine zraka može se pronaći u referencama [94], [167], [223], a ovde se navodi samo krajnji rezultat:

$$L \cong 3,6 \frac{V}{A} \quad (4.1)$$

gde je  $V$  zapremina ložišta i  $A$  je ukupna površina zidova ložišta.

Za izotermni i homogeni stub gasa dužine  $L$ , totalna emisivnost gasa definiše se kao energija koju emituje gas podeljena emitovanom energijom crnog tela iste temperature:

$$\begin{aligned} \epsilon_g &= \frac{\int_0^\infty I_{b,\lambda} (1 - e^{-K_{a,g,\lambda}L}) d\lambda}{I_b} = \frac{\int_0^\infty I_{b,\lambda} (1 - e^{-K_{a,g,\lambda}L}) d\lambda}{\frac{\sigma T^4}{\pi}} = \\ &= \frac{\int_0^\infty \pi I_{b,\lambda} (1 - e^{-K_{a,g,\lambda}L}) d\lambda}{\sigma T^4} = \frac{\int_0^\infty E_{b,\lambda} (1 - e^{-K_{a,g,\lambda}L}) d\lambda}{E_b} \end{aligned} \quad (4.2)$$

gde član  $(1 - e^{-K_{a,g,\lambda}L})$  predstavlja spektralnu emisivnost gasa  $\epsilon_{g,\lambda}$ . Ako se obrazac (4.2) primeni za određivanje totalne emisivnosti sivog gasa, dobija se sledeća relacija:

$$\epsilon_g = 1 - e^{-K_{a,g}L} \quad (4.3)$$

odakle se dobija relacija za koeficijent apsorpcije gasa po modelu jednog sivog gasa:

$$K_{a,g} = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{1 - \epsilon_g} \quad (4.4)$$

Time se problem određivanja koeficijenta apsorpcije gasa svodi na problem određivanja totalne emisivnosti gasa. Za određivanje totalne emisivnosti razvijeni su brojni dijagrami i relacije, među kojima su najpoznatiji oni koje su objavili Hottel i Sarofim [94]. Kasnijim radom pokazano je da ovi dijagrami sadrže izvesnu grešku, [167]. Zato se u novije vreme za određivanje totalne emisivnosti gasne smeše koja sadrži ugljen-dioksid i vodenu paru koriste relacije koje je formirao Leckner [125]:

$$\epsilon_i(p_i L, p, T_g) = \epsilon_{0i}(p_i L, p = 1 \text{ bar}, T_g) \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)_p \quad (4.5)$$

$i = \text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}$

$$\epsilon_{\text{CO}_2+\text{H}_2\text{O}} = \epsilon_{\text{CO}_2} + \epsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta\epsilon(p_{\text{H}_2\text{O}} L, p_{\text{CO}_2} L) \quad (4.6)$$

gde je  $\epsilon_{0i}(p_i L, p = 1 \text{ bar}, T_g)$  emisivnost ugljen-dioksida ili vodene pare kada je totalni pritisak  $p = 1 \text{ bar}$  i za vrednost proizvoda  $p_i L$  i temperaturu gasa  $T_g$ . Član  $(\epsilon/\epsilon_0)_p$  predstavlja korekciju ako je pritisak smeše veći od atmosferskog, dok član  $\Delta\epsilon(p_{\text{H}_2\text{O}} L, p_{\text{CO}_2} L)$  predstavlja korekciju emisivnosti usled preklapanja spektralnih intervala ugljen-dioksida i vodene pare. Sve relacije i koeficijenti za određivanje totalne emisivnosti gasa Leckner–ovim modelom mogu se pronaći u referencama [125] i [167].

Osnovni nedostatak modela jednog sivog gasa je u tome što se mora usvojiti temperatura unutar ložišta za koju se određuje koeficijent apsorpcije. Za usvajanje ove temperatura ne postoji definisani kriterijum i ona se usvaja iskustveno, što utiče na tačnost modela jednog sivog gasa.

#### 4.2.2. Model težinske sume sivih gasova

Model težinske sume sivih gasova razvili su Hottel i Cohen [93], Hottel i Sarofim [94], Beer [7], Johnson i Beer [106], [107], kao i Beer i Howarth [6], u okviru razvoja zonalnog modela i njegove primene za računanje razmene toplote zračenjem. U ovom modelu realni gas se zamenjuje smešom nekoliko sivih gasova, konstantnog koeficijenta apsorpcije. Među sivim gasovima postoji i jedan transparentan gas. Razmenjena toplota zračenjem računa se za svaki sivi gas posebno, a ukupni razmenjeni fluks zračenja dobija se sabiranjem flukseva zračenja svih sivih gasova.

Ako se usvoji konstantna vrednost koeficijenta apsorpcije za svaki vibraciono–rotacioni spektralni interval realnog gasa, tada se dobija sledeći obrazac za totalnu emisivnost stuba gasa dužine  $s$ :

$$\epsilon_g = \sum_{j=1}^J \frac{\int_{\Delta\lambda_j} E_b(\lambda, T) (1 - e^{-K_{a,j}(\lambda, T)s}) d\lambda}{E_b(T)} = \sum_{j=1}^J (1 - e^{-K_{a,j}s}) \frac{\int_{\Delta\lambda_j} E_b(\lambda, T) d\lambda}{E_b(T)} \quad (4.7)$$

gde  $J$  označava ukupni broj vibraciono–rotacionih spektralni intervala. Količnik  $\int_{\Delta\lambda_j} E_b(\lambda, T) d\lambda / E_b(T)$  predstavlja udeo fluksa emitovanog zračenja gasa temperature  $T$  unutar spektralnog intervala  $J$  i totalnog fluksa emitovanog zračenja crnog tela na istoj temperaturi. Za određeni gas i izabrani spektralni interval koji odgovara vibraciono–rotacionom intervalu, ovaj količnik je funkcija samo temperature  $T$ , pa ako se formalno zameni oznakom  $a_j(T)$  dobija se sledeći obrazac za totalnu emisivnost:

$$\epsilon_g(T) = \sum_{j=0}^J a_j(T) (1 - e^{-K_{a,j}s}) \quad (4.8)$$

Indeksom  $j=0$  označavaju se svi spektralni intervali izvan vibraciono–rotacionih intervala za koje je koeficijent apsorpcije  $K_{a,0} = 0$ .

Ovim je realni gas zamenjen smešom sivih gasova konstantnih koeficijenta apsorpcije. Ukupni broj sivih gasova nemora da odgovara ukupnom broju vibraciono–rotacionih spektralnih intervala, već može biti i manji. Dovoljna tačnost može se postići ako se usvoji jedan sivi i jedan transparentni gas, [94].

Modest [168] je obezbedio teorijsko obrazloženje modela težinske sume sivih gasova i pokazao je da se ovaj model može primeniti za svaki model rešavanja razmene toplote zračenjem (Monte Carlo, model diskretnih ordinata, model sfernih harmonika i dr.). Ovo obrazloženje izvedeno je samo za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje unutar crnih zidova ložišta. Trivić [249] je pokazao da se model može primeniti i za slučaj sivih zidova. Yu sa saradnicima [276] je izveo teoretski dokaz za primenu modela kada medijum sadrži pored gasa i sive čestice koje rasipaju zračenje, mada je Smith [231] iste zaključke primenio još znatno ranije.

Do sada je razvijeno nekoliko postupaka za određivanje težinskih koeficijenata i koeficijenata apsorpcije sivih gasova. Hottel i Sarofim [94] su razvili postupak za proizvoljan sastav produkata sagorevanja i za proizvoljno izabrani broj sivih gasova u modelu težinske sume sivih gasova. Ovaj postupak zasniva se na traženju koeficijenata apsorpcije i težinskih faktora koji zadovoljavaju relaciju (4.8). Smith sa saradnicima [232] je formirao postupak za određivanje parametara modela težinske sume sivih gasova na osnovu regresione analize velikog broja rezultata totalne emisivnosti smeše ugljen-dioksida i vodene pare, dok su Kim i Song [116] razvili postupak određivanja parametara modela na osnovu rezultata modela uzanih spektralnih slojeva.

Osim formiranih postupaka za određivanje parametara modela, u literaturi se mogu pronaći i koeficijenti apsorpcije i težinski faktori za pojedine gasove ili smeše gasova. Farag i Allam [60] odredili su parametre modela težinske sume sivih gasova za ugljen-dioksid. Smith sa saradnicima [232] odredio je koeficijente za smešu vodene pare i ugljen-dioksida. Rezultati se mogu primeniti kada je parcijalni pritisak ugljen–dioksida 0,1 bar, a parcijalni pritisak vodene pare 0,1 bar i 0,2 bar. Taylor i Foster [243], [244], kao i Truelove [197] odredili su parametre modela za slične uslove i za medijum koji sadrži i čestice čađi. Beer [7], Johnson i Beer [106], kao i Hottel i Sarofim [97] odredili su parametre modela za smešu vodene pare i ugljen-dioksida kada oni imaju isti parcijalni pritisak i kada smeša sadrži čestice čađi. Soufiani i Djavdan [236] su formirali

parametre modela kada smeša ne sadrži čađ i kada je parcijalni pritisak vodene pare dvostruko veći od parcijalnog pritiska ugljen–dioksida. Modest [167] je objavio parametre modela do kojih je došao Truelove za smešu vodene pare i ugljen-dioksida, sa i bez čestica čađi. Rezultati se mogu primeniti kada je parcijalni pritisak ugljen-dioksida 0,1 bar i kada je parcijalni pritisak vodene pare 0,2 bar. Svi navedeni parametri modela težinske sume sivih gasova dobijeni su kada je totalni pritisak smeše jednak atmosferskom pritisku.

### 4.3. Radijaciona svojstva disperzne faze

U infracrvenom talasnom intervalu, koje je važno za prenos toplote zračenjem, radijaciona svojstva čvrstih tela određena su interakcijom fotona sa vezanim i slobodnim elektronima. Dozvoljena energetska stanja vezanih elektrona grupisana su u energetske slojeve. Između slojeva dozvoljenih energetskih stanja vezanih elektrona mogu postojati energetske zazor, odnosno energetska stanja koja elektroni čvrstog tela nemogu posedovati. Ako postoji energetska zazor između potpuno popunjenih slojeva i potpuno praznih slojeva, materijal je izolator (ako je zazor širok) ili poluprovodnik elektriciteta (ako je zazor uzan). Ako je sloj energetskih stanja vezanih elektrona nepotpuno popunjen ili se preklapa sa praznim slojem, takav materijal je provodnik elektriciteta. Za prelaske elektrona unutar nepotpuno popunjenog sloja ili u prazni sloj potrebni su fotoni čije su talasne dužine u ultraljubičastom i infracrvenom delu spektra. Provodnici elektriciteta sadrže i veliki broj slobodnih elektrona, čija dozvoljena energetska stanja nisu grupisana u slojeve i koji apsorbuju fotone čije talasne dužine formiraju kontinualni spektralni sloj u dalekom infracrvenom delu spektra. Čisti metali polirane površine zato imaju vrlo male vrednosti emisivnosti. Njihova emisivnost zavisi od stanja površine. Mali sloj oksida metala koji čak i nije vidljiv golim okom ili hrapavost površine znatno povećavaju vrednost emisivnosti čistih metala, [56].

U plamenovim fosilnih goriva prisutne su čestice uglja, koksnog ostatka, letećeg pepela i čađi. Čestice su raspoređene po zapremini ložišta, tako da svaka vrsta čestica formira oblak čestica. Radijaciona svojstva oblaka jedne vrste čestica zavise od radijacionih svojstava pojedinih čestica, a ona za sfernu česticu prečnika  $d_p$  zavise od

parametra veličine:  $\chi = d_p \pi / \lambda$  i optičkih svojstava materijala čestice koja se predstavljaju kompleksnim indeksom refrakcije:  $m_\lambda = n_\lambda - i\kappa_\lambda$ , gde je  $n_\lambda$  indeks refrakcije, a  $\kappa_\lambda$  je indeks apsorpcije materijala čestice.

Vrednosti optičkih svojstava uglja, koksnog ostatka, letećeg pepela i čađi u infracrvenom delu spektra mogu se pronaći u sledećim referencama i to za ugalj i koksni ostatak [15], [72], [19], za leteći pepeo [76], [77], [104], [84], [83], [82], [264] i za čađ [167], [71], [126], [212].

Ako za izabrano ložište i ugljeni prah koji u njemu sagoreva ne postoje spektralne vrednosti kompleksnog indeksa refrakcije, mogu se koristiti srednje vrednosti kompleksnog indeksa refrakcije [15], [161], [167]:

Tabela 4.1. Srednje vrednosti kompleksnog indeksa refrakcije

Vrsta čestice	$n$	$\kappa$
Ugljenik (Čađ)	2,20	1,12
Antracit	2,05	0,54
Bituminozni ugalj	1,85	0,22
Lignit	1,70	0,066
Leteći pepeo	1,50	0,02

#### 4.3.1. Koeficijenti apsorpcije i rasipanja zračenja oblaka polidisperznih čestica

Čestica izložena snopu zraka, umanjuje njegovu energiju apsorpcijom ili rasipanjem, što se izražava preko faktora efikasnosti apsorpcije  $\mathcal{Q}_{a,\lambda}$  i faktora efikasnosti rasipanja  $\mathcal{Q}_{s,\lambda}$ .

Faktor efikasnosti apsorpcije  $\mathcal{Q}_{a,\lambda}$  predstavlja odnos apsorbovane energije zračenja od strane jedne čestice i energije zračenja koja bi protekla kroz površinu poprečnog preseka čestice. Na sličan način, faktor efikasnosti rasipanja  $\mathcal{Q}_{s,\lambda}$  predstavlja odnos rasute energije zračenja od strane jedne čestice i energije snopa koja bi protekla kroz površinu koja je jednaka poprečnom preseku čestice. Ukupna energija koja se ukloni iz snopa jednaka je zbiru apsorbovane i rasute energije, a totalni faktor efikasnosti definiše se saglasno tome:  $\mathcal{Q}_{t,\lambda} = \mathcal{Q}_{s,\lambda} + \mathcal{Q}_{a,\lambda}$ . Vrednosti faktora efikasnosti mogu se odrediti elektromagnetnom Mie teorijom (ili Lorentz-Mie teorijom).

Uticaj jedne čestice na prostiranje zračenja, osim preko faktora efikasnosti izražava se i preko odgovarajućih poprečnih preseka čestica. Poprečni presek ukupnog slabljenja zračenja- $\mathcal{C}_{t,\lambda}$  definiše se kao prividna površina koju čestica formira upadnom zraku da bi umanjila njegovu energiju.

Poprečni preseki apsorpcije, rasipanja kao i ukupnog slabljenja zračenja jednaki su proizvodu odgovarajućeg faktora efikasnosti i geometrijskog poprečnog preseka čestice:

$$\mathcal{C}_{a,\lambda} = Q_{a,\lambda} \frac{\pi d_p^2}{4}, \quad \mathcal{C}_{s,\lambda} = Q_{s,\lambda} \frac{\pi d_p^2}{4}, \quad \mathcal{C}_{t,\lambda} = Q_{t,\lambda} \frac{\pi d_p^2}{4} \quad (4.9)$$

Poprečni presek ukupnog slabljenja zračenja jednak je zbir poprečnih preseka apsorpcije i rasipanja zračenja:

$$\mathcal{C}_{t,\lambda} = \mathcal{C}_{s,\lambda} + \mathcal{C}_{a,\lambda} \quad (4.10)$$

Ako je zapreminska koncentracija čestica takva da one međusobno ne utiču jedna na drugu, kao što je slučaj u procesima sagorevanja ugljenog praha [167], radijacioni efekat oblaka čestica jednak je zbiru radijacionih efekata pojedinih čestica. Koeficijent ukupnog slabljenja zračenja oblaka čestica jednak je zbiru ukupnih faktora efikasnosti slabljenja zračenja svih čestica u jedinici zapremine. Za oblak polidisperznih čestica definiše se funkcija raspodele čestica, čija je vrednost jednaka relativnom udelu broja čestica prečnika  $d_p$  u jedinici zapremine, podeljen intervalom  $dd_p$  formiranim oko prečnika  $d_p$ . Često se koristi modifikovana gama funkcija raspodele, [15], [167], [260], [30], [29], [133]:

$$f(d_p) = A d_p^\gamma e^{-B d_p^\delta} \quad (4.11)$$

gde su  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\gamma$  i  $\delta$  parametri funkcije raspodele prečnika čestica.

Koeficijenti apsorpcije i rasipanja, kao i totalni koeficijent zračenja oblaka polidisperznih čestica određuju se sledećim relacijama:

$$K_{a,p,\lambda} = \frac{\pi}{4} \int_0^{\infty} \mathcal{Q}_{a,\lambda}(\chi, m_\lambda) d_p^2 f(d_p) N_p dd_p \quad (4.12a)$$

$$K_{s,p,\lambda} = \frac{\pi}{4} \int_0^{\infty} \mathcal{Q}_{s,\lambda}(\chi, m_\lambda) d_p^2 f(d_p) N_p dd_p \quad (4.12b)$$

$$K_{t,p,\lambda} = \frac{\pi}{4} \int_0^{\infty} \mathcal{Q}_{t,\lambda}(\chi, m_\lambda) d_p^2 f(d_p) N_p dd_p \quad (4.12c)$$

gde je  $N_p$  broj čestica u jedinici zapremine.

Mie teorijom rasipanja zračenja definisane su tri grupe čestica, na osnovu vrednosti parametra veličine čestica:

Sitne čestice, za koje je  $\chi \ll 1,0$ . Apsorpcija i emisija zračenja su proporcionalni zapremini koju zauzimaju čestice, a rasipanje zračenja može se zanemariti u odnosu na apsorpciju.

Krupne čestice, za koje je  $\chi \gg 1,0$ . Apsorpcija i emisija zračenja su proporcionalni poprečnom preseku čestice. Iako se značajan deo zračenja rasipa, najveći deo rasipanja je usled difrakcije u pravcu koji je vrlo blizak pravcu prostiranja zračenja, tako da se rasipanje zračenja usled difrakcije može zanemariti.

Čestice srednje veličine, za koje je  $\chi \approx 1,0$ . I apsorpcija i rasipanje zračenja su važni. Rasipanje zračenja je uglavnom u pravcu unapred, sa značajnim udelima rasutog zračenja u poprečnim pravcima i pravcu unazad.

Plamen ugljenog praha u opštem slučaju sadrži čestice ugljenog praha, koksnog ostatka, letećeg pepela i čađi, koje su različitog prečnika. Ako se za najmanje čestice



usvoje čestice čađi, čiji je najmanji prečnik čestica oko 20,0 nm [115], i ako sa druge strane, usvojimo da su čestice uglja najkrupnije, onda je najveći prečnik čestica svakako i preko 1000,0  $\mu\text{m}$ . Interval talasnih dužina koji je važan za transport toplote zračenjem je 1,0–10,0  $\mu\text{m}$ . Usvajajući ove ekstremne vrednosti prečnika čestica i talasnih dužina, dobijamo minimalne i maksimalne vrednosti parametra veličine čestica  $\chi_{\min} = 0,0063$  i  $\chi_{\max} = 3100,0$ , što pokazuje da takav medijum sadrži sve tri navedene grupe čestica. Čestice uglja, koksnog ostatka i letećeg pepela pripadaju krupnim i česticama srednje veličine, dok čestice čađi, pripadaju grupi sitnih čestica.

#### 4.3.2. Koeficijent apsorpcije oblaka sitnih čestica

Čestice čađi nisu prisutne u plamenu ugljenog praha značajnoj količini, ali one postoje u plamenovima tečnog i gasovitog fosilnog goriva. S obzirom da je u ovoj studiji korišćen plamen tečnog goriva (u Poglavlju 2 prilikom poređenja modela razmene toplote zračenjem), ukratko će biti opisana i radijaciona svojstva oblaka čestica čađi. Može se pokazati da se za faktore efikasnosti apsorpcije i rasipanja sitnih čestica dobijaju sledeće relacije [167], [15]:

$$Q_s = \frac{8}{3} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right| \chi^4 \quad (4.13a)$$

$$Q_t = -\text{Im} \left\{ \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right\} \chi \approx Q_a \quad (4.13b)$$

Kako je parametar veličine za sitne čestice  $\chi \ll 1,0$ , očigledno je da je rasipanje zračenja od strane sitnih čestica zanemarljivo u odnosu na apsorpciju. Iz jednačine (4.12a) sledi:

$$\begin{aligned}
K_{a,p,\lambda} &= \frac{\pi}{4} \int_0^{\infty} Q_{a,\lambda} d_p^2 f(d_p) N_p dd_p = \\
&= -4\text{Im} \left\{ \frac{m_\lambda^2 - 1}{m_\lambda^2 + 2} \right\} \int_0^{\infty} \frac{d_p \pi}{\lambda} \frac{d_p^2 \pi}{4} f(d_p) N_p dd_p
\end{aligned} \tag{4.14}$$

gde oznaka  $\text{Im}\{ \}$  označava imaginarni deo kompleksnog broja. Integral u relaciji (4.14) može se dovesti u vezu sa zapreminskim udelom čestica  $f_v$  :

$$f_v = \int_0^{\infty} \frac{d_p^3 \pi}{6} f(d_p) N_p dd_p \tag{4.15}$$

tako da se koeficijent apsorpcije oblaka sitnih čestica svodi na oblik:

$$K_{a,p,\lambda} = -4\text{Im} \left\{ \frac{m_\lambda^2 - 1}{m_\lambda^2 + 2} \right\} \frac{6\pi f_v}{\lambda} \tag{4.16}$$

Razvijajući izraz (4.16) po kompleksnom indeksu refrakcije dobija se:

$$K_{a,p,\lambda} = \frac{36\pi n_\lambda \kappa_\lambda}{(n_\lambda^2 - \kappa_\lambda^2 + 2)^2 + 4n_\lambda^2 \kappa_\lambda^2} \frac{f_v}{\lambda} = C_0 \frac{f_v}{\lambda} \tag{4.17}$$

Za oblak sitnih čestica, koeficijent apsorpcije ne zavisi od funkcije raspodele prečnika čestica već samo od ukupne zapremine koju zauzimaju sve čestice koja može dovesti u vezu sa srednjim masenim prečnikom  $d_{30}$ . Srednji prečnici polidisperznog praha opisani su u Prilogu 3.

Spektralni koeficijent apsorpcije oblaka čestica čađi često se određuje na sledeći način:

$$K_{a,p,\lambda} = \frac{Cf_v}{\lambda} \quad (4.18)$$

gde je  $C$  empirijska konstanta. U literaturi se preporučuju raznovrsne vrednosti ove konstante:  $C = 7,0$  [149],  $C = 3,0 - 7,0$  [109], kao i  $C = 3,7 - 7,5$  [260].

Srednji Planck-ov i srednji Rosseland-ov koeficijent apsorpcije za oblak sitnih čestica mogu se odrediti iz relacija:

$$K_{a,P} = 3,83f_v \frac{C_0 T}{C_2} \quad (4.19a)$$

$$K_{a,R} = 3,60f_v \frac{C_0 T}{C_2} \quad (4.19b)$$

gde je  $C_2 = 1,4388 \text{ cmK}$  konstanta Planck-ove funkcije, a  $C_0$  je koeficijent definisan relacijom (4.17).

Felske i Tien su predložili sledeći obrazac, [62]:

$$K_{a,P(R)} = \frac{3,72f_v C_0 T}{C_2} \quad (4.20)$$

### 4.3.3. Koeficijenti apsorpcije i rasipanja oblaka čestica uglja, koksnoeg ostatka i letećeg pepela

Koeficijent apsorpcije oblaka polidisperznih čestica uglja, koksnoeg ostatka i letećeg pepela dobija se polazeći od osnovnog obrasca (4.12a):

$$\begin{aligned}
K_{a,p,\lambda} &= \frac{N_p \pi}{4} \int_0^\infty \mathcal{Q}_{a,\lambda} d_p^2 f(d_p) dd_p = \\
&= \frac{N_p \pi}{4} \int_0^\infty \mathcal{Q}_{a,\lambda} d_p^2 f(d_p) dd_p \frac{\int_0^\infty d_p^2 f(d_p) dd_p \int_0^\infty d_p^3 f(d_p) dd_p}{\int_0^\infty d_p^2 f(d_p) dd_p \int_0^\infty d_p^3 f(d_p) dd_p}
\end{aligned} \tag{4.21}$$

Grupisanjem članova ove jednačine i uvodeći oznake:

$$\hat{\mathcal{Q}}_{a,\lambda} = \frac{\int_0^\infty \mathcal{Q}_{a,\lambda} d_p^2 f(d_p) dd_p}{\int_0^\infty d_p^2 f(d_p) dd_p} \tag{4.22}$$

$$d_{32} = \frac{\int_0^\infty d_p^3 f(d_p) dd_p}{\int_0^\infty d_p^2 f(d_p) dd_p} \tag{4.23}$$

gde je  $\hat{\mathcal{Q}}_{a,\lambda}$  srednja vrednost faktora efikasnosti oblaka čestica, dobija se sledeći obrazac:

$$K_{a,p,\lambda} = \frac{N_p \pi}{4} \hat{\mathcal{Q}}_{a,\lambda} \frac{1}{d_{32}} \int_0^\infty d_p^3 f(d_p) dd_p \tag{4.24}$$

Odavde se dobija:

$$\begin{aligned}
K_{a,p,\lambda} &= \frac{\rho_p}{\rho_p} \frac{6}{6} \frac{N_p \pi}{4} \hat{\mathcal{Q}}_{a,\lambda} \frac{1}{d_{32}} \int_0^\infty d_p^3 f(d_p) dd_p = \\
&= \hat{\mathcal{Q}}_{a,\lambda} \frac{1}{\rho_p d_{32}} \frac{6}{4} \int_0^\infty \frac{N_p \pi}{6} \rho_p d_p^3 f(d_p) dd_p
\end{aligned} \tag{4.25}$$

Ako se uvedu oznake:

$$\mathcal{A} = \frac{3}{2} \frac{1}{\rho_p d_{32}} \quad (4.26)$$

$${}^{\circ}W = \int_0^{\infty} \frac{N_p \pi}{6} \rho_p d_p^3 f(d_p) dd_p \quad (4.27)$$

gde je  $\mathcal{A}$  je ukupna površina poprečnih preseka svih čestica po jedinici mase čestica i  
gde je  ${}^{\circ}W$  masena koncentracija čestica, dobija se obrazac za spektralni koeficijent  
apsorpcije oblaka čestica:

$$K_{a,p,\lambda} = \hat{\mathcal{Q}}_{a,\lambda} \mathcal{A} {}^{\circ}W \quad (4.28)$$

Obrascem (4.28) može se odrediti i koeficijent rasipanja zračenja oblaka čestica ako se faktor efikasnosti apsorpcije zameni faktorom efikasnosti rasipanja zračenja. Upotreba relacije (4.18) za određivanje radijacionih svojstava oblaka čestica zasniva se na poznavanju faktora efikasnosti apsorpcije i faktora efikasnosti totalnog zračenja.

Menguc i Viskanta [161] su formirali analitičke obrasce za određivanje totalnog koeficijenta zračenja i koeficijenta apsorpcije oblaka čestica na osnovu obrazaca za faktore efikasnosti ukupnog slabljenja zračenja i apsorpcije koje je, na osnovu elektromagnetne Mie teorije formirao Van de Hulst [254]. Ova metoda koristi se kada je indeks refrakcije čestica blizak jedinici (ali može biti čak i blizak broju dva) i ako je indeks apsorpcije vrlo mali (blizak nuli). Iako jednačine ovog modela važe samo za navedenu grupu čestica, normalizovani koeficijenti slabljenja i rasipanja zračenja za oblake navedenih grupa čestica bili su u intervalu  $\pm 20\%$  u odnosu na vrednosti dobijene primenom Mie teorije.

Osim navedenih procedura, postoji i procedura za određivanje koeficijenata apsorpcije i rasipanja oblaka čestica uglja [25], ali kako ona nije primenljiva i za oblake čestica koksnog ostatka i letećeg pepela i kako čestice uglja imaju vrlo mali uticaj na razmenu toplote zračenjem u ložištu kotla, ta procedura nije detaljnije razmatrana.

#### 4.4. Srednji koeficijenti apsorpcije i rasipanja plamena ugljenog praha

Opisanim procedurama određuju se spektralne vrednosti koeficijenata apsorpcije oblaka čestica. Da bi se koeficijenti apsorpcije oblaka čestica sabrali sa koeficijentom apsorpcije gasa, moraju se od spektralnih koeficijenata oblaka čestica odrediti totalni koeficijenti, odnosno srednji Planck-ovi i srednji Rosseland-ovi koeficijenti koji se određuju na sledeći način:

$$K_{a,P} = \frac{\pi}{\sigma T^4} \int_0^{\infty} I_{b,\lambda} K_{a,p,\lambda} d\lambda \quad (4.29)$$

$$\frac{1}{K_{a,R}} = \frac{\pi}{4\sigma T^3} \int_0^{\infty} \frac{1}{K_{a,p,\lambda}} \frac{dI_{b,\lambda}}{dT} d\lambda \quad (4.30)$$

gde indeksi P i R označavaju srednji Planck-ov ili srednji Rosseland-ov koeficijent. Srednji koeficijenti rasipanja dobijaju se zamenom spektralnih koeficijenata apsorpcije koeficijentima rasipanja u jednačinama (4.29) i (4.30).

Rešavanjem integrala iz jednačina (4.29) i (4.30) dobija se:

$$K_{a,P} = \frac{15}{\pi^4} \int_0^{\infty} K_{a,p,\xi} \xi^3 (e^{\xi} - 1)^{-1} d\xi \quad (4.31)$$

$$\frac{1}{K_{a,R}} = \frac{15}{4\pi^4} \int_0^{\infty} \left( \frac{1}{K_{a,p,\xi}} \right) \xi^4 e^{\xi} (e^{\xi} - 1)^{-2} d\xi \quad (4.32)$$

gde je  $\xi = C_2/\lambda T$  bezdimenziona učestalost. Moguće je napisati izraze za srednji koeficijente koristeći frakcionalne funkcije zračenja crnog tela [181]. Ako se spektralni interval koji je važan za razmenu toplote zračenjem (1,0–10,0  $\mu\text{m}$ ) podeli u M intervala

tako da se u svakom sloju spektralni koeficijent može smatrati konstantnim, integrali u relacijama (4.31) i (4.32) mogu se izraziti na sledeći način:

$$K_{a,P} = \sum_{m=1}^M K_{a,p,m} [\phi_{0-\lambda_m}(T) - \phi_{0-\lambda_{m-1}}(T)] \quad (4.33)$$

$$\frac{1}{K_{a,R}} = \sum_{m=1}^M \frac{1}{K_{a,p,m}} [\phi_{0-\lambda_m}^*(T) - \phi_{0-\lambda_{m-1}}^*(T)] \quad (4.34)$$

gde je  $\phi_{0-\lambda_m}$  Planck-ova frakcionalna funkcija crnog tela prve vrste, i  $\phi_{0-\lambda_m}^*$  Planck-ova frakcionalna funkcija crnog tela druge vrste. Chang i Rhee [260], [15] su predložili egzaktna rešenja za frakcionalne funkcije prve i druge vrste u vidu redova:

$$\phi_{0-\lambda}(T) = \frac{15}{\pi^4} \sum_{n=1}^N \left[ \frac{e^{-n\xi}}{n} \left( \xi^3 + \frac{3\xi^2}{n} + \frac{6\xi}{n^2} + \frac{6}{n^3} \right) \right] \quad (4.35)$$

$$\phi_{0-\lambda}^*(T) = \frac{15}{\pi^4} \sum_{n=1}^N \left[ \frac{e^{-n\xi}}{n} \left( \frac{n\xi^4}{4} + \xi^3 + \frac{3\xi^2}{n} + \frac{6\xi}{n^2} + \frac{6}{n^3} \right) \right] \quad (4.36)$$

Ovi redovi konvergiraju vrlo brzo, i to za  $N = 3$  ili 4.

Uglavnom se koriste srednji Planck-ovi koeficijenti apsorpcije, rasipanja i slabljenja zračenja. Koeficijent apsorpcije plamena ugljenog praha je zbir koeficijenata apsorpcije gasovitih produkata sagorevanja i oblaka čestica:

$$K_a = K_{a,g} + K_{a,p} \quad (4.37)$$

Koeficijent apsorpcije oblaka čestica je zbir srednjih Planck-ovih koeficijenata apsorpcije oblaka svih vrsta čestica:

$$K_{a,p} = \sum_i K_{a,p,i} \quad (4.38)$$

gde indeks  $i$  označava vrstu čestica: ugljeni prah, koksni ostatak i leteći pepeo, a indeks  $P$  označava srednju Planck-ovu vrednost.

Koeficijent rasipanja plamena ugljenog praha je zbir srednjih Planck-ovih koeficijenata rasipanja oblaka čestice ugljenog praha, koksnoog ostatka i letećeg pepela (rasipanje zračenja od strane čestica čađi je zanemarljivo u odnosu na apsorpciju):

$$K_{s,p} = \sum_i K_{s,p,i} \quad (4.39)$$

Totalni koeficijent zračenja medijuma je zbir svih koeficijenta apsorpcije i rasipanja zračenja:

$$K_t = K_{a,g} + K_{a,p} + K_{s,p} \quad (4.40)$$

a albedo rasipanja medijuma je:

$$\omega = \frac{K_{s,p}}{K_t} \quad (4.41)$$



#### 4.5. Uticaj radijacionih svojstava plamena ugljenog praha na rezultate numeričkih simulacija

Radijaciona svojstva plamena ugljenog praha je vrlo teško precizno odrediti. Sastav gasovite faze plamena ugljenog praha je promenljiv, a na vrednost koeficijenta apsorpcije (ili koeficijenta apsorpcije ako se primenjuje model težinske sume sivih gasova) utiče i temperatura. Radijaciona svojstva oblaka čestica plamena ugljenog praha još je teže precizno odrediti. Osim što se tokom sagorevanja menja prečnik čestica (ako se ne razmatra raspadanje čestica), menja se i njihov sastav. Čestica ugljenog praha transformiše se najpre u česticu koksnog ostatka, a potom i u česticu letećeg pepela. Sa promenom vrste čestica (odnosno njenog sastava) menjaju se i njena fizička svojstva, od kojih je za određivanje radijacionih svojstava oblaka čestica najvažniji kompleksni indeks refrakcije. Osim toga, ako se želi tačna vrednost koeficijenta apsorpcije, onda je osim vrste čestica potrebno poznavati i raspodelu prečnika svih vrsta čestica kao i koncentracije čestica. Ove parametre je vrlo teško precizno izračunati, pa je određivanje radijacionih svojstava uvek povezano sa izvesnom greškom. Stoga se opravdano postavlja pitanje uticaja vrednosti radijacionih svojstava plamena ugljenog praha na razmenu energije zračenjem u ložištu.

Dosadašnja istraživanja svodila su se uglavnom na ispitivanja uticaja promene radijacionih svojstava u uzanom intervalu vrednosti radijacionih svojstava. Marakis sa saradnicima [149] je ispitivao uticaj radijacionih svojstava na razmenu energije zračenjem u cilindričnom ložištu ispunjeno medijumom koji apsorbuje i emituje zračenje. Pokazano je da se promenom koeficijenta apsorpcije sa  $K_a = 0,11/m$  na  $K_a = 0,51/m$  fluksevi zračenja na zidu ložišta značajno menjaju. Zhuravlyiov sa saradnicima [288] izveo je ispitivanja uticaja rasipanja zračenja na razmenu toplote u ložištu. Pokazano je da se promenom albeda rasipanja od  $\omega = 0,0$  do  $\omega = 0,5$  za konstantnu vrednost koeficijenta apsorpcije dobija porast temperature dimnih gasova na izlazu iz ložišta za oko 60,0 K, dok fluks upadnog zračenja opada za oko 20,0%. Povećanjem albeda rasipanja na  $\omega = 0,9$  dobija se porast temperature dimnih gasova na izlazu iz ložišta za oko 140,0 K. Menguc i Viskanta [160] su ispitivali uticaj sastava produkata sagorevanja u medijumu na flukseve zračenja na zidu cilindričnog laboratorijskog ložišta. Pokazano je da su fluksevi zračenja na zidu najveći kada

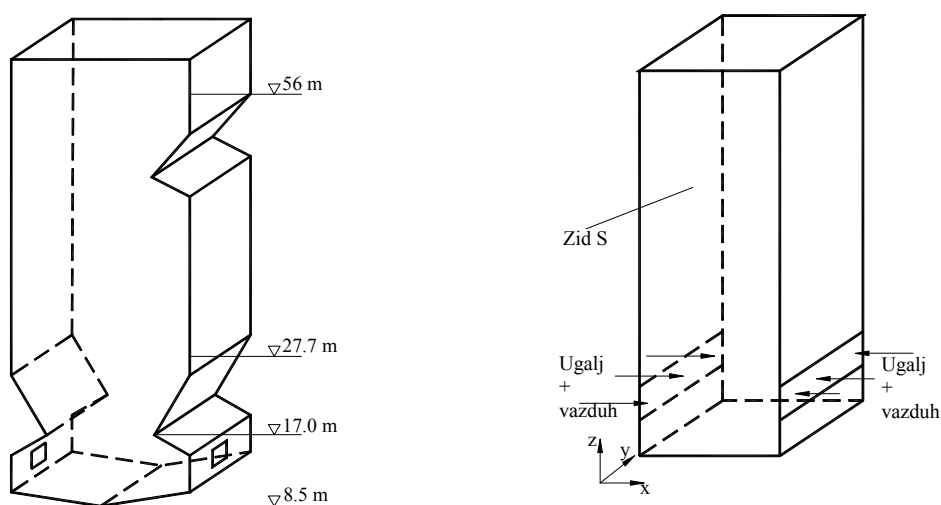
produkti sagorevanja sadrže samo čestice uglja (pod kojim se verovatno podrazumeva koksni ostatak) i gasovite produkte sagorevanja. Dodavanjem čestica čađi i letećeg pepela u produkte sagorevanja smanjivali su se fluksevi zračenja na zidu, što je objašnjeno porastom apsorpcije zračenja u medijumu usled porasta koeficijenta apsorpcije. Sa druge strane, Kim i Lior [115] su pokazali da promena od  $\pm 10,0\%$  radijacionih svojstava medijuma u cilindričnom laboratorijskom ložištu u kojem je sagorevan antracit rezultuje u zanemarljivoj promeni temperature produkata sagorevanja i intenziteta zračenja. Od istraživanja na ložištima energetske kotlova, poznato je da je Lowe sa saradnicima [141] pokazao da se u ložištu kotla snage 900 MW povećanjem ukupne površine poprečnih preseka svih čestica oblaka letećeg pepela sa  $41,7 \text{ m}^2/\text{kg}$  na  $58,4 \text{ m}^2/\text{kg}$  povećava apsorbovana količina toplote u ložištu za oko  $7,0\%$ .

Osim što ova istraživanja ukazuju na suprotne zavisnosti razmene energije zračenjem u ložištu od radijacionih svojstava medijuma, ona se odnose na relativno uzan interval radijacionih svojstava na razmenu energije u ložištu. U ovoj studiji biće razmatrana razmena energije zračenjem od vrlo malih vrednosti radijacionih svojstava pa do maksimalnih vrednosti koje postoje u ložištima za sagorevanje fosilnih goriva. Uticaj radijacionih svojstava na razmenu energije zračenjem u ložištu biće ispitivan za ložište energetske kotla i laboratorijsko ložište, u cilju pronalaženja opštih zavisnosti koja važe za sva ložišta. Laboratorijsko ložište je usvojeno iz reference [217]. Za ovo ložište detaljno su opisana radijaciona svojstva medijuma i zidova, a medijum je plamen tečnog fosilnog goriva. Temperatursko polje unutar ložišta je zadato, a poznate su i temperature zidova ložišta. Strujno polje se ne analizira. Uticaj radijacionih svojstava na razmenu energije zračenjem u ovom ložištu ispitivan je određivanjem vrednosti apsorbovane energije zračenja zidovima ložišta u zavisnosti od vrednosti totalnog koeficijenta apsorpcije, albeda rasipanja zračenja i emisivnosti zidova.

Ložište kotla koje je izabrano za ispitivanje uticaja radijacionih svojstava pripada kotlu bloka 7 TE Kakanj snage 230 MW. Za ovo ložište je usvojeno strujno polje, a temperatursko polje unutar ložišta je određeno rešavanjem entalpijske jednačine produkata sagorevanja.

**Jednačine numeričke simulacije energetske ložišta.** Ložište bloka 7 TE Kakanj prikazano je na slici 4.1. Ložište je dvokomorno i sa odvođenjem šljake u tečnom stanju, [194]. Gorionici za ugljeni prah su postavljeni na prednjem i zadnjem

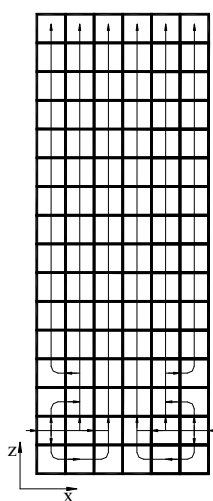
zidu ložišta, odnosno topione komore. Na prednjem zidu nalazi se ukupno 12 gorionika, kao i na zadnjem zidu. Raspored gorionika je naspramni. Od realnog ložišta, dimenzija  $10 \times 16 \times 47,5$  m, formiran je model ložišta prizmatičnog oblika dimenzija  $15 \times 15 \times 40,0$  m. Zapremina modela ložišta sadrži 16 horizontalnih ravni, a svaka ravan je dalje podeljena na  $6 \times 6$  zapreminskih zona, tako da model ložišta sadrži ukupno  $6 \times 6 \times 16 = 576$  zapreminskih zona. Zapreminske zone su kocke, dok su površinske zone kvadrati stranice  $B = 2,5$  m. Zidovi ložišta su podeljeni u 456 površinskih zona. Kapacitet kotla je  $211,1$  kg/s vodene pare temperature  $535$  °C i pritiska 178 bar.



a) Ložište

b) Usvojeni oblik ložišta

Slika 4.1. Oblik ložišta i usvojeni tok strujanja



Slika 4.2. Usvojeni strujni tok u ložištu

Usvojeno strujanje ložišnog medijuma prikazano je na slici 4.1b. Prikazan je jedan od ukupno šest vertikalnih poprečnih preseka ložišta. Nepoznate temperature određuju se iz toplotnog bilansa svake zone u stacionarnom stanju.

Toplotni bilans zapreminske zone  $g_i$  u stacionarnom stanju glasi:

$$Q_{\text{net},g_i} + Q_{\text{konv},g_i g_m} + Q_{\text{kond},g_i g_m} + Q_{\text{konv},g_i s_j} + Q_{\text{sag},g_i} = 0 \quad (4.42)$$

$Q_{\text{net},g_i}$  predstavlja neto razmenjenu toplotu zapreminske zone  $g_i$  usled zračenja i određuje se relacijom (3.42) kao razlika apsorbovane i emitovane energije.

Protok toplote  $Q_{\text{konv},g_i g_m}$  glavnim tokom usled strujanja fluida kroz granične površine posmatrane zone je:

$$Q_{\text{konv},g_i g_m} = c_{p,g_m} T_{g_m} \dot{m}_{g_m} - c_{p,g_i} T_{g_i} \dot{m}_{g_i} \quad (4.43)$$

Protok toplote kondukcijom  $Q_{\text{kond},g_i g_m}$  između susednih zapreminskih zona je:

$$Q_{\text{kond},g_i g_m} = \frac{\lambda A_{g_i g_m}}{B} (T_{g_m} - T_{g_i}) \quad (4.44)$$

gde je  $\lambda$  koeficijent toplotne provodljivosti gasovitih produkata sagorevanja, a  $A_{g_i g_m}$  je granična površina susednih zapreminskih zona.

Prelaz toplote konvekcijom između zapreminske zone  $g_i$  i susedne površinske zone  $s_j$  je određen sa:

$$Q_{\text{konv},g_i s_j} = h_{g_i s_j} A_j (T_{s_j} - T_{g_i}) \quad (4.45)$$

gde je  $h_{g_i s_j}$  koeficijent prelaza toplote između zapreminske zone i površinske zone.

Oslobađanje toplote u zapreminskim zonama usled sagorevanja uglja određeno je u skladu sa jednačinama opisanim u drugom Poglavlju.

Toplotni bilans površinske zone  $s_j$  u stacionarnom stanju prikazan je sledećom relacijom:

$$Q_{\text{net},s_j} + Q_{\text{konv},s_j g_i} + Q_{\text{konv},s_j \text{H}_2\text{O}} = 0 \quad (4.46)$$

Član  $Q_{\text{net},s_j}$  predstavlja neto razmenjenu energiju površinske zone  $s_j$  usled zračenja, koja se određuje kao razlika apsorbovane i emitovane energije zračenja površinske zone  $s_j$ .

Konvektivni prelaz toplote između površinske zone  $s_j$  i susedne zapreminske zone  $g_i$  je:

$$Q_{\text{konv},s_j g_i} = -Q_{\text{konv},g_i s_j} \quad (4.47)$$

Konvektivni prelaz toplote sa zida ložišta na smešu vode i vodene pare je:

$$Q_{s_j \text{H}_2\text{O}} = \mathcal{K}_{s_j \text{H}_2\text{O}} (T_{s_j} - T_{\text{H}_2\text{O}}) \quad (4.48)$$

gde je  $\mathcal{K}_{s_j \text{H}_2\text{O}}$  koeficijent prelaza toplote između površinske zone i dvofazne mešavine vode i vodene pare, a  $T_{\text{H}_2\text{O}} = 600,0 \text{ K}$  je temperatura dvofazne mešavine vode i vodene pare.

Apsorbovana energija površinskih zona određuje se sledećom relacijom:

$$Q_{a,s_i} = \sum_{n=1}^N \overleftarrow{S}_n S_i E_{b,s_n} + \sum_{m=1}^M \overleftarrow{G}_m S_i E_{b,g_m} \quad (4.49)$$

Osnovne direktne površine razmene bliskih zona određene su Tucker–ovim korelacijama, a korekcija totalnih površina razmene tako da one zadovolje princip konzervativnosti izvršena je prema relacijama (3.57a-c).

Ispitivanje uticaja radijacionih svojstava medijuma na razmenu energije zračenjem u ložištu izvršeno je kroz sledeća ispitivanja:

-Ispitivanje apsorbovane energije zračenja zidovima ložišta ispunjenim medijumom koji apsorbuje i emituje zračenje,

-Ispitivanje apsorbovane energije zračenja zidovima ložišta ispunjenim medijumom koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje,

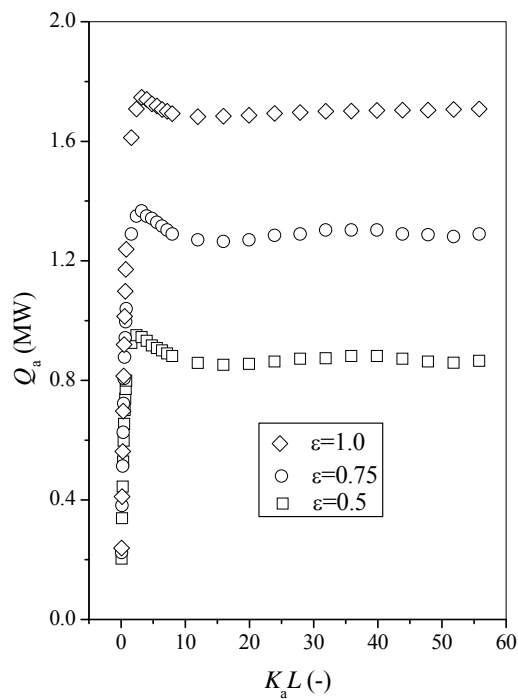
-Uticaj metode određivanja totalnih površina na vrednost apsorbovanih flukseva zračenja na zidu ložišta.

**Apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta ispunjenim medijumom koji apsorbuje i emituje zračenje.** U ovim ispitivanjima, koeficijent apsorpcije  $K_a$  medijuma je usvajan i menjan u intervalu od  $K_a = 0,0$  1/m do maksimalne vrednosti koju omogućava uslov korišćenja Tucker-ovih korelacija ( $K_a B = 18,0$ ). Rezultati su prikazani u zavisnosti od optičke gustine medijuma, koja je određena kao proizvod koeficijenta apsorpcije  $K_a$  i srednje dužine zraka  $L$ . Zavisnost apsorbovane energije zračenja od radijacionih svojstava medijuma i emisivnosti zidova za oba ložišta prikazana je slikom 4.3.

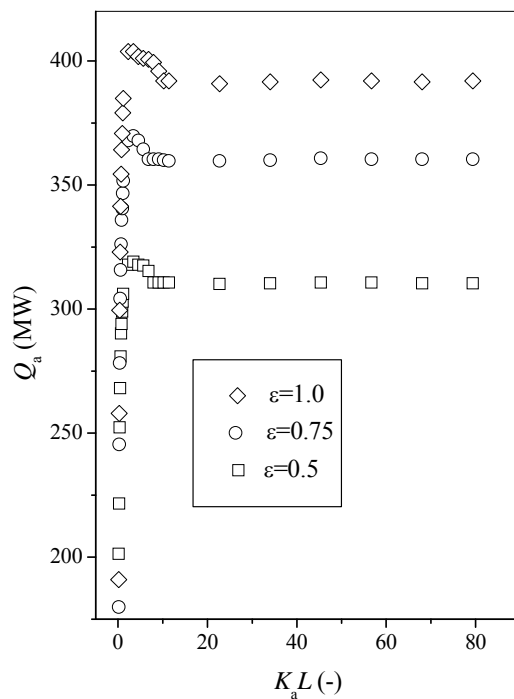
Na slici 4.3 može se uočiti da postoji isti oblik zavisnosti apsorbovane energije zračenja od radijacionih svojstava medijuma i emisivnosti zidova za oba analizirana ložišta. Apsorbovana energija zračenja dostiže maksimum za male vrednosti optičke gustine, potom opadne za izvesnu vrednost i dalje ne zavisi od optičke gustine. Sa porastom emisivnosti zidova, raste i apsorbovana energija zračenja.

Na ordinati dijagrama na slici 4.4 prikazana je apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta bezdimenzionisana apsorbovanom energijom zračenja zidova ložišta za maksimalnu vrednost optičke gustine medijuma  $\tau = K_a L$ . Na slici 4.3 vidi se da je bezdimenzionalna apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta ista za oba ložišta i da ne zavisi od emisivnosti zidova. Bezdimenzionalna apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta zavisi od optičke gustine medijuma za vrednosti do  $K_a L \approx 1,0$ . Za veće

vrednosti optičke gustine medijuma, bezdimenzionalna apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta je konstantna.

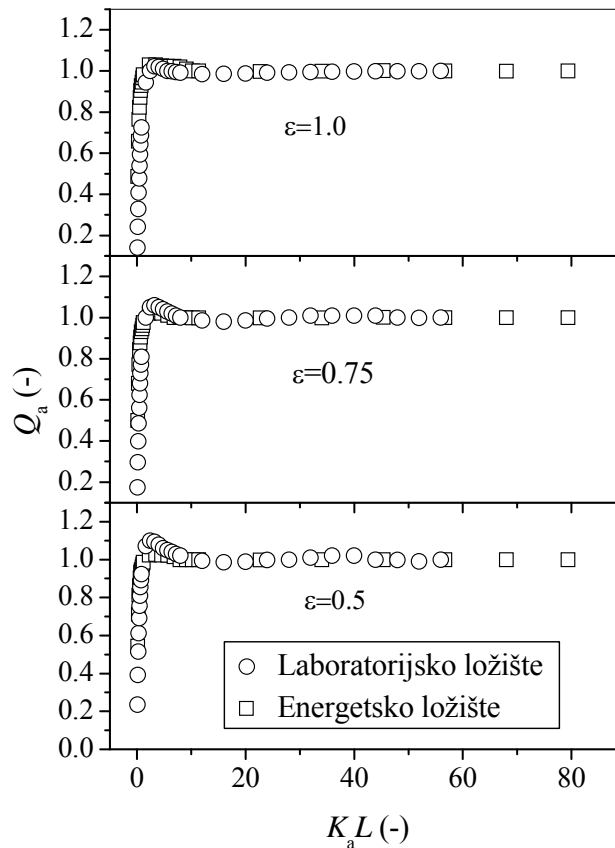


a) Laboratorijsko ložište



b) Ložište energetskeg kotla

Slika 4.3. Zavisnost apsorbovane energije zračenja od radijacionih svojstava medijuma i emisivnosti zidova



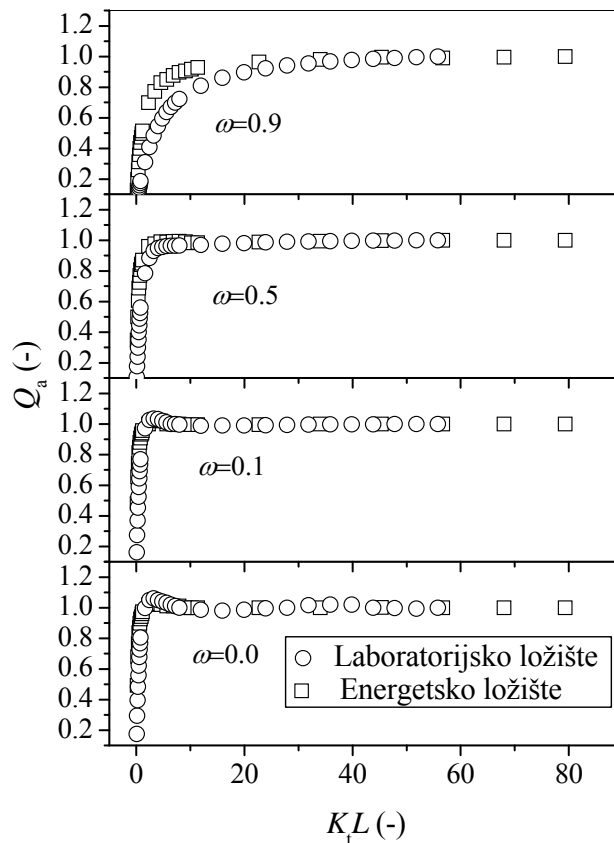
Slika 4.4. Zavisnost bezdimenzionalne apsorbovane energije zračenja od radijacionih svojstava medijuma i emisivnosti zidova

Analizom uslova ispitivanja koja je koristio Marakis sa saradnicima [149], otkriva se da je vrednost optičke gustine medijuma bila manja od  $K_a L \leq 1,0$ , što je verovatni razlog uticaja radijacionih svojstava medijuma na razmenu energije zračenjem. Ovo ispitivanje je izvršeno za cilindrično ložište, poluprečnika 1,11 m i dužine 6,29 m. Srednja dužina zraka za ovo ložište iznosi 1,70 m, a korišćenjem koeficijenta apsorpcije  $K_a = 0,11/\text{m}$  i  $K_a = 0,51/\text{m}$  dobijaju se vrednosti optičke gustine medijuma  $K_a L \approx 0,17$  i  $K_a L \approx 0,85$ .

**Apsorbovana energija zračenja zidovima ložištu ispunjenim medijumom koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje.** Apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta ispunjenim medijumom koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje takođe je ispitano za dva opisana ložišta. Totalni koeficijent zračenja  $K_t$  je usvajan i menjan od vrednosti  $K_t = 0,0$  do maksimalne vrednosti koju omogućava



uslov Tucker-ovih korelacija ( $K_1 B \approx 18,0$ ). Apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta prikazana je u zavisnosti od optičke gustine medijuma  $\tau = K_1 L$ , gde je  $L$  srednja dužina zraka određena relacijom (4.1). Na ordinati dijagrama prikazana je apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta bezdimenzionisana vrednošću apsorbovane energije zračenja zidovima ložišta za maksimalnu vrednost optičke gustine medijuma. Apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta određena je za četiri vrednosti albeda rasipanja zračenja:  $\omega = 0,0$ ,  $\omega = 0,1$ ,  $\omega = 0,5$  i  $\omega = 0,9$  i rezultati su prikazani na slici 4.5.

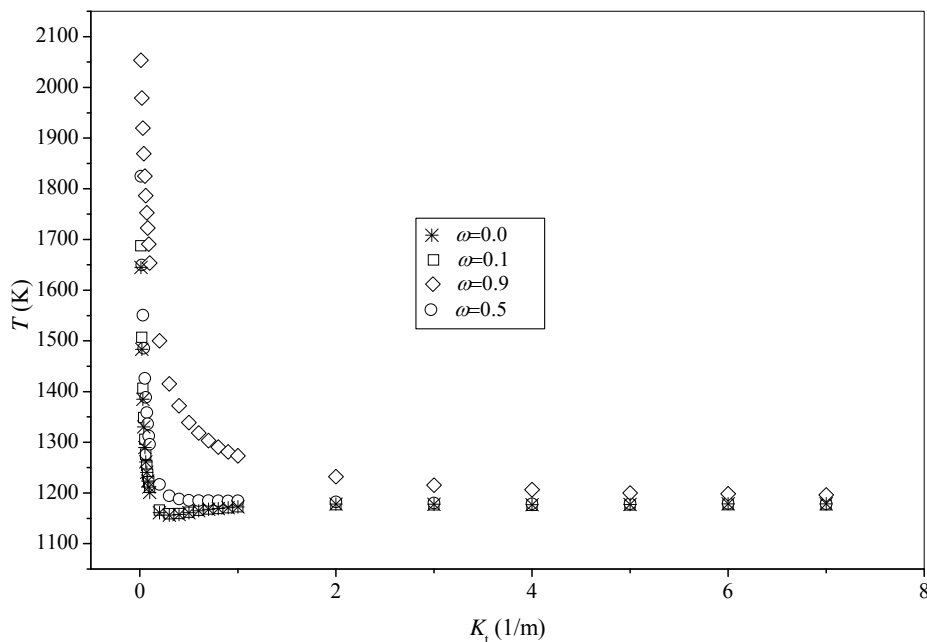


Slika 4.5. Zavisnost apsorbovane energije zračenja od radijacionih svojstava medijuma koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje

Dijagrami na slici 4.5 pokazuju da postoji ista zavisnost bezdimenzionalne apsorbovane energije zračenja zidovima ložišta od optičke gustine medijuma  $K_1 L$ , za dva različita ložišta. Granična vrednost optičke gustine medijuma  $K_1 L$ , do koje bezdimenzionalna apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta zavisi od optičke

gustine medijuma, zavisi od albeda rasipanja zračenja. Dijagrami pokazuju da kada albedo rasipanja  $\omega \rightarrow 0,0$ , bezdimenzionalna apsorbovana energija postaje jednaka bezdimenzionalnoj apsorbovanoj energiji medijuma koji apsorbuje i emituje zračenje. Dijagrami za dva ložišta se najviše razlikuju za veliku vrednost albeda rasipanja zračenja, ali samo do vrednost optičke gustine medijuma iznad koje bezdimenzionalna apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta ne zavisi od optičke gustine medijuma.

Za ložište energetskeg kotla izvršeno je dodatno ispitivanje uticaja totalnog koeficijenta zračenja na apsorbovanu energiju zračenja zidovima ložišta. Na slikama 4.6 i 4.7 prikazane su apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta i temperatura produkata sagorevanja na kraju ložišta u zavisnosti od totalnog koeficijenta zračenja  $K_t$ , za četiri vrednosti albeda rasipanja zračenja:  $\omega = 0,0$ ,  $\omega = 0,1$ ,  $\omega = 0,5$  i  $\omega = 0,9$ .

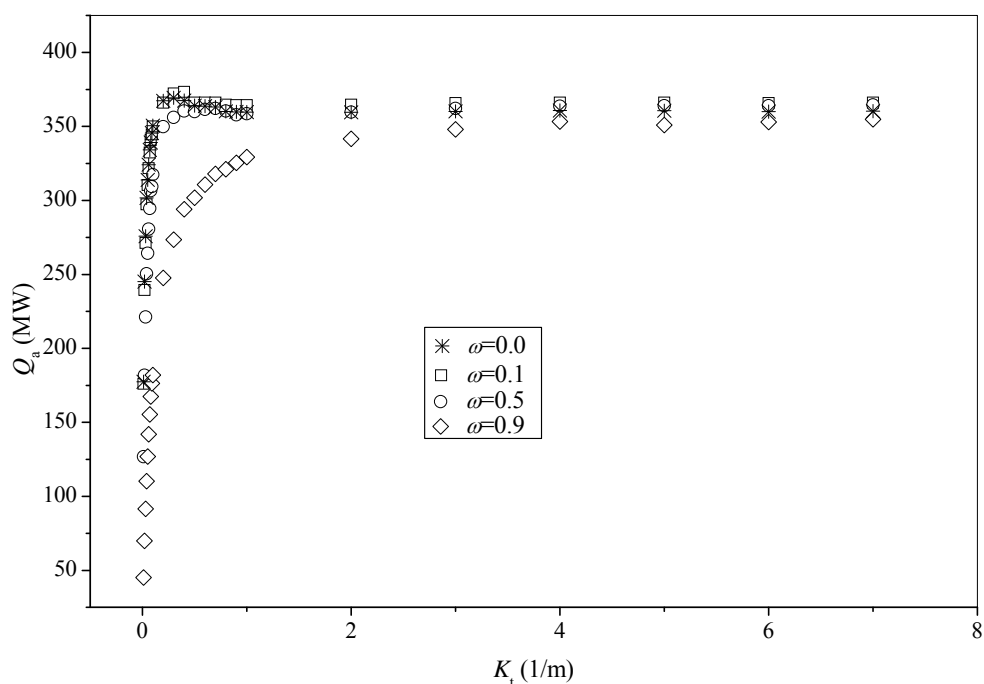


Slika 4.6. Zavisnost temperature produkata sagorevanja na kraju ložišta od totalnog koeficijenta zračenja

Dijagrami na slikama 4.6 i 4.7 pokazuju da albedo rasipanja zračenja vrlo malo utiče na apsorbovanu energiju zračenja zidovima ložišta i temperaturu produkata sagorevanja na kraju ložišta do vrednosti albeda rasipanja zračenja  $\omega = 0,5$ . Dijagrami apsorbovane energije zračenja zidovima ložišta i temperature produkata sagorevanja u izlaznom preseku ložišta za  $\omega = 0,9$  razlikuju se od odgovarajućih dijagrama za manje

prikazane vrednosti albeda rasipanja zračenja. Za  $\omega = 0,9$ , dijagrami se asimptotski približavaju maksimalnoj vrednosti, dok za manje prikazane vrednosti albeda rasipanja zračenja dijagrami prolaze kroz maksimum (odnosno minimum) za vrednost  $K_t \approx 0,3 \text{ 1/m}$ . Ipak, može se uočiti da za  $K_t \geq 1,0 \text{ 1/m}$  vrednosti apsorbovane energije zračenja zidovima ložišta i temperatura na kraju ložišta postaju približno konstantne za sve vrednosti albeda rasipanja zračenja.

Čestice u medijumu, koje su uzročnik rasipanja zračenja, ispoljavaju efekat štita na prostiranje zračenja u ložištu, [15]. Sa porastom koeficijenta rasipanja zračenja u ložišnom medijumu produžava se put koji zrak mora da pređe da bi stigao do zidova ložišta i pritom se povećava apsorpcija energije zraka unutar ložišnog medijuma. Rasipanjem zračenja smanjuje se fluks upadnog zračenja na zidovima ložišta, a povećava se količina energije koja ostaje u medijumu.



Slika 4.7. Zavisnost apsorbovane energije zračenja zidovima ložišta od totalnog koeficijenta zračenja

Rezultati dobijeni u ovom istraživanju, pokazuju isti trend zavisnosti temperature na kraju ložišta i flukseva zračenja na zidovima ložišta od albeda rasipanja zračenja rezultatima koje je dobio Zhuravlyiov sa saradnicima [288]. Prikazani rezultati

u ovoj studiji dobijeni su za slučaj izotropnog rasipanja zračenja. Krupne čestice (letećeg pepela i koksnog ostatka) koje su prisutne u plamenu ugljenog praha anizotropno rasipaju zračenje, i to tako da se najveći deo rasutog zračenja rasipa u pravcu upadnog zračenja. Menguc i Viskanta [160] su pokazali da su vrednosti flukseva zračenja u slučaju anizotropnog rasipanja zračenja između vrednosti flukseva zračenja kada nema rasipanja zračenja i kada je rasipanje zračenja izotropno. Ovim radom pokazano je da je ta razlika značajna teka kada albedo rasipanja zračenja  $\omega$  ima vrednosti veće od 0,5.

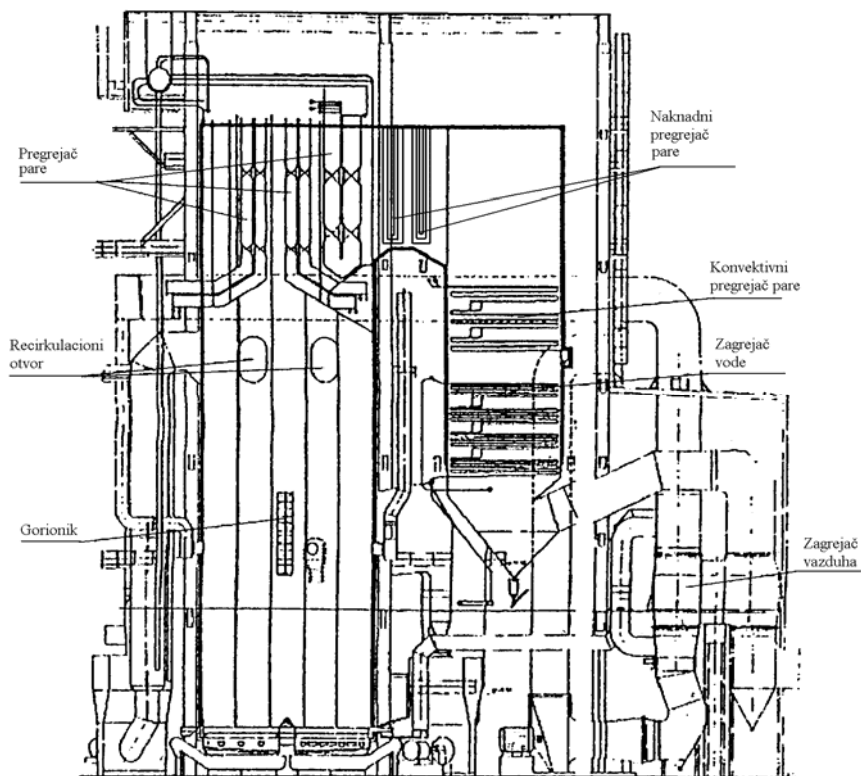
**Uticaj metode računanja totalnih površina razmene.** Ispitivanje uticaja metode određivanja totalnih površina razmene na apsorbivane flukseve zračenja na zidu izvršeno je u cilju nastavka ispitivanja uticaja albeda rasipanja zračenja na tačnost neeksplicitne metode originalnih emitera zračenja za određivanje totalnih površina razmene. Fluksevi zračenja na zidu S (slika 4.1b) dobijeni su koristeći totalne površine razmene određene neeksplicitnom metodom za sledeće vrednosti albeda rasipanja zračenja: 0,4; 0,1; 0,01; 0,001 i totalni koeficijent zračenja  $K_t = 0,25 \text{ 1/m}$ . Fluksevi zračenja na zidu S dobijeni su i za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje ( $\omega = 0,0, K_t = K_a = 0,25 \text{ 1/m}$ ) koristeći totalne površine razmene određene neeksplicitnom metodom, kao i Noble–ovom eksplicitnom metodom [177]. Vrednosti apsorbovanih flukseva zračenja prikazane su tabelarno u Prilogu 4, a ovde će biti samo diskutovani rezultati. Pokazano je da se apsorbovani fluksevi zračenja za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje kada albedo rasipanja  $\omega \rightarrow 0$  asimptotski približavaju vrednostima flukseva zračenja za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje. Vrednosti apsorbovanih flukseva zračenja na zidu kada medijum apsorbuje i emituje zračenje dobijene koristeći totalne površine razmene određene neeksplicitnom metodom jednake su vrednostima apsorbovanih flukseva zračenja koje su dobijene koristeći totalne površine razmene određene Noble–ovom eksplicitnom metodom [177] kada je  $\omega = 0,0$ . Ova analiza, zajedno sa analizom prikazanom u Poglavlju 3 ukazuje na ispravnost primene neeksplicitne metode za određivanje flukseva zračenja.

## **5. OPIS LOŽIŠTA IZABRANOG KOTLA I METOD PRORAČUNA**

Kao što je naglašeno, cilj ovog rada jeste da se za ložište za sagorevanje ugljenog praha formira matematički model koji sadrži Hottel-ov zonalni model zračenja. U naredna dva Poglavlja biće detaljno opisan metod primene Hottel-ovog zonalnog modela zračenja sa rezultatima matematičkog modela. Jednačine matematičkog modela dvofaznog strujanja i sagorevanja čestica ugljenog praha opisane su u Poglavlju 2. U ovom Poglavlju, opisani su ložište, metod proračuna totalnih površina razmene i metod povezivanja modela zračenja sa ostalim jednačinama matematičkog modela.

### **5.1. Opis kotla**

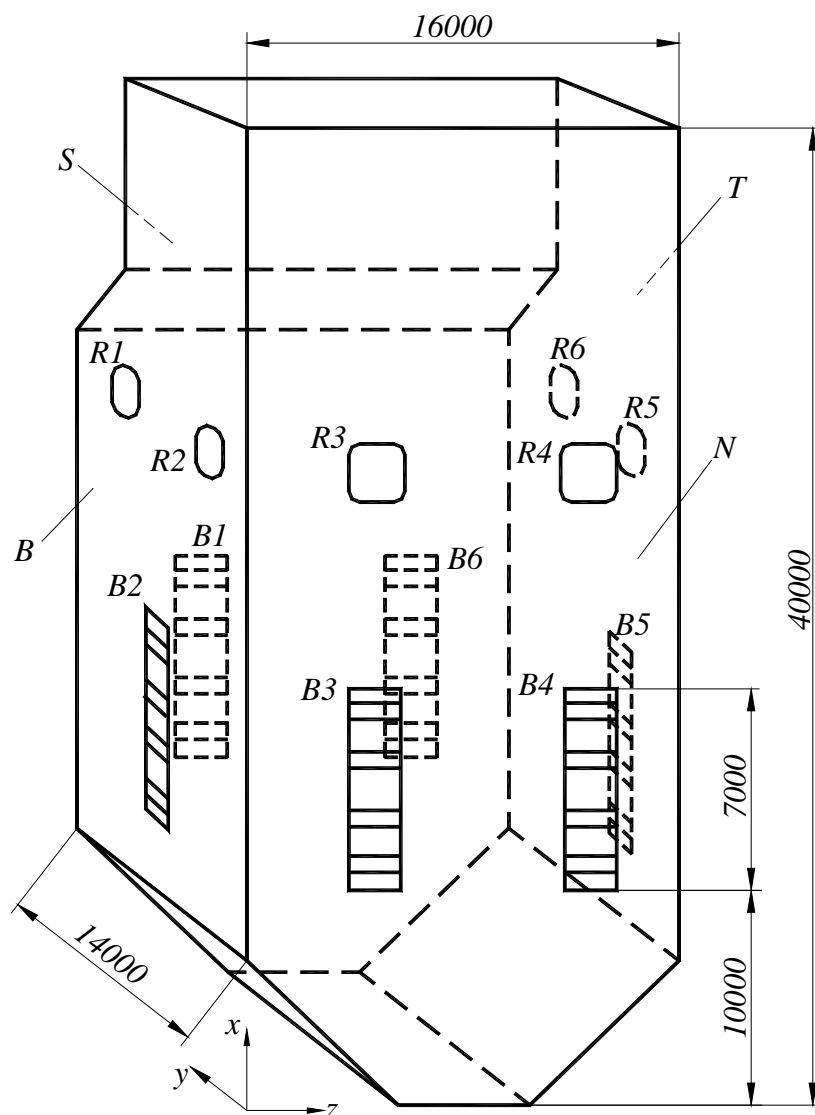
Za konačnu verifikaciju i demonstraciju performansi modela izabrano je ložište kotla bloka A2 TE “Nikola Tesla”. Snaga bloka je 210,0 MWe, dok je termička snaga kotla 593,0 MWt. Kotao je sa prirodnom cirkulacijom, sa uravnoteženom forsiranom promajom i sa jednim međupregrevanjem. Poprečni presek kotla prikazan je na slici 5.1. Gasni trakt je oblika slova “II”. Ugalj se melje i suši u mlinovima i posle prolaska kroz separator ugljenog praha uduvava u ložište. Vazduh za sagorevanje zagreva se u zagrejaču vazduha i posle se deli na primarni i sekundarni. Sekundarni vazduh se uduvava u ložište kroz zasebne otvore gorionika, a primarni vazduh se meša sa recirkulisanim gasovima sa kraja ložišta i zajedno sa komadnim ugljem uvodi u mlin. Osušeni i samleveni ugalj se zajedno sa smešom primarnog vazduha, recirkulisanih gasova i isparene vlage iz uglja uduvava u ložište kroz gorionike.



Slika 5.1. Parni kotao bloka A2 TE “Nikola Tesla”

## 5.2. Opis ložišta

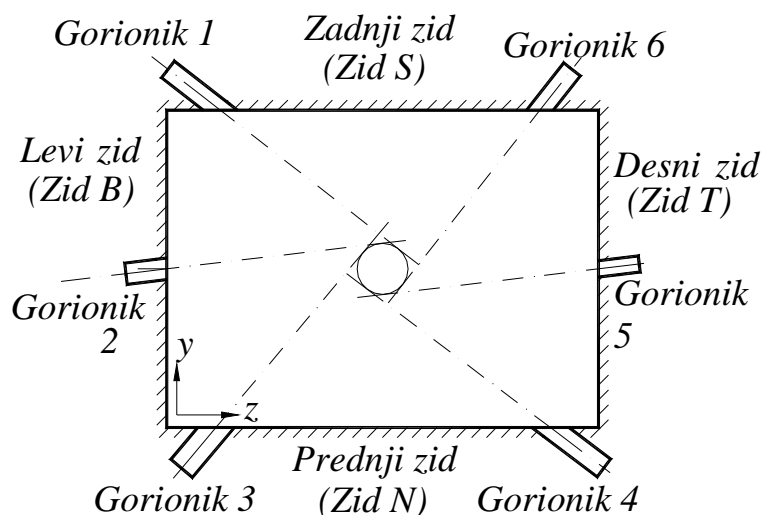
Modela ložišta razmatranog kotla prikazan je na slici 5.2. Granice domena računanja duž x ose označene su sa W (west) i E (east), duž ose y sa S (south) i N (north) i duž ose z sa B (bottom) i T (top). Prednji zid ložišta se nalazi na granici “N”, zadnji zid je na granici “S”, dok su levi i desni zid na granicama “B” i “T”, redosledno. Iako produkti sagorevanja napuštaju prostor iznad izlaza iz ložišta kroz granicu “S”, u modelu je usvojeno da gasovi prolaze kroz kroz granicu “E”. Ovo je učinjeno u cilju značajne racionalizacije broja kontrolnih zapremina, što se pokazalo prihvatljivim s obzirom na zanemarljivi uticaj na dešavanja u samom ložištu.



Slika 5.2. Model ložišta

Ložište je jednokomorno i sa odvođenjem šljake u čvrstom stanju. Opremljeno je sa ukupno šest mlaznih četveroetažnih gorionika u tangencijalnom rasporedu. Gorionici su postavljeni tako da centralne brzine fluida iz gorionika tangiraju zamišljeni vertikalni cilindar prečnika 1 m u središtu ložišta. Jednu etažu gorionika čine dva kanala aerosmeše, i po jedan kanal za gornji, donji i jezgreni sekundarni vazduh. Usvojeno označavanje gorionika u modelu prikazan je na slici 5.3. Na osnovu vertikalnog preseka gorionika usvojeno je da su izlazni kanali svih gorionika nagnuti prema horizontalnoj ravni pod uglom od  $10^\circ$ . Svaki gorionik povezan je sa mlinom, a mlin je povezan sa

jednim recirkulacionim otvorom, tako da oni čine celinu u radu kotla. Ako je isključen jedan gorionik, tada su isključeni i mlin i recirkulacioni otvor koji su povezani sa njim.



Slika 5.3. Raspored gorionika u horizontalnom poprečnom preseku ložišta

Radni parametri parnog kotla bloka A2 i glavne tehničke karakteristike predstavljene su tabelom 5.1.

Tabela 5.1. Radni parametri i glavne tehničke karakteristike bloka A2 TE “Nikola Tesla”, [188]

Naziv	Jedinica mere	Vrednost
Maksimalna trajna snaga bloka	MW	210,0
Nominalni kapacitet kotla	kg/s	181,0
Pritisak sveže pregrejane pare	bar	138,0
Temperatura sveže pregrejane pare	°C	540,0
Stepen korisnosti kotla	%	85,0
Temperatura napojne vode	°C	240,0
Radni pritisak	bar	152,0
Temperatura ključanja	°C	343,0
Kapacitet mlina	kg/s	18,89
Zapremina ložišta	m <sup>3</sup>	5669,0
Širina ložišta	m	15,5
Dubina ložišta	m	13,5
Površina zidova ložišta	m <sup>2</sup>	1934,0
Površina poprečnog preseka ložišta	m <sup>2</sup>	209,0



### 5.3. Protoci ugljenog praha, vazduha, recirkulacionih gasova i karakteristike ugljenog praha

Radni režim kotla je takav da je u pogonu pet mlinova i jedan mlin je rezerva, a u ovom slučaju to je mlin povezan sa gorionikom broj 6. Protok vazduha primarnim vazduhom, sekundarnom vazduhom i recirkulisanim produktima sagorevanja obezbeđuje koeficijent viška vazduha na kraju ložišta  $\alpha_1 = 1,2$ . Zanemaren je pritisak vazduha u ložištu i u postrojenju za pripremu ugljenog praha. Maseni protoci ugljenog praha i vazduha prikazani su tabelom 5.2.

Tabela 5.2. Maseni protoci gasne faze aerosmeše, sekundarnog vazduha i ugljenog praha po jednom gorioničkom paketu, [12]

Naziv	Jedinica mere	Vrednost
Maseni protok aerosmeše	kg/s	43,69
Maseni protok primarnog vazduha	kg/s	13,29
Maseni protok recirkulisanih gasova	kg/s	23,78
Maseni protok isparene vlage	kg/s	6,62
Sadržaj CO <sub>2</sub> u aerosmeši	maseni %	10,80
Sadržaj H <sub>2</sub> O u aerosmeši	maseni %	23,20
Sadržaj O <sub>2</sub> u aerosmeši	maseni %	8,60
Sadržaj N <sub>2</sub> u aerosmeši	maseni %	57,40
Temperatura aerosmeše	K	438,0
Maseni protok sekundarnog vazduha	kg/s	34,12
Temperatura sekundarnog vazduha	K	543,0
Maseni protok sirovog uglja	kg/s	14,72
Maseni protok ugljenog praha	kg/s	8,1

U ložištu kotla sagoreva se lignit Kolubara, Polje D. Tehnička i elementarna analiza sirovog uglja i ugljenog praha na ulazu u ložište prikazani su tabelom 5.3. Vlažnost ugljenog praha od 14,0 % nakon sušenja u mlinu usvojena je prema merenju [283].

Tabela 5.3. Tehnička i elementarna analiza sirovog uglja i ugljenog praha

Sirovi ugalj				
Tehnička analiza				
<i>W</i> (%)	<i>A</i> (%)	<i>Volatili</i> (%)	<i>C<sub>fix</sub></i> (%)	<i>H<sub>d</sub></i> (kJ/kg)
52,67	11,23	19,68	12,84	7816,0
Elementarna analiza (maseni %)				
<i>C</i> (%)	<i>H</i> (%)	<i>S<sub>g</sub></i> (%)	<i>N</i> (%)	<i>O</i> (%)
22,70	2,13	0,38	0,49	10,39
Ugljeni prah				
Tehnička analiza				
<i>W</i> (%)	<i>A</i> (%)	<i>Volatili</i> (%)	<i>C<sub>fix</sub></i> (%)	<i>H<sub>d</sub></i> (kJ/kg)
14,0	20,40	35,76	23,33	16 199,27
Elementarna analiza				
<i>C</i> (%)	<i>H</i> (%)	<i>S<sub>g</sub></i> (%)	<i>N</i> (%)	<i>O</i> (%)
41,25	3,87	0,71	0,90	18,87

Na osnovu geometrijskih karakteristika ložišta, protoka i osobina uglja, određeni su toplotno opterećenje zapremine ložišta  $q_v = 115,73 \text{ kW/m}^3$  i toplotno opterećenje poprečnog preseka ložišta  $q_F = 3139,09 \text{ kW/m}^2$ , čije se vrednosti nalaze u okviru preporučenih, [20].

Granulometrijska karakteristika usvojena je na osnovu preporuke proizvođača mlina, [281]:

$$R_{90} = 55,00\%$$

$$R_{200} = 24,00\%$$

$$R_{1000} = 2,00\%$$

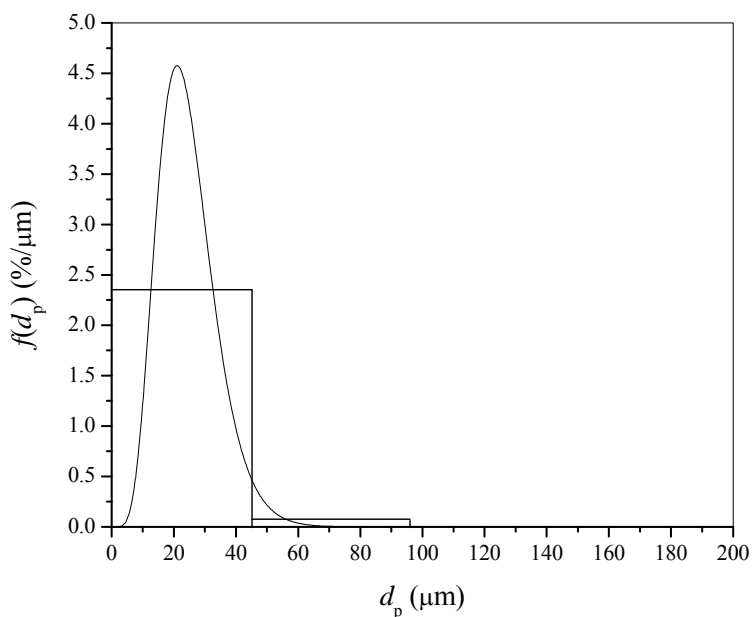
Iz usvojene granulometrijske karakteristike ugljenog praha, formirane su sledeće četiri frakcije na osnovu kojih je formirana funkcija raspodele prečnika ugljenog praha i čije su osnovne karakteristike prikazane tabelom 5.4. U tabeli su takođe prikazane i sve veličine na osnovu kojih su formirani parametri gama raspodele prečnika ugljenog praha.

Tabela 5.4. Frakcije ugljenog praha

Frakcija	$d_{p,i}$ , ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta d_{p,i}$ , ( $\mu\text{m}$ )	Maseni Udeo	Protok čestica*, (1/s)	$f_i(d_{p,i})$ , (%/μm)
0–90 μm	45,0	90,0	45,0	$0,587 \times 10^{11}$	1,08
90–200 μm	145,0	110,0	31,0	$0,121 \times 10^{10}$	$0,18 \times 10^{-1}$
200–1000 μm	600,0	800,0	22,0	$0,121 \times 10^8$	$0,25 \times 10^{-4}$
1000–2000 μm	1500,0	1000,0	2,0	$0,705 \times 10^5$	$0,12 \times 10^{-6}$

\*Protok čestica je određen za maseni protok uglja 8,1 kg/s

Iz ovih podataka, formiran je dijagram gama funkcije raspodele prečnika čestica ugljenog praha, koji je zajedno sa stepenastom funkcijom raspodele prečnika prikazan na slici 5.4.



Slika 5.4. Raspodela prečnika čestica ugljenog praha

Dobijeni su sledeći parametri gama funkcije raspodele prečnika čestica ugljenog praha:  $\gamma = 6,0$ ,  $\delta = 1,0$ ,  $\mathbf{A} = 0,10405 \times 10^{-8}$  i  $\mathbf{B} = 0,1333$ .

Srednji prečnici polidisperznog ugljenog praha na osnovu formirane gama funkcije raspodele predstavljani su sledećom tabelom:

Tabela 5.5. Srednji prečnici ugljenog praha

Srednji prečnik	Obrazac	Vrednost, ( $\mu\text{m}$ )
$d_{10}$	$d_{10} = \int_0^{\infty} d_p f(d_p) dd_p$	52,51
$d_{20}$	$d_{20}^2 = \int_0^{\infty} d_p^2 f(d_p) dd_p$	56,13
$d_{30}$	$d_{30}^3 = \int_0^{\infty} d_p^3 f(d_p) dd_p$	59,69

Raspodela čestica pepela je određena pod pretpostavkom da sav pepeo jedne čestice uglja formira jednu kompaktnu česticu pepela. Protok čestica pepela je isti kao i broj čestica ugljenog praha. Usvojena gustina čestice pepela je  $\rho_{\text{pep}} = 2600,0 \text{ kg/m}^3$  [160] i prečnik čestice određen je iz masenog bilansa pepela jedne čestice:

$$d_{\text{pep}} = d_{\text{ug}} \sqrt[3]{A \frac{\rho_{\text{ug}}}{\rho_{\text{pep}}}} = 0,468 d_{\text{ug}} \quad (5.1)$$

gde je  $A$  maseni udeo pepela u ugljenom prahu.

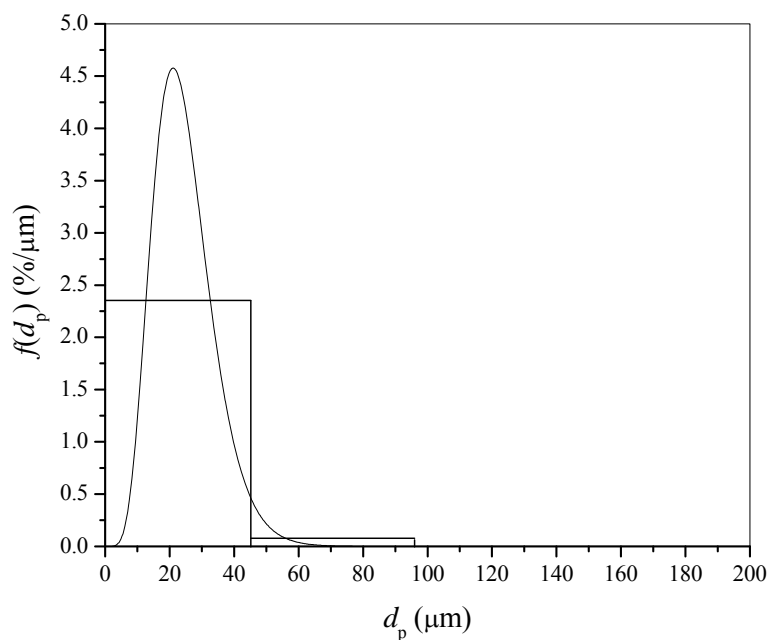
Na osnovu usvojene granulometrijske karakteristike i prethodne relacije, formirane su frakcije čestica pepela prikazane tabelom 5.6:

Tabela 5.6. Frakcije letećeg pepela

Frakcija uglja	Frakcija pepela	$d_{p,i}$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta d_{p,i}$ ( $\mu\text{m}$ )	$f_i(d_{p,i})$ ( $\%/ \mu\text{m}$ )
0–90 $\mu\text{m}$	0–42,12 $\mu\text{m}$	21,06	42,12	2,33
90–200 $\mu\text{m}$	42,12–93,6 $\mu\text{m}$	67,75	51,48	$0,39 \times 10^{-1}$
200–1000 $\mu\text{m}$	93,6–468,0 $\mu\text{m}$	280,34	374,4	$0,54 \times 10^{-4}$
1000–2000 $\mu\text{m}$	468,0–936,0 $\mu\text{m}$	700,85	468,0	$0,25 \times 10^{-6}$

Na osnovu vrednosti funkcije  $f_i(d_{p,i})$  formirani su parametri gama raspodele prečnika čestica pepela:  $\gamma = 6,0$ ,  $\delta = 1,0$ ,  $\mathbf{A} = 0,2116 \times 10^{-6}$  i  $\mathbf{B} = 0,2849$ .

Funkcija raspodele prečnika čestica letećeg pepela prikazana je na slici 5.5, zajedno sa stepenastom funkcijom raspodele.



Slika 5.5. Raspodela prečnika čestica letećeg pepela

#### 5.4. Radijaciona i termodinamička svojstva plamena ugljenog praha

Medijum koji ispunjava ložišta kotla, odnosno plamen ugljenog praha, je nehomogen, dvofazan i sa svojstvima koja zavise od prostorne koordinate. Sadržaj troatomnih gasova koji nisu prozračni za zračenje i među kojima su najvažniji ugljen-dioksid i vodena para je promenljiv. On je najmanji u blizini gorionika, a najveći izvan zone intenzivnog sagorevanja koja nije velika. Medijum još sadrži i čestice uglja, koksnoeg ostatka i letećeg pepela. Čestice ugljenog praha postoje samo u blizini gorionika, a čestice koksnoeg ostatka samo u zoni intenzivnog sagorevanja koja nije velika, [15]. Za razliku od čestica uglja i koksnoeg ostatka, uticaj čestica letećeg pepela na radijaciona svojstva plamena ugljenog praha nije zanemarljiv, što je pokazano nizom istraživanja [141], [140], [265], [264], kojima je dokazano da čestice letećeg pepela imaju dominantnu ulogu u razmeni toplote zračenjem.

Radijaciona svojstva gasovite faze plamena ugljenog praha određena su modelom jednog sivog gasa. Iako je Liu sa saradnicima [132] pokazao da se modelom težinske sume sivih gasova dobijaju donekle precizniji rezultati, primena modela težinske sume sivih gasova podrazumeva memorisanje matrica totalnih površina

razmene za svaki sivi gas. Takva procedura zahteva korišćenje velike računarske memorije. Alternativna rešenja, poput učitavanja matrica iz fajlova u svakoj iteraciji ili naizmenično učitavanja matrica totalnih površina razmene za svaki sivi gas je neprihvatljivo sa aspekta trajanja numeričke simulacije. Zato je određivanje radijacionih svojstava gasne faze plamena ugljenog praha preko modela jednog sivog gasa izabrano kao optimalno rešenje.

Za dati sastav uglja, sastav gasovitih produkata sagorevanja koji su određeni za koeficijent viška vazduha  $\alpha_l = 1,20$ , usvojenu srednju temperaturu dimnoga gasa u ložištu  $T_g = 1173,0$  K i usvojenu temperaturu zidova  $T_w = 615,0$  K, Leckner-ovim modelom dobijena je emisivnost gasa  $\epsilon_g = 0,5516$ . Srednja dužina zraka određena iz relacije (4.1) iznosi  $L = 10,56$  m, a koeficijent apsorpcije gasa određen prema modelu jednog sivog gasa iznosi (relacija (4.4))  $K_{a,g} = 0,076$  1/m.

Spektralni koeficijenti apsorpcije oblaka čestica letećeg pepela određen je na osnovu pojednostavljene metode, koje je opisana jednačinama (4.34)–(4.35e). Spektralni totalni koeficijenti zračenja oblaka čestica letećeg pepela određen je jednačinama (4.32)–(4.33k). Spektralni koeficijent rasipanja zračenja oblaka čestica letećeg pepela dobijen je iz razlike totalnog koeficijenta zračenja i koeficijenta apsorpcije. Talasno područje u kojem su određivani spektralni koeficijenti je 1,0–10,0  $\mu\text{m}$ .

S obzirom na složenost određivanja optičkih svojstava čestica letećeg pepela u zavisnosti od sastava, ovde su usvojene srednje vrednosti indeksa refrakcije  $n = 1,5$  i indeksa apsorpcije  $k = 0,02$ , iz tabele 4.1.

Srednji Planck-ovi koeficijenti apsorpcije i rasipanja zračenja određeni su procedurom koja je opisana u Poglavlju 4, koristeći Planck-ove frakcionalne funkcije prve i druge vrste. Temperatura za koju su određeni koeficijenti je  $T = 1173,0$  K.

Dobijene su sledeće vrednosti koeficijenata apsorpcije i rasipanja za oblak čestica letećeg pepela:  $K_{a,p,lp} = 0,0697$  1/m i  $K_{s,p,lp} = 0,127$  1/m.

U cilju provere ovih rezultata, spektralni koeficijenti apsorpcije i rasipanja oblaka čestica letećeg pepela određeni su i jednačinom (4.28), a faktori rasipanja zračenja određeni su relacijama (4.29)–(4.31e). Srednji Planck-ovi koeficijenti

apsorpcije i rasipanja zračenja određeni su kao u prethodnom slučaju i dobijene su sledeće vrednosti:  $K_{a,p,lp} = 0,0698 \text{ 1/m}$  i  $K_{s,p,lp} = 0,127 \text{ 1/m}$ .

Usvojene su sledeće vrednosti  $K_{a,p,lp} = 0,0697 \text{ 1/m}$  i  $K_{s,p,lp} = 0,127 \text{ 1/m}$ . Ove vrednosti koeficijenta apsorpcije i rasipanja zračenja oblaka čestica letećeg pepela su u saglasnosti sa vrednostima koje su objavljene u referencama [149], [264], [265].

Koeficijent apsorpcije plamena ugljenog praha određen je relacijom (4.44) iznosi  $K_a = 0,1457 \text{ 1/m}$ , dok je totalni koeficijent zračenja plamena ugljenog praha određen relacijom (4.47) i iznosi  $K_t = 0,2727 \text{ 1/m}$ . Albedo rasipanja određen je relacijom (4.48) i iznosi  $\omega = 0,466$ . Ove vrednosti radijacionih svojstava plamena ugljenog praha su istog reda veličine kao i koeficijenti apsorpcije koji se koriste u numeričkim simulacijama i inženjerskim proračunima ložišta [217], [32], [64], [21], kao koeficijenti apsorpcije oblaka čestica dobijeni merenjem na kotlovskom ložištu [139].

Ekranski zidovi ložišta često su pokriveni slojem naslaga pepela, pa je emisivnost zidova određena emisivnošću naslaga. Iako se totalna emisivnost naslaga pepela može izračunati [99], ona je usvojena iz reference [229], kao pouzdanog izvora koji preporučuju poznati autori [15]. Za temperaturu zidova (zapravo naslaga)  $T_w = 615,0 \text{ K}$  usvojena je totalna emisivnost rastresitih naslaga zidova  $\epsilon_w = 0,80$  za sve površinske zone, osim za otvore kao što su gorionici, recirkulacioni otvori i kraj ložišta. Za ove površinske zone usvojena je totalna emisivnost bliska emisivnosti crnog tela  $\epsilon_w = 0,99$ , na osnovu pretpostavke da se zrak nakon višestruke apsorpcije i refleksije na zidovima kanala gorionika i recirkulacionih otvora ne može vratiti u ložište. Otvori gorionika i recirkulacionih otvora predstavljaju relativno male površine na zidovima ložišta, tako da zrak koji stigne iz dubine ložišta ne može vratiti nazad u ložište, bez obzira da li se na zidovima dešava ogledalasta ili difuziona refleksija. Kraj ložišta predstavlja izlazni otvor, tako da je i za površinske zone koje predstavljaju kraj ložišta usvojena emisivnost  $\epsilon_w = 0,99$ .

Termodinamička i transportna svojstva medijuma određena su pomoću jednačine stanja, regresionih obrada tabličnih podataka i empirijskih relacija za multikomponentne smeše. Detaljnije određivanje termodinamičkih svojstava opisano je u referenci [225].

## 5.5. Metod proračuna

Veliki broj promenljivih uticajnih parametara čini da je proces sagorevanja uglja u ložištu kotla izrazito heterogen i nedeterministički. Međusobne spregnutosti mnogobrojnih složenih uticajnih procesa čini određivanje lokalnih radnih parametara odgovarajuće složenim. Matematičko modeliranje je u slučaju ložišta kotlova bazirano na rešavanju sistema međusobno povezanih transportnih jednačina količine kretanja, toplote i mase visokotemperaturske multikomponentne dvofazne mešavine sa hemijskim reakcijama i radijacionom razmenom toplote u kompleksnim uslovima turbulentnog strujanja. Pojedini fenomeni sami po sebi kompleksni ne mogu se razmatrati individualno i izolovano. U ovom radu razmatra se transport toplote zračenjem u sklopu kompleksnog modela koji je ranije razvijen i koji se ovde ne menja.

Razvoj ovde razmatranog modela obuhvata sledeće:

- Određivanje direktnih površine razmene za pojedine zone ložišta
- Određivanje totalnih površine razmene za pojedine zone ložišta
- Numerički aspekt problema
- Proračun transfera toplote zračenjem
- Ugradnja u kompleksan model procesa u ložištu

Da bi se Hottel–ov zonalni model razmene toplote zračenjem primenio u numeričkoj simulaciji ložišta, potrebno je odrediti direktne i totalne površine razmene svih zona ložišta. To je u ovom radu ostvareno kroz metod proračuna koji će u nastavku teksta biti opisan.

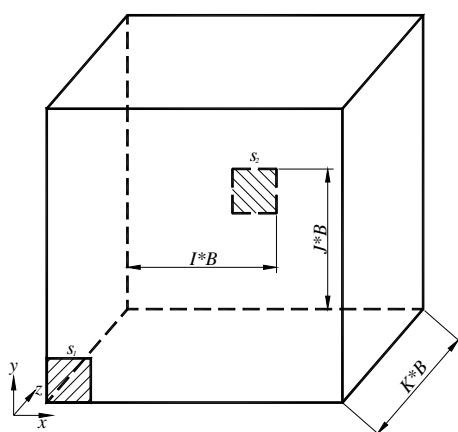
### 5.5.1. Metod proračuna direktnih površina razmene

Prva faza u rešavanju razmene energije zračenjem unutar ložišta je određivanje direktnih površina razmene. Zapreminske zone ložišta mogu biti proizvoljnog oblika, ali ako je ložište prizmatičnog oblika, onda je opravdano usvojiti da su zapreminske zone oblika kocke stranice B, a površinske zone kvadrati iste stranice B. Nije neophodno računati direktne površine razmene za svaki par zona ložišta, već je dovoljno izračunati



direktne površine razmene za karakteristične situacije na osnovu kojih se mogu odrediti sve direktne površine razmene. Direktne površine razmene za karakteristične situacije ovde su nazvane osnovne direktne površine razmene. Osnovne direktne površine razmene određuju se za zone koje pripadaju kocki čija je stranica jednaka maksimalnoj dimenziji modela ložišta.

**Direktne površine razmene površinskih zona paralelnih zidova.** Površinske zone paralelnih zidova za koje se računaju osnovne direktne površine razmene prikazane su na slici 5.6. Osnovne direktne površine razmene računaju se za zone od kojih je zona  $s_1$  u stalnom položaju u donjem levom uglu jednog zida, a zona  $s_2$  se nalazi na drugom zidu. Položaji zone  $s_2$  određeni su celim brojevima  $I$  i  $J$ , u skladu sa slikom 5.6. Paralelni zidovi na kojima su površinske zone međusobno su udaljeni za celobrojni umnožak  $K$  stranice zone  $B$ .



Slika 5.6. Položaji površinskih zona paralelnih zidova prilikom određivanja osnovnih direktnih površina razmene

Osnovna direktna površina razmene  $\overleftrightarrow{s_1 s_2}$  određuje se na jedan od dva načina, zavisno da li su zone bliske ili udaljene. Ako su zone  $s_1$  i  $s_2$  bliske, kada je  $I \leq 3$ ,  $J \leq 3$  i  $K \leq 3$ , onda se u opštem slučaju osnovna direktna površina razmene računa na osnovu obrasca (3.5), a u praktičnim problemima dovoljno je koristiti Tucker–ove korelacije [252]. Ako su zone  $s_1$  i  $s_2$  udaljene, kada je najmanje jedan od parametara

$I, J, K > 3$ , onda se osnovna direktna površina razmene  $\overleftrightarrow{s_1 s_2}$  računa na osnovu rastojanja od centra jedne zone do centra druge zone, na sledeći način:

$$\overleftrightarrow{s_1 s_2}(I, J, K) = B^2 e^{-Ks} \frac{K^2}{\pi(s/B)^4} \quad (5.2)$$

gde je

$$\frac{s}{B} = \sqrt{(I-1)^2 + (J-1)^2 + K^2} \quad (5.3)$$

Za površinske zone  $s_1(I_1, J_1, K_1)$  i  $s_2(I_2, J_2, K_2)$  u modelu ložišta, direktna površina razmene  $\overleftrightarrow{s_1 s_2}$  određuje se na osnovu rastojanja zona duž koordinatnih pravaca:

$$\Delta I = |I_1 - I_2| + 1 \quad (5.4)$$

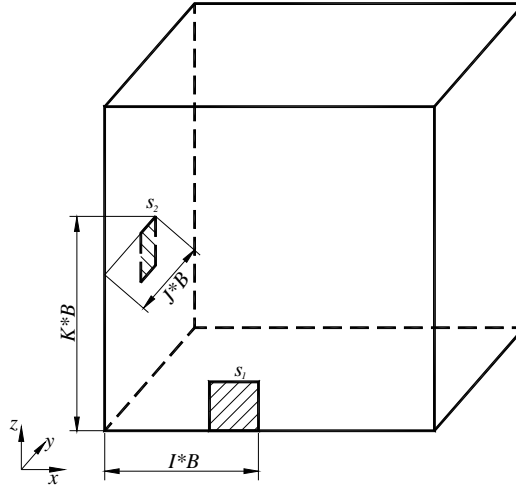
$$\Delta J = |J_1 - J_2| + 1 \quad (5.5)$$

$$\Delta K = |K_1 - K_2| = K \quad (5.6)$$

koristeći relaciju:  $\overleftrightarrow{s_1 s_2} = \overleftrightarrow{s_1 s_2}(\Delta I, \Delta J, \Delta K)$ , koja sledi iz principa Yamauti.

**Direktne površine razmene površinskih zona upravnih zidova.** Površinske zone upravnih zidova za koje se računaju osnovne direktne površine razmene prikazane su na slici 5.7. Osnovne direktne površine razmene računaju se za zone  $s_1$  i  $s_2$ , koje su postavljene tako da zona  $s_1$  zauzima položaje u prvom redu jednog zida, dok zona  $s_2$

zauzima položaje na drugom zidu koji su određeni celim brojevima  $J$  i  $K$ , kao što je prikazano na slici 5.7.



Slika 5.7. Položaji površinskih zona upravnih zidova prilikom određivanja osnovnih direktnih površina razmene

Osnovna direktna površina razmene  $\overleftrightarrow{s_1 s_2}$  određuje se na jedan od dva načina, zavisno da li su zone bliske ili udaljene. Ako su zone  $s_1$  i  $s_2$  bliske, kada je  $I \leq 3$ ,  $J \leq 3$  i  $K \leq 3$ , onda se u opštem slučaju osnovna direktna površina razmene računa na osnovu obrasca (3.5), a u praktičnim problemima dovoljno je koristiti Tucker–ove korelacije [252]. Ako su zone  $s_1$  i  $s_2$  udaljene, kada je najmanje jedan od parametara  $I, J, K > 3$ , onda se osnovna direktna površina razmene  $\overleftrightarrow{s_1 s_2}$  računa na osnovu rastojanja od centra jedne zone do centra druge zone, na sledeći način:

$$\overleftrightarrow{s_1 s_2}(I, J, K) = B^2 e^{-K_t s} \frac{(I - 1/2)(J - 1/2)}{\pi (s/B)^4} \quad (5.7)$$

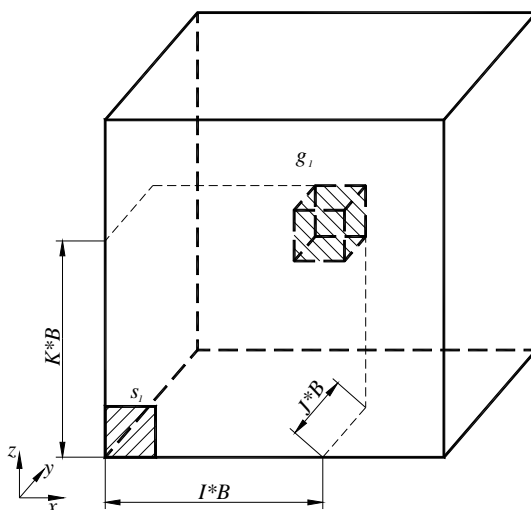
gde je:

$$\frac{s}{B} = \sqrt{(I - 1/2)^2 + (J - 1/2)^2 + (K - 1)^2} \quad (5.8)$$

Za dve proizvoljne površinske zone  $s_1(I_1, J_1, K_1)$  i  $s_2(I_2, J_2, K_2)$  u modelu ložišta, direktna površina razmene  $\overrightarrow{s_1 s_2}$  određuje se koristeći relaciju:  $\overrightarrow{s_1 s_2} = \overrightarrow{s_1 s_2}(I_1, J_2, \Delta K)$ , koja sledi iz principa Yamauti i gde je:

$$\Delta K = |K_1 - K_2| + 1 \quad (5.9)$$

**Direktne površine razmene površinskih i zapreminskih zona.** Površinska zona i zapreminska zona za koje se računaju osnovne direktne površine razmene šematski su prikazane na slici 5.8. Osnovne direktne površine razmene računaju se tako što je površinska zona  $s_1$  u stalnom položaju u donjem levom uglu jednog zida, dok zapreminska zona  $g_1$  zauzima položaje koji su određeni celim brojevima  $I, J$  i  $K$ , kao što je prikazano na slici 5.8.



Slika 5.8. Položaji površinske i zapreminske zone prilikom određivanja osnovnih direktnih površina razmene

Osnovna direktna površina razmene  $\overleftrightarrow{s_1 g_2}$  određuje se na jedan od dva načina, zavisno da li su zone bliske ili udaljene. Ako su zone  $s_1$  i  $g_1$  bliske, kada je  $I \leq 3$ ,  $J \leq 3$  i  $K \leq 3$ , onda se u opštem slučaju osnovna direktna površina razmene računa na osnovu obrasca (3.9), a u praktičnim problemima dovoljno je koristiti Tucker–ove korelacije [252]. Ako su zone  $s_1$  i  $g_1$  udaljene, kada je najmanje jedan od parametara  $I, J, K > 3$ , onda se osnovna direktna površina razmene  $\overleftrightarrow{s_1 g_2}$  računa na osnovu rastojanja od centra jedne zone do centra druge zone, na sledeći način:

$$\overleftrightarrow{s_1 g_2} = K_t B^3 e^{-K_t s} \frac{K - 1/2}{\pi (s/B)^3} \quad (5.10)$$

gde je:

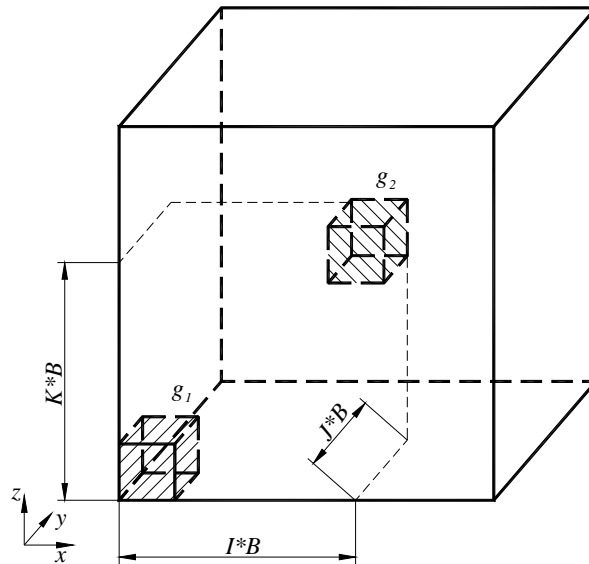
$$\frac{s}{B} = \sqrt{(I-1)^2 + (J-1)^2 + (K-1/2)^2} \quad (5.11)$$

Za površinsku zonu  $s_1(I_1, J_1, K_1)$  i zapreminsku zonu  $g_2(I_2, J_2, K_2)$  u modelu ložišta, direktna površina razmene  $\overleftrightarrow{s_1 g_2}$  određuje se na osnovu rastojanja zona duž koordinatnih pravaca a koji su izraženi relacijama (5.4)–(5.6) i koristeći relaciju:  $\overleftrightarrow{s_1 g_2} = \overleftrightarrow{s_1 g_2}(\Delta I, \Delta J, \Delta K)$ , koja sledi iz principa Yamauti.

Poseban slučaj osnovnih direktnih površina razmene ove vrste jeste kada površinska zona  $s_1$  predstavlja stranicu (graničnu površinu) zapreminske zone  $g_2$ . Ako  $\overleftrightarrow{s_1 g_2}$  označava direktnu površinu razmene zapreminske zone i svih njenih graničnih površina, onda se ova direktna površina razmene određuje na sledeći način:  $\overleftrightarrow{s_1 g_2} = \overleftrightarrow{s_1 g_2}(1,1,1) = \overleftrightarrow{s_1 g_2}/6$ . Direktna površina razmene  $\overleftrightarrow{s_1 g_2}$  može se odrediti numeričkom integracijom ili Tucker–ovim korelacijama, [252].

**Direktne površine razmene zapreminskih zona.** Zapreminske zone za koje se računaju osnovne direktne površine razmene prikazane su na slici 5.9. Osnovne direktne

površine razmene računaju se za par zapreminskih zona tako što je zona  $g_1$  u stalnom položaju u donjem levom uglu, dok zona  $g_2$  zauzima položaje koji su određeni celim brojevima  $I, J$ , i  $K$ , u skladu sa slikom 5.9.



Slika 5.9. Položaji zapreminskih zona prilikom određivanja osnovnih direktnih površina razmene

Osnovna direktna površina razmene  $\overleftrightarrow{\mathcal{G}}_{1,2}$  određuje se na jedan od dva načina, zavisno da li su zone bliske ili udaljene. Ako su zone  $g_1$  i  $g_2$  bliske, kada je  $I \leq 3$ ,  $J \leq 3$  i  $K \leq 3$ , onda se u opštem slučaju osnovna direktna površina razmene računa na osnovu obrasca (3.13), a u praktičnim problemima dovoljno je koristiti Tucker–ove korelacije [252]. Ako su zone  $g_1$  i  $g_2$  udaljene, kada je najmanje jedan od parametara  $I, J, K > 3$ , onda se osnovna direktna površina razmene  $\overleftrightarrow{\mathcal{G}}_{1,2}$  računa na osnovu rastojanja od centra jedne zone do centra druge zone, na sledeći način:

$$\overleftrightarrow{\mathcal{G}}_{1,2} = (K_t B)^2 B^2 \frac{e^{-K_t s}}{\pi(s/B)^2} \quad (5.12)$$

gde je

$$\frac{s}{B} = \sqrt{(I-1)^2 + (J-1)^2 + (K-1)^2} \quad (5.13)$$

Za zapreminske zone  $g_1(I_1, J_1, K_1)$  i  $g_2(I_2, J_2, K_2)$  u modelu ložišta, direktna površina razmene se određuje na osnovu rastojanja zona duž koordinatnih pravaca:

$$\Delta I = |I_1 - I_2| + 1 \quad (5.14)$$

$$\Delta J = |J_1 - J_2| + 1 \quad (5.15)$$

$$\Delta K = |K_1 - K_2| + 1 \quad (5.16)$$

koristeći relaciju:  $\overrightarrow{g_1 g_2} = \overrightarrow{\mathcal{S}_1 \mathcal{S}_2}(\Delta I, \Delta J, \Delta K)$ , koja sledi iz principa Yamauti.

Poseban slučaj osnovnih direktnih površina razmene ove vrste jeste direktna površina razmene zapreminske zone sa samom sobom, koja se određuje na sledeći način:  $\overrightarrow{\mathcal{S}_1 \mathcal{S}_1} = 4K_1 B^3 - \overrightarrow{\mathcal{S}_1 \mathcal{S}_1}$ , tj. kao razlika emitovanog zračenja zapreminske zone umanjeno zračenjem koje stigne do njenih graničnih površina.

### 5.5.2. Računanje osnovnih direktnih površina razmene

Ako se izuzme metod Monte Carlo za određivanje osnovnih direktnih površina razmene (jer je to već posebna metoda), onda se osnovne direktne površine razmene mogu odrediti na nekoliko načina: numeričkim integraljenjem, primenom Tucker-ovih korelacija ili na osnovu tabelarnih vrednosti koje je formirao Siddal [222]. Siddal-ove tabelarne vrednosti su formirane za interval proizvoda  $K_1 B$  od 0,0 do 2,0, ali je za njihovu primenu potrebno prvo potrebno odrediti interpolacione polinome. Kako se

Tucker-ove korelacije primenjuju za interval proizvoda  $K_1B$  od 0,0 do 18,0, primena Siddal-ovih tabelarnih podataka nije dalje razmatrana.

Numeričko integraljenje može se primeniti za sve vrednosti proizvoda  $K_1B$ . Jedini problem je vreme računanja, koje u nekim slučajevima može biti vrlo dugo. U nastavku teksta biće prikazana tačnost ova dva postupka za računanje direktnih površina razmene i biće izvršen izbor između njih na osnovu kriterijuma tačnosti i vremena računanja.

**Numeričko integraljenje.** Određivanje osnovnih direktnih površina razmene numeričkim integraljenjem opisano je u referencama [222] i [93]. U referenci [222] detaljno je opisan postupak određivanja osnovnih direktnih površina tipa  $\overrightarrow{gs}$  i  $\overleftarrow{gs}$ , dok je postupak određivanja osnovnih direktnih površina tipa  $\overleftrightarrow{ss}$  opisan u referenci koja nije raspoloživa. Zato je u ovom radu primenjen postupak opisan u referenci [93], koji se zasniva na podeli površinskih zona na veliki broj malih kvadrata i zapreminskih zona na veliki broj malih kocki. Mali kvadrati i male kocke dobijaju se podelom stranice površinske ili zapreminske zone na određeni broj jednakih delova, koji predstavljaju stranicu malog kvadrata ili male kocke. Ako je  $n$  broj kojim se deli stranice površinske ili zapreminske zone na jednake delove, onda se površinska zona deli na  $n^2$  malih kvadrata, a zapreminska zona na  $n^3$  malih kocki.

Postupak računanja osnovnih direktnih površina razmene počinje usvajanjem broja kojim se deli stranica zapreminskih i površinskih zona. Zatim se računa vrednost osnovne direktne površine razmene. Ako je razlika između izračunate vrednosti i prethodne vrednosti osnovne direktne površine razmene veća od unapred zadate dozvoljene razlike, onda se usvaja veći broj kojim se deli stranica zapreminskih i površinskih zona. Postupak se ponavlja sve dotle dok razlika dve uzastopne vrednosti osnovne direktne površine razmene ne postane manja od unapred zadate vrednosti. Za određivanje vrednosti osnovnih direktnih površina razmene koriste se relacije (3.5), (3.9), i (3.13).

**Tucker-ove korelacije.** Tucker-ove korelacije su regresija podataka koj isu dobijeni numeričkom integracijom. Ovde su navedene Tucker-ove korelacije koje su upotrebljene za određivanje osnovnih direktnih površina razmene, tabelama 5.7-5.10 i relacijom (5.17). Indeksi  $I, J$  i  $K$  odgovaraju indeksima na slikama 5.6-5.9.



Tabela 5.7. Tucker-ove korelacije za osnovne direktne površine razmene površinskih zona paralelnih zidova

$I$	$J$	$K$	$\vec{r}_{ss}(I, J, K)/B^2$
1	1	1	$0,1998\exp(-1,1053K_1B)$
1	2	1	$0,0861\exp(-1,3014K_1B)$
1	3	1	$0,0153\exp(-1,9987K_1B)$
2	2	1	$0,0433\exp(-1,5172K_1B)$
2	3	1	$0,0105\exp(-2,1959K_1B)$
3	3	1	$0,0045\exp(-2,7513K_1B)$
1	1	2	$0,0686\exp(-2,0710K_1B)$
1	2	2	$0,0481\exp(-2,2368K_1B)$
1	3	2	$0,0206\exp(-2,7286K_1B)$
2	2	2	$0,0351\exp(-2,4015K_1B)$
2	3	2	$0,0164\exp(-2,8812K_1B)$
3	3	2	$0,0093\exp(-3,3165K_1B)$
1	1	3	$0,0330\exp(-3,0512K_1B)$
1	2	3	$0,0274\exp(-3,1838K_1B)$
1	3	3	$0,0168\exp(-3,5683K_1B)$
2	2	3	$0,0230\exp(-3,3140K_1B)$
2	3	3	$0,0146\exp(-3,6906K_1B)$
3	3	3	$0,0101\exp(-4,0432K_1B)$

Tabela 5.8. Tucker-ove korelacije za osnovne direktne površine razmene površinskih zona upravnih zidova

$I$	$J$	$K$	$\vec{ss}(I, J, K)/B^2$
1	1	1	$0,2000 \exp \left( - \left( \frac{0,539 - 0,0615 K_1 B + 0,429 \times 10^{-2} (K_1 B)^2 -}{0,151 \times 10^{-3} (K_1 B)^3 + 0,206 \times 10^{-5} (K_1 B)^4} \right) K_1 B \right)$
1	1	2	$0,0406 \exp \left( - \left( \frac{0,9965 - 0,0878 K_1 B + 0,419 \times 10^{-2} (K_1 B)^2 -}{0,773 \times 10^{-4} (K_1 B)^3} \right) K_1 B \right)$
1	1	3	$0,0043 \exp(-0,5390 K_1 B)$
1	2	1	$0,0328 \exp \left( - \left( 1,571 - 0,0391 K_1 B + 0,208 \times 10^{-2} (K_1 B)^2 \right) K_1 B \right)$
1	2	2	$0,0189 \exp(-1,751 K_1 B)$
1	2	3	$0,0059 \exp(-2,384 K_1 B)$
1	3	1	$0,0089 \exp(-2,502 K_1 B)$
1	3	2	$0,0069 \exp(-2,665 K_1 B)$
1	3	3	$0,0036 \exp(-3,129 K_1 B)$
2	2	1	$0,0329 \exp(-2,055 K_1 B)$
2	2	2	$0,0230 \exp(-2,245 K_1 B)$
2	2	3	$0,0101 \exp(-2,780 K_1 B)$
2	3	1	$0,0159 \exp(-2,860 K_1 B)$
2	3	2	$0,0129 \exp(-3,010 K_1 B)$
2	3	3	$0,0076 \exp(-3,435 K_1 B)$
3	3	1	$0,0124 \exp(-3,481 K_1 B)$
3	3	2	$0,0107 \exp(-3,609 K_1 B)$
3	3	3	$0,0073 \exp(-3,976 K_1 B)$

Tabela 5.9. Tucker-ove korelacije za osnovne direktne površine razmene zapreminske i površinske zone

$I$	$J$	$K$	$\vec{gS}(I, J, K) / \left( \vec{gS} \right)_b$
1	2	1	$0,0337 \exp \left( - \left( \frac{0,4563 - 0,0311 K_1 B +}{0,824 \times 10^{-3} (K_1 B)^2} \right) K_1 B \right)$
1	3	1	$0,0048 \exp(-1,457 K_1 B)$
2	2	1	$0,0137 \exp \left( - \left( \frac{0,8332 - 0,0469 K_1 B +}{0,103 \times 10^{-2} (K_1 B)^2} \right) K_1 B \right)$
2	3	1	$0,0034 \exp(-1,674 K_1 B)$
3	3	1	$0,0017 \exp(-2,251 K_1 B)$
1	1	2	$0,0313 \exp(-1,062 K_1 B)$
1	2	2	$0,0200 \exp(-1,292 K_1 B)$
1	3	2	$0,0078 \exp(-1,933 K_1 B)$
2	2	2	$0,0135 \exp(-1,514 K_1 B)$
2	3	2	$0,0062 \exp(-2,089 K_1 B)$
3	3	2	$0,0037 \exp(-2,602 K_1 B)$
1	1	3	$0,0120 \exp(-2,033 K_1 B)$
1	2	3	$0,0098 \exp(-2,210 K_1 B)$
1	3	3	$0,0060 \exp(-2,666 K_1 B)$
2	2	3	$0,0083 \exp(-2,366 K_1 B)$
2	3	3	$0,0053 \exp(-2,806 K_1 B)$
3	3	3	$0,0037 \exp(-3,201 K_1 B)$

Tabela 5.10. Tucker-ove korelacije za osnovne direktne površine razmene dve zapreminske zone

$I$	$J$	$K$	$\overrightarrow{g}(I, J, K) / (K_t B \overleftarrow{g}_b)$
2	1	1	$0,0949 \exp \left( - \left( 0,3784 - 0,0331 K_t B + 0,174 \times 10^{-2} (K_t B)^2 - 0,36 \times 10^{-4} (K_t B)^3 \right) K_t B \right)$
3	1	1	$0,0203 \exp(-1,430 K_t B)$
2	2	1	$0,0445 \exp \left( - \left( 0,8190 - 0,0599 K_t B + 0,235 \times 10^{-2} (K_t B)^2 - 0,347 \times 10^{-4} (K_t B)^3 \right) K_t B \right)$
3	2	1	$0,0161 \exp(-1,657 K_t B)$
3	3	1	$0,0099 \exp(-2,263 K_t B)$
2	2	2	$0,0283 \exp(- (1,147 - 0,062 (K_t B) + 0,132 \times 10^{-2} (K_t B)) K_t B)$
3	2	2	$0,0132 \exp(-1,866 K_t B)$
3	3	2	$0,0090 \exp(-2,458 K_t B)$

Tabelama je još potrebno dodati i sledeću korelaciju:

$$\frac{\overleftarrow{g}_b}{4K_t B^3} = \exp \left( - \left( \left( \left( -0,50513 \times 10^{-4} K_t B + 0,23416 \times 10^{-2} \right) K_t B - 0,042148 \right) K_t B + 0,43288 \right) K_t B \right) \quad (5.17)$$

Veličina  $\overleftarrow{g}_b$  predstavlja direktnu površinu razmene između zapreminske zone i svih njenih graničnih površina. Ona se nalazi u imenitelju svih obrazaca u tabelama 5.9 i 5.10, a koristi se i za računanje sledećih osnovnih direktnih površina razmene:  $\overrightarrow{g}(1,1,1) = \overleftarrow{g}_b / 6$  i  $\overrightarrow{g}(1,1,1) = 4K_t B^3 - \overleftarrow{g}_b$ .

Upoređene su vrednosti osnovnih direktnih površina razmene određene numeričkim integraljenjem i Tucker-ovim korelacijama, kada je koeficijent apsorpcije  $K_a = 0,15$  l/m, a stranica zapreminskih i površinskih zona  $B = 2,5$  m. U postupku određivanja osnovnih direktnih površina razmene numeričkim integraljenjem, najpre je svaka stranica površinske zone ili zapreminske zone podeljena na 20 delova. Time je površinska zona podeljena na 400 malih kvadrata i zapreminska zona na 8000 malih kocki. Ukoliko je razlika prethodne i nove vrednosti osnovne direktne površine razmene

bila veća od unapred zadate dozvoljene razlike, broj kojim je deljena stranica zone povećavan je za 10. Razlika je izražena u procentima vrednosti koja je određena numeričkim integraljenjem.

Razlika vrednosti osnovnih direktnih površina razmene kada se određuju numeričkim integraljenjem i Tucker-ovim korelacijama je uglavnom manja od 1,0%. Najveća razlika je za osnovne direktne površine razmene  $\overleftrightarrow{ss}(I, J, K)$  za upravne zidove. Da bi se ispitaio značaj ovih razlika, za izabrano ložište izračunate su direktne površine razmene i proveren je princip konzervativnosti, izražen jednačinama (3.14a) i (3.14b). Zapremina ložišta, koje ima oblik paralelopipeda, podeljena je na 16 horizontalnih redova koji sadrže 36 zapreminskih zona (6×6). Zidovi ložišta podeljeni su na 16 horizontalnih redova koji sadrže po 6 površinskih zona. Rezultati za izabrane površinske i zapreminske zone prikazani su sledećim tabelama. Površinske zone su indeksirane oznakom  $(I, J)$ , gde  $I$  označava broj horizontalnog reda (1-16), a  $J$  označava broj zone u horizontalnom redu (1-6). Zapreminske zone su indeksirane oznakom  $(I, J, K)$ , gde  $I$  označava broj horizontalnog reda (1-16), a  $J$  i  $K$  označavaju broj zone u horizontalnom redu (1-6). Provera principa konzervativnosti predstavljena je tabelama 5.11 i 5.12.

Tabela 5.11. Provera principa konzervativnosti za izabrane površinske zone

$I, J$	$\sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{g}_m s_i + \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{s}_n s_i$		Tačna vrednost
	Numeričko integraljenje	Tucker-ove korelacije	
9,3	6,238153	6,266662	6,25
10,3	6,238617	6,267126	
11,3	6,239692	6,168200	

Tabela 5.12. Provera principa konzervativnosti za izabrane zapreminske zone

$I, J, K$	$\sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{g}_m s_i + \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{s}_n s_i$		Tačna vrednost
	Numeričko integraljenje	Tucker-ove korelacije	
9,2,2	9,244029	9,305070	9,375
10,2,2	9,244651	9,305691	
11,2,2	9,246087	9,307128	

Tačnost određivanja direktnih površina razmene numeričkim integraljenjem i Tucker-ovim korelacijama utvrđena je srednjom razlikom koja je za površinske zone određena relacijom:

$$\delta = \sum_i \left| \frac{6,25 - \left( \sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{g_m s_i} + \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{s_n s_i} \right)}{6,25N} \right| \times 100,0 \quad (5.18)$$

a za zapreminske zone relacijom:

$$\delta = \sum_i \left| \frac{9,375 - \left( \sum_{m=1}^M \overleftrightarrow{g_m g_i} + \sum_{n=1}^N \overleftrightarrow{s_n g_i} \right)}{9,375M} \right| \times 100,0 \quad (5.19)$$

U relacijama (5.18) i (5.19),  $\delta$  označava srednju razliku, dok indeks  $i$  označava da je sabiranje u relaciji (5.18) po površinskim zonama, a u relaciji (5.19) po zapreminskim zonama. Brojevi 6,25 (u relaciji (5.18)) i 9,375 (u relaciji (5.19)) predstavljaju tačne vrednosti koje bi trebalo da se dobiju primenom principa konzervativnosti. Srednje razlike određivanja direktnih površina razmene prikazane su tabelom 5.13.

Tabela 5.13. Srednja razlika određivanja direktnih površina razmene

Metod određivanja	Srednja razlika (%)	
	Površinske zone	Zapreminske zone
Numeričko integraljenje	0,092	1,16
Tucker-ove korelacije	0,34	0,62

Na osnovu rezultata koji su prikazani tabelama 5.11-5.13, može se zaključiti da se primenom i numeričkog integraljenja i Tucker-ovih korelacija dobija dovoljno tačno zadovoljenje principa konzervativnosti i za površinske i za zapreminske zone. Na osnovu ovih rezultata ne može se dati prednost jednom načinu računanja osnovnih direktnih površina razmene u odnosu na drugi.

Za numeričko računanje osnovnih direktnih površina razmene upotrebljen je procesor Pentium 4 na 800 MHz. Računanje osnovnih direktnih površina razmene trajalo je oko dva dana i to uz korišćenje dva računara. Na osnovu kriterijuma vremena računanja, primena Tucker-ovih korelacija je povoljnije od numeričkog integraljenja. Zato je u ovom radu usvojeno da se osnovne direktne površine razmene računaju Tucker-ovim korelacijama.

### **5.5.3. Metod proračuna totalnih površina razmene**

Za određivanje totalnih površina razmene na osnovu direktnih površina razmene, raspoloživa je neeksplicitna metoda koju su razvili Hottel i Cohen [93], kao i Hottel i Sarofim [94], [96], kao i nekoliko eksplicitnih metoda [177], [167]. Kako je za primenu eksplicitnih metoda potrebno angažovati mnogo veću računarsku memoriju nego za neeksplicitnu metodu, u ovom radu usvojen je metod određivanja totalnih površina razmene neeksplicitnom metodom.

Za plamen ugljenog praha, kao medijum koji apsorbuje, emituje i rasipa zračenjem neeksplicitni metod svodi se na određivanje ukupnih emitovanih flukseva zapreminskih i površinskih zona. Ukupni emitovani fluksevi zona dobijaju se rešavanjem jednačine (3.27) i određuju se za situacije kada samo jedna zona emituje zračenje, a sve ostale zone (uključujući i tu zonu) apsorbuju energiju zračenja. Totalne površine razmene određuju se relacijama (3.31) ili (3.39), kao i relacijama (3.34) i (3.37).

### **5.5.4. Metod rešavanja sistema jednačina za određivanje totalnih površina razmene**

S obzirom da je neeksplicitna metoda usvojena za metod određivanja totalnih površina razmene, kao i da se za određivanje totalnih površina razmene koriste ukupni emitovani fluksevi zapreminskih i površinskih zona koji se dobijaju rešavanjem jednačine (3.27) koja se može napisati na sledeći način:

$$[\mathbf{A}]_{Z \times Z} [\mathbf{W}]_{Z \times 1} = [\mathbf{B}]_{Z \times 1} \quad (5.20)$$

gde je  $[\mathbf{A}]_{Z \times Z}$  kvadratna matrica koeficijenata,  $[\mathbf{W}]_{Z \times 1} = [W_{s_1}, \dots, W_{s_N}, \mathcal{W}_{g_1}, \dots, \mathcal{W}_{g_M}]^T$  matrica kolona ukupnih emitovanih flukseva koji su u ovoj jednačini nepoznate veličine, a

$$[\mathbf{B}]_{Z \times 1} = \left[ -\frac{A_1 \varepsilon_1}{\rho_1} E_{b,s_1}, \dots, -\frac{A_N \varepsilon_N}{\rho_N} E_{b,s_N}, -\frac{4K_t(1-\omega)}{\omega} V_1 E_{b,g_1}, \dots, -\frac{4K_t(1-\omega)}{\omega} V_M E_{b,g_M} \right]^T$$
 je

matrica kolona slobodnih članova. Matrica koeficijenata glasi:

$$[\mathbf{A}]_{Z \times Z} = \begin{bmatrix} \overleftrightarrow{s_1 s_1} - A_1 / \rho_1 & \cdots & \overleftrightarrow{s_1 s_N} & \overleftrightarrow{g_1 s_1} & \cdots & \overleftrightarrow{g_M s_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \overleftrightarrow{s_1 s_N} & \cdots & \overleftrightarrow{s_N s_N} - A_N / \rho_N & \overleftrightarrow{g_1 s_N} & \cdots & \overleftrightarrow{g_M s_N} \\ \overleftrightarrow{s_1 g_1} & \cdots & \overleftrightarrow{s_N g_1} & \overleftrightarrow{g_1 g_1} - 4K_t V_1 / \omega & \cdots & \overleftrightarrow{g_M g_1} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \overleftrightarrow{s_1 g_M} & \cdots & \overleftrightarrow{s_N g_M} & \overleftrightarrow{g_1 g_M} & \cdots & \overleftrightarrow{g_M g_M} - 4K_t V_M / \omega \end{bmatrix}_{Z \times Z}$$

U rešavanju ukupnih emitovanih flukseva, dimenzija kvadratne matrice koeficijenata jednaka je zbiru zapreminskih i površinskih zona, što je za potrebe numeričke simulacije izabranog ložišta  $Z = N + M = 10668$  (broj površinskih i zapreminskih zona izabranog ložišta biće objašnjen u narednom Poglavlju, a ovde je naveden samo ilustrativno). Zato je naredni problem u određivanju totalnih površina razmene rešavanje matrica nestandardno velikih dimenzija.

Za rešavanje matricnih jednačina razvijene su direktne i iterativne metode. S obzirom na predviđeno dugo vreme računanja iterativnih metoda zbog dimenzije kvadratne matrice koeficijenata i kako su direktne metode tačnije, rešenje matricne jednačine (3.27) je potraženo među direktnim metodama.

Metod Gauss-ove eliminacije i metod inverzne matrice su probani, ali su neprihvatljivi zbog dugog vremena računanja. Zadovoljavajuće rešenje postignuto je



primenom faktorizacionog metoda razdvajanja matrice koeficijenata  $[A]_{Z \times Z}$  na donju i gornju trougaonu matricu, koji se još zove i metod Choleskog, [191].

Donja trougaona matrica je kvadratna matrica čiji su elementi iznad glavne dijagonale jednaki nuli, dok je gornja trougaona matrica kvadratna matrica čiji su elementi ispod glavne dijagonale jednaki nuli, [165].

U rešavanju matrične jednačine (5.20), ako se kvadratna matrica koeficijenata  $[A]_{Z \times Z}$  napiše kao proizvod donje trougaone matrice  $[D]_{Z \times Z}$  i gornje trougaone matrice  $[G]_{Z \times Z}$ :

$$[A]_{Z \times Z} = [D]_{Z \times Z} [G]_{Z \times Z} \quad (5.21)$$

onda se matrična jednačina (5.20) može napisati u sledećem obliku:

$$[A]_{Z \times Z} [W]_{Z \times 1} = [D]_{Z \times Z} ([G]_{Z \times Z} [W]_{Z \times 1}) = [B]_{Z \times 1} \quad (5.22)$$

Ako se definiše nova matrica kolona  $[Y]_{Z \times 1}$  na sledeći način:

$$[G]_{Z \times Z} [W]_{Z \times 1} = [Y]_{Z \times 1} \quad (5.23)$$

onda se matrična jednačina (5.20) rešava u dva koraka. U prvom koraku rešava se matrica kolona  $[Y]_{Z \times 1}$  iz sledeće jednačine:

$$[D]_{Z \times Z} [Y]_{Z \times 1} = [B]_{Z \times 1} \quad (5.24)$$

Zato što je matrica  $[D]_{Z \times Z}$  donja trougaona matrica, rešenje jednačine (5.24) po  $[Y]_{Z \times 1}$  je jednostavno:

$$\begin{bmatrix} d_{11} & 0 & 0 & 0 \\ d_{21} & d_{22} & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & 0 \\ d_{z1} & d_{z2} & \cdots & d_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \vdots \\ y_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_z \end{bmatrix} \quad (5.25)$$

odakle je:

$$f_1 = \frac{b_1}{a_{11}} \quad (5.26a)$$

$$f_Z = \frac{1}{a_{ZZ}} \left( b_Z - \sum_{m=1}^{Z-1} a_{Zm} f_m \right) \quad (5.26b)$$

Vrednosti elemenata matrice kolone  $[\mathbf{B}]_{Z \times 1}$  određuju se u zavisnosti od toga koja je zona originalni emiter zračenja. Za tu zonu je  $E_b = 1,0 \text{ W/m}^2$ , a za ostale zone je  $E_b = 0,0 \text{ W/m}^2$ . U drugom koraku, rešava se matrica kolona  $[\mathbf{W}]_{Z \times 1}$  iz jednačine (5.23):

$$\begin{bmatrix} \mathcal{G}_{11} & \mathcal{G}_{12} & \cdots & \mathcal{G}_{1Z} \\ 0 & \mathcal{G}_{22} & \cdots & \mathcal{G}_{2Z} \\ 0 & 0 & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \mathcal{G}_{ZZ} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} W_{s_1} \\ W_{s_N} \\ \mathcal{W}_{g_1} \\ \mathcal{W}_{g_M} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_Z \end{bmatrix} \quad (5.27)$$

na sledeći način:

$$\mathcal{W}_{g_M} = \frac{f_Z}{\mathcal{G}_{ZZ}} \quad (5.28a)$$

⋮

$$W_{s_1} = \frac{1}{\mathcal{G}_{11}} \left( f_1 - \sum_{m=2}^Z \mathcal{G}_{1m} f_m \right) \quad (5.28b)$$

što je i traženo rešenje jednačine (5.20), koja se rešava onoliko puta koliko ložište ima zona. Razlaganje matrice koeficijenata  $[A]_{Z \times Z}$  na donju i gornju trouganu matricu vrši se samo jednom, jer je matrica  $[A]_{Z \times Z}$  ista bez obzira koja zona je originalni emiter zračenja.

Kritični uslov primene metode Choleskog za rešavanje matrične jednačine (5.20) (odnosno (3.27)) jeste obezbediti da su elementi duž glavnih dijagonala donje i gornje trougaone matrice različiti od nule.

Razlaganje matrice  $[A]_{Z \times Z}$  na donju i gornju trougaonu matricu izvršeno je Crout-ovim algoritmom, [159]. Opšte pravilo množenja matrica primenjeno na relaciju (5.21) daje:

$$\hat{a}_{kn} = \sum_{m=1}^Z a_{km} \mathcal{S}_{mn} \quad (k, n = 1, 2, \dots, Z) \quad (5.29)$$

gde  $\hat{a}_{kn}$  označava element matrice  $[A]_{Z \times Z}$ . Zato što su  $[D]_{Z \times Z}$  i  $[G]_{Z \times Z}$  donja i gornja trougaona matrica, zbir u prethodnoj relaciji prekida se posle  $k$ -tog člana, tako da je:

$$\hat{a}_{kn} = \sum_{m=1}^k a_{km} \mathcal{S}_{mn} \quad (k \leq n) \quad (5.30)$$

i

$$\hat{a}_{kn} = \sum_{m=1}^k a_{km} \mathcal{S}_{mn} \quad (k > n) \quad (5.31)$$

Ove dve poslednje relacije pokazuju da imamo ukupno  $Z \times Z = Z^2$  jednačina za rešavanje ukupno  $Z^2 + Z$  nepoznatih koeficijenata  $a_{kl} (k \geq n)$  i  $\mathcal{S}_{kl} (k < n)$ . Pošto je broj nepoznatih za  $Z$  veći od broja jednačina, možemo proizvoljno da izaberemo vrednosti  $Z$  nepoznatih veličina. Pogodno je uzeti da je  $a_{kk} = 1, 0 \quad (k = 1, 2, \dots, Z)$ .

Sada se Crout–ov algoritam sastoji u sledećem: za svako  $n = 1, 2, \dots, Z$ , najpre za  $n = 1$ , zatim za  $n = 2$  itd, ( $n$  označava broj kolone matrica  $[a]_{Z \times Z}$  i  $[d]_{Z \times Z}$ ) vrše se dva koraka.

**Prvi korak.** Za  $k = 1, 2, \dots, n$  iz jednačine (5.29) se dobija:

$$\hat{a}_{kn} = \sum_{m=1}^{k-1} d_{km} \mathcal{G}_{mn} + d_{kk} \mathcal{G}_{kn} \quad (5.32)$$

što uzimajući u obzir uslov da je  $d_{kk} = 1, 0$  formira relaciju za računanje  $\mathcal{G}_{kn}$ :

$$\mathcal{G}_{kn} = \hat{a}_{kn} - \sum_{m=1}^{k-1} d_{km} \mathcal{G}_{mn} \quad (5.33)$$

**Drugi korak.** Za  $k = n + 1, n + 2, \dots, Z$  jednačina (5.29) daje:

$$\hat{a}_{kn} = \sum_{m=1}^{n-1} d_{km} \mathcal{G}_{mn} + d_{kn} \mathcal{G}_{nn} \quad (5.34)$$

odakle se računa  $d_{kn}$ :

$$d_{kn} = \frac{1}{\mathcal{G}_{nn}} \left( \hat{a}_{kn} - \sum_{m=1}^{n-1} d_{km} \mathcal{G}_{mn} \right) \quad (5.35)$$

Kada se ova dva koraka izvrše za dato  $n$ , ponavlja se ista procedura za sledeću vrednost  $n$  sve dok se ne dostigne vrednost  $n = Z$ .

U primeni Crout–ove metode razlaganja matrice na donju i gornju trougaonu matricu neophodno je obezbediti da su elementi duž glavne dijagonale gornje trougaone matrice različiti od nule, da bi se izbeglo deljenje nulom u jednačini (5.35). To se

postiže permutacijom vrsta matrice  $[A]_{z \times z}$ , čime se ne menja sistem jednačina već samo njihov redosled. Permutacija vrsta izvodi se tako, da se na glavnu dijagonalu postavlja element koji je najveći po apsolutnoj vrednosti.

### 5.5.5. Ugradnja modela razmene energije zračenjem u kompleksni model

Modeliranje osnovnih strujno termičkih procesa u ložištu kotla u 3D realnoj geometriji bazirano je na konzervaciji pojedinih varijabli po kontrolnim zapreminama. Ukupan broj kontrolnih zapremina, koji određuje veličinu memorijskog prostora za čuvanje vrednosti pojedinih varijabli, određen je brojem kontrolnih zapremina duž pojedinih koordinatnih osa:  $N_x \times N_y \times N_z$ . U diskretizacijom dobijenim diferentnim jednačinama figurišu parametri razmatrane kontrolne zapremine i šest susednih kontrolnih zapremina. Sistem jednačina može se predstaviti matrično, a matrica koeficijenata je takva da su svi članovi izvan sedam članova oko glavne dijagonalne (po tri člana ispred i iza glavne dijagonale u svakom redu, kao i član na samoj glavnoj dijagonali) jednaki nuli. Sistem linearnih jednačina rešava se sedmodijagonalnim matričnim algoritmom SIPSOL, [189].

Sa druge strane, priroda razmene energije zračenjem povezuje zapreminske zone svaku sa svakom. Sistem jednačina za rešavanje neto razmenjene energije zračenjem takođe se može predstaviti matrično, ali matrica koeficijenata je puna matrica (nijedan član nije jednak nuli) dimenzija  $M \times (M + N)$ , gde je  $M$  ukupan broj zapreminskih zona, a  $N$  je ukupan broj površinskih zona.

Navedene razlike ukazuju na potrebu različitih pristupa kako sa stanovišta rešavanja sistema jednačina tako i sa stanovišta formiranja numeričke mreže.

Jednačine matematičkog modela moguće je rešiti na dva načina. Prvi način je takav da se temperatura određuje u sklopu modela razmene energije zračenjem. Iz glavnog programa preuzimaju se fizičke veličine potrebne za računanje konvektivnog i difuzionog transporta toplote, za računanje izvora toplote usled hemijskih reakcija i dr. Entalpijska jednačina koja se rešava je oblika jednačine (4.49).

U drugom načinu, posebno se razmatra samo transfer toplote radijacijom, na osnovu koga se određuju izvorni članovi usled zračenja koji se uvode u entalpijsku jednačinu i koja se potom rešava u sklopu osnovnog modela strujno termičkih procesa u

ložištu. Za računanje izvornih članova entalpijske jednačine usled zračenja koristi se temperatursko polje koje je dobijeno u prethodnoj iteraciji. Ocenjeno je da je drugi pristup efikasniji pa će akcenat biti na njemu.

Osnovni element numeričke mreže za računanje razmene energije zračenjem Hottel-ovim zonalnim modelom je zapreminska zona. Ukupni broj zapreminskih zona (kao i površinskih zona) određen je mogućnošću procesora računara da obradi matricu velikih dimenzija. U slučaju izabranog ložišta, usvojena stranica zapreminske zone je  $B = 1,0 \text{ m}$ , čime je dobijeno ukupno  $M = 7956$  zapreminskih zona i  $N = 2712$  površinskih zona. Ova numerička mreža nazvana je gruba numerička mreža, jer ona ne može da se koristi za računanje svih ostalih fizičkih veličina gasne faze. Numerička mreža za računanje ostalih fizičkih veličina gasne faze (temperatura, brzina, turbulentna kinetička energija i drugo) dobija se podelom svake zapreminske zone na određeni broj kontrolnih zapremina. Ova numerička mreža nazvana je fina numerička mreža. Neto razmenjena energija usled zračenja rešava na gruboj numeričkoj mreži, a sve strujno-termičke veličine rešavaju se na finoj numeričkoj mreži.

Prilikom računanja neto razmenjene energije usled zračenja, najpre se od temperaturskog polja fine numeričke mreže strujanja formira temperatursko polje grube numeričke mreže:

$$T_{gm} = \frac{\sum_i T_{i, fm}}{nkz} \quad (5.36)$$

gde indeks gm označava grubu numeričku mrežu, indeks fm finu mrežu i  $nkz$  označava broj kontrolnih zapremina na koje je podeljena jedna zapreminska zona. Temperaturskim poljem grube numeričke mreže, koristeći totalne površine razmene koje su učitane u glavnom programu, određuje se neto razmenjena energija zračenja zapreminske zone  $g_i$ :

$$Q_{\text{net, gm, } g_i} = \sum_{m=1}^M \overrightarrow{G}_m G_i E_{b, g_m} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S}_n G_i E_{b, s_n} - 4K_a V_i E_{b, g_i}, \quad i = 1, \dots, M \quad (5.37)$$

Neto razmenjena energija zračenja zapreminske zone  $g_i$  deli se na neto razmenjenu energiju zračenja svake kontrolne zapremine koja je sadržana u zapreminskoj zoni  $g_i$ :

$$Q_{\text{net, fm}} = \frac{Q_{\text{net, gm, } g_i}}{nkz} \quad (5.38)$$

Izvorni član entalpijske jednačine usled razmene energije zračenjem je količnik neto razmenjene energije zračenja kontrolne zapremine fine mreže i njene zapremine:

$$S_{H, \text{ rad}} = \frac{Q_{\text{net, fm}}}{V_{kz}} \frac{K_{a, g}}{K_{a, g} + K_{a, p}} \quad (5.39)$$

što je u skladu sa relacijom (2.58a).

Neto razmenjena energija zračenja jedne čestice određuje se relacijom:

$$Q_{\text{rad, p}} = \frac{K_{a, p}}{K_{a, g} + K_{a, p}} \frac{Q_{\text{net, fm}}}{V_i} \frac{1}{N_p} \quad (5.40)$$

Metod proračuna strujnog polja detaljno je opisan u referenci [225].

## **6. REZULTATI MATEMATIČKOG MODELIRANJA**

U ovom Poglavlju predstavljeni su rezultati formiranog matematičkog modela ložišta za sagorevanje ugljenog praha. Najpre je izvršena detaljna i postepena verifikacija Hottel–ovog zonalnog modela za računanje razmene energije u ložištu. Verifikacija je počela od ložišta sa usvojenim temperaturskim poljem, a zatim je nastavljena kroz primer ložišta za sagorevanje ugljenog praha sa pretpostavljenim strujnim poljem.

Rezultati matematičkog modeliranja obuhvataju i verifikaciju matematičkog modela ložišta kroz poređenje rezultata merenja na ložištu sa rezultatima matematičkog modela, uticaj numeričke mreže, analizu procesa u ložištu, kao i određivanje razmene energije zračenjem u ložištu. Razmena energije zračenjem u ložištu izvršena je za uslove nominalnog i smanjenog opterećenja kotla.

Uz tekst ovog rada priložen je CD sa listingom programa, primerom output proračuna i kratkim uputstvom za startovanje softvera, koje je napisano u Prilogu 5.

### **6.1. Verifikacija Hottel–ovog zonalnog modela**

Verifikacija Hottel-ovog zonalnog modela biće izvršena u dva primera. U prvom primeru, za zadato temperatursko polje i radijaciona svojstva biće određeni fluksevi zračenja na zidu i neto razmenjene energije usled zračenja zapreminskih zona. Strujno polje se u ovom primeru ne razmatra. U drugom primeru, iste fizičke veličine biće određene za usvojeno strujno polje, ali je temperatursko polje određeno rešavanjem entalpijske jednačine, koja sadrži izvorne članove usled sagorevanja i razmene energije zračenjem, kondukcijom i konvekcijom.

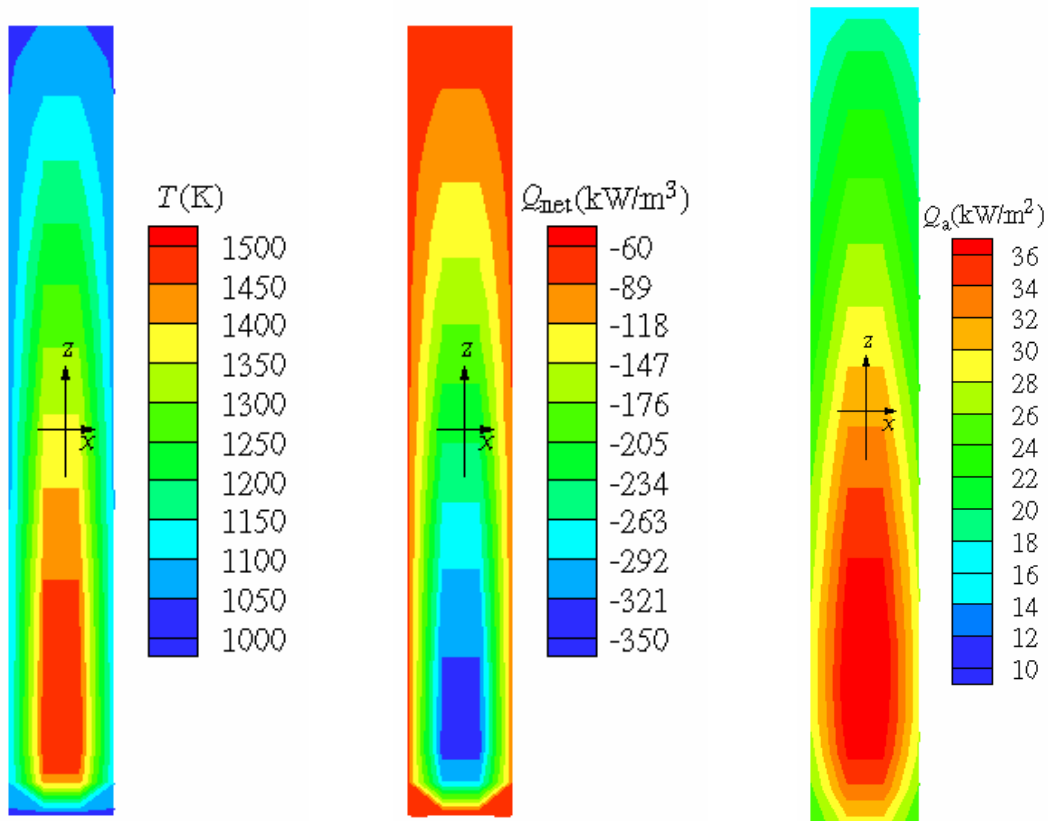
#### **6.1.1. Verifikacija za usvojeno temperatursko polje**

Za ovu verifikaciju izabrano je eksperimentalno ložište opisano u referenci [217]. Za računanje razmene energije zračenjem u ložištu upotrebljene su direktne



površine razmene, jer je ložište crnih zidova ispunjeno medijumom koji apsorbuje i emituje zračenja. Neto razmenjena energija zapreminskih zona određena je relacijom (3.49), a apsorbovana energija zračenja zidovima ložišta određena je relacijom (4.56). Rezultati su prikazani na slici 6.1a–c.

Temperatursko polje je simetrično, pa su takve i vrednosti neto razmenjenih energija zapreminskih zona usled zračenja. Neto razmenjene energije zapreminskih zona usled zračenja imaju najmanje vrednosti za najtoplije zone, jer te zone najviše izgube energije putem emitovanja zračenja. Zbog simetričnosti ložišta i temperaturskog polja, vrednosti apsorbovane energije zidovima ložišta su iste za svaki zid, a prikazane su vrednosti samo za jedan zid.



a) Temperatursko polje      b) Neto razmenjena energija zračenja      c) Apsorbovani fluksevi na zidu

Slika 6.1. Verifikacija Hottel–ovog zonalnog modela za ložište sa usvojenim temperaturskim poljem

### 6.1.2. Verifikacija za usvojeno strujno polje

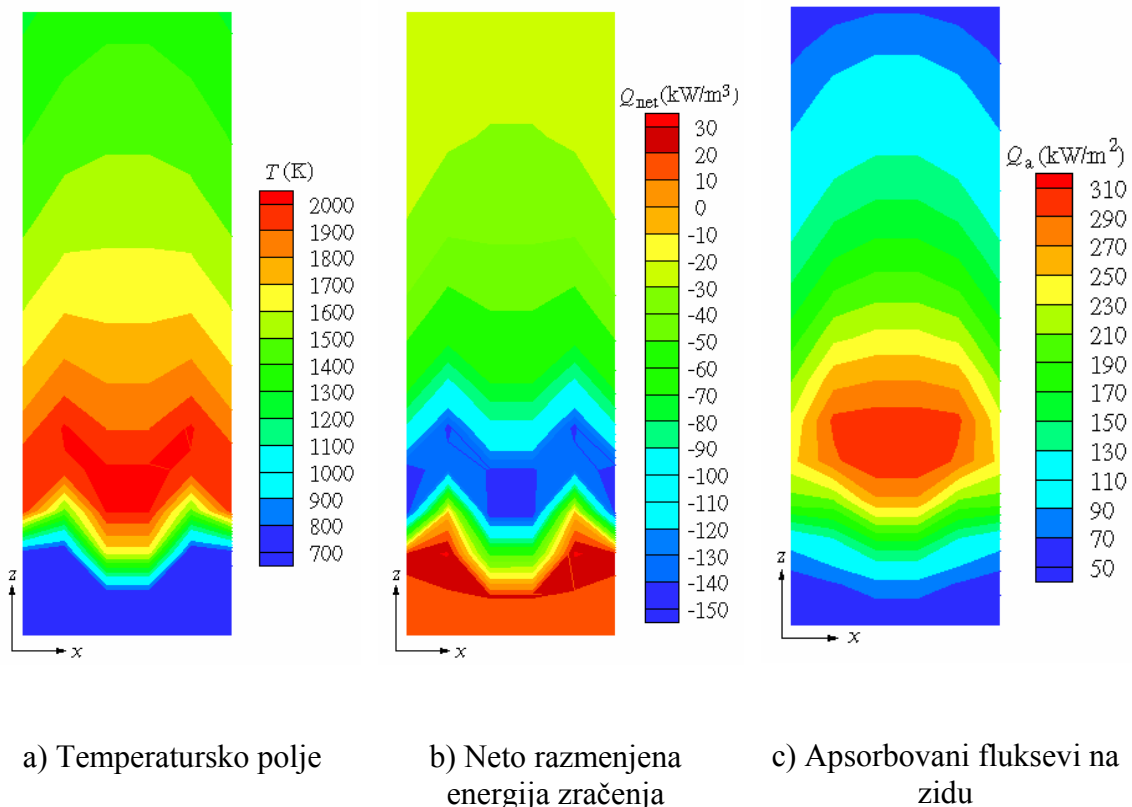
Verifikacija Hottel–ovog zonalnog modela na ložištu sa usvojenim strujnim poljem izvedena je za ložište energetske kotla bloka 7 TE Kakanj. Kako je strujno polje usvojeno, rešavani su temperaturno i radijaciono polje u ložištu. Ložište je prikazano na slici 4.1, a jednačine matematičkog modela opisane su u prethodnom Poglavlju.

U izboru radijacionih svojstava medijuma uzeto je u obzir da je ložište izabranog kotla dvokomorno i sa odvođenjem šljake u tečnom stanju, [54]. Ložište se sastoji od komore za topljenje šljake, koja je sa završnim delom isparivača spojena difuzorom, [194]. Ekranske cevi su u komori za topljenje šljake prekrivene izolacionom masom, da bi se smanjilo hlađenje produkata. U ovakvim ložištima, 40–60% pepela napušta komoru za topljenje u vidu rastopljene šljake [54], a ostali deo pepela napušta ložište zajedno sa gasovitim produktima sagorevanja. Zbog nemogućnosti tačnog utvrđivanja radijacionih svojstava medijuma, razmena energije zračenjem određena je za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje. Usvojeni koeficijent apsorpcije je  $K_a = 0,06 \text{ l/m}$ . Poređenje izmerenih vrednosti apsorbovanog fluksa na zidu i temperature na kraju ložišta sa rezultatima numeričke simulacije prikazano je tabelom 6.1.

Tabela 6.1. Poređenje apsorbovanih fluksa zračenja na zidu i temperature dimnih gasova

Kota	Apsorbovani fluks ( $\text{kW/m}^2$ )		Temperatura (K)	
	Merenje	Model	Merenje	Model
15,0	150,0	135,51		
23,0	170,0–210,0	247,36		
33,0	100,0	144,58		
46,0			1273,0-1323,0	1309,0

Temperaturno polje, vrednosti neto razmenjene energije zapreminskih zona usled zračenja u vertikalnom preseku ložišta i apsorbovani fluksovi zračenja na zidu S prikazani su na slici 6.2a–c.



Slika 6.2. Verifikacija Hottel-ovog zonalnog modela za usvojeno strujanje

Kao i u prethodnom primeru, neto razmenjene energije zapreminskih zona imaju najmanje vrednosti za najtoplije zapreminske zone, jer te zone najviše izgube energije putem zračenja. Za razliku od prethodnog primera, postoje i zapreminske zone koje imaju pozitivne vrednosti neto razmenjene energije usled zračenja. To su zapreminske zone relativno niske temperature, koje više energije dobiju apsorpcijom zračenja nego što izgube emitovanjem zračenja.

Temperature su najviše u oblasti intenzivnog sagorevanja uglja u blizini gorionika. Položaj ove oblasti na slici 6.2a ne odgovara položaju stvarne zone sagorevanja u ložištu, zbog usvojenog strujnog polja u ložištu. Gorionici realnog ložišta su usmereni nadole, tako da je zona intenzivnog sagorevanja smeštena u komori za topljenje šljake. Iznad zone intenzivnog sagorevanja uglja, temperatura produkata sagorevanja opada usled razmene energije zračenjem između produkata sagorevanja i zidova ložišta.

Rezultati prikazani do sada dobijeni su za maseni protok uglja  $\dot{m} = 38,0 \text{ kg/s}$ , donju toplotnu moć uglja  $H_d = 17,798 \text{ MJ/kg}$  i totalnu polusfernu emisivnost zidova

$\varepsilon_w = 0,8$ . Da bi se ispitala osetljivost numeričke simulacije na ulazne uslove, izvršeno je ispitivanje zavisnosti apsorbirane toplote zidovima ložišta i srednje temperature na kraju ložišta od masenog protoka uglja, donje toplotne moći goriva i emisivnosti zidova. Rezultati su prikazani u tabelama 6.2a–c. U tabelama je data vrednost ulaznog parametra koji je menjan, a ostali parametri su zadržani kao i prethodnom ispitivanju.

Tabela 6.2a. Uticaj masenog protoka uglja

Maseni protok uglja, (kg/s)	Temperatura, (K)	Apsorbovana energija, (MW)
38,0	1309,0	40,496
30,0	1224,4	34,882
25,0	1164,9	31,018

Tabela 6.2b. Uticaj donje toplotne moći uglja

Donja toplotna moć uglja, (MJ/kg)	Temperatura, (K)	Apsorbovana Energija, (MW)
15,0	1262,0	31,614
13,0	1219,5	25,548
10,0	1146,2	17,215

Tabela 6.2c. Uticaj emisivnosti zidova

Emisivnost zidova, (-)	Temperatura, (K)	Apsorbovana energija, (MW)
0,9	1289,3	42,007
0,6	1361,7	37,084
0,5	1396,4	34,687

Rezultati prikazani tabelama 6.2a,b pokazuju da se smanjenjem masenog protoka uglja i donje toplotne moći uglja smanjuje razmena energije zračenjem u ložištu i srednja temperatura na kraju ložišta. Ovakvi rezultati su uskladu sa očekivanjem, jer se smanjenjem masenog protoka uglja i donje toplotne moći smanjuje protok energije na ulazu u ložište. Rezultati prikazani tabelom 6.2c pokazuju da se smanjenjem emisivnosti zidova smanjuje i razmena energije zračenjem u ložištu, što je praćeno porastom srednje temperature na kraju ložišta.

Rezultati prikazani u postupku verifikacije Hottel-ovog zonalnog modela, zajedno sa rezultatima uticaja radijacionih svojstava koji su prikazani u Poglavlju 4, potvrđuju primenljivost ovog modela zračenja za matematičke modele ložišta.

## 6.2. Numerička mreža i tačnost računanja direktnih i totalnih površina razmene

### 6.2.1. Numerička mreža

Temperatursko i radijaciono polje unutar ložišta kotla koji pripada bloku A2 TENT određeni su za dva matematička modela. Jedan matematički model sadrži Hottel-ov zonalni model zračenja, a drugi model zračenja šest flukseva. Različiti algoritmi rešavanja razmene energije zračenjem uticali su na izbor mreže.

Numerička mreža koja je upotrebljena za rešavanje matematičkog modela koji sadrži Hottel-ov zonalni model je blokovska, strukturirana i ortogonalna, [63], [14]. Matematički model koji sadrži model zračenja šest flukseva rešavan je na strukturiranoj i ortogonalnoj numeričkoj mreži.

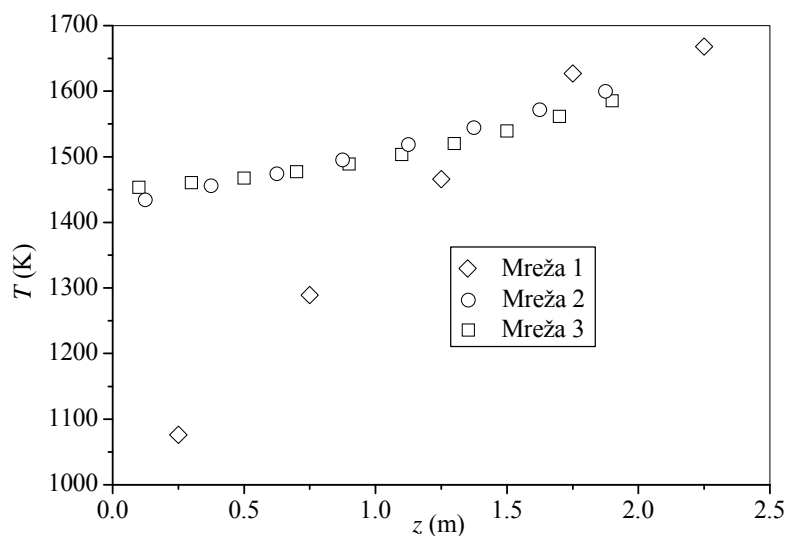
U izboru numeričke mreže, analizirane su uniformna i neuniformna mreže. Iako je dokazano da se u nekim slučajevima tačniji rezultati strujnog polja dobijaju neuniformnom mrežom [63], ne postoji univerzalni tip numeričke mreže koji bi u svim slučajevima bio najbolji. U slučaju neuniformne mreže, ne može se primeniti princip Yamauti već bi se direktne površine razmene morale određivati za svaki par zona posebno. To je sa aspekta trajanja računanja vrlo zahtevno. Tucker-ovim korelacijama se jednostavno određuju direktne površine razmene bliskih zona. Potrebno je samo zadati nove vrednosti radijacionih svojstava medijuma. Tucker-ove korelacije za određivanje direktnih površina razmene bliskih zona mogu se primeniti samo ako su zapreminske zone kockastog oblika. Ako su zapreminske zone prizmatičnog oblika, onda je prilikom promene radijacionih svojstava medijuma potrebno numeričkom integracijom odrediti vrednosti osnovnih direktnih površina razmene, što je vremenski vrlo zahtevno. Osnovne direktne površine razmene moraju se izračunati dovoljno tačno, da bi se izbegle greške koje bi kasnije mogle dovesti do pogrešnih rezultata. Zato je usvojena uniformna numerička mreža za polje zračenja, pri čemu su zapreminske zone oblika kocke.

Jedini način da se za polje zračenja upotrebi neuniformna mreža, jeste da se odrede direktne površine razmene za zone čija dimenzija bi bila jednaka različiti dimenzija susednih zapreminskih zona. S obzirom da je u numeričkim simulacijama

dozvoljeni stepen širenja 5–10% [226], sledi da bi za takvo određivanje direktnih površina razmene bio potreban tako veliki broj zona da bi postojao problem njihovog skladištenja u memoriji računara. Ako bi zapreminske zone imale nejednake dimenzije, onda ne bi mogao da se primeni princip Yamauti i za svaki par zona morale bi posebno da se određuju direktne površine razmene. Za usvojeno ložište i usvojeni broj površinskih zona  $N = 2712$  i zapreminskih zona  $M = 7956$ , to bi praktično bio neizvodljiv zadatak. Zato je za polje zračenja usvojena uniformna mreža.

Stranica kocke (zapreminskih zona) određena je tako da računar može da obradi kvadratnu matricu čiji red je jednak zbiru zapreminskih i površinskih zona. Usvojena stranica kocke je  $B = 1,0$  m, čime je dobijena numerička mreža za određivanje razmene energije zračenjem  $40 \times 14 \times 16$ , gde prvi broj označava ukupan broj zapreminskih zona u pravcu ose  $x$ , drugi broj ukupan broj zapreminskih zona u pravcu ose  $y$ , a treći broj označava ukupan broj zapreminskih zona u pravcu ose  $z$ . Broj zona po horizontalnim preseccima je promenljiv, zbog levka na dnu i suženja na vrhu ložišta. Broj zapreminskih zona u levku ložišta menja se od  $4 \times 16$  do  $14 \times 16$ , a na vrhu ložišta se smanjuje od  $14 \times 16$  do  $10 \times 16$ . Ukupan broj zapreminskih zona ložišta je  $M = 7956$ , a površinskih zona je  $N = 2712$ . Ukupan broj zona ložišta je  $Z = 10\ 668$ .

Sve fizičke veličine izuzev bilansa razmene energije zračenjam određene su na finoj numeričkoj mreži. Da bi se dobilo rešenje koje ne zavisi od numeričke mreže, formirane su tri numeričke mreže:  $82 \times 30 \times 34 = 83\ 640$  (numerička mreža 1),  $162 \times 58 \times 66 = 620\ 136$  (numerička mreža 2) i  $162 \times 72 \times 82 = 956\ 448$  (numerička mreža 3). Uticaj numeričke mreže na rezultate numeričke simulacije prikazan je na slici 6.3, preko poređenja zavisnosti temperature od rastojanja od levog zida duž pravca koji je udaljen 8,0 m od prednjeg zida i koji je udaljen 22,3 m od dna ložišta.



Slika 6.3. Uticaj numeričke mreže na rezultate numeričke simulacije

Na slici 6.3 vidi se da postoji značajna razlika između rezultata koji su dobijeni numeričkim mrežama 1 i 2, dok je razlika između rezultata na mrežama 2 i 3 vrlo mala. Zato su sva polja fizičkih veličina osim radijacionog polja rešavana na numeričkoj mreži 2.

Numerička mreža 2 ( $162 \times 58 \times 66$ ) dobijena je podelom svake zapreminske zone na 64 kontrolne zapremine. U oznaci numeričke mreže strujnog polja, redosled brojeva ima isto značenje kao i za numeričku mrežu polja zračenja, a broj kontrolnih zapremina (zapreminskih zona) u pravcu svake ose dobijen je množenjem broja kontrolnih zapremina u pravcu odgovarajuće zone numeričke mreže za zračenje brojem 4 i dodate su dve kontrolne zapremine zbog graničnih uslova. Kontrolne zapremine numeričke mreže su kocke stanice  $B = 0,25$  m i kao što je rečeno ukupan broj kontrolnih zapremina iznosi  $M = 620\,136$ . Svakom gorioniku pridruženo je 720 trajektorija čestica po frakciji ugljenog praha.

U programu numeričke simulacije usvojena su dva načina označavanja kontrolnih zapremina. Sve varijable fine numeričke mreže indeksirane su oznakom  $(I, J, K)$ , gde indeks  $I$  označava red kontrolne zapremine u pravcu ose  $x$ ,  $J$  označava red kontrolne zapremine u pravcu ose  $y$  i  $K$  označava red kontrolne zapremine u pravcu ose  $z$ . Na isti način indeksirane su i temperature i neto razmenjene energije zračenja kontrolnih zapremina grube mreže. Sa druge strane, zapreminske i površinske zone u programima kojima se određuju totalne površine razmene indeksirane su brojem zone.

Ovaj način indeksiranja uveden je zbog upotrebe matrica za računanje totalnih površina razmene, kao i zbog upotrebe matrica totalnih površina razmene za računanje neto razmenjene energije zračenja zapreminskih zona. Direktne i totalne površine razmene smeštaju se u matrice tako, da se sve direktne ili totalne površine razmene jedne zone nalaze u istoj vrsti ili koloni matrice. Indeksiranje zona brojem zona i oznakom  $(I, J, K)$  za grubu mrežu je jednoznačno. Jednoj kombinaciji indeksa  $(I, J, K)$  odgovara samo jedan broj zapreminske zone. Slično važi i za površinske zone, samo što su površinske zone indeksirane oznakom  $(I, J)$ , gde indeks  $I$  označava red zone u pravcu ose  $x$ , a  $J$  označava red zone u pravcu ose  $y$  ili  $z$ , zavisno od orijentacije zida i koordinatnih osa. U narednom naslovu, zone su označene indeksiranim oznakama,  $(I, J, K)$  ili  $(I, J)$ , jer te oznake jasno pokazuju položaj zone u ložištu.

Zapreminske zone su raspoređene u 40 horizontalnih redova (numerička mreža za razmenu energije zračenjem je  $40 \times 14 \times 16$ ). Svaki horizontalni red sadrži redove zona duž koordinatne ose  $y$ , i zone duž koordinatne ose  $z$ . Redovi zona i zone broje se u smeru koordinatnih osa. U cilju određivanja broja zapreminskih zona, ložište je podeljeno na četiri dela. Prvi deo je levak, drugi deo obuhvata ložište između levka i početka stepenastog suženja, treći deo je stepenasto suženje i četvrti deo je vrh ložišta, koji se nalazi iznad stepenastog suženja.

Levak ložišta sadrži ukupno sedam horizontalnih redova zapreminskih zona. Svaki horizontalni red sadrži 14 redova zona duž ose  $y$ , a broj zona duž koordinatne ose  $z$  je promenljiv. Prvi red zona sadrži četiri zone, a svaki naredni red sadrži po dve zone više tako da sedmi red sadrži 16 zona. Iznad sedmog reda levka pa sve do stepenastog suženja svi horizontalni redovi ložišta sadrže 14 redova zona u pravcu koordinatne ose  $y$ , a svaki od tih redova sadrži 16 zona u pravcu koordinatne ose  $z$ . Za proizvoljnu zapreminsku zonu koja je određena oznakom  $(I, J, K)$ , broj zone određuje se obrascem:

$$NZONE = (I * (I - 2) + 2(I - 1)) * 14 + (J - 1) * NZ(I) + KZ(I) \quad (6.1)$$

gde je  $NZ(I)$  ukupni broj zona u pravcu ose  $z$  horizontalnog reda  $I$ , a  $KZ(I)$  je broj zone u pravcu ose  $z$  mereno od prve zone u horizontalnom redu  $I$ . Levak ložišta sadrži ukupno 980 zapreminskih zona.



Drugi deo ložišta obuhvata deo ložišta od osmog do trideset trećeg horizontalnog reda. Broj proizvoljne zapreminske zone u ovom delu ložišta određuje se obrascem:

$$NZONE = 980 + (I - 8) * 14 * 16 + (J - 1) * 16 + K \quad (6.2)$$

Stepenasto suženje obuhvata samo trideset četvrti horizontalni red zona. Trideset četvrti horizontalni red sadrži dvanaest redova zona duž ose  $y$ . Broj proizvoljne zapreminske zone u ovom delu ložišta određuje se obrascem:

$$NZONE = 6804 + (JZ - 1) * 16 + K \quad (6.3)$$

gde  $JZ$  označava broj reda zone duž koordinatne ose  $y$  meren od prvog reda zona duž koordinatne ose  $y$ . Broj poslednje zone u ovom delu ložišta je 6996.

Četvrti deo ložišta obuhvata deo ložišta iznad trideset četvrtog reda. Svi horizontalni redovi zapreminskih zona u ovom delu ložišta sadrže deset horizontalnih redova duž ose  $y$ . Broj proizvoljne zapreminske zone u ovom delu ložišta određuje se obrascem:

$$NZONE = 6996 + (I - 35) * 10 * 16 + (JZ - 1) * 16 + K \quad (6.4)$$

Broj poslednje zapreminske zone u ovom delu ložišta je 7956, što je i ukupni broj zapreminskih zona ložišta.

Programski redovi kojima se određuje broj zapreminske zone u zavisnosti od indeksa  $I$ ,  $J$  i  $K$ , mogu se dopuniti redovima kojima se za poznati broj zone određuju indeksi  $I$ ,  $J$  i  $K$ . U tu svrhu, potrebno je deklarirati jednodimenzionalne nizove  $IZZ(NV)$ ,  $JZZ(NV)$  i  $KZZ(NV)$ . Posle svakog reda kojim se određuje broj zone, potrebno je dopisati sledeće komande:

$$IZZ(NZONE) = I \quad (6.5a)$$

$$JZZ(NZONE) = J \quad (6.5b)$$

$$KZZ(NZONE) = K \quad (6.5c)$$

Brojevi zona i njihovi indeksi koriste se prilikom određivanja redova i kolona u matricama direktnih i totalnih površina razmene, kao i prilikom određivanja neto azmenjene energije zračenja zapreminskih zona. Način određivanja broja zapreminskih zona nije jedinstven, i mogu biti drugačiji u nekoj drugoj strukturi programa.

### **6.2.2. Tačnost računanja direktnih i totalnih površina razmene**

Direktne i totalne površine razmene određene su samo za numeričku mrežu za razmenu toplote zračenjem. Procedura određivanja direktnih i totalnih površina razmene detaljno je opisana u prethodnom Poglavlju.

Zato što su zapreminske zone kockastog oblika, ravne površine levog i desnog zida koje sa horizontalnom ravni formiraju ugao od  $53^\circ$ , zamenjene su zidovima stepenastog oblika. Zbog stepenastog oblika zidova levka ne postoji potpuna vidljivost svih površinskih i zapreminskih zona ložišta. Direktne površine razmene određivane su samo za zone koje se u potpunosti vide, dok su direktne površine razmene za delimično zaklonjene zone izjednačene sa nulom. Zanemarivanjem direktnih površina razmene za zone koje se delimično vide nastaje greška, koja se sabira sa svim ostalim greškama određivanja direktnih površina razmene.

Tačnost računanja direktnih i totalnih površina razmene proveravana je preko principa konzervativnosti. Korekcija vrednosti direktnih i totalnih površina razmene izvršena je Lawson-ovom metodom. Zadovoljenje principa konzervativnosti direktnih i totalnih površina razmene za izabrane zone prikazano je u tabelama 6.3a–c i 6.4a–c. Površinske zone su u ovoj analizi razdvojene na zone koje pripadaju levku i zone koje

se nalaze iznad levka, da bi se pokazao uticaj zanemarivanja direktnih površina razmene zona koje se delimično vide.

Princip konzervativnosti za direktne površine razmene izražen je relacijama (3.14a) i (3.14b). Korekcija direktnih površina razmene je obavljena iterativno, koristeći relacije (3.15a–c), do zadovoljenja uslova:

$$\left| \sum_{m=1}^M \overrightarrow{g_m s_i} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{s_n s_i} - 1,0 \right| < \delta_{s_i} \quad (6.6)$$

za površinske zone, i

$$\left| \sum_{m=1}^M \overrightarrow{g_m g_i} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{s_n g_i} - 1,0908 \right| < \delta_{g_i} \quad (6.7)$$

za zapreminske zone. U relacijama (6.6) i (6.7),  $\delta_{s_i} = \delta_{g_i} = 0,01$ .

U tabelama 6.3a–c i 6.4a–c površinske zone su indeksirane oznakom  $(I, J)$ , gde indeks  $I$  označava red površinske zone u pravcu ose  $x$ , a indeks  $J$  označava red površinske zone u pravcu druge koordinatne ose. Zapreminske zone indeksirane su oznakom  $(I, J, K)$ , gde indeks  $I$  označava red zapreminske zone u pravcu ose  $x$ , indeks  $J$  označava red zapreminske zone u pravcu ose  $y$ , a indeks  $K$  označava red zapreminske zone u pravcu ose  $z$ .

Tabela 6.3a. Provera principa konzervativnosti direktnih površina razmene za površinske zone levka

Zona	$\sum_{m=1}^M \overrightarrow{g_m s_i} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{s_n s_i}, (\text{m}^2)$		$A_i, (\text{m}^2)$
	Bez korekcije	Posle korekcije	
(4,7)-Levi zid	0,9160	0,9999	1,0
(4,6)-Zadnji zid	0,9877	1,0000	
(4,7)-Desni zid	0,9160	0,9999	
(4,6)-Prednji zid	0,9877	0,9999	

Tabela 6.3b. Provera principa konzervativnosti direktnih površina razmene za površinske zone iznad levka

Zona	$\sum_{m=1}^M \overrightarrow{g_m s_i} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{s_n s_i}, (m^2)$		$A_i, (m^2)$
	Bez korekcije	Posle korekcije	
(22,7)-Levi zid	0,9971	0,9999	1,0
(22,9)-Zadnji zid	0,9972	1,0000	
(22,7)-Desni zid	0,9971	1,0000	
(22,6)-Prednji zid	0,9972	1,0000	

Iz tabela 6.3a i 6.3b vidi se da je tačnost zadovoljenja principa konzervativnosti direktnih površina razmene površinskih zona koje pripadaju levku manja od tačnosti za zone koje se nalaze iznad levka. Zadovoljenja principa konzervativnosti, kao i vrednosti direktnih površina razmene svih površinskih zona, može se popraviti tehnikom korekcije.

Tabela 6.3c. Provera principa konzervativnosti direktnih površina razmene za zapreminske zone

Zona	$\sum_{m=1}^M \overrightarrow{g_m g_i} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{s_n g_i}, (m^2)$		$4K_i V_i, (m^2)$
	Bez korekcije	Posle korekcije	
(4,7,9)	1,0622	1,0908	1,0908
(18,7,9)	1,0759	1,0908	
(22,7,9)	1,0759	1,0908	
(26,7,9)	1,0759	1,0908	

U tabeli 6.3c, zapreminska zona (4,7,9) je jedina zona koja pripada zapremini levka, a sve ostale zone pripadaju zapremini ložišta iznad levka. Tehnikom korekcije može se poboljšati zadovoljenje principa konzervativnosti svih zapreminskih zona ložišta.

Korigovane vrednosti direktnih površina razmene upotrebljene su za određivanje totalnih površina razmene. Princip konzervativnosti za totalne površine razmene prikazan je relacijama (3.41a) i (3.41b). Korekcija totalnih površina razmene izvršena je iterativno, koristeći relacije (3.57a–c), do zadovoljenja uslova:

$$\left| \sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_m S_i} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S_n S_i} - 0,8 \right| < \delta_{s_i} \quad (6.8)$$

za površinske zone, i

$$\left| \sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_m G_i} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S_n G_i} - 0,5824872 \right| < \delta_{g_i} \quad (6.9)$$

za zapreminske zone. U relacijama (6.8) i (6.9),  $\delta_{s_i} = \delta_{g_i} = 0,001$ .

Zadovoljenje principa konzervativnosti totalnih površina razmene površinskih i zapreminskih zona prikazano je tabelama 6.4a-c. Korekcijom direktnih površina razmene dobijaju se totalne površine razmene koje obezbeđuju sasvim dobro zadovoljenje principa konzervativnosti, koje se može popraviti korekcijom totalnih površina razmene.

Tabela 6.4a. Provera principa konzervativnosti totalnih površina razmene za površinske zone levka

Zona	$\sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_m S_i} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S_n S_i}, (m^2)$		$A_i \epsilon_i, (m^2)$
	Bez korekcije	Posle korekcije	
(4,7)-Levi zid	0,7998	0,8000	0,80
(4,6)-Zadnji zid	0,8000	0,8000	
(4,7)-Desni zid	0,7997	0,8000	
(4,7)-Prednji zid	0,8000	0,8000	

Tabela 6.4b. Provera principa konzervativnosti totalnih površina razmene za površinske zone iznad levka

Zona	$\sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_m S_i} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S_n S_i}, (m^2)$		$A_i \epsilon_i, (m^2)$
	Bez korekcije	Posle korekcije	
(22,7)-Levi zid	0,7999	0,8000	0,80
(22,9)-Zadnji zid	0,7999	0,8000	
(22,7)-Desni zid	0,7999	0,8000	
(22,7)-Prednji zid	0,7999	0,8000	

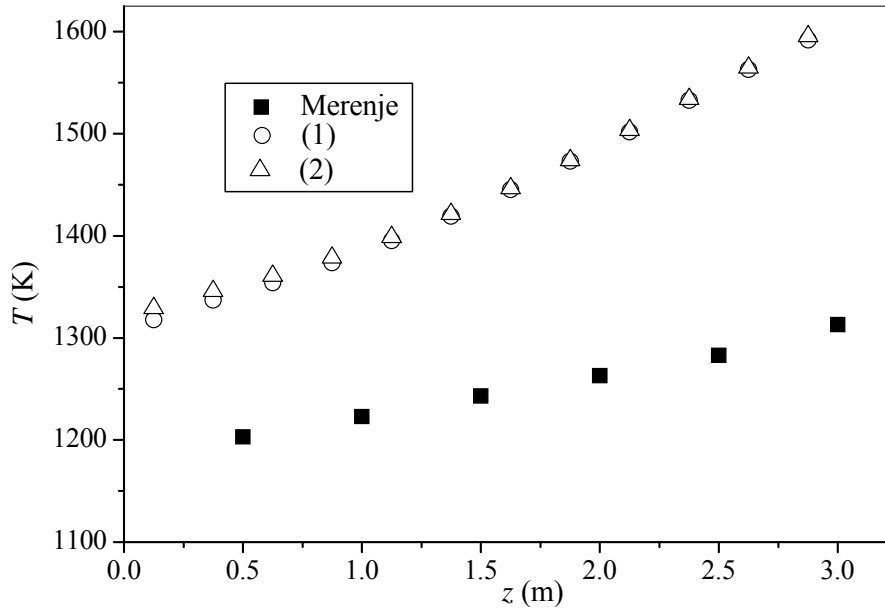
Tabela 6.4c. Provera principa konzervativnosti totalnih površina razmene za zapreminske zone

Zona	$\sum_{m=1}^M \overrightarrow{G_m G_i} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S_n G_i}, (m^2)$		$4K_a V_i, (m^2)$
	Bez korekcije	Posle korekcije	
(4,7,9)	0,5825	0,5824	0,5824872
(18,7,9)	0,5824	0,5824	
(22,7,9)	0,5824	0,5824	
(26,7,9)	0,5824	0,5824	

### 6.3. Verifikacija matematičkog modela

Verifikacija matematičkog modela izvršena je kroz poređenje rešenja matematičkog modela sa rezultatima merenja, koje je izvršeno tokom februara 1976. godine. Merenjem su dobijeni upadni fluksevi po širini levog zida izmereni inercionom sondom, temperature po širini levog zida izmerene optičkim pirometrom, kao i temperature po dubini ložišta izmerene univerzalnom sondom duž otvora koji je udaljen 8,0 m od prednjeg zida, [188]. Na istim slikama na kojima je prikazano poređenje rezultata merenja i rešenja matematičkog modela koji sadrži Hottel–ov zonalni model, prikazani su i rezultati rešenja matematičkog modela koji sadrži i model razmene zračenja šest flukseva.

Na slici 6.4 prikazano je poređenje temperature po dubini ložišta. Merenje je izvršeno univerzalnom sondom, duž pravca koji je udaljen 8,0 m od prednjeg zida i koji je na visini 22,3 m od dna ložišta (slika 5.2).



Slika 6.4. Poređenje izmerenih temperatura po dubini ložišta sa rezultatima matematičkih modela  
 (1)–Matematički model sadrži Hottel–ov zonalni model,  
 (2)–Matematički model sadrži model zračenja šest flukseva

Slika 6.4 pokazuje da u svim primerima postoji trend porasta temperature sa udaljavanjem od zida ložišta, sa blagim porastom razlike između temperatura dobijenih numeričkim simulacijama i izmerenih temperatura. U blizini ložišta razlika iznosi nešto više od 100,0 K, dok je za najudaljeniju tačku ona i preko 300,0 K.

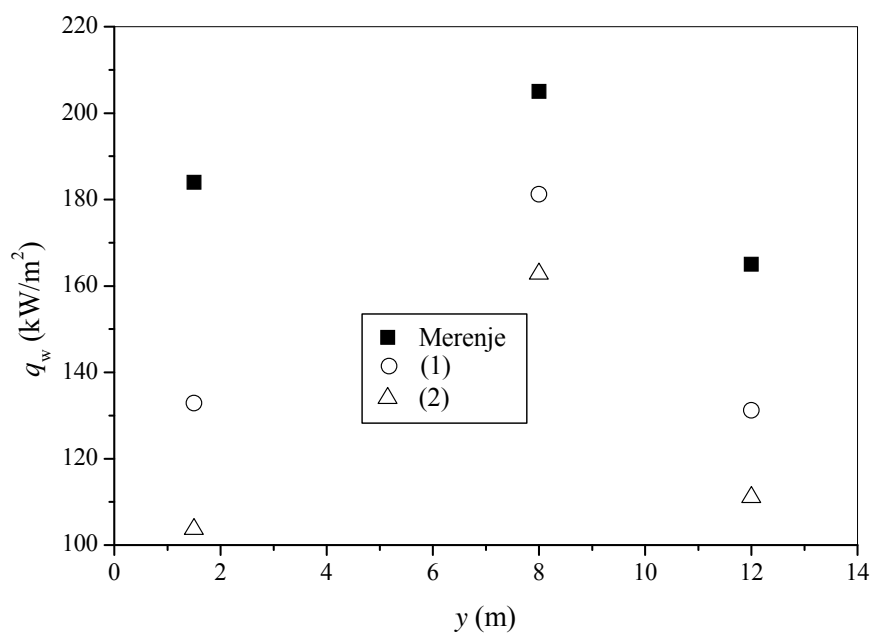
Promena upadnog fluksa po širini levog zida ložišta je upotrebljena da još jednom ukaže na uticaj numeričke mreže. Na slici 6.5a prikazani su upadni fluksevi određeni matematičkim modelom koji je rešavan na numeričkoj mreži  $82 \times 30 \times 34$ . Na slici 6.5b prikazani su upadni fluksevi određeni matematičkim modelom koji je rešavan na numeričkoj mreži  $162 \times 58 \times 66$ . Upadni fluksevi za matematički model koji sadrži model zračenja šest flukseva određeni su na osnovu definicije totalnog fluksa zračenja i graničnog uslova. Za matematički model koja sadrži Hottel-ov zonalni model, najpre su određeni apsorbovani flukseva zračenja koristeći sledeću relaciju:

$$q_{\text{aps},s_i} = \frac{\sum_{m=1}^M \overrightarrow{G}_m \overrightarrow{S}_i E_{b,g_m} + \sum_{n=1}^N \overrightarrow{S}_n \overrightarrow{S}_i E_{b,s_n}}{A_i} \quad (6.9)$$

a upadni fluksevi su određeni koristeći zavisnost upadnih i apsorbovanih flukseva:

$$q_{\text{up}} = \frac{q_{\text{aps}}}{\epsilon_w} \quad (6.10)$$

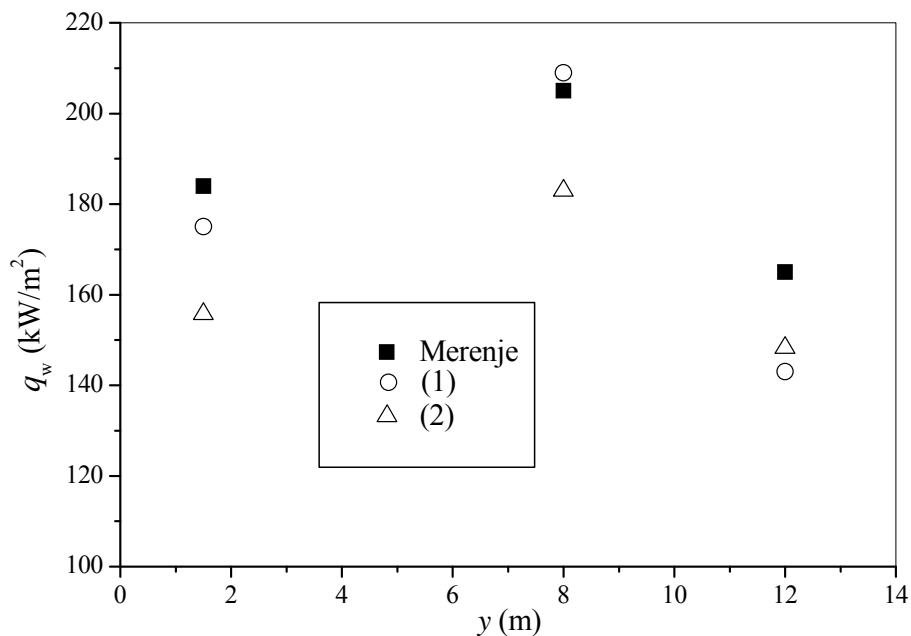
gde je  $\epsilon_w$  totalna emisivnost zida.



Slika 6.5a. Poređenje izmerenih upadnih flukseva po širini levog zida sa rezultatima matematičkih modela

- (1)–Matematički model sadrži Hottel–ov zonalni model zračenja,
- (2)–Matematički model sadrži model zračenja šest flukseva





Slika 6.5b. Poređenje izmerenih upadnih flukseva po širini levog zida sa rezultatima matematičkih modela  
 (1)–Matematički model sadrži Hottel–ov zonalni model zračenja,  
 (2)–Matematički model sadrži model zračenja šest flukseva

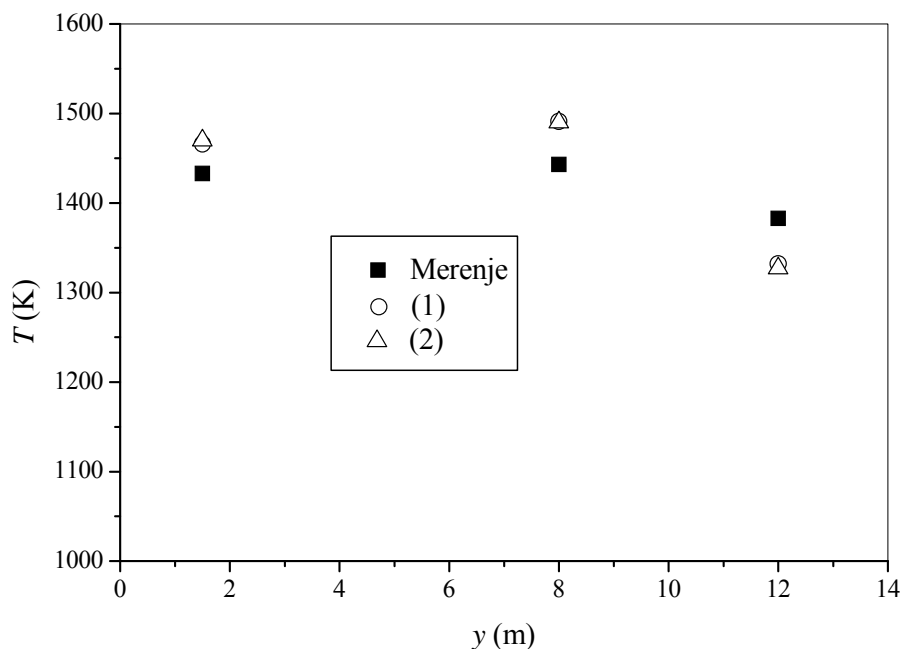
Slike 6.5a i 6.5b jasno pokazuju uticaj numeričke mreže. Na slici 6.5b vidi se da su upadni fluksevi zračenja dobijeni matematičkim modelom koji sadrži Hottel–ov zonalni model uglavnom bliži rezultatima merenja od upadnih flukseva zračenja koji su dobijeni matematičkim modelom koji sadrži model zračenja šest flukseva. Razlog za to je i u tome što se upadni fluks na zidu u modelu šest flukseva određuje samo na osnovu totalnog fluksa zračenja kontrolne zapremine koja se nalazi ispred i na istoj visini kao i lokacija na zidu za koju se određuje upadni fluks. Ne uzima se u obzir i uticaj okolnih kontrolnih zapremina koje se nalaze na drugim visinama, kao što je to slučaj u Hottel–ovom zonalnom modelu. Kao dopuna ovih rezultata, u tabeli 6.5 upoređene su temperature na kraju ložišta, kao i razmenjene energije zračenjem, za obe numeričke simulacije.

Tabela 6.5. Poređenje razmenjene energije zračenjem i temperature na kraju ložišta

Model zračenja u matematičkom modelu	Razmenjena energija u ložištu (MW)	Temperatura na kraju ložišta (K)
Hottel-ov zonalni model (medijum izotropno rasipanje zračenja)	228,04	1379,8
Hottel-ov zonalni model (medijum ne rasipa zračenje, $K_a = 0,1457 \text{ 1/m}$ )	242,47	1362,9
Hottel-ov zonalni model (medijum ne rasipa zračenje, $K_a = 0,2727 \text{ 1/m}$ )	247,86	1353,3
Šest flukseva	175,88	1305,9

U tabeli 6.5 prikazana su i rešenja matematičkog modela koji sadrži Hottel-ov zonalni model zračenja za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje, (medijum ne rasipa zračenje). Radijaciona svojstva za ovu primenu Hottel-ovog zonalnog modela određena su na dva načina. U prvom, isto kao i za slučaj kada medijum apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje, samo je usvojeno da je koeficijent apsorpcije medijuma  $K_s = 0$ . U drugom načinu usvojeno je da je koeficijent apsorpcije jednak totalnom koeficijentu zračenja za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje. Poznato je da rasipanje zračenja ima efekat štita, odnosno da sprečava zračenje koje je emitovano u najtoplijim zonama plamena da stigne do zidova ložišta. Zato je zanemarivanjem rasipanja zračenja dobijen porast razmenjene energije zračenja za 6,32%. Porast razmene energije zračenjem pratio je pad temperature na kraju ložišta. Izjednačavanjem koeficijenta apsorpcije sa totalnim koeficijentom zračenja nije se dobila značajnija promena rezultata. S obzirom da su Menguc i Viskanta [160] pokazali da fluksevi zračenja na zidu ložišta za medijum koji anizotropno rasipa zračenje imaju vrednosti između flukseva za medijum koji ne rasipa zračenje i flukseva za medijum koji izotropno rasipa zračenje, može se zaključiti da se usvajanjem plamena ugljenog praha kao medijuma koji izotropno rasipa zračenje dobijaju dovoljno tačni rezultati. Dobijena je relativno mala razlika razmenjene energije, ali to je verovatno posledica radijacionih svojstava medijuma. Matematičkim modelom koji sadrži model zračenja šest flukseva dobijena je donekle manja razmenjena energija zračenjem u ložištu i niža temperatura na kraju ložišta, iz objašnjenih razloga.

Na slici 6.6 prikazane su temperature dobijene optičkim pirometrom po širini levog zida (zid B), na visini 22,3 m od dna ložišta (slika 5.2).



Slika 6.6. Poređenje temperatura izmerenih optičkim pirometrom po širini levog zida sa rezultatima matematičkih modela  
 (1)–Matematički model sadrži Hottel–ov zonalni model zračenja,  
 (2)–Matematički model sadrži model zračenja šest flukseva

S obzirom da se optičkim pirometrom meri srednja temperatura plamena u pravcu u kojem je postavljen instrument [53], temperature plamena izmerene optičkim pirometrom upoređene su sa srednjim aritmetičkim temperaturama duž linija unutar ložišta koje se nalaze u pravcu otvora za merenje. Ovako određene temperature iz obe numeričke simulacije su vrlo bliske, a i razlika u odnosu na izmerenu temperaturu je vrlo mala.

Rezultati numeričkih simulacija bliski su rezultatima merenja, osim u slučaju temperatura po dubini ložišta koje su prikazane slikom 6.4. Razlog za ovo odstupanje može biti u promenljivim uslovima tokom merenja. Vrednosti upadnih flukseva koje su prikazane na slici 6.3 predstavljaju srednje vrednosti dobijene merenjem tokom sedam časova (od 13:00 do 20:00 časova). Tokom merenja, postojala je znatna promenljivost upadnog fluksa. Temperatura produkata sagorevanja prikazana slikom 6.4 dobijena je univerzalnom sondom za koju je karakteristično vrlo kratko vreme merenja (1-2

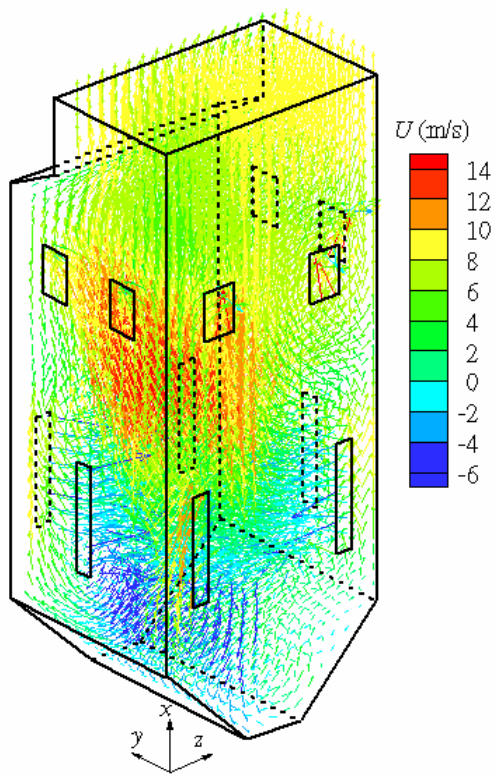
minuta). Temperature merene univerzalnom sondom mogle su biti izmerene u trenucima minimalne vrednosti upadnog fluksa, što je zajedno sa svim greškama merenja doprinelo razlici temperatura koje su prikazane na slici 6.4.

## **6.4. Ilustracija procesa u ložištu**

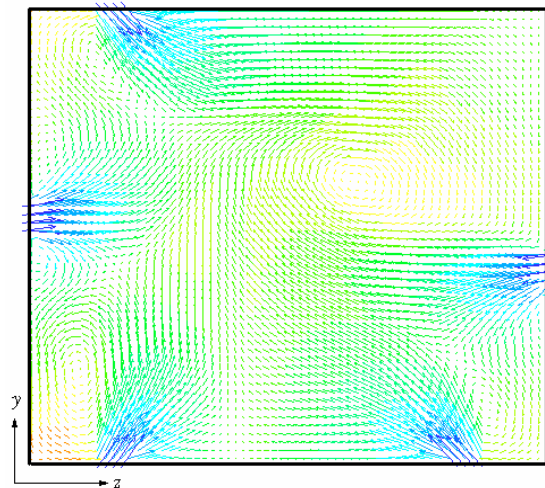
### **6.4.1 Strujno polje**

U ložištu se odvija istovremeno nekoliko složenih procesa. Složeno strujno polje utiče na proces mešanja i intenzifikaciju hemijskih reakcija. Uticaj je prisutan i u suprotnom smeru. Strujanje ima dominantan uticaj i predstavlja osnovni problem sa stanovišta modeliranja.

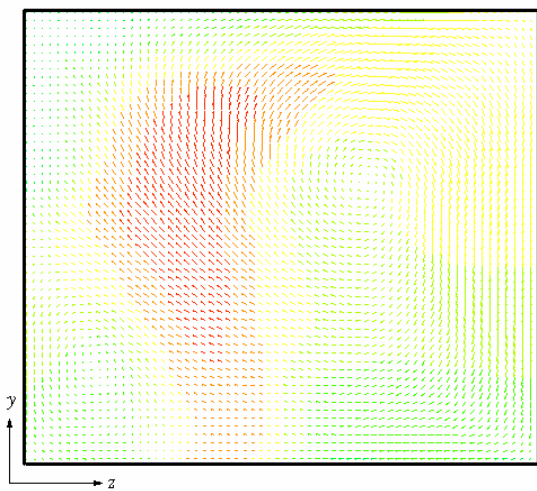
Na slici 6.7a–d prikazani su vektori brzine gasa i to u celom ložištu i za tri poprečna preseka po visini ložišta. Brzinska skala je ista za sve slike. Uočljivo je postojanje centralnog vrtloga, koji je tipičan za tangencijalni raspored gorionika. Vidi sa da je u donjem delu ložišta (slika 6.7a) vrtlog pomeren ka ugašenom gorioniku na zadnjem zidu ložišta. Centralni vrtlog se formira u predelu gorionika i postoji sve do izlaza iz ložišta.



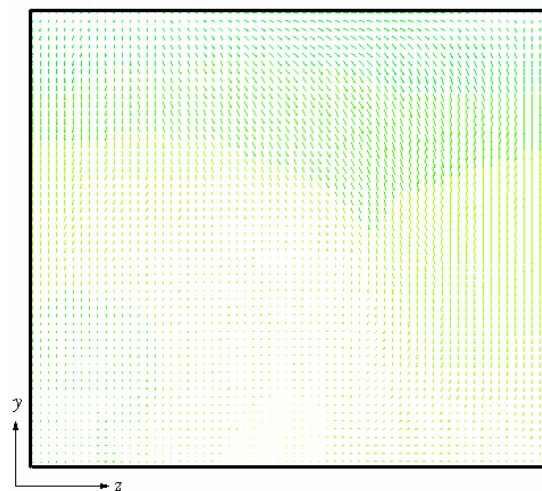
a)



b)  $x = 14,0$  m

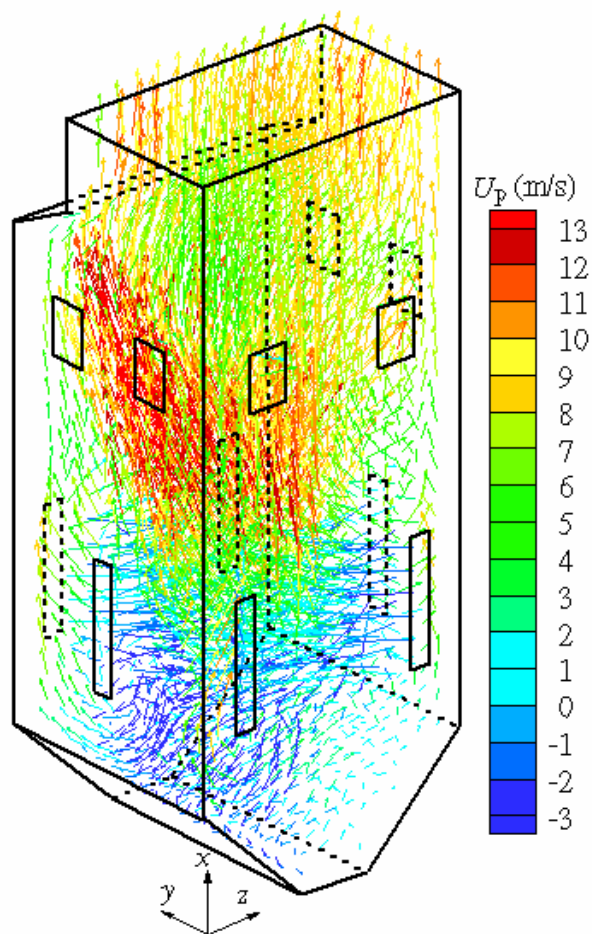


c)  $x = 23,0$  m



d)  $x = 32,0$  m

Slika 6.7 Vektori brzine gasa u ložištu



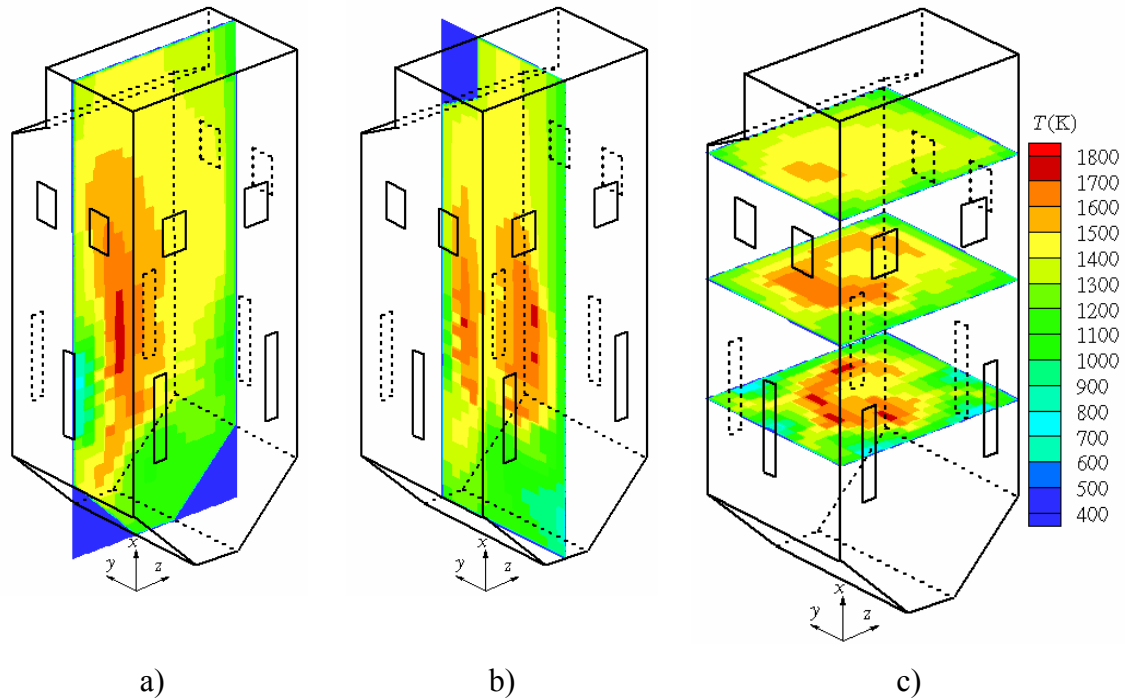
Slika 6.8 Vektori brzine čestica u ložištu

Na slici 6.8 prikazani su vektori brzine čestica u ložištu. Komponenta  $U_p$  je komponenta vektora brzine čestica u pravcu ose  $x$ . Vidi se da su čestice zahvaćene centralnim vrtlogom i da najveći deo čestica struji ka izlaznom preseku ložišta, dok samo manji deo čestica ispunjava ložišni levak. U vreme kada su izvršena merenja sa kojima su poređeni rezultati matematičkog modela, dno levka bilo je zatvoreno zidom.

#### 6.4.2. Temperatursko polje i polje zračenja

U prikazanom strujnom polju simultano su prisutni intenzivni toplotni tokovi. U ovom radu akcenat je na razmeni toplote i to prvenstveno zračenjem. Zato će fenomeni povezani sa toplotnim zračenjem biti analizirani detaljnije. Prvi korak u određivanju razmene toplote zračenjem je određivanje temperaturskog polja grube mreže, na osnovu

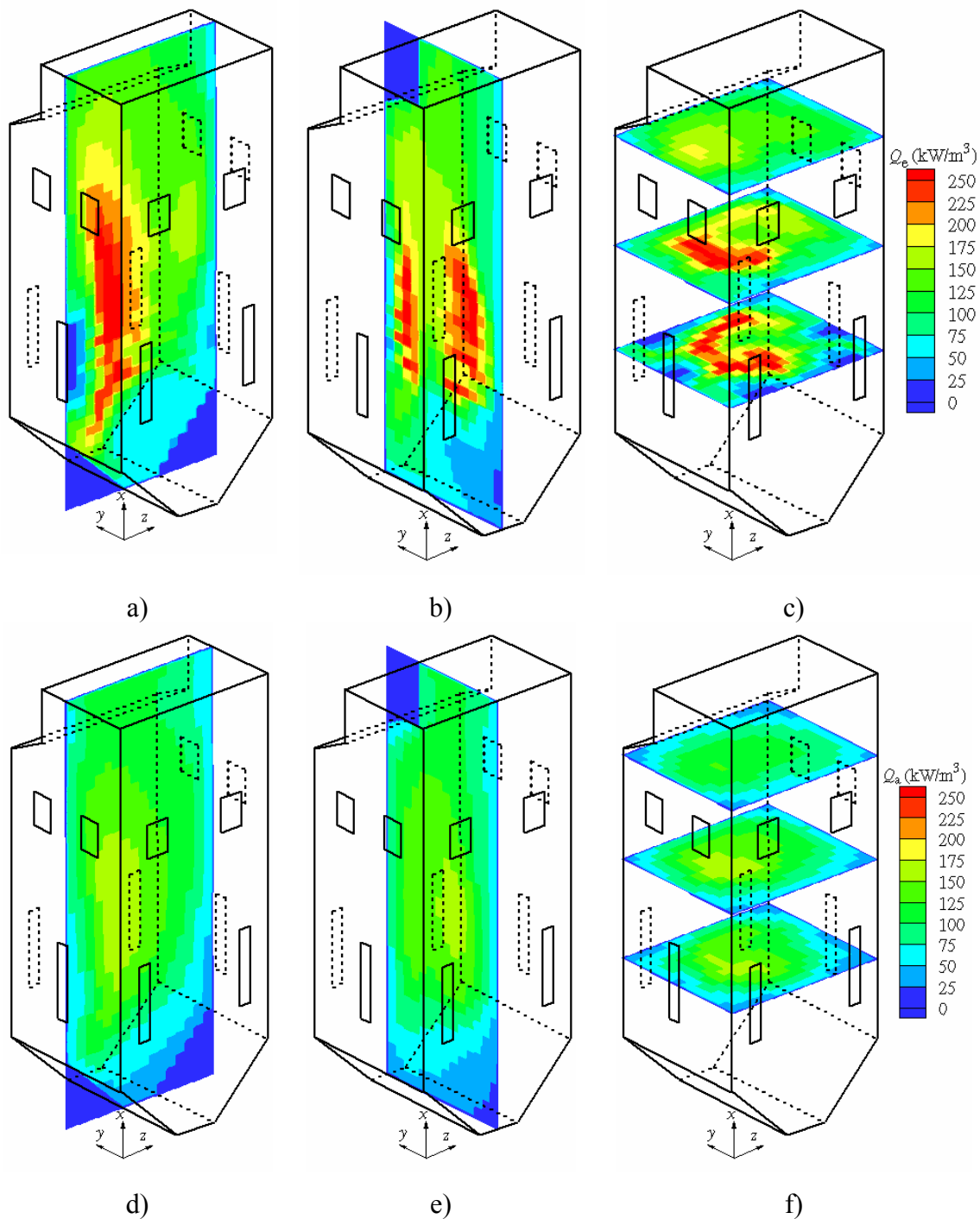
temperaturskog polja fine numeričke mreže koristeći relaciju (5.36). Temperatursko polje grube numeričke mreže prikazano je na slici 6.9a–c.



Slika 6.9 Temperatursko polje grube numeričke mreže

Na slici 6.10a–f prikazani su lokalni izvori i ponori energije u ložištu usled zračenja, određeni Hottel-ovim zonalnim modelom zračenja. Sa aspekta razmene energije zračenjem između vrućih produkata sagorevanja i zidova ložišta, emitovanje zračenja predstavlja izvor energije i određuje se obrascem:  $Q_{e,i} = 4K_a \sigma T_i^4$ . Sa druge strane, apsorpcija zračenja od strane zapreminskih zona predstavlja gubitak energije i određuje se relacijom:  $Q_{a,i} = \sum_{k=1}^M \overrightarrow{G}_k G_i + \sum_{j=1}^N \overrightarrow{S}_j G_i$ . S obzirom da je emitovana energija

proporcionalna temperaturi na četvrti stepen, najtoplije zapreminske zone predstavljaju najveće izvore energije zračenja. Takve zone nalaze se u blizini gorionika, gde je intenzivno sagorevanje ugljenog praha. Apsorpcija energije zračenja najveća je za zapreminske zone u sredini ložišta.

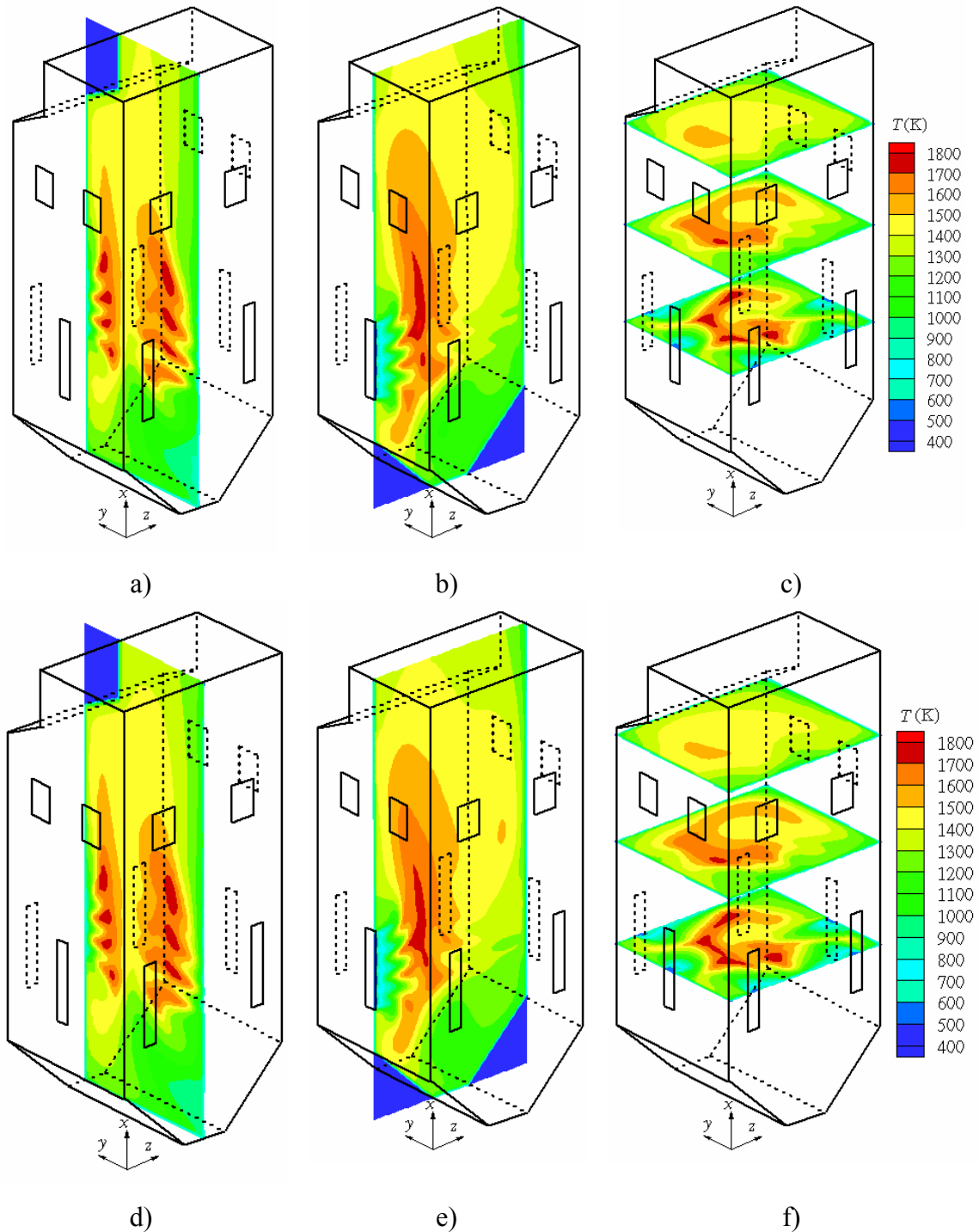


Slika 6.10. Lokalni izvori i ponori toplote usled zračenja  
a), b), c)–Lokalni izvori  
d), e) f)–Lokalni ponori

Na slikama 6.11a–f, 6.12a–c i 6.13a–c prikazane su vrednosti temperaturnog polja i totalnih flukseva zračenja, koji su određeni matematičkim modelom koji sadrži Hottel-ov zonalni model zračenja. Kao referenca do sada često korišćenih pristupa paralelno su navedeni i rezultati matematičkog modela koji sadrži model zračenja šest



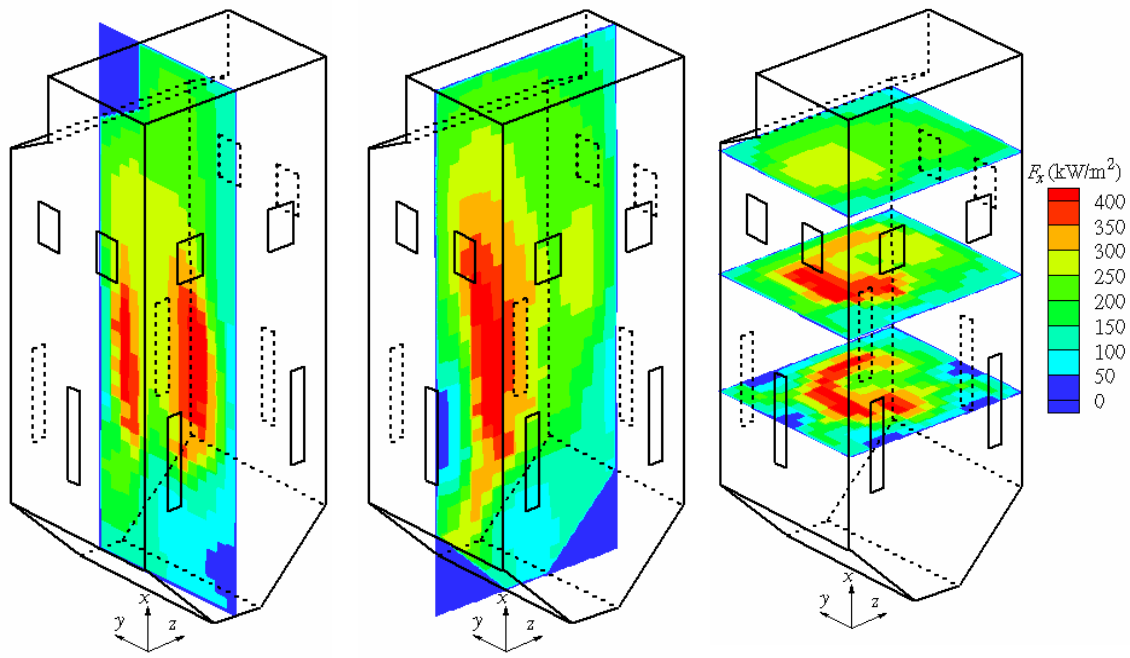
flukseva. Uočava se da se primenom oba matematička modela dobijaju približno iste vrednosti posmatranih fizičkih veličina.



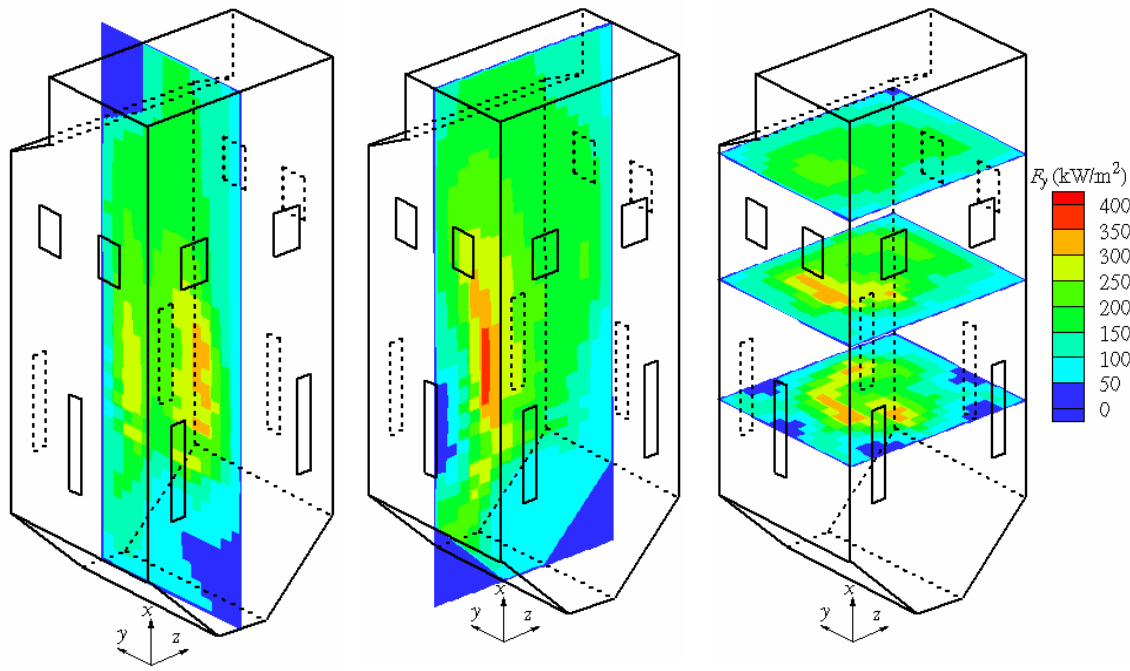
Slika 6.11. Temperaturno polje unutar ložišta  
 a), b), c) Matematički model koji sadrži Hottel-ov zonalni model  
 d), e), f) Matematički model koji sadrži model zračenja šest flukseva

Za formirano strujno polje, temperatura svake zapreminske zone (ili kontrolne zapremine) zavisi od količine toplote koja se oslobodi sagorevanjem i bilansa energije zračenja. Oslobađanje energije usled sagorevanja dovodi do porasta temperature zapreminskih zona. Zapreminske zone gube energiju usled emitovanja zračenja. Sa druge strane, one i apsorbuju energiju zračenja koju emituju druge zapreminske zone. Razlika emitovane i apsorbovane toplote zračenja za svaku zonu predstavlja bilans energije zračenja koji se koristi u ukupnom energetsom bilansu. Na slikama 6.10a–f primećuje se da zapreminske zone više emituju nego što apsorbuju energiju, što pokazuje da je bilans energije zračenja zapreminskih zona takav, da one zračenjem gube energiju. Razlika između emitovane i apsorbovane toplote svih zapreminskih zona jeste toplota koju apsorbuju zidovi ložišta i entalpija produkata sagorevanja koji napuštaju ložište.

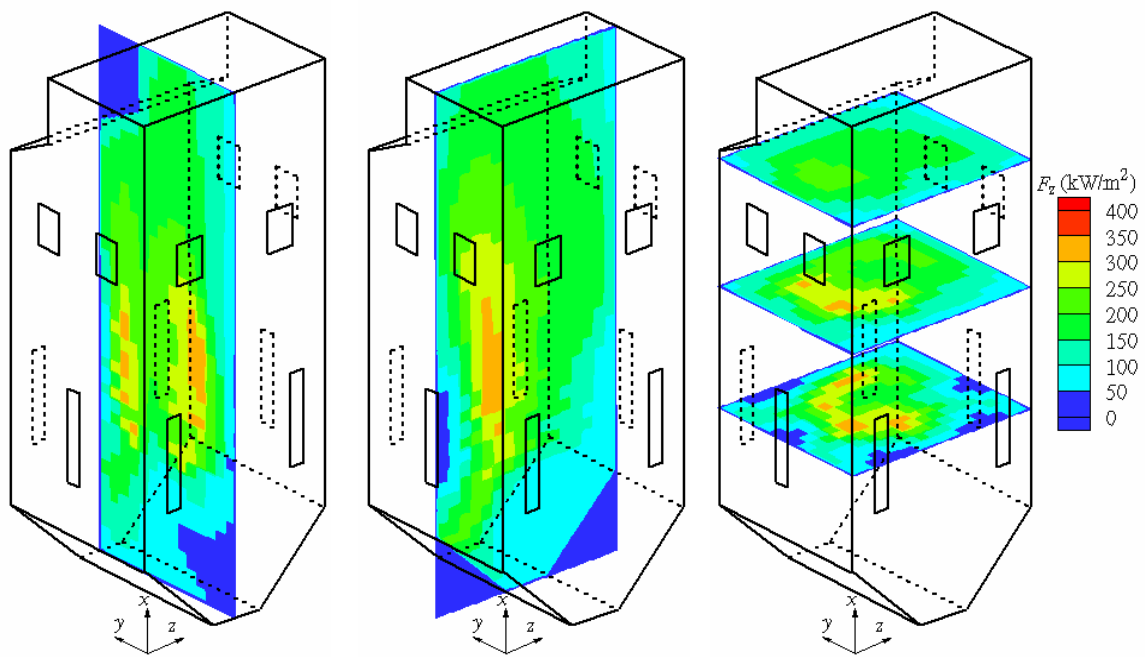
Poređenjem relacija (2.37a) i (2.57b) uočava se da proizvod koeficijenta apsorpcije medijuma i zbira totalnih flukseva  $F_x$ ,  $F_y$  i  $F_z$  predstavlja apsorbovanu energiju zračenja podeljenu zapreminom kontrolne zapremine. S obzirom da totalni fluksevi zračenja predstavljaju protok energije zračenja duž koordinatnih osa, oni su matematičkim modelom koji sadrži Hottel-ov zonalni model određeni sledećim relacijama:  $F_x = Q_{a,x}/K_a$ ,  $F_y = Q_{a,y}/K_a$  i  $F_z = Q_{a,z}/K_a$ .  $Q_{a,x}$ ,  $Q_{a,y}$  i  $Q_{a,z}$  predstavljaju apsorbovane energije zračenja za zračenje koje je emitovano zapreminskim zonama koje su u istom redu u pravcu koordinatnih osa kao i zapreminska zona koja apsorbuje zračenje.



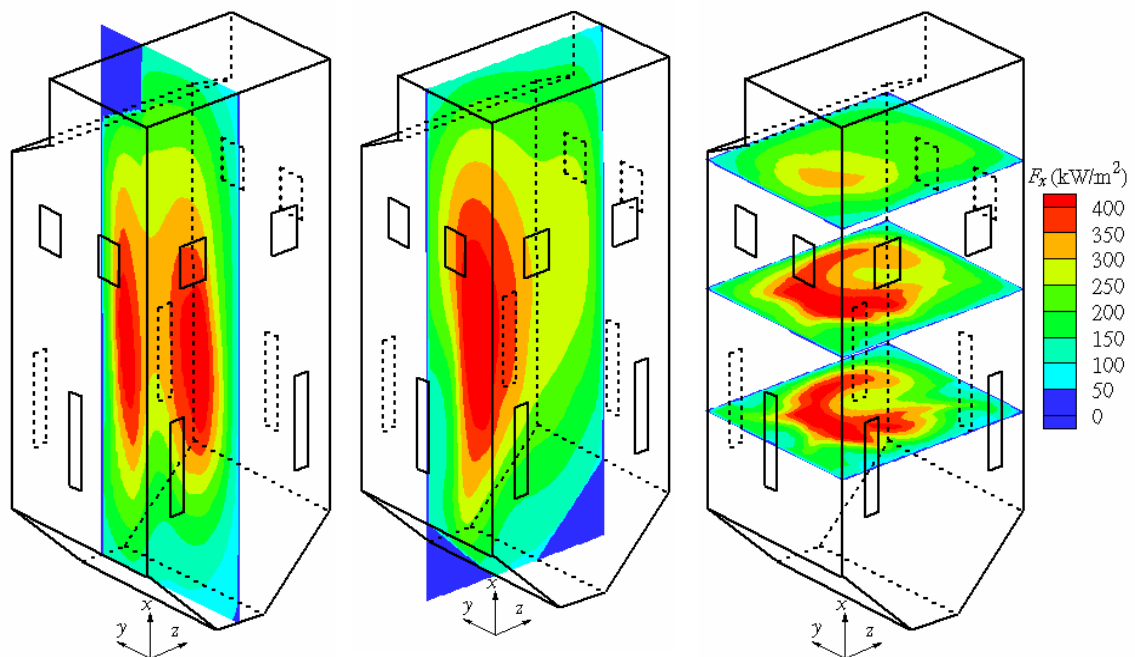
a)



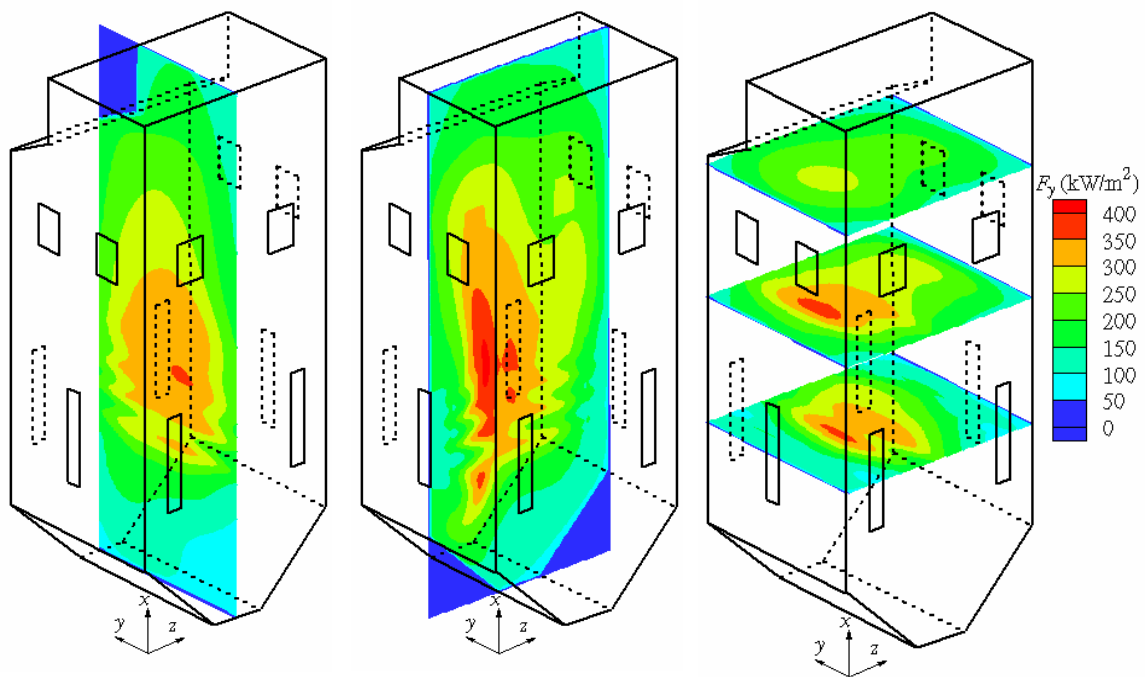
b)



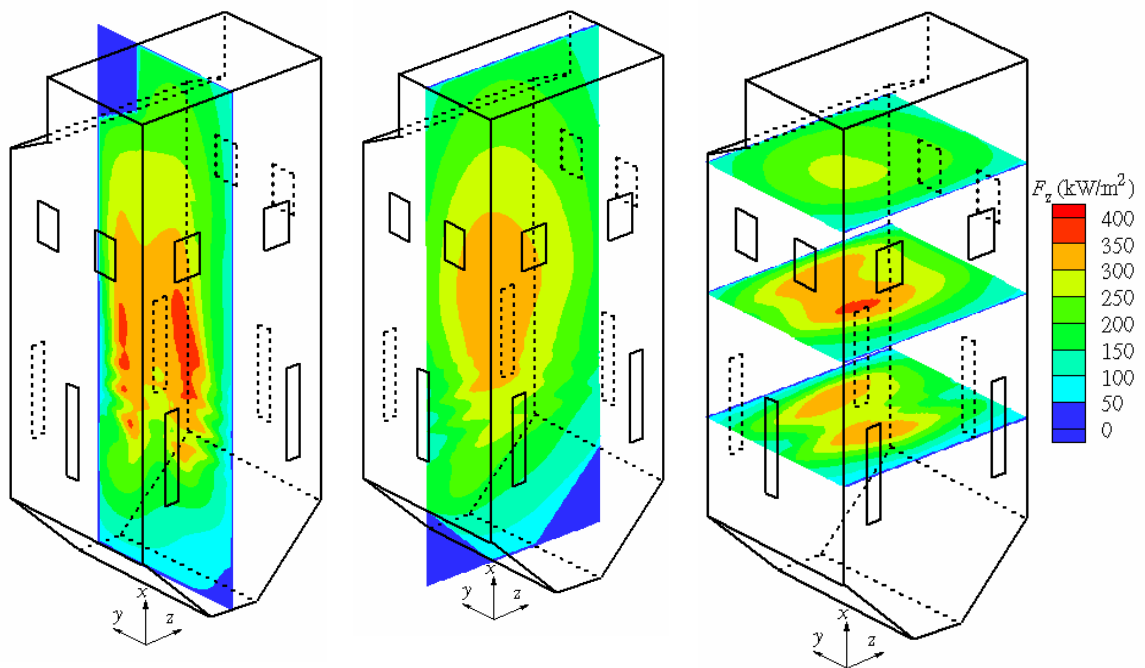
c)  
Slika 6.12. Totalni fluksevi zračenja određeni matematičkim modelom koji sadrži Hottel-ov zonalni model zračenja



a)



b)



c)

Slika 6.13. Totalni fluksevi zračenja određeni matematičkim modelom koji sadrži model zračenja šest flukseva

Analizirane matematički modeli su isti, osim što sadrže različite modele zračenja. S obzirom da je Hottel-ov zonalni model najtačniji model zračenja (pod uslovom da rasipanje zračenja unutar medijuma nije anizotropno i da su radijaciona

svojstva prostorno konstantna), kao i da su radijaciona i temperaturska polja unutar ložišta vrlo slična za oba matematička modela, rezultati prikazani slikama 6.11a–f, 6.12a–c i 6.13a–c pokazuju da tačnost model zračenja šest flukseva nije prevaziđena, kao što se to može pronaći u novijoj literaturi, [262]. Kao potvrda stava da su radijaciona i temperaturska polja slična za oba matematička modela, u tabeli 6.6 navedene su vrednosti neto razmenjenih energija zračenja i temperatura u karakterističnim tačkama.

Tabela 6.6. Poređenje temperaturskih i radijacionih polja unutar ložišta

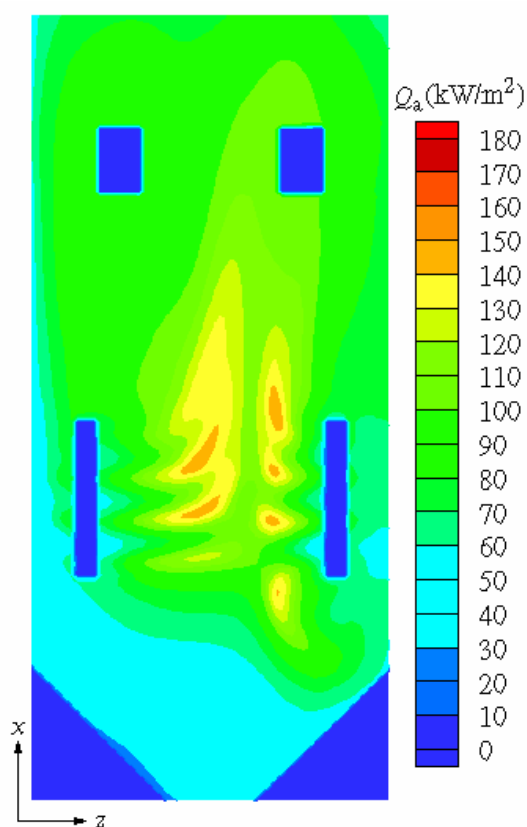
Zona			Temperatura, (K)		$Q_{\text{net}}$ , (kW/m <sup>3</sup> )	
<i>I</i>	<i>J</i>	<i>K</i>	6F*	HZM <sup>&amp;</sup>	6F	HZM
55	11	42	1761,50	1766,54	-172,32	-154,94
55	20	23	1762,54	1777,90	-160,41	-149,19
80	42	34	1777,54	1785,43	-163,03	-133,40
114	30	34	1445,78	1456,55	-26,72	-22,23
122	30	34	1464,33	1472,55	-26,56	-22,37

\*-Model šest flukseva, &-Hottel-ov zonalni model

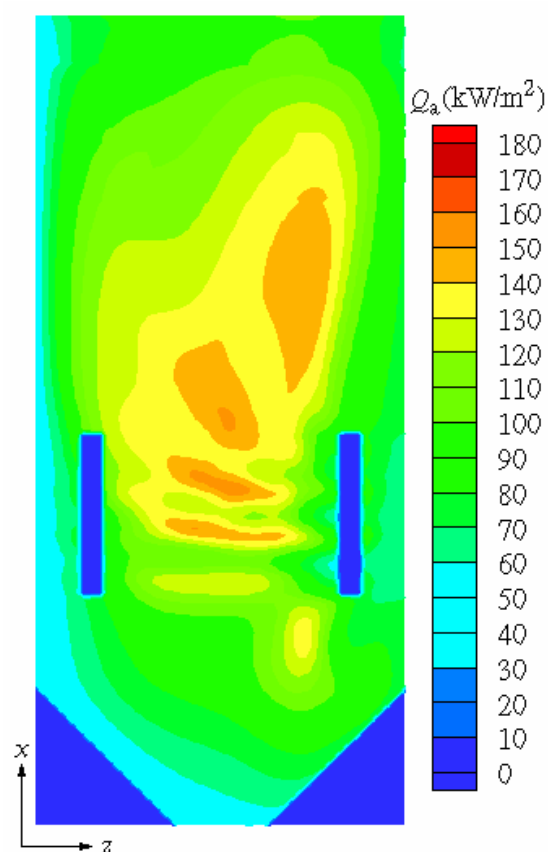
Slikama 6.13a–c prikazane su vrednosti totalnih flukseva zračenja  $F_x$ ,  $F_y$  i  $F_z$ , koji su dobijeni matematičkim modelom koji sadrži model zračenja šest flukseva. Vrednosti totalnih flukseva zračenja najmanje su u blizini zidova, a najveće vrednosti su u oblasti visokih temperatura, jer je u tim oblastima i najveća emisija zračenja od strane kontrolnih zapremina. Vrednost totalnog fluksa zračenja  $F_x$  je najveća, verovatno zato postoji oblast visokih temperatura izduženu u pravcu te koordinatne ose.

Slikama 6.14a–d prikazane su vrednosti apsorbovanih flukseva zračenja na zidovima ložišta, za matematički model koji sadrži model zračenja šest flukseva. Apsorbovani fluksevi zračenja određeni su na osnovu upadnih flukseva, koji su određeni relacijom (2.38). Apsorbovani fluksevi zračenja, dobijeni matematičkim modelom koji sadrži Hottel-ov zonalni model prikazani su na slikama 6.19 do 6.22, da bi se izbeglo ponavljanje dijagrama. Modelom zračenja šest flukseva dobijene su manje vrednosti apsorbovanih flukseva zračenja na zidovima ložišta. S obzirom da model zračenja nije bitnije uticao na temperatursko polje unutar ložišta i da su za oba matematička modela upotrebljena ista radijaciona svojstva medijuma, razlika apsorbovanih flukseva zračenja je posledica različitih postupaka računanja upadnih

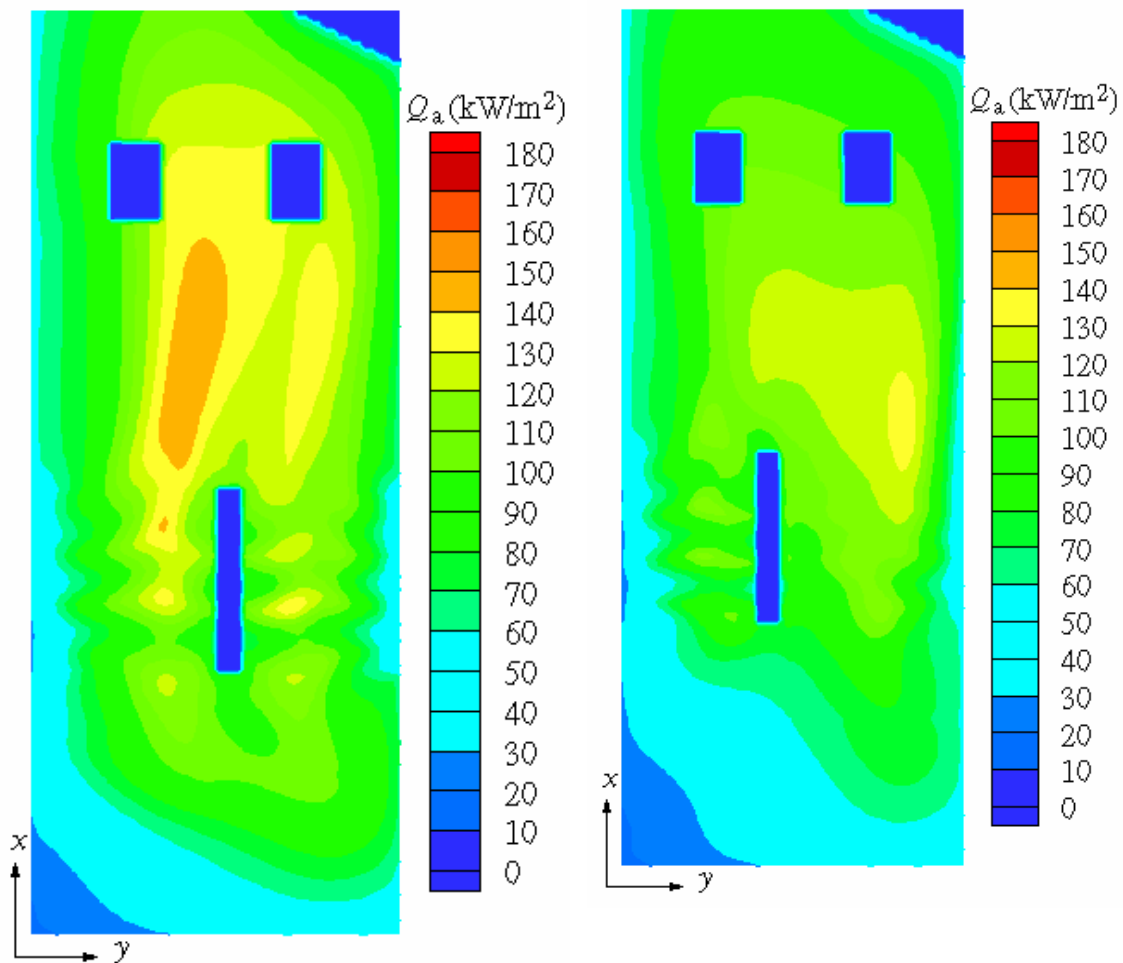
flukseva. Hottel-ovim zonalnim modelom upadni fluks izabrane površinske zone određuju se na osnovu razmene energije zračenjem te zone sa svim zonama ložišta. Razmena energije zračenjem je između površinske zone i svih susednih zapreminskih zona. Kada se primenjuje model zračenja šest flukseva, upadni fluks površinske zone (što je u stvari granična površina kontrolne zapremine do zida) određuje se na osnovu totalnog fluksa zračenja susedne kontrolne zapremine.



a) Zid N (prednji zid)



b) Zid S (zadnji zid)



c) Zid B (levi zid)

d) Zid T (desni zid)

Slika 6.14. Apsorbovani fluksevi zračenja na zidovima ložišta  
(matematički model sadrži model zračenja šest flukseva)

Ovi rezultati su povod da se ispita nedostatak modela šest flukseva, kao što je zanemarivanje direktne razmene energije zračenjem između nesusednih kontrolnih zapremina. U tu svrhu, za izabranu zapreminsku zonu unutar ložišta, ispitane su totalne površine razmene te zone sa okolnim zonama, za koje su izabrane prva, druga i treća zapreminska zona u istom redu u kojem je i izabrana zapreminska zona. Rezultati su prikazani tabelom 6.7. Vidi se da je totalna površina razmene izabrane zone sa drugom zonom oko pet puta manja od totalne površine razmene sa prvom susednom zonom, dok je totalna površina razmene sa trećom zonom za red veličine manja od totalne površine razmene sa prvom susednom zonom. Ovo pokazuje da je glavna razmena energije zračenjem upravo između susednih zona.



Tabela 6.7. Totalne površine razmene izabrane zapreminske zone sa susednim zonama

Okolne zone	Totalna površina razmene, (m <sup>2</sup> )
(I-1,J,K)	$0,788 \times 10^{-2}$
(I-2,J,K)	$0,158 \times 10^{-2}$
(I-3,J,K)	$0,589 \times 10^{-3}$

### 6.5. Analiza razmene energije zračenjem u uslovima nominalnog i smanjenog opterećenja

Energetski blok, kojem pripada analizirano ložište, je srednje snage (210 MW) i prema ulozi u regulisanju zahteva potrošnje energije pripada polubaznim (ili poluvršnim) energetskim blokovima, [22]. Ovakvi blokovi rade sa smanjenim opterećenjima. U uslovima smanjenog opterećenja kotla, smanjuje se brzina strujanja vazduha i gasne faze aerosmeše na ulazu u ložište, čime se menjaju uslovi mešanja ugljenog praha sa vazduhom od kojeg kasnije zavise paljenje i sagorevanje ugljenog praha. Nestabilno paljenje čestica ugljenog praha može da dovede do podizanja plamena u gornji deo ložišta. Posledice takvog sagorevanja uglja bile bi nedovoljna razmena energije u ložištu usled niske temperature, kao i porast temperature produkata sagorevanja na kraju ložišta što bi dovelo do prljanja grejnih površina u horizontalnom gasnom međukanalu. Takođe, posledica takvog paljenja ugljenog praha može biti i nestabilno sagorevanje, što zahteva upotrebu mazuta u cilju stabilizacije sagorevanja. Zato je, osim za nominalni radni režim ( $D = 181,0$  kg/s), izvršena analiza rada kotla u uslovima smanjenog opterećenja:  $D = 163,0$  kg/s,  $D = 145,0$  kg/s i  $D = 127,0$  kg/s. Rezultati za nominalno opterećenje i dva smanjena opterećenja ( $D = 163,0$  kg/s i  $D = 145,0$  kg/s) dobijeni su za situaciju da rade svi gorionici osim gorionika broj 6. Za opterećenje  $D = 127,0$  kg/s, rezultati su dobijeni za situaciju kada su isključeni gorionici 6 i 3, (slika 5.3). Maseni protoci ugljenog praha, vazduha i recirkulisanih produkata sagorevanja za smanjeno opterećenje kotla dobijeni su množenjem protoka u nominalnom režimu odnosom produkcije pare za smanjeno opterećenje i za nominalno opterećenje. Brzina gasne faze aerosmeše u nominalnom režimu iznosi  $|\vec{v}|_{as} = 16,15$  m/s, a sekundarnog vazduha  $|\vec{v}|_{sv} = 35,08$  m/s.

Slikama 6.15a–c, 6.16a–c, 6.17a–c i 6.18 a–c upoređene su neto razmenjene energije usled zračenja zapreminskih zona, temperature u ložištu, kao i fluksevi apsorbovanog zračenja na zidovima ložišta za nominalno i tri smanjena opterećenja kotla. Vidi se da neto razmenjena energija zapreminskih zona ima najmanje vrednosti za one zone koje imaju najvišu temperaturu, što se vidi i iz rezultata koji su prikazani tabelom 6.6. To je i očekivani rezultat, s obzirom da neto razmenjena energija usled zračenja predstavlja razliku apsorbovane i emitovane energije zračenja. Najtoplije zone više izgube energije putem emitovanja zračenja, nego što apsorbuju energiju zračenja svih ostalih zona ložišta. Sa smanjenjem opterećenja kotla, smanjuje se gubitak energije usled zračenja najtoplijih zona ložišta.

Slikama 6.19a–c, 6.20a–c, 6.21a–c i 6.22a–c prikazano je temperatursko polje unutar ložišta. Za nominalno opterećenje kotla, temperatura gasovitih produkata sagorevanja na kraju ložišta je niža od 1473,0 K, što je i najviša dozvoljena temperatura za ugljeve sa umerenom sklonošću ka zašljakivanju [21], u kakve spada i lignit Kolubara, [196], [166]. Razmenjena energija zračenjem za nominalno i smanjeno opterećenja kotla, kao i temperatura na kraju ložišta predstavljeni su tabelama 6.8 i 6.9. Sa smanjenjem opterećenja kotla opadaju temperature u ložištu i smanjuje se razmenjena energija zračenjem u ložištu. Ovaj rezultat je u skladu sa dosadašnjim iskustvom u radu kotlova, [21]. Na slikama 6.19c, 6.20c, 6.21c i 6.22c vidi se da je visokotemperatursko jezgro plamena kada je isključen gorionik 6 (nominalno i prva dva smanjenja opterećenja kotla) u blizini zadnjeg zida ložišta. Sa isključenjem gorionika 6 i 3, visokotemperatursko jezgro plamena pomera se ka prednjem zidu ložišta.

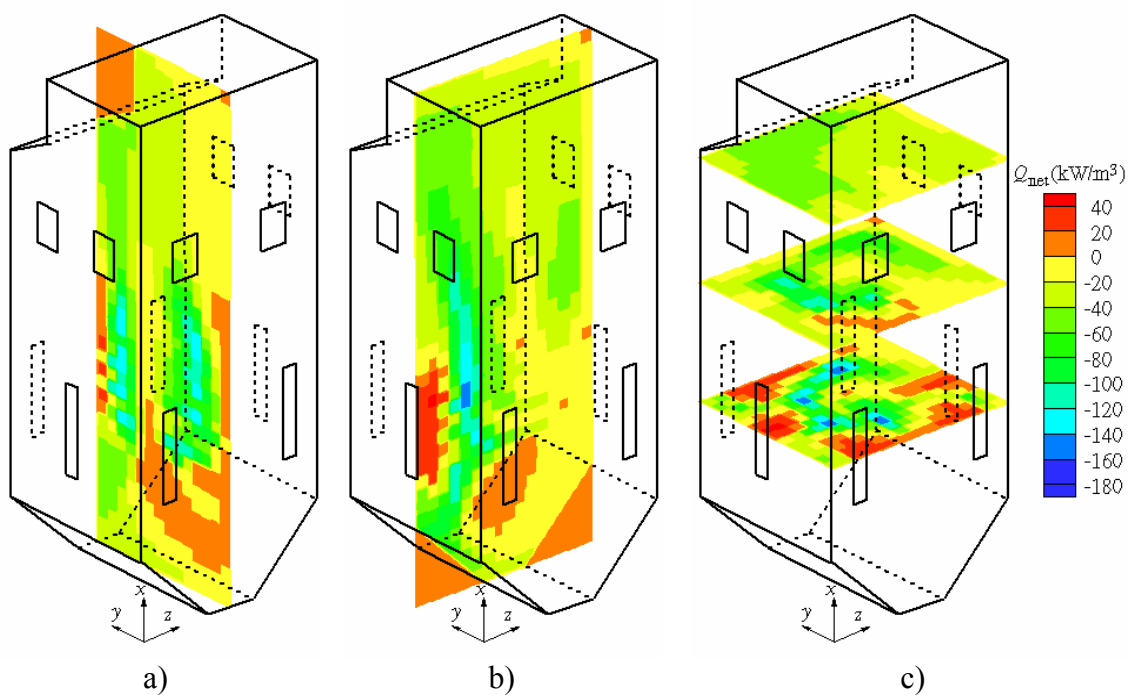
Tabela 6.8. Razmenjena energija zračenjem po zidovima ložišta

Opterećenje kotla, kg/s	Prednji zid	Zadnji zid	Levi zid	Desni zid	Plafon
181,0	52,69	68,92	60,50	51,28	19,04
163,0	52,62	64,64	58,61	49,09	17,95
145,0	52,47	59,89	56,05	47,25	16,74
127,0	55,86	48,52	51,70	48,05	13,94

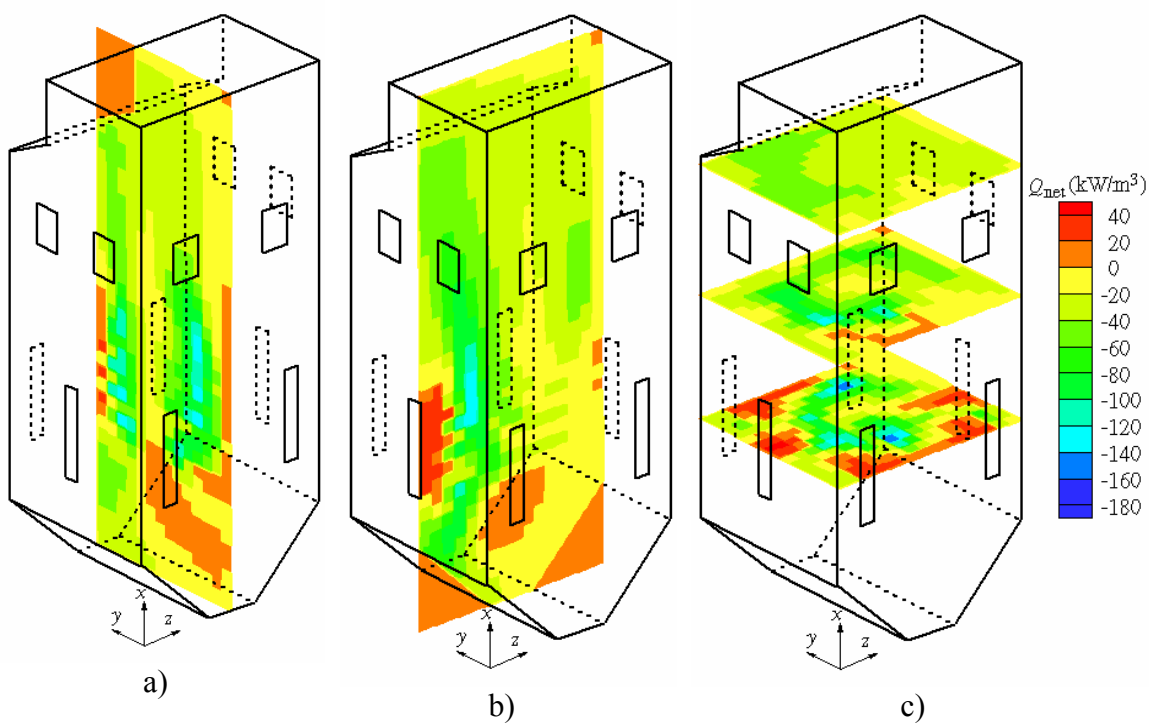
Tabela 6.9. Ukupna razmenjena energija zračenjem i temperatura na kraju ložišta

Opterećenje kotla, kg/s	Razmenjena energija, (MW)	T (K)
181,0	252,43	1321,2
163,0	242,91	1300,3
145,0	232,4	1276,6
127,0	218,07	1217,0

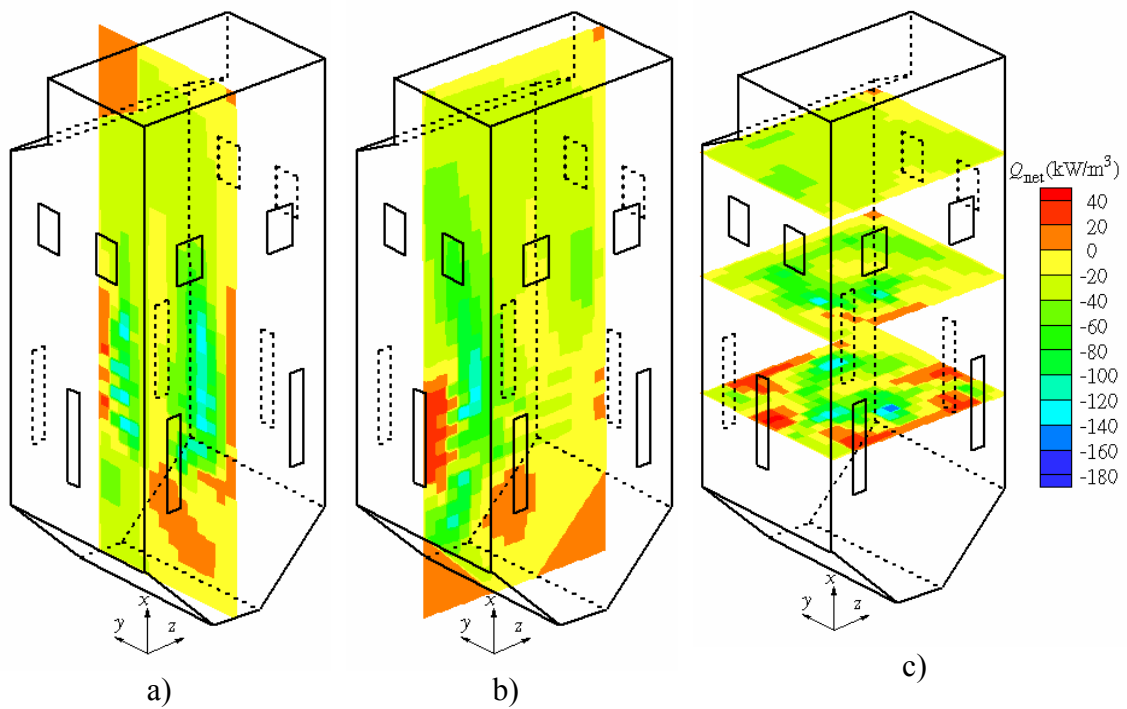
Slikama 6.23a–d, 6.24a–d, 6.25a–d i 6.26a–d prikazani su apsorbovani fluksevi zračenja na zidovima ložišta. Jasno se uočava poznata zavisnost apsorbovanih flukseva po visini ložišta, [20], kao i po širini zidova [16], [80], [40]. Sa smanjenjem opterećenja kotla opadaju i apsorbovane energije zračenja prednjeg, levog, desnog zida, kao i plafona ložišta. Takođe opada i apsorbovana energija zračenja prednjeg zida, ali manje nego za druge zidove. Apsorbovana energija prednjeg zida za najmanje analizirano opterećenje kotla je veća nego za nominalno opterećenje kotla. To je posledica pomeranja visokotemperaturnog jezgra plamena sa promenom isključenja gorionika.



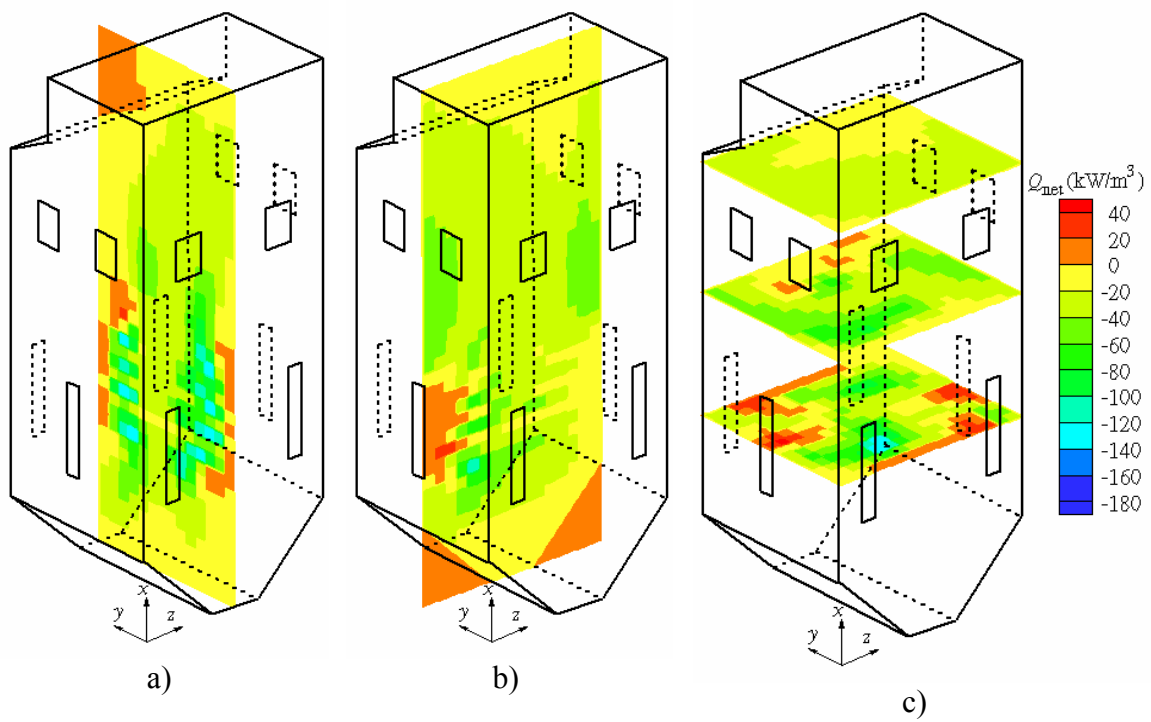
Slika 6.15. Neto razmenjena energija zapreminskih zona usled zračenja,  $D = 181,0 \text{ kg/s}$



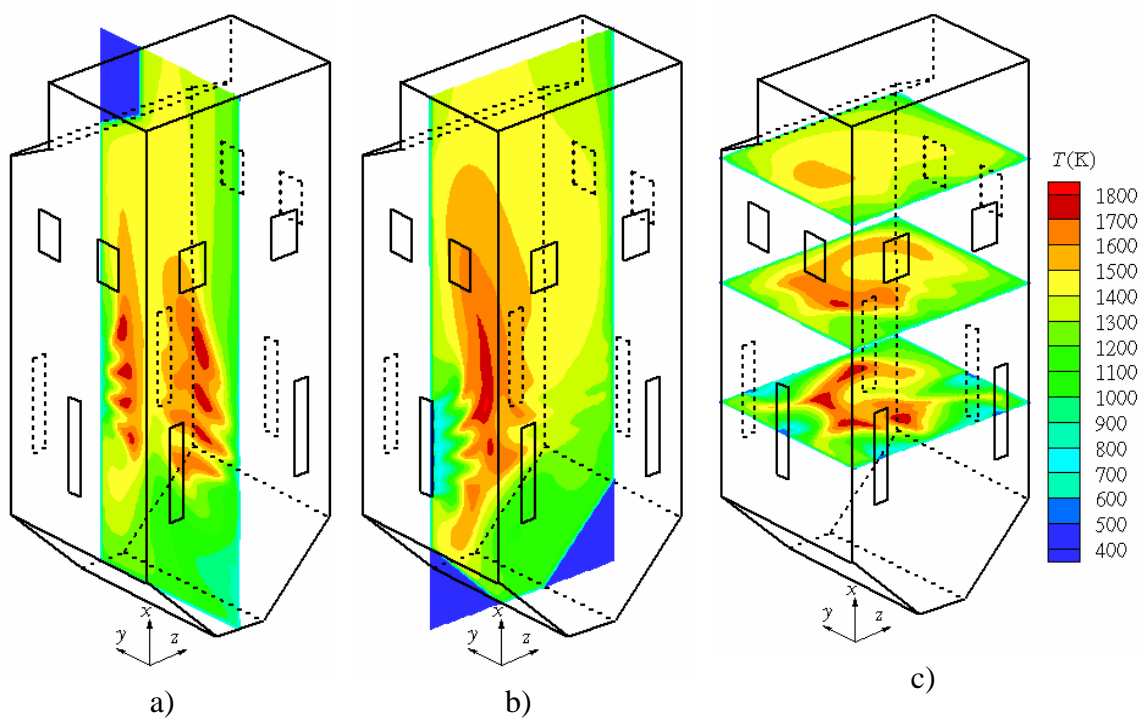
Slika 6.16. Neto razmenjena energija zapreminskih zona usled zračenja,  $D = 163,0 \text{ kg/s}$



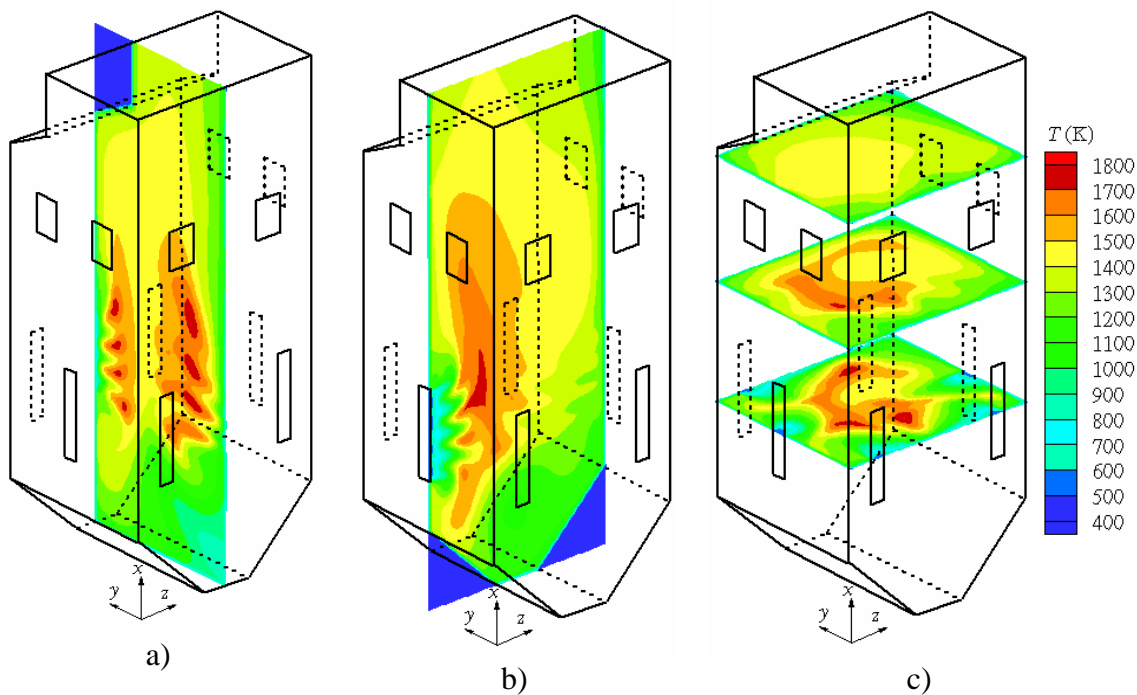
Slika 6.17. Neto razmenjena energija zapreminskih zona usled zračenja,  $D = 145,0 \text{ kg/s}$



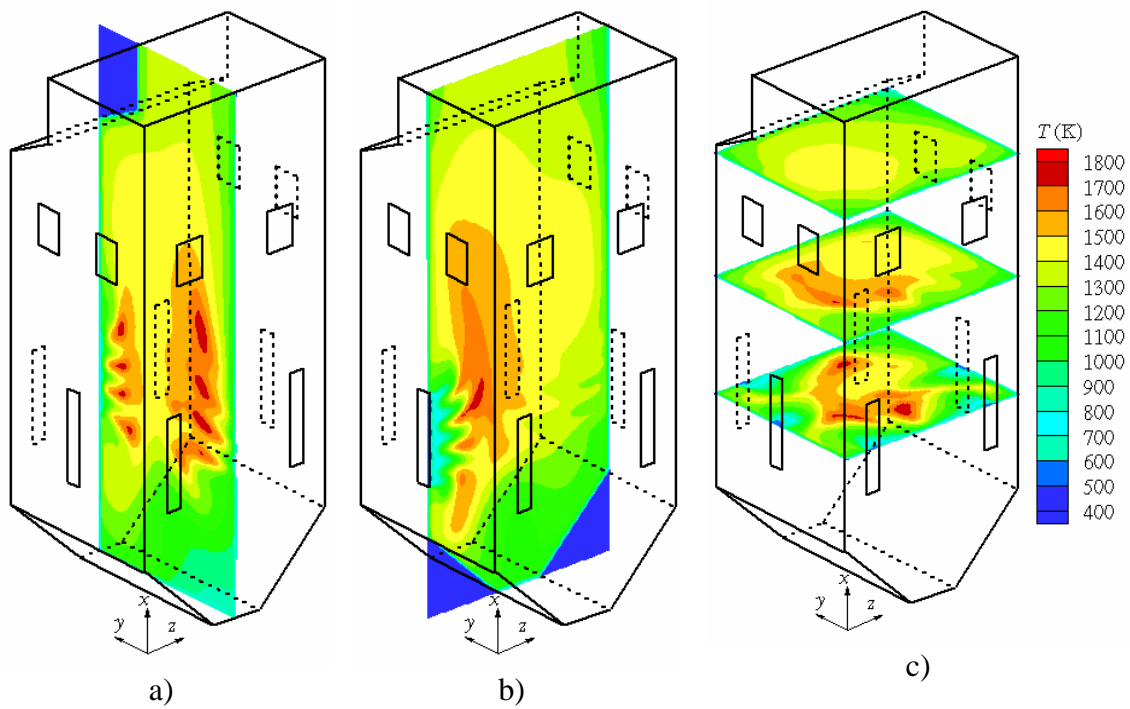
Slika 6.18. Neto razmenjena energija zapreminskih zona usled zračenja,  $D = 127,0 \text{ kg/s}$



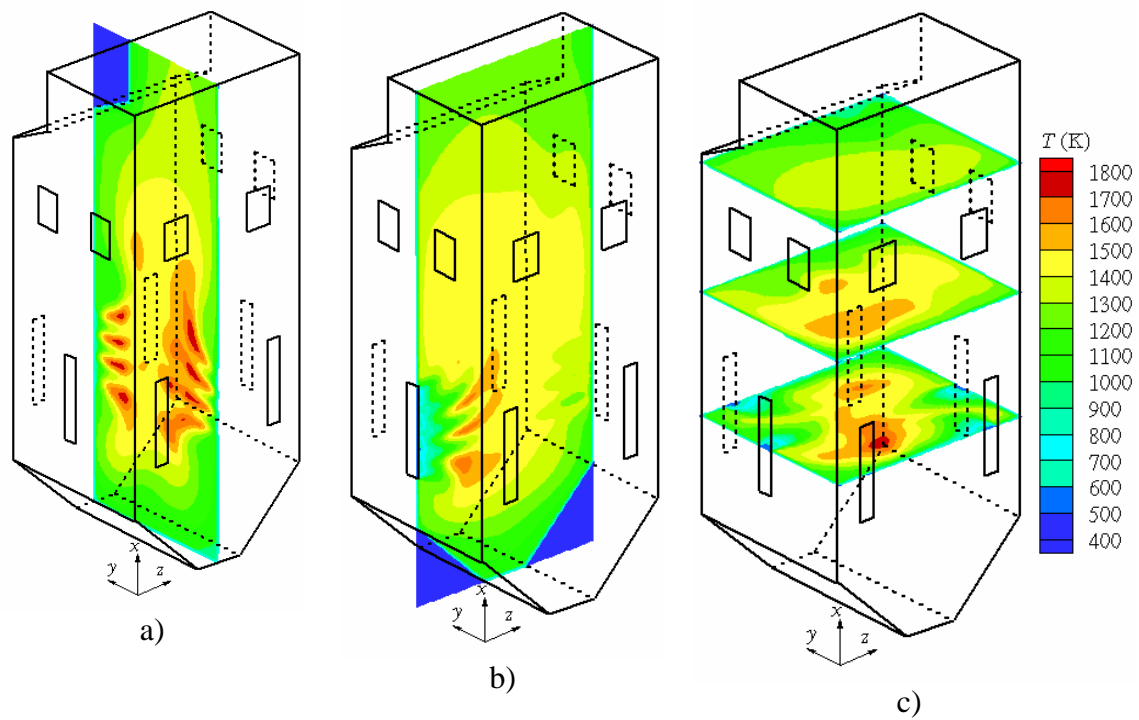
Slika 6.19. Temperatursko polje u ložištu,  $D = 181,0 \text{ kg/s}$



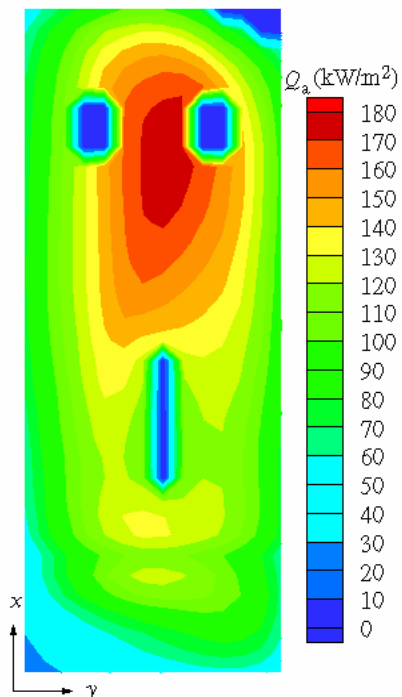
Slika 6.20. Temperatursko polje u ložištu,  $D = 163,0 \text{ kg/s}$



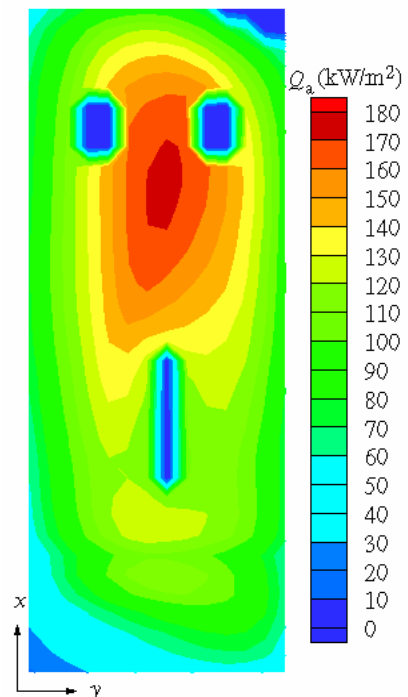
Slika 6.21. Temperatursko polje u ložištu,  $D = 145,0 \text{ kg/s}$



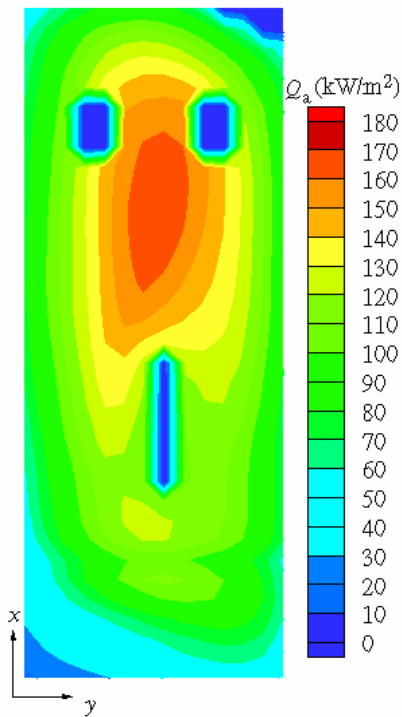
Slika 6.22. Temperatursko polje u ložištu,  $D = 127,0 \text{ kg/s}$



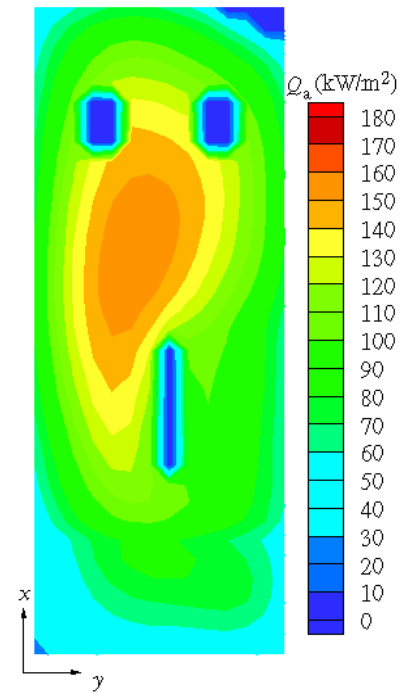
a)  $D = 181,0 \text{ kg/s}$



b)  $D = 163,0 \text{ kg/s}$



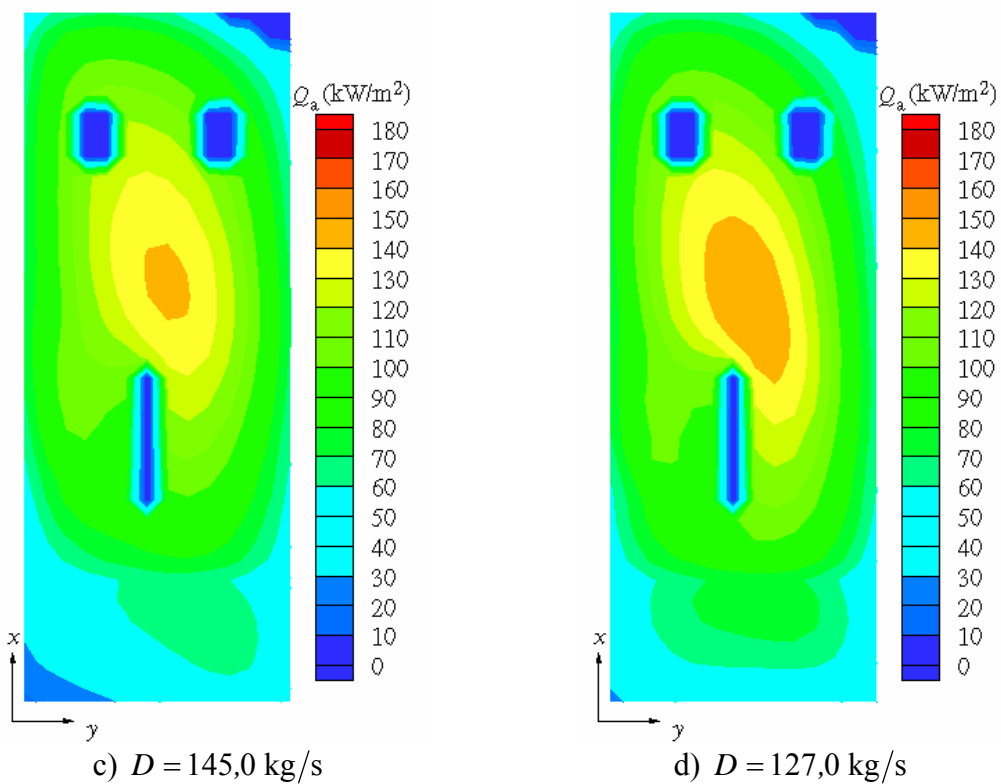
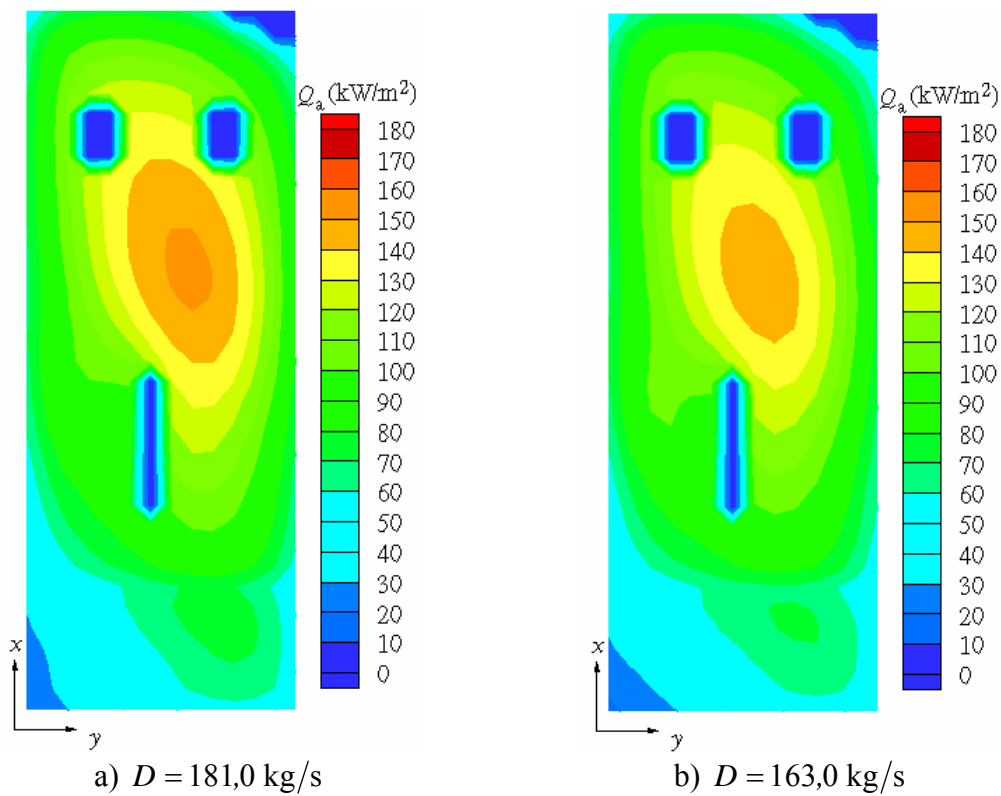
c)  $D = 145,0 \text{ kg/s}$



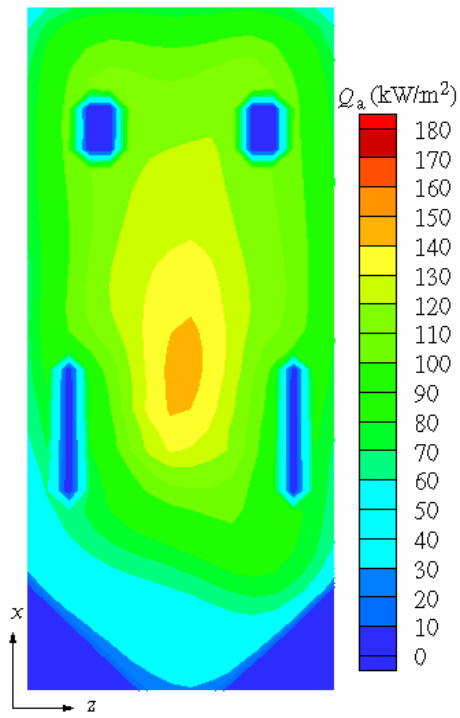
d)  $D = 127,0 \text{ kg/s}$

Slika 6.23. Aporbovani fluksevi zračenja na zidu B (levi zid)

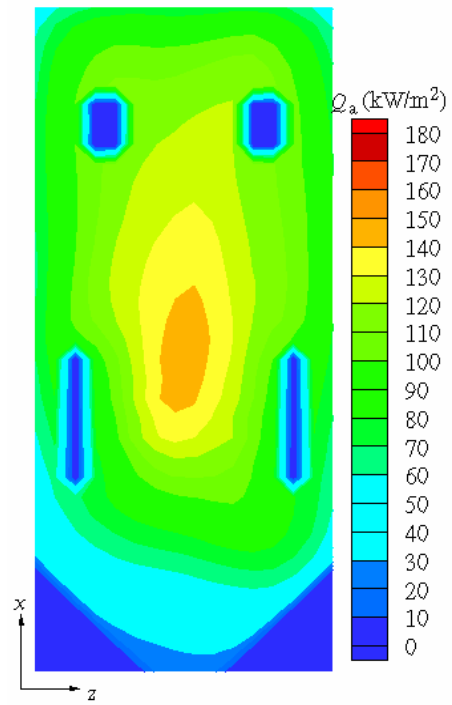




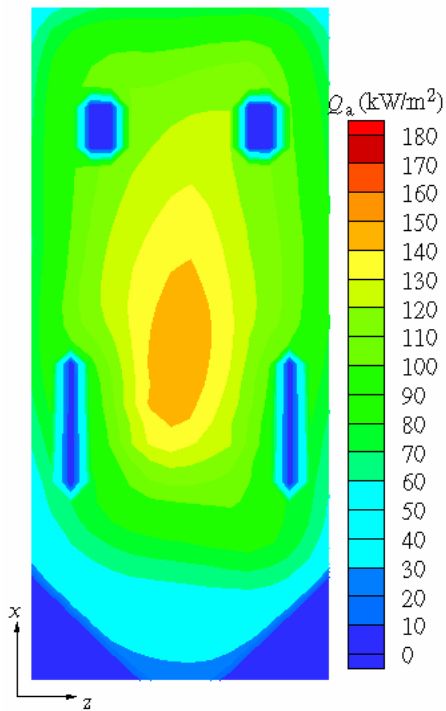
Slika 6.24. Apsorbovani fluksevi zračenja na zidu T (desni zid)



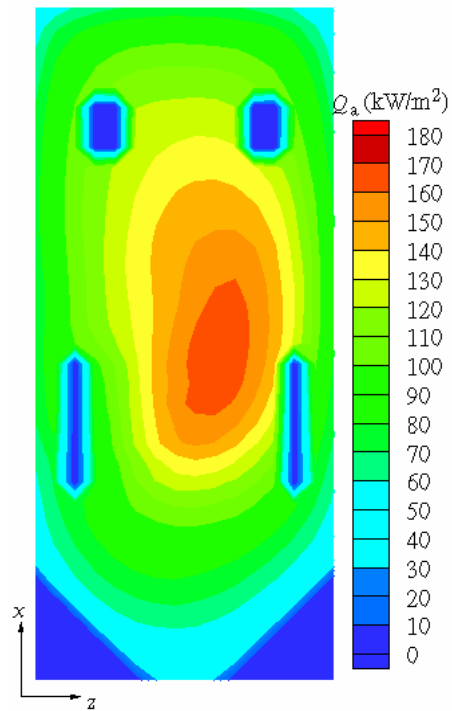
a)  $D = 181,0 \text{ kg/s}$



b)  $D = 163,0 \text{ kg/s}$

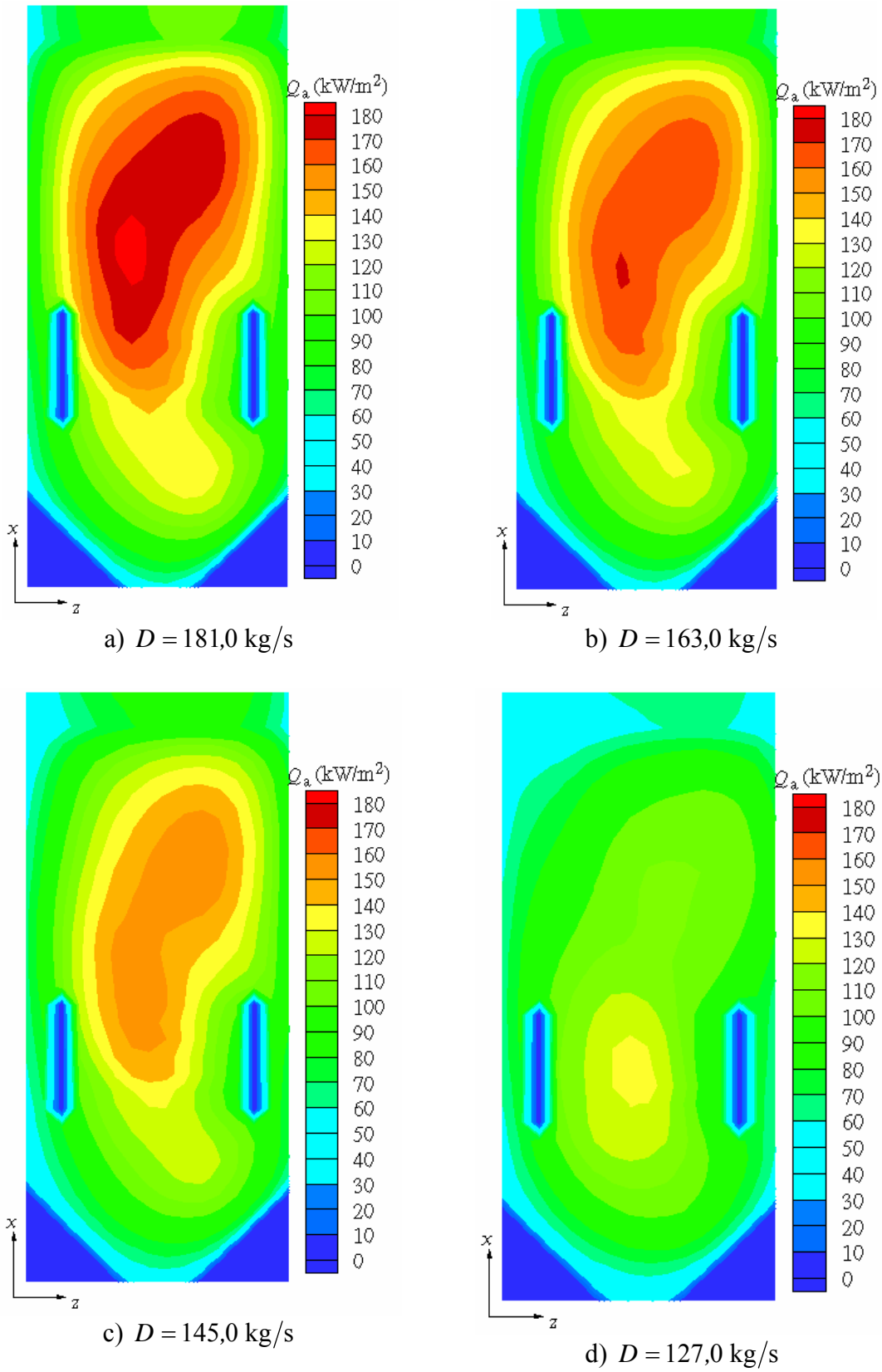


c)  $D = 145,0 \text{ kg/s}$



d)  $D = 127,0 \text{ kg/s}$

Slika 6.25. Apsoorbovani fluksevi zračenja na zidu N (prednji zid)



Slika 6.26. Apsorbovani fluksevi zračenja na zidu S (zadnji zid)

Numeričke simulacije izvedene su koristeći procesor Pentium 4 na 800 MHz. Vreme računanja 1000 iteracija, za svaki model zračenja (Hottel–ov zonalni model ili šest flukseva, na numeričkoj mreži  $160 \times 56 \times 64$ ) je približno isto i iznosi oko 31 čas. Direktna površina razmene računaju se vrlo brzo, a vreme računanja totalnih površina razmene metodom originalnih emitera zračenja je oko 18 časova.

Predstavljeni rezultati dobijeni su tako što su radijaciona svojstva gasne faze određena modelom jednog sivog gasa. U tom slučaju, postoji jedan komplet matrica totalnih površina razmene ( $\overline{GG}_{M \times M}$ ,  $\overline{GS}_{M \times N}$  i  $\overline{SS}_{N \times N}$ ), koje računar mora da koristi. Matrice koje su potrebne za rad numeričke simulacije učitavaju se u program na početku i uvek su prisutne u memoriji računara. Upotrebljeni računar mogao je da memoriše samo jedan komplet matrica ( $\overline{GG}_{M \times M}$  i  $\overline{GS}_{M \times N}$ ) za rad numeričke simulacije. Kada se za određivanje radijacionih svojstava gasne faze koristi model težinske sume sivih gasova, onda za svaki sivi gas postoji komplet matrica totalnih površina razmene. Da bi se koristilo nekoliko kompleta matrica totalnih površina razmene, mora da se promeni kompjuterski program. Ne učitavaju se kompletne matrice totalnih površina razmene, već samo red po red. U tom slučaju, računar memoriše samo jedan vektor, čiji je broj članova jednak broju zapreminskih zona. Računarska memorija je mnogo manje opterećena, ali je proces učitavanja totalnih površina razmene red po red relativno spor. Računar sa upotrebljenim procesorom (Pentium 4 na 800 MHz) je isuviše spor da bi se koristio za model težinske sume sivih gasova. Pri kraju izrade ove teze, formiran je i matematički model u kojem su radijaciona svojstava gasne faze određena modelom težinske sume sivih gasova. Računar sa procesorom i3 upotrebljen je za rad numeričke simulacije. Rezultati ovog matematičkog modela prikazani su u Prilogu 6.

## 7. ZAKLJUČAK

Za izabrano ložište za sagorevanje ugljenog praha (ložište bloka A2 TENT, snage 210 MW) formiran je matematički model koji sadrži Hottel-ov zonalni model razmene energije zračenjem. Pokazano je da se takav matematički model ložišta može primeniti za analizu procesa dvofaznog strujanja sa hemijskim reakcijama i razmenom energije zračenjem, u uslovima nominalnog i smanjenog opterećenja kotla. Primena Hottel-ovog zonalnog modela izvršena je kroz nekoliko faza:

-Formirano je obrazloženje obrazaca za određivanje direktnih površina razmene za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje. Kompletiran je postupak za određivanje direktnih površina razmene. Najpre se određuju osnovne direktne površine zapreminskih i površinskih zona. Za određivanje osnovnih direktnih površina razmene bliskih zona koriste se Tucker-ove korelacije, a za udaljene zone koriste se približni obrasci zasnovani na rastojanju centara zona. Na osnovu osnovnih direktnih površina razmene dobijaju se direktne površine razmene svih zona ložišta primenom principa Yamauti (princip simetričnosti). Vrednosti direktnih površina razmene potom se popravljaju tako da one zadovolje princip konzervativnosti.

-Pronađen je algoritam rešavanja matrica velikih dimenzija kojim se mogu odrediti totalne površine razmene metodom originalnih emitera zračenja. Metod originalnih emitera zračenja se svodi na rešavanje matričnih jednačina, u kojima je kvadratna matrica koeficijenata uvek ista. Kako je konstatovano da samo tačne metode omogućavaju rešenje, probane su metode rešavanja putem inverzne matrice i Gauss-ovih eliminacija i zaključeno je da ove metode isuviše sporo rade. Zadovoljavajuće rešenje postignuto je primenom faktorizacionog postupka razdvajanja matrice koeficijenata na gornju i donju trougaonu matricu. Primenjen je Crout-ovog algoritam razdvajanja matrice na gornju i donju trougaonu matricu sa izborom glavnog elementa.

-Primenjen je postupak korekcije totalnih površina razmene, tako da one zadovolje uslove konzervativnosti. Ako matematički model ložišta sadrži Hottel-ov zonalni model zračenja, onda se izvorni članovi entalpijske jednačine usled zračenja određuju upotrebom totalnih površina razmene. Zato je važno da se totalne površine

razmene odrede što tačnije. Do sada je tehnika korekcije primenjivana samo za popravku vrednosti direktnih površina razmene. Ovde je ona po prvi put primenjena i za određivanje totalnih površina razmene.

-Analizirane su vrednosti totalnih površina razmene za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje kada je mala vrednost albeda rasipanja zračenja. Albedo rasipanja zračenja nalazi se u imenitelju svakog obrasca za računanje totalnih površina razmene (za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje). Na osnovu toga može se zaključiti da kada albedo rasipanja zračenja postaje mali (za male vrednosti koncentracije čestica) totalne površine razmene imaju velike vrednosti. Pokazano je da totalne površine razmene u tom slučaju nemaju velike vrednosti i da se približavaju vrednostima totalnih površina razmene za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje. Detaljnim računom pokazano je da se totalne površine razmene medijuma koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje svode na totalne površine razmene za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje kada albedo rasipanja zračenja ima vrlo male vrednosti, iako se to ne može zaključiti analizom relacija koje se dobijaju neeksplicitnom metodom.

-Ispitan je uticaj radijacionih svojstava medijuma i zidova ložišta na razmenu energije zračenjem. Uticaj radijacionih svojstava na razmenu energije zračenjem ispitan je za dva različita ložišta: jedno eksperimentalno i drugo koje pripada energetskom kotlu. Razmenjena energija zračenjem za oba ložišta izračunata je za dve vrste medijuma: medijum koji apsorbuje i emituje zračenje, kao i medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje. Ispitivanja su pokazala da za dva različita ložišta postoje iste zavisnosti razmene energije zračenjem od radijacionih svojstava, kada medijum apsorbuje i emituje zračenje. Razmena energije zračenjem raste sa porastom emisivnosti zidova. Pokazano je da za vrednosti optičke gustine u intervalu  $K_a L \approx 0,0 \div 1,0$  ( $L$  je srednja dužina zraka) radijaciona svojstva medijuma utiču na razmenu energije zračenjem, a za  $K_a L > 1,0$  radijaciona svojstva nemaju uticaj na razmenu energije zračenjem. Ako se posmatra bezdimenzionalna razmenjena energija zračenja, koja se dobija podelom razmenjene energije zračenja vrednošću razmenjene energije zračenja za maksimalnu vrednost optičke gustine  $K_a L$ , onda se dobija da emisivnost zidova ne utiče na zavisnost razmene energije zračenjem od radijacionih svojstava. Za medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje dobijena je

slična zavisnost razmene energije zračenjem od radijacionih svojstava medijuma za dva posmatrana ložišta.

-Za izabrano energetska ložište za sagorevanje ugljenog praha, Hottel-ov zonalni model razmene energije zračenjem je ukomponovan u kompjuterski program numeričke simulacije procesa u ložištu. Zapreminske zone su kocke stranice  $B = 1,0$  m. Ukupni broj zapreminskih zona bio je 7956. Radijaciona svojstva gasne faze određena su modelom jednog sivoga gasa, zbog nemogućnosti računara da memoriše više od jednog kompleta matrica totalnih površina razmene. Radijaciona svojstva disperzne faze određena su metodom anomalne difrakcije, pod pretpostavkom da se jedna čestica ugljenog praha transformiše u jednu česticu letećeg pepela. Usvojeno je da je plamen ugljenog praha medijum koji apsorbuje, emituje i izotropno rasipa zračenje. Totalne površine razmene upotrebljene su za računanje neto razmenjene energije zračenja (izvornog člana entalpijske jednačine) na gruboj numeričkoj mreži, koju su sačinjavale zapreminske zone. Ostale fizičke veličine, rešavane su na finoj numeričkoj mreži, koja je dobijena podelom svake zapreminske zone na određeni broj kontrolnih zapremina. Formirane su tri fine numeričke mreže da bi se dobio dokaz da je formirano rešenje nezavisno od numeričke mreže. Pokazano je da primena fine numerička mreža koja sadrži ukupno 573 440 kontrolnih zapremina obezbeđuje rešenje nezavisno od fine numeričke mreže. Matematički model je verifikovan poređenjem sa rezultatima merenja. Iako se rezultati merenja odnose samo na jedan ložišni zid, pokazano je da se rešenjem matematičkog modela dobijaju realne vrednosti fizičkih veličina. Dalje je potvrđeno formiranje centralnog vrtloga u ložištu, koji je tipičan za ložišta sa tangencijalnim rasporedom gorionika, kao i da centralni vrtlog gasne faze utiče na strujanje čestica. Pokazano je da se matematički model može koristiti i za uslove smanjenog opterećenja kotla. Rezultati pokazuju da sa opadanjem opterećenja kotla opada i razmena energije zračenjem u ložištu, opadaju fluksevi zračenja na zidu ložišta i snižava se temperatura produkata sagorevanja na kraju ložišta. Zbog isključenja još jednog gorionika u slučaju najmanjeg analiziranog opterećenja kotla, pomera se visokotemperaturno jezgro plamena i menja se raspodela razmene energije po zidovima ložišta.

-Pored matematičkog modela koji sadrži Hottel-ov zonalni model razmene energije zračenjem, formiran je i matematički model koji sadrži model zračenja šest

flukseva, da bi se izvršilo poređenje uticaja modela zračenja. Jednačine matematičkog modela ložišta koji sadrži model zračenja šest flukseva rešavane su samo na finoj numeričkoj mreži. Radijaciona svojstva plamena ugljenog praha su ista u oba matematička modela. Pokazalo se da je vreme računanja za obe numeričke simulacije približno jednako. Izvršena su poređenja temperaturskog polja i vrednosti izvornih članova entalpijske jednačine usled zračenja u pojedinim kontrolnim zapreminama. Pokazano je da se matematičkim modelom koji sadrži model zračenja šest flukseva dobijaju približne vrednosti posmatranih polja kao i matematičkim modelom koji sadrži Hottel-ov zonalni model zračenja. Ovim istraživanjem potvrđena je ispravnost izbora modela šest flukseva kao modela zračenja u matematičkom modelu ložišta, nasuprot tvrdnjama da čitavu grupu modela zračenja kojima pripada i ovaj model odlikuje snižena tačnost. Model šest flukseva ima niz prednosti u odnosu na Hottel-ov zonalni model, kao to što je relativno jednostavan, nema ograničenja u pogledu broja kontrolnih zapremina, jednostavnije se primenjuje anizotropno rasipanje zračenja i sl.

Izloženom analizom pokazano je da se Hottel-ov zonalni model zračenja može primeniti kao model zračenja u matematičkom modelu za analizu procesa u ložištu za sagorevanje ugljenog praha. Prednost Hottel-ovog zonalnog modela u odnosu na druge modele zračenja koji se primenjuju u ovakvim ložištima jeste što ne uvodi nikakve pretpostavke kojima se pojednostavljuje ugaona raspodela intenziteta zračenja. Time su izbegnuti problemi kao što su nekonzervativnost energije zračenja, uticaj lažnog rasipanja, efekat zrakova, ili uticaj primenjene ugaone raspodele na rezultate. Osnovni nedostatak Hottel-ovog zonalnog modela zračenja u odnosu na druge modele zračenja je ograničenost primene na medijum koji ne rasipa zračenje anizotropno i na prostorno konstantna radijaciona svojstva medijuma. Čestice letećeg pepela anizotropno rasipaju zračenje i radijaciona svojstva plamena ugljenog praha nisu prostorno konstantna. Takođe, Hottel-ov zonalni model ne može se direktno primeniti za računanje razmene energije zračenjem na finoj numeričkoj mreži. Determinističke metode određivanja totalnih površina razmene (kojima pripada neeksplicitna metoda originalnih emitera zračenja) zasnivaju se na rešavanju sistema linearnih jednačina, a dimenzija kvadratne matrice koeficijenata jednaka je zbiru površinskih i zapreminskih zona. Dimenzija kvadratne matrice koeficijenata za određivanje totalnih površina razmene kao i dimenzije matrica za smeštaj totalnih površina razmene ograničavaju ukupni broj zona



na oko 12 000. Ranijim radovima, kao i ovim radom, pokazano je da se rešenje nezavisno od numeričke mreže dobija za numeričku mrežu koja sadrži najmanje 500 000 kontrolnih zapremina. Problem se rešava podelom zapreminskih zona na kontrolne zapremine. U tom slučaju, zapreminske zone formiraju grubu numeričku mrežu, a kontrolne zapremine finu numeričku mrežu. Razmena energije zračenjem računa se na gruboj numeričkoj mreži, a sve ostale fizičke veličine na finoj numeričkoj mreži, uz odgovarajući metod povezivanja ove dve mreže.

Formirani matematički model koji sadrži Hottel-ov zonalni model razmene energije zračenjem može se koristiti za ispitivanje procesa u ložištu za sagorevanje ugljenog praha. Može se ispitivati zavisnost procesa razmene energije zračenjem u zavisnosti od šeme uključenja gorionika, kvaliteta ugljenog praha (sastav ugljenog praha, toplotna moć, granulometrijska karakteristika i dr.), stanje zašljakanosti zidova (emisivnost i debljina sloja naslaga) i sl. Matematički model se može upotrebiti i za ispitivanja uticaja modela zračenja i radijacionih svojstava gasne i disperzne faze na rezultate numeričkih simulacija. Na primer, poređenjem rezultata numeričkih simulacija kada se koriste različiti modeli zračenja i kada se koristi Hottel-ov zonalni model može se izvršiti izbor optimalnog modela zračenja. Može se izvršiti i poređenje rezultata numeričkih simulacija kada se radijaciona svojstva gasne faze određuju modelom jednog sivoga gasa i modelom težinske sume sivih gasova, koje bi ukazalo na opravdanost primene jednog od ova dva modela. Matematički model se može primeniti i za ispitivanje pojednostavljenja radijacionih svojstava disperzne faze, kao što je fazna funkcija rasipanja zračenja. Osim toga, posebno bi bilo zanimljivo ispitati mogućnosti primene matematičkog modela koji sadrži Hottel-ov zonalni modela zračenja kada radijaciona svojstva plamena ugljenog praha nisu prostorno konstantna.

## LITERATURA

- [1] Anson, D., Godridge, A. M., Hammond, E. D., Comparison of the Calculated and Measured Heat Transfer Distribution in an Oil-Fired Water-Tube Boiler, *Journal of the Institute of Fuel*, Vol. 47, pp. 83–90, 1974.
- [2] Asotani, T., Yamashita, T., Tominaga, H., Uesugi, Y., Itaya, Y., Mori, S., Prediction of Ignition Behavior in a Tangentially Fired Pulverized Coal Boiler Using CFD, *Fuel*, Vol. 87, pp. 482-490, 2007.
- [3] Backreedy, R. I., Jones, J. M., Ma, L., Pourkashanian, M., Williams, A., Arenillas, A., Arias, B., Pis, J. J., Rubiera, F., Prediction of Unburned Carbon and NO<sub>x</sub> in a Tangentially Fired Power Station Using Single Coals and Blends, *Fuel*, Vol. 84, pp. 2196–2203, 2005.
- [4] Batu, A., Selcuk, N., Modeling of Radiative Heat Transfer in the Freeboard of a Fluidized Bed Combustor Using the Zone Method of Analysis, *Turkish Journal of Engineering and Environmental Sciences*, Vol. 26, pp. 49–58, 2002.
- [5] Becker, H. B., A Mathematical Solution for Gas-to-Surface Radiative Exchange Area for a Rectangular Parallelepiped Enclosure Containing a Gray Medium, *ASME Journal of Heat Transfer*, Series C, Vol. 99, No. 2, pp. 203–207, 1977.
- [6] Beer, J. M., Howarth, C. R., Radiation from Flames in Furnaces, Twelfth Symposium (International) on Combustion, pp. 1205–1217, The Combustion Institute, 1969.
- [7] Beer, J. M., Methods for Calculating Radiative Heat Transfer from Flames in Combustors and Furnaces, In Heat Transfer in Flames, Edt. N. H. Afgan and J. M. Beer, pp. 29–45, John Wiley & Sons, 1974.
- [8] Belosevic, S., Sijercic, M., Oka, S., Tucakovic, D., Three-Dimensional Modeling of Utility Boiler Pulverized Coal Tangentially Fired Furnace, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49, pp. 3371–3378, 2006.
- [9] Belosevic, S., Sijercic, M., Tucakovic, D., Crnomarkovic, N., A Numerical Study of a Utility Boiler Tangentially-Fired Furnace Under Different Operating Conditions, *Fuel*, Vol. 87, pp. 3331-3338, 2008.
- [10] Belosevic, S., Sijercic, M., Crnomarkovic, N., Stankovic, B., Tucakovic, D., Numerical Prediction of Pulverized Coal Flame in Utility Boiler Furnaces, *Energy&Fuels*, Vol. 23, pp. 5401-5412, 2009.
- [11] Belošević, S., *et al.*, Matematički modeli i softverski alati strujnodinamičkih i toplotnih procesa u opremi termoenergetskih blokova za primenu u dijagnostici stanja i predviđanju ponašanja, Studija, Beograd, 2008.
- [12] Belošević, S. V., Prilog modeliranju procesa u ložištu kotla za sagorevanje ugljenog praha, Doktorska disertacija, Mašinski fakultet, Beograd, 2003.
- [13] Benyon, P. J., Kent, J. H., Inumaru, J., Computational Model of an Entrained Flow Coal Gasifier, The Fifth International Conference on Technologies and Combustion for a Clean Environment, Proceedings, Vol II, pp. 785–793, Lisbon, Portugal, 12-15 July, 1999.
- [14] Blazek, J., Computational Fluid Dynamics: Principles and Application, Elsevier, New

York, 2001.

- [15] Blokh, A. G., *Heat Transfer in Steam Boiler Furnaces*, Hemisphere Publishing Corporation, 1988.
- [16] Borjini, M. N., Guedri, K., Said, R., Modeling of Radiative Heat Transfer in 3D Complex Boiler with Non-Gray Sooting Media, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 105, pp. 167–179, 2007.
- [17] Boutoub, A., Ettouati, H., Benticha, H., Sassi, M., Radiative Heat Transfer in a Pulverized Coal Combustion Cylindrical Furnace, Fifth International Symposium on Radiative Transfer, Proceedings of the Fifth International Symposium on Radiative Transfer, Eds Menguc, M. P., Selcuk, N., 17-22 June, Bodrum, Turkey, 2007.
- [18] Boyd, R. K., Kent, J. H., Comparison of Large Boiler data with Combustion Model Predictions, *Energy & Fuels*, Vol. 8, pp. 124–130, 1994.
- [19] Brewster, M. Q., Kunitomo, T., The Optical Constants of Coal, Char, and Limestone, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 106, pp. 678–683, 1984.
- [20] Brkić, Lj., Živanović, T., Parni kotlovi, Mašinski Fakultet, Beograd, 2002.
- [21] Brkić, Lj., Živanović, T., Tucaković, D., Termički proračun parnih kotlova, Mašinski Fakultet, Beograd, 2002.
- [22] Brkić, Lj., Živanović, T., Tucaković, D., Termoelektrane, Mašinski Fakultet, Beograd, 2006.
- [23] Brown, A. L., Fletcher, T. H., Modeling Soot Derived from Pulverized Coal, *Energy & Fuels*, Vol. 12, pp. 745–757, 1998.
- [24] Brown, B. W., Smoot, L. D., Smith, P. J., Hedman, P. O., Measurement and Prediction of Entrained-Flow Gasification Processes, *AIChE*, Vol. 34, No. 3, pp. 435–446, 1988.
- [25] Buckius, R. O., Hwang, D. C., Radiation Properties for Polydispersions: Application to Coal, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 102, pp. 99–103, 1980.
- [26] Bueters, K. A., Cogoli, J. G., Habelt, W. W., Performance Prediction of Tangentially Fired Utility Furnaces by Computer Model, Fifteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1245–1260, 1974.
- [27] Butler, B. W., Denison, M. K., Webb, B. W., Radiation Heat Transfer in a Laboratory-Scale, Pulverized Coal-Fired Reactor, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 9, pp. 69–79, 1994.
- [28] Byun, K. H., Smith, T. F., Development of the Zone Method for Linearly-Anisotropic Scattering Media, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 40, No. 3, pp. 591–604, 1988.
- [29] Caldas, M., Semiao, V., Modeling of Optical Properties for a Polydispersion/Gas Mixture, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 62, pp. 495–510, 1999.
- [30] Caldas, M., Semiao, V., Modelling of Scattering and Absorption Coefficients for a Polydispersion, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42, pp. 4535–4548, 1999.
- [31] Canadas, L., Salvador, L., Ollero, P., Radiative-Heat Transfer in the Interior of a Pulverized Coal Furnace, *Industrial Engineering and Chemistry Research*, Vol. 29, pp. 669–675, 1990.

- [32] Carvalho, M. G., Farias, T. L., Modelling of Heat Transfer in Radiating and Combusting Systems, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, Vol. 76, Part A, pp. 175–184, 1998.
- [33] Chacon, J., Sala, J. M., Blanco, J. M., Investigation on the Design and Optimization of a Low NO<sub>x</sub>–CO Emission Burner Both Experimentally and through Computational Fluid Dynamics (CFD) Simulations, *Energy & Fuels*, Vol. 21, pp. 42–58, 2007.
- [34] Chandrasekhar, S., Radiative Transfer, Oxford University Press, London, 1950.
- [35] Chen, J. C., Castagnoli, C., Niksa, S., Coal Devolatilization during Rapid Transient Heating. 2. Secondary Pyrolysis, *Energy & Fuels*, Vol. 6, pp. 264–271, 1992.
- [36] Choi, C. R., Kim, C. N., Numerical Investigation on the Flow, Combustion and NO<sub>x</sub> Emission Characteristics in a 500 MWe Tangentially Fired Pulverized–Coal Boiler, *Fuel*, Vol. 88, pp. 1720–1731, 2009.
- [37] Choi, S., Kruger, C. H., Modeling Coal Particle Behavior under Simultaneous Devolatilization and Combustion, *Combustion and Flame*, Vol. 61, No. 2, pp. 131–144, 1985.
- [38] Chu, C. M., Churchill, S. W., Numerical Solution of Problems in Multiple Scattering of Electromagnetic Radiation, *The Journal of Physical Chemistry*, Vol. 59, No. 9, pp. 855–863, 1955.
- [39] Chudnovsky, B., Karasina, E., Livshits, B., Talanker, A., Development and Application of Zonal Combustion Model for On-Line Furnace Analysis of 575 MW Tangential Coal Firing Boiler, The Fifth International Conference on Technologies and Combustion for a Clean Environment, Proceedings, Vol I, pp. 583–592, Lisbon, Portugal, 12-15 July, 1999.
- [40] Coelho, P. J., Numerical Simulation of Radiative Heat Transfer from Non-Gray Gases in Three-Dimensional Enclosures, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 74, pp. 307–328, 2002.
- [41] Coimbra, C. F. M., Azevedo, J. L. T., Carvalho, M. G., 3–D Numerical Model for Predicting NO<sub>x</sub> Emissions from an Industrial Pulverized Coal Combustor, *Fuel*, Vol. 73, No. 7, pp. 1128–1134, 1994.
- [42] Crosbie, A. L., Farrell, J. B., Exact Formulation of Multiple Scattering in a Three-Dimensional Cylindrical Geometry, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 31, No. 5, pp. 397–416, 1984.
- [43] Crosbie, A. L., Schrenker, R. G., Exact Expressions for Radiative Transfer in a Three-Dimensional Rectangular Geometry, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 28, No. 6, pp. 507–526, 1982.
- [44] Crowe, C. T., Sharma, M. P., Stock, D. E., The Particle–Source-in–Cell (PSI-Cell) Model for Gas Droplets Flows, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 99, pp. 325–332, 1977.
- [45] Cumber, P. S., Improvements to the Discrete Transfer Method of Calculating Radiative Heat Transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 38, No. 12, pp. 2251–2258, 1995.
- [46] De Castro, A., Ferrin, J. L., Modelling and Numerical Solution of a Pulverized Coal Furnace, Fourth International Conference on Technologies and Combustion for a Clean Environment, pp. 1–9, Lisbon, Portugal, 1997.
- [47] De Marco, A. G., Lockwood, F. C., A New Flux Model for the Calculation of Radiation in

- Furnaces, *La Rivista dei Combustibili*, Vol. 29, pp. 184-196, 1975.
- [48] Desrosiers, R. E., Riehl, J. W., Ulrich, G. D., Chiu, A. S., Submicron Fly–Ash Formation in Coal–Fired Boilers, Seventeenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1395–1403, 1978.
- [49] Diez, L. I., Cortes, C., Campo, A., Modelling of Pulverized Coal Boilers: Review and Validation of On-Line Simulation Techniques, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 25, pp. 1516–1533, 2005.
- [50] Diez, L. I., Cortes, C., Pallares, J., Numerical Investigation of NO<sub>x</sub> Emissions from a Tangentially–Fired Utility Boiler Under Conventional and Overfire Air Operation, *Fuel*, Vol. 87, pp. 1259–1269, 2008.
- [51] Docherty, P., Fairweather, M., Predictions of Radiative Transfer from Nonhomogeneous Combustion Products Using the Discrete Transfer Method, *Combustion and Flame*, Vol. 71, pp. 79–87, 1988.
- [52] Dunkle, R. V., Thermal Radiation Characteristics of Surfaces, In *Theory and Fundamental Research in Heat Transfer*, Edt. J. A. Clark, Pergamon Press, pp. 1–31, New York, 1963.
- [53] Đurić, V., Parni kotlovi–posebna poglavlja, BIGZ, Beograd, 1973.
- [54] Đurić, V., Parni kotlovi II, Nolit, Beograd, 1960.
- [55] Eckert, E. R. G., Drake, R. M., Analysis of Heat and Mass Transfer, McGraw–Hill Book Company, New York, 1972.
- [56] Eckert, E. R. G., Drake, R. M., Heat and Mass Transfer, McGraw–Hill Book Company, New York, 1959.
- [57] Ettouati, H., Boutoub, A., Benticha, H., Sassi, M., Radiative Heat Transfer in Pulverized Coal Combustion: Effects of Gas and Particles Distributions, *Turkish Journal of Engineering and Environmental Sciences*, Vol. 31, pp. 345–353, 2007.
- [58] Fan, J. R., Jin, J., Liang, X. H., Chen, L. H., Cen, K. F., Modeling of Coal Combustion and NO<sub>x</sub> Formation in a W-Shaped Boiler Furnace, *Chemical Engineering Journal*, Vol. 71, pp. 233–242, 1998.
- [59] Fan, J., Sun, P., Zha, X., Cen, K., Modeling of Combustion Process in 600 MW Utility Boiler Using Comprehensive Models and Its Experimental Validation, *Energy & Fuels*, Vol. 13, pp. 1051–1057, 1999.
- [60] Farag, I. H., Allam, T. A., Gray–Gas Approximation of Carbon Dioxide Standard Emissivity, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 103, No. 2, pp. 403–405, 1981.
- [61] Farouk, B., Sidawi, M. M., Baukal, C. E., A Numerical and Experimental Study of the Turbulent Combustion of Natural Gas with Air and Oxygen in an Industrial Furnace, *Clean Combustion Technologies*, Edt. M. Carvalho, W. A., Fiveland, F. C. Lockwood, C. Papadopoulos, pp. 961–978, Overseas Publishers Association, Amsterdam, 1999.
- [62] Felske, J. D., Tien, C. L., The Use of the Milne–Eddington Absorption Coefficient for Radiative Heat Transfer in Combustion Systems, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 99, pp. 458–465, 1977.
- [63] Ferziger, J. H., Peric, M., Computational Methods for Fluid Dynamics, 3<sup>rd</sup> edition, Springer, Berlin, 2002.
- [64] Field, M. A., Gill, D. W., Morgan, B. B. and Hawksley, P. G. W., Combustion of Pulverized Coal, BCURA, England, 1967.

- [65] Filkoski, R. V., Belosevic, S. V., Petrovski, I. J., Oka, S. N., Sijercic, M. A., Computational Fluid Dynamics as a Tool for Description of the Phenomena Occuring in Pulverized Coal Combustion Systems, *Proc. IMechE*, Vol. 221, Part A: J. Power and Energy, pp. 399–409, 2007.
- [66] Fitzgerald, F., Sheridan, A. T., Prediction of Temperature and Heat Transfer Distribution in Gas-Fired Pusher-Reheating Furnaces, *Journal of the Institute of Fuel*, Vol. 47, pp. 21–27, 1974.
- [67] Fiveland, W. A., Discrete-Ordinates Solutions of the Radiative Transport Equation for Rectangular Enclosures, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 106, pp. 699-706, 1984.
- [68] Fiveland, W. A., Discrete-Ordinates Solutions of the Radiative Transfer in Isotropically and Anisotropically Scattering Media, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 809-812, 1987.
- [69] Fiveland, W. A., Wessel, R. A., Numerical Model for Predicting Performance of Three-Dimensional Pulverized-Fuel Fired Furnaces, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 110, pp. 117–126, 1988.
- [70] Flagan, R. C., Submicron Particles from Coal Combustion, Seventeenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 97–104, 1978.
- [71] Fletcher, T H., Ma, J., Rigby, J. R., Brown, A. L., Webb, B. W., Soot in Coal Combustion Systems, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 23, pp. 283-301, 1997.
- [72] Foster, P. J., Howarth, C. R., Optical Constants of Carbon and Coals in the Infrared, *Carbon*, Vol. 6, pp. 719-729, 1968.
- [73] German, A. E. and Mahmud, T., Modelling of Non-Premixed Swirl Burner Flows Using a Reynold-Stress Turbulence Closure, *Fuel*, Vol. 84, pp. 583-594, 2005.
- [74] Gibson, M. M., Monahan, J. A., A Simple Model of Radiation Heat Transfer From a Cloud of Burning Particles in a Confined Gas Stream, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 14, No. 1, pp. 141–147, 1971.
- [75] Gibson, M. M., Morgan, M. A., Matematical Model of Combustion of Solid Particles in a Turbulent Stream with Recirculation, *Journal of the Institute of Fuel*, Vol. 43, pp. 517-523, 1970.
- [76] Goodwin, D. G., Mitchner, M., Flyash Radiative Properties and Effects on Radiative Heat Transfer in Coal-Fired Systems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 32, No. 4, pp. 627-638, 1989.
- [77] Goodwin, D. G., Mitchner, M., Infrared Optical Constants of Coal Slags: Dependence on Chemical Composition, *AIAA Journal of Thermophysics*, Vol. 3, No 1, pp. 53–60, 1989.
- [78] Gosman, A. D., Lockwood, F. C., Incorporation of a Flux Model for Radiation Into a Finite-Difference Procedure for Furnace Calculations, Fourteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 661–670, 1973.
- [79] Goyheneche, J. M., Sacadura, J. F., The Zone Method: A New Explicit Matrix Relation to Calculate the Total Exchange Areas in Anisotropically Scattering Medium Bounded by Anisotropically Reflecting Walls, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 124, No. 4, pp. 696–703, 2002.
- [80] Goutiere, V., Liu, F., Charette, A., An Assessment of Real-Gas Modelling in 2D Enclosures, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 64, pp. 299–

326, 2000.

- [81] Grosshandler, W. L., The Effect of Soot Pyrometric Measurements of Coal Particle Temperature, *Combustion and Flame*, Vol. 55, No. 1, pp. 59–71, 1984.
- [82] Gupta, R. P., Wall, T. F., The Complex Refractive Index of Particles, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 14, L95-L98, 1981.
- [83] Gupta, R. P., Wall, T. F., The Optical Properties of Fly Ash in Coal Fired Furnaces, *Combustion and Flame*, Vol. 61, pp. 145–151, 1985.
- [84] Gupta, R. P., Wall, T. F., Truelove, J. S., Radiative Scatter by Fly Ash in Pulverized-Coal-Fired Furnaces: Application of the Monte Carlo Method to Anisotropic Scatter, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 26, No. 11, pp. 1649–1660, 1983.
- [85] Hammersley, J. M., Handscomb, D. C., Monte Carlo Methods, John Wiley & Sons, 1975.
- [86] Han, X., Schnell, U., Hein, K. R. G., Applying Eulerian and Lagrangian Approaches to the Modeling of Dry Desulfurization Process in Pulverized Coal Furnaces, *Energy & Fuels*, Vol. 15, pp. 1069–1076, 2001.
- [87] Hanjalić, K., Sijerčić, M., Application of Computer Simulation in Design Study of a New Concept of Pulverized Coal Gasification, *Combustion Science and Technology*, Vol. 97, No. 4–6, pp. 331–350, 1994.
- [88] Hashimoto, N., Kurose, R., Tsuji, H., Shirai, H., A Numerical Analysis of Pulverized Coal Combustion in a Multiburner Furnace, *Energy & Fuels*, Vol. 21, pp. 1950–1958, 2007.
- [89] Helble, J., Neville, M., Sarofim, A. F., Aggregate Formation from Vaporization Ash During Pulverized Coal Combustion, Twenty-first Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 411–417, 1986.
- [90] Heywood, J. B., Internal Combustion Engine Fundamentals, McGraw–Hill, New York, 1988.
- [91] Hill, S. C., Smoot, L. D., A Comprehensive Three–Dimensional Model for Simulation of Combustion Systems: PCGC–3, *Energy & Fuels*, Vol. 7, pp. 874–883, 1993.
- [92] Hirose, T., Mitunaga, A., An Investigation of Radiant Heat Exchange in Boiler, *Bulletin of the JSME*, Vol. 14, No. 74, pp. 829–836, 1971.
- [93] Hottel, H. C., Cohen, E. S., Radiant Heat Exchange in a Gas-Filled Enclosure: Allowance of Nonuniformity of gas Temperature, *AIChE Journal*, Vol. 4, No. 1, pp. 3-14, 1958.
- [94] Hottel, H. C., Sarofim, A. F., *Radiative Transfer*, McGraw-Hill Book Company, 1967.
- [95] Hottel, H. C., Prostiranje Toplote Zračenjem, W. H. Mc Adamas, Prostiranje Toplote, Građevinska knjiga, Beograd, 1969.
- [96] Hottel, H. C., Sarofim, A. F., Gaseous Radiation with Temperature Gradients, Allowance for Isotropic Scatter, In *Theory and Fundamental Research in Heat Transfer*, Edt. J. A. Clark, Pergamon Press, pp. 139–159, New York, 1963.
- [97] Hottel, H. C., Sarofim, A. F., The Effect of Gas Flow Patterns on Radiative Transfer in Cylindrical Furnaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 8, pp. 1153–1169, 1965.
- [98] Howell, J. R., Application of Monte Carlo to Heat Transfer Problems, in *Advances in Heat Transfer*, Ed. Irvine, T. F., Hartnett, J. P., Vol. 5, pp. 1–54, Academic Press, New York, 1968.

- [98] Howell, J. R., Menguc, M. P., Radiation, *In Handbook of Heat Transfer*, Edt. W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett, Y. I. Cho, McGraw–Hill, Third Edition, 1998.
- [100] Howell, J. R., Perlmutter, M., Monte Carlo Solution of Thermal Transfer Through Radiant Media Between Gray Walls, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 86, No. 1, pp. 116–122, 1964.
- [101] Howell, J. R., Perlmutter, M., Monte Carlo Solution of Thermal Transfer in a Nongray Nonisothermal Gas with Temperature Dependant Properties, *AIChE*, Vol. 10, No. 4, pp. 562–567, 1964.
- [102] Howell, J. R., The Monte Carlo in Radiative Heat Transfer, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 120, pp. 547–560, 1998.
- [103] Hwang, Y. L., Howell, J. R., Local Furnace Data and Modeling Comparison for a 600–MWe Coal–Fired Utility Boiler, *ASME Journal of Energy Resources Technology*, Vol. 124, pp. 56–66, 2002.
- [104] Im, K. H., Ahluwalia, R. K., Radiation Properties of Coal Combustion Products, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, No. 2, pp. 293–302, 1993.
- [105] Jeng, S. M., Faeth, G. M., Radiative Heat Fluxes Near Turbulent Buoyant Methane Diffusion Flames, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 106, No. 4, pp. 886–888, 1984.
- [106] Johnson, T. R., Beer, J. M., Radiative Heat Transfer in Furnaces: Further Development of the Zone Method of Analysis, Fourteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 639–649, 1973.
- [107] Johnson, T. R., Beer, J. M., the Zone Method Analysis of Radiant Heat Transfer: a Model for Luminous Radiation, *Journal of the Institute of Fuel*, pp. 301–309, 1973.
- [108] Карасина, Э. С., Шраго, З. Х., Александрова, Т. С., Боровская, С. Е., Алгоритм и Программа Зонального Расчета Теплообмена в Топочных Камерах Паровых Котлов, *Теплоэнергетика*, No. 7, pp. 42–47, 1982.
- [109] Kent, J. H., Honnery, D. R., A Soot Rate Map for a Laminar Ethylene Diffusion Flame, *Combustion and Flame*, pp. 287–298, Vol. 79, 1990.
- [110] Keramida, E. P., Boudouvis, A. G., Lois, E., Markatos, N. C., Karayannis, A. N., Evaluation of Two Radiation Models in CFD Fire Modeling, *Numerical Heat Transfer*, Part A, Vol. 39, pp. 711–722, 2001.
- [111] Keramida, E. P., Liakos, H. H., Founti, M. A., Boudouvis, A. G., Markatos, N. C., Radiative Heat Transfer in Natural Gas-Fired Furnaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 1801–1809, 2000.
- [112] Khalil, E. E., Modelling of Furnaces and Combustors, Abacus Press, 1982.
- [113] Khalil, E. E., Assessment of Numerical Computation of Flow–Properties in an Axi–Symmetric Reversed Flow Furnace, *Applied Mathematical Modelling*, Vol. 3, pp. 25–31, 1979.
- [114] Khalil, E. E., Truelove, J.S., Calculation of Radiative Heat Transfer in a Large Gas Fired Furnace, *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol. 4, pp. 353–365, 1977.
- [115] Kim, C., Lior, N., Easily Computable Good Approximations for Spectral Radiative Properties of Particle–Gas Components and Mixture in Pulverized Coal Combustors, *Fuel*, Vol. 74, No. 12, pp. 1891–1902, 1995.



- [116] Kim, O. J., Song, T. H., Data Base of WSGGM–Based Spectral Model for Radiation Properties of Combustion Products, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 64, pp. 379–394, 2000.
- [117] Kim, T. K., Lee, H., Effect of Anisotropic Scattering on Radiative Heat Transfer in Two-Dimensional Rectangular Enclosures, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 31, No. 8, pp. 1711–1721, 1988.
- [118] Knaus, H., Schneider, R., Han, X., Strohle, J., Schnell, U., Hein, K. R. G., Comparison of Different Radiative Heat Transfer Models and Their Applicability to Coal-Fired Utility Boiler Simulations, Proceedings of the 4<sup>th</sup> International Conference on Technologies and Combustion for a Clean Environment, pp. 1-8, Lisbon, Portugal, July 7-10, 1997.
- [119] Kuappinen, E. I., Pakkanen, T. A., Coal Combustion Aerosols: A Field Study, *Environmental Science and Technology*, Vol. 24, pp. 1811–1818, 1990.
- [120] Kumar, S., Majumdar, A., Tien, C. L., The Differential–Discrete-Ordinate Method for Solutions of the Equation of Radiative Transfer, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 112, No. 2, pp. 424–429, 1990.
- [121] Larsen, M. E., Howell, J. R., Least–Square Smoothing of Direct–Exchange Areas in Zonal Analysis, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 108, pp. 239–242, 1986.
- [122] Larsen, M. E., Howell, J. R., The Exchange Factor Method: An Alternative Basis for Zonal Analysis of Radiating Enclosures, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 107, pp. 936-942, 1985.
- [123] Lawn, C. J., Godridge, A. M., Matching the Combustion Equipment to the Boiler, in Principles of Combustion Engineering for Boilers, Edt. C. J. Lawn, pp. 1-60, Academic Press, 1987.
- [124] Lawson, D. A., An Improved Method for Smoothing Approximate Exchange Areas, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 38, No. 16, pp. 3109–3110, 1995.
- [125] Leckner, B., Spectral and Total Emissivity of Water Vapor and Carbon Dioxide, *Combustion and Flame*, Vol. 19, pp. 33–48, 1972.
- [126] Lee, S. C., Tien, C. L., Optical Constants of Soot in Hydrocarbon Flames, Eighteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1159–1166, 1981.
- [127] Левит, Г. Т., Испытание Пылеподготовительных Установок, Москва, Энергия, 1977.
- [128] Liakos, H. H., Founti, M. A., Markatos, N. C., Modeling the Characteristic Types and Heat Release of Stretched Premixed Impinging Flames, *Computational Mechanics*, Vol. 27, pp. 88–96, 2001.
- [129] Liakos, H. H., Theologos, K. N., Boudouvis, A. G., Markatos, N. C., Pulverized Coal Char Combustion: The Effect of Particle Size on Burner Performance, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 18, pp. 981-989, 1998.
- [130] Linak, W. P., Miller, C. A., Seames, W. S., Wendt, J. L., Ishinomori, T., Endo, Y., Miyamae, S., On Trimodal Particle Size Distributions in Fly Ash from Pulverized–Coal Combustion, Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 29, pp. 441–447, 2002.
- [131] Linak, W. P., Yoo, J. I., Wasson, S. J., Zhu, W., Wendt, J. O. L., Huggins, F. E., Chen, Y., Shah, N., Huffman, G. P., Gilmour, M. I., Ultrafine Ash Aerosol from Coal Combustion: Characterization and Health Effects, Proceedings of the Combustion Institute, Vol. 29, 31,

pp. 1929–1937, 2007.

- [132] Liu, F., Becker, H. A., Bindar, Y., A Comparative Study of Radiative Heat Transfer Modelling in Gas-Fired Furnaces Using the Simple Grey Gas and the Weighted-Sum-Of-Grey-Gases Models, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 41, pp. 3357-3372, 1998.
- [133] Liu, F., Swithenbank, J., The Effects of Particle Size Distribution and Refractive Index on Fly-ash Radiative Properties Using a Simplified Approach, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, No. 7, pp. 1905-1912, 1993.
- [134] Liu, G., Wu, H., Gupta, R. P., Lucas, J. A., Tate, A. G., Wall, T. F., Modeling the Fragmentation of Non-Uniform Porous Char Particles during Pulverized Coal Combustion, *Fuel*, Vol. 79, pp. 627–633, 2000.
- [135] Liu, H. P., Howell, J. R., Scale Modeling of Radiation in Enclosures with Absorbing/Emitting and Isotropically Scattering Media, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 470–477, 1987.
- [136] Lockwood, F. C., Mahmud, T. and Yehia, M. A., Simulation of Pulverized Coal test Furnace Performance, *Fuel*, Vol. 77, No. 12, pp. 1329-1337, 1998.
- [137] Lockwood, F. C., Salooja, A. P., Syed, S. A., A Prediction Method for Coal-Fired Furnaces, *Combustion and Flame*, Vol. 38, pp. 1–15, 1980.
- [138] Lockwood, F. C., Shah, N. G., A New Radiation Solution Method for Incorporation in General Combustion Prediction Procedures, Eighteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1405–1414, 1981.
- [139] Lou, C., Zhou, H. C., Yu, P. F., Jiang, Z. W., Measurements of the Flame Emissivity and Radiative Properties of Particulate Medium in Pulverized-Coal-Fired Boiler Furnaces by Image Processing of Visible Radiation, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 31, pp. 2771–2778, 2007.
- [140] Lowe, A., Wall, T. F., Stewart, I. McC, The Measurement and Interpretation of Radiation from Fly Ash Particles in Large Pulverized Coal Flames, Seventeenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 105–114, 1978.
- [141] Lowe, A., Wall, T. F., Stewart, I. McC., A Zoned Heat Transfer of a Large Tangentially Fired Pulverized Coal Boiler, Fifteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1261–1270, 1974.
- [142] Lowes, T. M., Heap, M. P., Michelfelder, S., Pai, B. R., Mathematical Modelling of Combustion Chamber Performance, *Journal of the Institute of Fuel*, Vol. 46, pp. 343–351, 1973.
- [143] Lucas, D. M., Lockett, A. A., Mathematical Modelling of Heat Flux and Temperature Distribution in Shell Boilers, *Journal of the Institute of Fuel*, Vol. 47, pp. 91–99, 1974.
- [144] Ma, A. K., Generalized Zoning Method in One-Dimensional Participating Media, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 117, pp. 520–523, 1995.
- [145] Ma, J., Fletcher, T. H., Webb, B. W., Thermophoretic Sampling of Coal-Derived Soot Particles during Devolatilization, *Energy & Fuels*, Vol. 9, pp. 802–808, 1995.
- [146] Mackowski, D. W., Altenkirch, R. A., Menguc, M. P., A Comparison of Electromagnetic Wave and Radiative Transfer Equation Analyses of a Coal Particle Surrounded by a Soot Cloud, *Combustion and Flame*, Vol. 76, pp. 415–420, 1989.

- [147] Mahalawy, F. E., Habik, S. E. D., *Fundamentals and Technology of Combustion*, Elsevier, New York, 2002.
- [148] Malte, P. C., Rees, P. R., *Mechanism and Kinetics of Pollutant Formation during Reaction of Pulverized Coal*, In *Pulverized-Coal Combustion and Gasification*, Edt. L. D. Smoot, D. T. Pratt, Plenum Press, New York, 1979.
- [149] Marakis, J. G., Papapavlou, C., Kakaras, E., *A Parametric Study of Radiative Heat Transfer in Pulverised Coal Furnaces*, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 2961–2971, 2000.
- [150] Markowski, G. R., Ensor, D. S., Hooper, R. G., Carr, R. C., *A Submicron Aerosol Mode in Flue Gas from Pulverized Coal Utility Boiler*, *Environmental Science & Technology*, Vol. 14, No. 11, pp. 1400–1402, 1980.
- [151] Maruyama, S., Guo, Z., *Radiative Heat Transfer in Inhomogeneous, Nongray and Anisotropically Scattering Media*, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 2325–2336, 2000.
- [152] Maruyama, S., Higano, M., *Radiative Heat Transfer of Torus Plasma in Large Helical Device by Generalized Numerical Method REM<sup>2</sup>*, *Energy Conversion and Management*, Vol. 38, No. 10-13, pp. 1187–1195, 1997.
- [153] Maruyama, S., *Radiative Heat Transfer in Anisotropic Scattering Media with Specular Boundary Subjected to Collimated Irradiation*, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 41, pp. 2847–2856, 1998.
- [154] Maruyama, S., Takeuchi, Y., Hirasawa, S., *A Fast Method of Radiative Heat Transfer Analysis Between Arbitrary Three-Dimensional Bodies Composed of Specular and Diffuse Surfaces*, *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol. 39, pp. 761–776, 2001.
- [155] Maruyama, S., Takeuchi, Y., Sakai, S., Guo, Z., *Improvement of Computational Time in Radiative Heat Transfer of Three-Dimensional Participating Media Using the Radiation Element Method*, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 73, pp. 239–248, 2002.
- [156] McLean, W. J., Hardesty, D. R., Pohl, J. H., *Direct Observations of Devolatilizing Pulverized Coal Particles in a Combustion Environment*, Eighteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1239–1248, 1981.
- [157] McNallan, M. J., Yurek, G. J., Elliot, J. F., *The Formation of Inorganic Particulates by Homogeneous Nucleation in Gases Produced by the Combustion of Coal*, *Combustion and Flame*, Vol. 42, No. 1, pp. 45–60, 1981.
- [158] Mechi, R., Farhat, H., Said, R., *Improved Zonal Method Predictions in a Rectangular Furnace by Smoothing the Exchange Areas*, *Turkish Journal of Engineering and Environmental Sciences*, Vol. 31, pp. 333–343, 2007.
- [159] Mendaš. I., Milutinović, P., Ignjatijević, D., *100 Najkorisnijih FORTRAN-skih potprograma*, Mikro knjiga, Beograd, 1991.
- [160] Menguc, M. P., Viskanta, R., *A Sensitivity Analysis for Radiative Heat Transfer in a Pulverized Coal-Fired Furnace*, *Combustion Science and Technology*, Vol. 51, pp. 51-74, 1987.
- [161] Menguc, M. P., Viskanta, R., *On the Radiative Properties of Polydispersions: A Simplified Approach*, *Combustion Science and Technology*, Vol. 44, pp. 143-159, 1985.

- [162] Menguc, M. P., Viskanta, R., Radiative Transfer in Three-Dimensional Rectangular Enclosures Containing Inhomogeneous, Anisotropically Scattering Media, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 33, No. 6, pp. 533-549, 1985.
- [163] Miller, F. J., Koenigsdorff, R. W., Thermal Modeling of a Small-Particle Solar Central Receiver, *ASME Journal of Solar Energy Engineering*, Vol. 122, pp. 23-29, 2000.
- [164] Milovanović, G., Numerička analiza I deo, Naučna Knjiga, beograd, 1991.
- [165] Mitrinović, D. S., Đoković, D. Ž., Matematički metodi u fizici i tehnici, Naučna Knjiga, Beograd, 1966.
- [166] Mladenović, M., Izbor kriterijuma za ocenu sklonosti domaćih lignita ka stvaranju naslaga na grejnim površinama energetske kotlova, Magistarska teza, Mašinski Fakultet, Beograd, 2005.
- [167] Modest, M. F., Radiative Heat Transfer, Academic Press, New York, 2003.
- [168] Modest, M. F., The Weighted-Sum-of-Gray-Gases Model for Arbitrary Solution Methods in Radiative Transfer, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 113, pp. 650-656, 1991.
- [169] Murza, S., Kremer, H., Wirtz, S., On the Simulation of Coal Dust Fired Furnaces Using a Lagrangian Approach on Parallel Computers, The Fifth International Conference on Technologies and Combustion for a Clean Environment, Proceedings, Vol I, pp. 567-573, Lisbon, Portugal, 12-15 July, 1999.
- [170] Murty, C. V. S., Murty, B. S. N., Significance of Exchange Area Adjustment in Zone Modelling, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 34, No. 2, pp. 499-503, 1991.
- [171] Naraghi, M. H. N., Chung, B. T. F., A Unified Matrix Formulation for the Zone Method: A Stochastic Approach, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 28, No. 1, pp. 245-251, 1985.
- [172] Naraghi, M. H. N., Chung, B. T. F., Litkouhi, B., A Continuous Exchange Factor Method for Radiative Exchange in Enclosures with Participating Media, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 110, pp. 456-462, 1988.
- [173] Naraghi, M. H. N., Kassemi, M., Analysis of Radiative Transfer in Rectangular Enclosures Using a Discrete Factor Method, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 1117-1119, 1989.
- [174] Neville, M., Sarofim, A. F., The Stratified Composition of Inorganic Submicron Particles Produced during Coal Combustion, Nineteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1441-1449, 1982.
- [175] Nemoda, S. Đ., Procesi u turbulentnoj vuhornoj komori sagorevanja, Doktorska disertacija, Mašinski fakultet, Beograd, 1997.
- [176] Niu, Z., Wong, K. V., Adaptive Simulation of Boiler Unit performance, *Energy Conversion and Management*, Vol. 39, No. 13, pp. 1383-1394, 1998.
- [177] Noble, J.J., The Zone Method: Explicit Matrix Relations for Total Exchange Areas, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 261-269, 1975.
- [178] Oka, S., Sagorevanje u fluidizovanom sloju, Jugoslovensko društvo termičara, Beograd, 1994.
- [179] Oran, E. S., Boris, J. P., Numerical Simulation of Reactive Flow, Cambridge University

Press, 2001.

- [180] Osuwan, S., Steward, F. F., A Mathematical Simulation of Radiant Heat Transfer in a Cylindrical Furnace, *The Canadian Journal of Chemical Engineers*, Vol. 50, pp. 450-455, 1972.
- [181] Ozisik, M. N., Radiative Transfer and Interactions with Conduction and Convection, Wiley-Interscience Publication, 1973.
- [182] Pallares, J., Arauzo, I. and Diez, L. I., Numerical Prediction of Unburned Carbon Levels in Large Pulverized Coal Utility Boilers, *Fuel*, Vol. 84, pp. 2364-2371, 2005.
- [183] Park, H. M., Lee, J. H., Park, J. H., Analysis of Spectral Radiative Heat Transfer in Furnaces Using an Efficient Computational Technique, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 62, pp. 459-475, 1999.
- [184] Parzen, E., Stochastic Processes, Holden Day, San Francisco, 1964.
- [185] Patankar, S. V., Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- [186] Patankar, S. V., Spalding, D. B., A Computer Model for Three-Dimensional Flow in Furnaces, Fourteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 605-614, 1973.
- [187] Patch, R. W., Effective Absorption Coefficients for Radiant Energy Transport in Nongray, Nonscattering Gases, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 7, pp. 611-637, 1967.
- [188] Pavlović, P., Riznić, J., Rezultati toplotnih merenja u ložištu kotla br. 2 TE „Nikola Tesla“, IBK-LTFT-104, Institut za nuklearne nauke „Boris Kidrič“, Beograd, 1977.
- [189] Perić, M., Scheurer, G., “CAST-A Finite Volume Method for Prediction of Two-Dimensional Flow and Heat Transfer Phenomena“, *GRS-Technische Notiz SRR-89-01*, Garching, Deutschland, 1989.
- [190] Perlmutter, M., Howell, J. R., Radiant Transfer Through Gray Gas Between Concentric Cylinders Using Monte Carlo, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 86, No. 2, pp. 169-179, 1964.
- [191] Petković, Lj., Numerička analiza, Mašinski Fakultet, Niš, 2003.
- [192] Pieri, G., Sarofim, A. F., Hottel, H. C., Radiant Heat Transfer in Enclosures: Extension of Hottel-Cohen Zone Method to Allow for Concentration Gradients, *Journal of the Institute of Fuel*, Vol. 46, pp. 320-330, 1973.
- [193] Quann, R. J., Neville, M., Janghorbani, M., Mims, C. A., Sarofim, A. F., Mineral Matter and Trace-Element Vaporization in a Laboratory-Pulverized Coal Combustion Systems, *Environmental Science & Technology*, Vol. 16, No. 11, pp. 776-781, 1982.
- [194] Radovanović, P., Analiza ostvarivanja projektnih parametara i uticaj utvrđenih realnih radnih parametara grejnih površina kotla 230 MW TE Kakanj na eksploatacioni vek postrojenja, IBK-ITE-752, Institut za nuklearne nauke Vinča, 1988.
- [195] Radovanović, M. R., Goriva, Mašinski Fakultet, Beograd, 1994.
- [196] Repić, B., Kinetika obrazovanja naslaga pepela na konvektivno-ozračenim grejnim površinama kotlovskih ložišta koja koriste sprášeni lignit, Magistarski rad, Mašinski fakultet, Beograd, 1979.

- [197] Rhine, J. M., Tucker, R. J., Modelling of Gas-Fired Furnaces and Boilers, British Gas plc, McGraw-Hill Book Company, New York, 1991.
- [198] Richards, G., Slater, P. N., Harb, J. N., Simulation of Ash Deposit Growth in a Pulverized Coal-Fired Pilot Scale Reactor, *Energy & Fuels*, Vol. 7, pp. 774–781, 1993.
- [199] Richter, W., Prediction of Heat and Mass Transfer in a Pulverized Fuel Furnace, *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol. 1, No. 1, pp. 83–94, 1974.
- [200] Richter, W., Quack, R., A Mathematical Model of a Low-Volatile Pulverised Fuel Flame, *In Heat Transfer in Flames*, pp. 95–109, Eds. N. H. Afgan, J. M. Beer, John Wiley & Sons, 1974.
- [201] Richter, W., Scale-Up and Advanced Performance Analysis of Boiler Combustion Chamber, ASME Paper No. 84-WA/HT-80, pp. 1-21, 1985.
- [202] Robinson, G. F., A Three-Dimensional Analytical Model of a Large Tangentially-Fired Furnace, *Journal of the Institute of Energy*, Vol. 58, pp. 116-150, 1985.
- [203] Sakurai, A., Song, T. H., Maruyama, S., Kim, H. K., Comparison of Radiation Element Method and Discrete Ordinates Interpolation Method Applied to Three-Dimensional Radiative Heat Transfer, *JSME International Journal, Series B*, Vol. 48, No. 2, pp. 259–264, 2005.
- [204] Salter, F. M., Costick, J. A., Mathematical Model of the Heat Transfer within a Reheating Furnace, *Journal of the Institute of Fuel*, Vol. 47, pp. 3–19, 1974.
- [205] Saljnikov, A. V., Sagorevanje ugljenog praha u osnosimetričnom turbulentnom strujnom polju, Doktorska disertacija, Mašinski fakultet, Beograd, 1998.
- [206] Sanchez, A., Smith, T. F., Surface Radiation Exchange for Two-Dimensional Rectangular Enclosures Using the Discrete Ordinates Method, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 114, No. 2, pp. 465–472, 1992.
- [207] Sasse, C., Koenigsdorff, R., Frank, S., Evaluation of an Improved Hybrid Six-Flux/Zone Model for Radiative Transfer in Rectangular Enclosures, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 38, No. 18, pp. 3423–3431, 1995.
- [208] Sathyanathan, V. T., Mohammad, K. P., Prediction of Unburnt Carbon in Tangentially Fired Boiler Using Indian Coals, *Fuel*, Vol. 83, pp. 2217–2227, 2004.
- [209] Sazhin, S. S., Sazhina, E. M., Faltsi-Saravelou, O. and Wild, P., The P-1 Model for Thermal Radiation Transfer: Advantages and Limitations, *Fuel*, Vol. 75, No. 3, pp. 289–294, 1996.
- [210] Schulz, E. J., Engdahl, R. B., Frankenberg, T. T., Submicron Particles from a Pulverized Coal Fired Boiler, *Atmospheric Environment*, Vol. 9, No. 1, pp. 111–119, 1975.
- [211] Seeker, W. R., Samuelson, G. S., Heap, M. P., Trolinger, J. D., The Thermal Decomposition of Pulverized Coal Particles, Eighteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1213–1226, 1981.
- [212] Selamet, A., Visible and Infra-Red Sensitivity of Rayleigh Limit and Penndorf Extension to Complex Refractive Index of Soot, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, No. 12, pp. 3479–3484, 1992.
- [213] Selcuk, N. and Kayakol, N., Evaluation of Discrete Ordinates Method for Radiative Transfer in Rectangular Furnaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40., No. 2, pp. 213-222, 1997.

- [214] Selcuk, N., Evaluation of Flux Models for Radiative Transfer in Cylindrical Furnaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 32, pp. 620-624, 1989.
- [215] Selcuk, N., Evaluation of Flux Models for Radiative Transfer in Rectangular Furnaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 31, pp. 1477-1482, 1988.
- [216] Selcuk, N., Evaluation of Spherical Harmonics Approximation for Radiative Transfer in Cylindrical Furnaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 33, pp. 579-581, 1990.
- [217] Selcuk, N., Exact Solutions for Radiative Heat Transfer in Box-Shaped Furnaces, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 107, pp. 648-655, 1985.
- [218] Selcuk, N., Kayakol, N., Evaluation of Discrete Ordinates Method for Radiative Transfer in Rectangular Furnaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, pp. 213-222, 1997.
- [219] Serio, M. A., Hamblen, D. G., Markham, J. R., Solomon, P. R., Kinetics of Volatile Evolution in Coal Pyrolysis: Experiment and Theory, *Energy & Fuels*, Vol. 1, pp. 138-152, 1987.
- [220] Siddal, R. G., Flux methods for the Analysis of Radiant Heat Transfer, *Journal of the Institute of Fuel*, Vol. 47, pp. 101-109, 1974.
- [221] Siddal, R. G., Selcuk, N., Evaluation of a New Six-Flux Model for Radiative Transfer in Rectangular Enclosures, *Trans IchemE*, Vol. 57, pp. 163-169, 1979.
- [222] Siddall, R. G., Accurate Evaluation of Radiative Direct-Exchange Areas for Rectangular Geometries, Proceedings of The Eight International Heat Transfer Conference, Edt. Tien, C. L., Carey, V. P., Ferrell, J. K., San Francisco, USA, 1986.
- [223] Siegel, R., Howell, J. R., Thermal Radiation Heat Transfer, Second Edition, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1981.
- [224] Siegel, R., Howell, J. R., Thermal Radiation Heat Transfer, Third Edition, Hemisphere Publishing Corporation, New York, 1992.
- [225] Sijerčić, M., Matematičko modeliranje kompleksnih turbulentnih transportnih procesa, Jugoslovensko društvo termičara i Institut za nuklearne nauke Vinča, Beograd, 1998.
- [226] Sijerčić, M., Oka, S., Živković, G., Stevanović, Ž., Nemoda, S., Numerička simulacija turbulentnih transportnih procesa-osnovni kurs, NIV-ITE-174, Institut za nuklearne nauke Vinča, 2000.
- [227] Sijerčić, M., Nemoda, S., Crnomarković, N., Analysis of Coal Gasification in Hydrogen Swirl Flame by Means of Mathematical Modelling, Proceedings of Eurotherm Seminar 53, Advanced Concepts and Techniques in Thermal Modelling, pp. 59-67, Mons, Belgium, October 8-10, 1997.
- [228] Simonović, V., Uvod u teoriju verovatnoće i matematičku statistiku, Građevinska Knjiga, Beograd, 1986.
- [229] Singer, J. G., Combustion Fossil Power, Combustion Engineering, Inc., 1991.
- [230] Smith, P. J., Fletcher, T. H., Smoot, L. D., Model for Pulverized Coal-Fired Reactors, Eighteen Symposium (International) on Combustion, pp. 1285-1293, The Combustion Institute, 1981.
- [231] Smith, T. F., Byun, K. H., Ford, M. J., Heat Transfer for Flow of an Absorbing, Emitting,

and Isotropically Scattering Medium through a Tube with Reflecting Walls, Proceedings of The Eight International Heat Transfer Conference, pp. 803–808, San Francisco, USA, 1986.

- [232] Smith, T. F., Shen, Z. N., Friedman, J. N., Evaluation of Coefficients for the Weighted Sum of Gray Gases Model, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 104, pp. 602-608, 1982.
- [233] Smoot, L. D., Pratt, D. T., Pulverized Coal Combustion and Gasification, Plenum Press, New York, 1979.
- [234] Smoot, L. D., Smith, P. J., Coal Combustion and Gasification, Plenum Press, New York, 1985.
- [235] Solomon, P. R., Colket, M. B., Coal Devolatilization, Seventeenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 131–143, 1978.
- [236] Soufiani, A., Djavdan, E., A Comparison Between Weighted Sum of Gray Gases and Statistical Narrow – Band Radiation Models for Combustion Applications, *Combustion and Flame*, Vol. 97, pp. 240–250, 1994.
- [237] Steward, F. R., Cannon, P., The Calculation of Radiative Heat Flux in a Cylindrical Furnace Using the Monte Carlo Method, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 14, pp. 245-262, 1971.
- [238] Steward, F. R., Guruz, K. H., Mathematical Simulation of an Industrial Boiler by the Zone Method of Analysis, *In Heat Transfer in Flames*, Eds. N. H. Afgan, J. M. Beer, John Wiley & Sons, pp. 47–71, 1974.
- [239] Steward, F. R., Tennankore, K. N., Towards a Finite Difference Solution Coupled with the Zone Method for Radiative Transfer for a Cylindrical Combustion Chamber, *Journal of the Institute of Energy*, Vol. LII, pp. 107–114, 1979.
- [240] Sui, J., Xu, M., Qiu, J., Qiao, Y., Yu, Y., Liu, X., Gao, X., Numerical Simulation of Ash Vaporization during Pulverized Coal Combustion in the Laboratory–Scale Single–Burner Furnace, *Energy & Fuels*, Vol. 19, pp. 1536–1541, 2005.
- [241] Suuberg, E. M., Peters, W. A., Howard, J. B., Product Compositions and Formation Kinetics in Rapid Pyrolysis of Pulverized Coal–Implications for Combustion, Seventeenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 117–130, 1978.
- [242] Taniguchi, H., Funazu, M., The Numerical Analysis of Temperature Distributions in a Three Dimensional Furnace, *Bulletin of the JSME*, Vol. 13, No. 66, pp. 1458–1468, 1970.
- [243] Taylor, P. B., Foster, P. J., Some Gray Gas Weighting Coefficients for CO<sub>2</sub>–H<sub>2</sub>O–Soot Mixtures, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 1331–1332, 1975.
- [244] Taylor, P. B., Foster, P. J., The Total Emissivities of Luminous and Non–Luminous Flames, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 17, pp. 1591–1605, 1974.
- [245] Thurgood, C. P., Pollard, A., Becker, H. A., The TN Quadrature Set for the Discrete Ordinates Method, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 117, No. 4, pp. 1068–1070, 1995.
- [246] Toporov, D., Liu, Z., Azevedo, J. L. T. A Numerical Investigation of the Influence of Different Combustion Models on Pulverised Coal Flames Simulations, ECCOMAS Thematic Conference on COMPUTATIONAL COMBUSTION, Lisbon, Portugal, 21-24<sup>th</sup> June, 2005.
- [247] Traugott, S. C., On Grey Absorption Coefficients in Radiative Transfer, *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol. 8, pp. 971–999, 1968.



- [248] Trivic, D. N., Amon, C. H., Modeling the 3-D Radiation of Anisotropically Scattering Media by Two Different Numerical Methods, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Article in Press, 2007.
- [249] Trivic, D. N., Modeling of 3-D Non-Gray Gases Radiation by Coupling the Finite Volume Method with Weighted Sum of Gray Gases Model, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47, pp. 1367-1382, 2004.
- [250] Truelove, J. S., Discrete-Ordinate Solutions of the Radiation Transport Equation, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 109, No. 4, pp. 1048-1051, 1987.
- [251] Truelove, J. S., The Modelling of Flow and Combustion in Swirled, Pulverized-Coal Burners, Twentieth Symposium (International) on Combustion, pp. 523-530, The Combustion Institute, 1984.
- [252] Tucker, R. J., Direct Exchange Areas for Calculating Radiation Transfer in Rectangular Furnaces, *ASME Journal of Heat Transfer*, Vol. 108, No. 3, pp. 707-710, 1986.
- [253] Valentine, J. R., Shim, H., Davis, K. A., CFD Evaluation of Waterwall Wastage in Coal-Fired Utility Boiler, *Energy & Fuels*, Vol. 21, pp. 242-249, 2007.
- [254] Van de Hulst, H. C., *Light Scattering by Small Particles*, Dover Publications, New York, 1981.
- [255] Van der Lans, R. P., Glarborg, P., Dam-Johansen, K., Knudsen, P., Hesselmann, G., Hepburn, P., Influence of Coal Quality on Combustion Performance, *Fuel*, Vol. 77, No. 12, pp. 1317-1328, 1998.
- [256] Van Leersum, J., A Method for Determining a Consistent Set of Radiation View Factors from a Set Generated by a Nonexact Method, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 10, pp. 83-85, 1989.
- [257] Varma, S. A., Radiative Heat Transfer in a Pulverized-Coal Flame, *In Pulverized-Coal Combustion and Gasification*, pp. 83-106, Eds. Smoot, L. D., Pratt, D. T., Plenum Press, New York, 1979.
- [258] Vercammen, H. A. J., Froment, G. F., An Improved Zone Method Using Monte Carlo Techniques for the Simulations of Radiation in Industrial Furnaces, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 23, pp. 329-337, 1980.
- [259] Vicente, W., Ochoa, S., Aguillon, J., Barrios, E., An Eulerian Model for the Simulation of an Entrained Flow Coal Gasifier, *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23, pp. 1993-2008, 2003.
- [260] Viskanta, R., Menguc, M. P., Radiation Heat Transfer in Combustion Systems, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 13, pp. 97-160, 1987.
- [261] Viskanta, R., Radiation Transfer and Interaction of Convection with Radiation Heat Transfer, in *Advances in Heat Transfer*, Ed. Irvine, T. F., Hartnett, J. P., Vol. 3, pp. 175-252, Academic Press, New York, 1966.
- [262] Viskanta, R., Computation of Radiative Transfer in Combustion Systems, *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, Vol. 18, No. 3/4, pp. 415-442, 2008.
- [263] Wagner, H. GG., Soot Formation in Combustion, Seventeenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 3-19, 1978.
- [264] Wall, T. F., Lowe, A., Wibberley, L. J., Mai-Vet, T., Gupta, R. P., Fly Ash Characteristic

and Radiative Heat Transfer in Pulverized-Coal-Fired Furnaces, *Combustion Science and Technology*, Vol. 26, pp. 107-121, 1981.

- [265] Wall, T. F., Lowe, A., Wibberly, L. J., Stewart, McC, Mineral Matter in Coal and the Thermal Performance of Large Boilers, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol 5, pp. 1–29, 1979.
- [266] Walsh, P. M., Xie, J., Douglas, R. E., Battista, J. J., Zawadzki, E. A., Unburned Carbon Loss from Pulverized Coal Combustors, *Fuel*, Vol. 73, No. 7, pp. 1074–1081, 1994.
- [267] Wang, S., Lu, J., Li, W., Hu, Z., Modeling of Pulverized Coal Combustion in Cement Rotary Kiln, *Energy & Fuels*, Vol. 20, pp. 2350–2356, 2006.
- [268] Wang, X. H., Zhao, D. Q., He, L. B., Jiang, L. Q., He, Q., Chen, Y., Modeling of a Coal-Fired Slagging Combustor: Developing of a Slag Submodel, *Combustion and Flame*, Vol. 149, pp. 249–260, 2007.
- [269] Wigley, F., Williamson, J., Modelling Fly Ash Generation for Pulverized Coal Combustion, *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 24, pp. 337–343, 1998.
- [270] Wornat, M. J., Sarofim, A. F., Longwell, J. P., Changes in the Degree of Substitution of Polycyclic Aromatic Compounds from Pyrolysis of a High-Volatile Bituminous Coal, *Energy & Fuels*, Vol. 1, pp. 431–437, 1987.
- [271] Xu, M., Azevedo, J. L. T., Carvalho, M. G., Modeling of a Front Wall Fired Utility Boiler for Different Operating Conditions, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 190, pp. 3581–3590, 2001.
- [272] Xu, X. C., Mathematical Modelling of Three-Dimensional Heat Transfer from the Flame in Combustion Chambers, Eighteenth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1919–1925, 1981.
- [273] Yang, W. J., Taniguchi, H., Kudo, K., Radiative Heat Transfer by the Monte Carlo Method, in *Advances in Heat Transfer*, Vol. 27, Ed. Irvine, T. F., Hartnett, J. P., Academic Press, New York, 1995.
- [274] Yin, C., Rosendahl, L., Condra, T. J., Further Study of the Gas Temperature Deviation in Large-Scale Tangentially Coal-Fired Boilers, *Fuel*, Vol. 82, pp. 1127–1137, 2003.
- [275] Yongfu, Z., Xuchang, X., Mathematical Modelling of Heat Transfer within the Furnace of a Pulverized Fired Boiler Equipped with Platen Superheaters, In *Fundamentals of Thermal Radiation Heat Transfer*, ASME Paper HTD-40, pp. 15–19, 1984.
- [276] Yu, M. J., Baek, S. W., Park, J. H., An Extension of the Weighted Sum of Gray Gases Non-Gray Gas Radiation Model to a Two Phase Mixture of Non-Gray Gas with Particles, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 1699-1713, 2000.
- [277] Yu, Y., Xu, M., Yao, H., Yu, D., Qiao, Y., Sui, J., Liu, X., Cao, Q., Char Characteristics and Particulate Matter during Chinese Bituminous Coal Combustion, *Proceedings of the Combustion Institute*, Vol. 31, pp. 1947–1954, 2007.
- [278] Yuen, W. W., Takara, E. E., Development of a Generalized Zonal Method for Analysis of Radiative Transfer in Absorbing and Anisotropically Scattering Media, *Numerical Heat Transfer, Part B*, Vol 25, pp. 75–96, 1994.
- [279] Yuen, W. W., Takara, E. E., The Zonal Method: A Practical Solution Method for Radiative Transfer in Nonisothermal Inhomogeneous Media, *Annual Review of Heat Transfer*, Vol. 8, pp. 153–215, 1997.

- [280] Yuen, W. W., The Multiple Absorption Coefficient Zonal Method (MACZM), an Efficient Computational Approach for the Analysis of Radiative Heat Transfer in Multidimensional Inhomogeneous Nongray Media, *Numerical Heat Transfer, Part B*, Vol 49, pp. 89–103, 2006.
- [281] Živanović, T., Brkić, Lj., Tucaković, D., Proračun postrojenja za pripremu ugljenog praha, Mašinski Fakultet, Beograd, 2005.
- [282] Živković, G. S., Topljenje i isparavanje čestica u visokotemperaturskoj struji gasa, Magistarski rad, Mašinski fakultet, Beograd, 1990.
- [283] Živković, N. V., Dvofazno strujanje u kanalu aerosmeše sa preprekama za potrebe primene plazmene stabilizacije vatre na kotlu bloka 210 MW TE „Nikola Tesla“–A, Magistarski rad, Mašinski Fakultet, Beograd, 2008.
- [284] Журавлев, Ю. А., Лисиенко, В. Г., Китаев, Б. И., Совершенствование Алгоритма Зонального Расчета Теплообмена в Пламенно Печи, *Инженерно–Физический Журнал*, Вол. 21, Но. 5, pp. 829–835, 1971.
- [285] Журавлев, Ю. А., Процайло, М. Я., Хабибулин, И. Х., Блох, А. Г., Учет Селективности Излучения Факела и Продуктов Сгорания Канско-Ачинских Углей, *Теплоэнергетика*, Но. 6, pp. 15–19, 1981.
- [286] Журавлев, Ю. А., Сидоров, Ф. К., Процайло, М. Я., Применение Зонального Метода для Расчета Теплообмена в Топке Котла, *Теплоэнергетика*, Но. 11, pp. 35–39, 1980.
- [287] Журавлев, Ю. А., Спичак, И. В., Блох, А. Г., Процайло, М. Я., Спектральная Структура Радиационных Поточков в Топочной Камере при Сжигании Угльной Пыли, *Теплоэнергетика*, Но. 9, pp. 36–40, 1982.
- [288] Журавлев, Ю. А., Спичак, И. В., Процайло, М. Я., Блох, А. Г., Расчет Теплообмена в Топке с Учетом Рассеяния Излучения, *Инженерно–Физический Журнал*, Вол. 44, Но. 5, pp. 793–801, 1983.

## PRILOG 1

### Poređenje neeksplicitne i Noble–ove eksplicitne metode za određivanje totalnih površina razmene

Prizmatično ložište za koje je izvršena analiza prikazano je na slici 4.1b. Površinske zone su kvadrati stranice  $B = 2,5$  m, dok su zapreminske zone kocke iste stranice  $B$ . Emisivnost svih površinskih zona je  $\epsilon_w = 0,8$ .

Ložište prikazano na slici 4.1b je prizmatičnog oblika. Zidovi ložišta su podeljeni na horizontalne zidove B i T, kao i na vertikalne zidove W, N, E i S. Horizontalni zidovi su podeljeni u 36 kvadratnih zona, koje su raspoređene u šest redova duž ose  $y$ , a svaki red sadrži šest zona duž ose  $x$ . Vertikalni zidovi su podeljeni u 96 površinskih zona, koje su raspoređene u 16 vertikalnih redova duž ose  $z$ , a svaki red sadrži 6 zona duž ose  $y$  ili  $x$ . Zapremina ložišta je podeljena na ukupno 576 zapreminskih zona, koje su raspoređene u 16 redova duž ose  $z$ . Svaki red zapreminskih zona sadrži 36 zona, koje su raspoređene u šest redova duž ose  $y$ , a svaki red sadrži šest zona duž ose  $x$ .

U narednim tabelama, usvojeno je označavanje zapreminskih zona tipa  $(I, J, K)$ , gde indeks  $I$  označava red duž ose  $x$ , indeks  $J$  označava red duž ose  $y$ , a indeks  $K$  red duž ose  $z$ . Za vertikalne zidove, usvojeno je označavanje zona  $(I, J)$ , gde indeks  $I$  označava red zone duž ose  $y$  ili  $x$ , a indeks  $J$  označava red zona duž ose  $z$ . Za horizontalne zidove usvojeno je isto označavanja kao i za vertikalne zidove, sa razlikom što prvi indeks označava red zone duž ose  $x$ , a drugi indeks red zone duž ose  $y$ . U tabelama je za svaku površinsku zonu naznačen i zid kojem ona pripada.

Tabelom P1.1 prikazana je provera principa konzervativnosti izabranih površinskih zona. Tabelama P1.2a-e prikazana je provera principa konzervativnosti izabranih zapreminskih zona. Tabelama P1.3a-e i P1.4a-e prikazano je poređenje totalnih površina razmene. Totalne površine razmene određene neeksplicitnom metodom kada je  $\omega = 0$  dobijene su prema relacijama za medijum koji apsorbuje i emituje zračenje. U svim tabelama je koeficijent apsorpcije  $K_a = 0,25$  1/m.

Tabela P1.1.a Princip konzervativnosti za izabrane zapreminske zone,  $\omega = 0,4$ 

Zona	$\sum_{k=1}^M \overrightarrow{G_k G_i} + \sum_{j=1}^N \overrightarrow{S_j G_i}$		$4K_t(1-\omega)V_i$
	Neeksplicitna metoda	Eksplicitna metoda	
(2,4,6)	15,655	15,655	15,625
(3,4,6)	15,646	15,646	
(4,4,6)	15,646	15,646	
(5,4,6)	15,655	15,655	
(6,4,6)	15,630	15,630	
(1,5,6)	15,638	15,638	
(2,5,6)	15,661	15,661	
(3,5,6)	15,655	15,655	
(4,5,6)	15,655	15,655	
(5,5,6)	15,661	15,661	

Tabela P1.1.b Princip konzervativnosti za izabrane zapreminske zone,  $\omega = 0,001$ 

Zona	$\sum_{k=1}^M \overrightarrow{G_k G_i} + \sum_{j=1}^N \overrightarrow{S_j G_i}$		$4K_t(1-\omega)V_i$
	Neeksplicitna metoda	Eksplicitna metoda	
(2,4,6)	15,543	15,547	15,625
(3,4,6)	15,537	15,538	
(4,4,6)	15,537	15,538	
(5,4,6)	15,544	15,547	
(6,4,6)	15,540	15,541	
(1,5,6)	15,546	15,550	
(2,5,6)	15,547	15,552	
(3,5,6)	15,544	15,547	
(4,5,6)	15,544	15,547	
(5,5,6)	15,547	15,552	

Tabela P1.1.c Princip konzervativnosti za izabrane zapreminske zone,  $\omega = 0,0$ 

Zona	$\sum_{k=1}^M \overrightarrow{G_k G_i} + \sum_{j=1}^N \overrightarrow{S_j G_i}$		$4K_t(1-\omega)V_i$
	Neeksplicitna metoda	Eksplicitna metoda	
(2,4,6)	15,562	15,562	15,625
(3,4,6)	15,553	15,553	
(4,4,6)	15,553	15,553	
(5,4,6)	15,562	15,562	
(6,4,6)	15,557	15,557	
(1,5,6)	15,565	15,565	
(2,5,6)	15,568	15,568	
(3,5,6)	15,562	15,562	
(4,5,6)	15,562	15,562	
(5,5,6)	15,568	15,568	

Tabela P1.2.a Poređenje totalnih površina razmene  $\overline{GS}(I, J)$ ,  $\omega = 0,4$

$I$	Neeksplicitna metoda	Eksplicitna metoda	$J$
(2,4) – zid B	$0,10274 \times 10^{-5}$	$0,10274 \times 10^{-5}$	(2,3,2)
(4,11) – zid S	$0,75113 \times 10^{-6}$	$0,75114 \times 10^{-6}$	(4,5,3)
(2,12) – zid E	$0,11748 \times 10^{-4}$	$0,11748 \times 10^{-6}$	(2,4,6)

Tabela P1.2.b Poređenje totalnih površina razmene  $\overline{GS}(I, J)$ ,  $\omega = 0,001$

$I$	Neeksplicitna metoda	Eksplicitna metoda	$J$
(2,4) – zid B	$0,78531 \times 10^{-5}$	$0,78531 \times 10^{-5}$	(2,3,2)
(4,11) – zid S	$0,62059 \times 10^{-5}$	$0,62059 \times 10^{-5}$	(4,5,3)
(2,12) – zid E	$0,53430 \times 10^{-4}$	$0,53430 \times 10^{-4}$	(2,4,6)

Tabela P1.2.c Poređenje totalnih površina razmene  $\overline{GS}(I, J)$ ,  $\omega = 0,0$

$I$	Neeksplicitna metoda	Eksplicitna metoda	$J$
(2,4) – zid B	$0,78371 \times 10^{-5}$	$0,78371 \times 10^{-5}$	(2,3,2)
(4,11) – zid S	$0,61929 \times 10^{-5}$	$0,61929 \times 10^{-5}$	(4,5,3)
(2,12) – zid E	$0,53350 \times 10^{-4}$	$0,53350 \times 10^{-4}$	(2,4,6)

Tabela P1.3.a Poređenje totalnih površina razmene  $\overline{GG}(I, J)$ ,  $\omega = 0,4$

$I$	Neeksplicitna metoda	Eksplicitna metoda	$J$
(2,3,2)	$0,14007 \times 10^{-1}$	$0,14007 \times 10^{-1}$	(4,5,3)
(4,5,3)	$0,43108 \times 10^{-2}$	$0,43108 \times 10^{-2}$	(2,4,6)
(2,4,6)	$0,48807 \times 10^{-3}$	$0,48807 \times 10^{-3}$	(6,2,9)

Tabela P1.3.b Poređenje totalnih površina razmene  $\overline{GG}(I, J)$ ,  $\omega = 0,001$

$I$	Neeksplicitna metoda	Eksplicitna metoda	$J$
(2,3,2)	$0,15733 \times 10^{-1}$	$0,15733 \times 10^{-1}$	(4,5,3)
(4,5,3)	$0,56629 \times 10^{-2}$	$0,56629 \times 10^{-2}$	(2,4,6)
(2,4,6)	$0,10851 \times 10^{-2}$	$0,10851 \times 10^{-2}$	(6,2,9)

Tabela P3.3.c Poređenje totalnih površina razmene  $\overline{GG}(I, J)$ ,  $\omega = 0,0$

$I$	Neeksplicitna metoda	Eksplicitna metoda	$J$
(2,3,2)	$0,15738 \times 10^{-1}$	$0,15738 \times 10^{-1}$	(4,5,3)
(4,5,3)	$0,56629 \times 10^{-2}$	$0,56629 \times 10^{-2}$	(2,4,6)
(2,4,6)	$0,10848 \times 10^{-2}$	$0,10848 \times 10^{-2}$	(6,2,9)

## PRILOG 2

### Eksplisitni Noble–ov metod određivanja totalnih površina razmene

Za definisane matrice direktnih površina razmene:  $\overrightarrow{\mathbf{ss}}_{N \times N}$ ,  $\overrightarrow{\mathbf{gg}}_{M \times M}$ ,  $\overrightarrow{\mathbf{sg}}_{N \times M}$  i  $\overrightarrow{\mathbf{gs}}_{M \times N}$ , gde  $M$  i  $N$  označavaju ukupan broj zapreminskih i površinskih zona ložišta i gde je  $\overrightarrow{\mathbf{sg}} = \overrightarrow{\mathbf{gs}}^T$ , matrice totalnih površina razmene:  $\overrightarrow{\mathbf{SS}}_{N \times N}$ ,  $\overrightarrow{\mathbf{GG}}_{M \times M}$ ,  $\overrightarrow{\mathbf{SG}}_{N \times M}$  i  $\overrightarrow{\mathbf{GS}}_{M \times N}$ , određuju se iz sledećih relacija:

$$\overrightarrow{\mathbf{SS}} = \varepsilon \mathbf{AI} \cdot (\overrightarrow{\mathbf{ss}} + \omega \mathbf{L}) \cdot \varepsilon \mathbf{I} \quad (\text{P2.1})$$

$$\overrightarrow{\mathbf{SG}} = (1 - \omega) \varepsilon \mathbf{AI} * \mathbf{R} * \mathbf{T} = \overrightarrow{\mathbf{GS}}^T \quad (\text{P2.2})$$

$$\overrightarrow{\mathbf{GG}} = (1 - \omega)^2 4K_t \mathbf{VI} * \mathbf{P} * \overrightarrow{\mathbf{gg}} + (1 - \omega)^2 * \mathbf{T}^T * \rho \mathbf{I} * \mathbf{R} * \mathbf{T} \quad (\text{P2.3})$$

$$\mathbf{P} = [4K_t \mathbf{VI} - \omega \overrightarrow{\mathbf{gg}}]^{-1} \quad (\text{P2.4})$$

$$\mathbf{R} = [\mathbf{AI} - (\overrightarrow{\mathbf{ss}} + \omega \mathbf{L}) * \rho \mathbf{I}]^{-1} \quad (\text{P2.5})$$

$$\mathbf{L} = \overrightarrow{\mathbf{sg}} * \mathbf{P} * \overrightarrow{\mathbf{gs}} \quad (\text{P2.6})$$

$$\mathbf{T} = 4K_t \overrightarrow{\mathbf{sg}} * \mathbf{P} * \mathbf{VI} \quad (\text{P2.7})$$

### **PRILOG 3**

#### **Srednji prečnici čestica polidisperznog praha**

U literaturi su definisani srednji prečnici polidisperznog praha na razne načine, kao što su:

-Srednji prečnik dobijen osrednjavanjem masenim udelima frakcija, (mass median mean diameter). Za određivanje ovog srednjeg prečnika koristi se Rosin–Ramler–Sperling–ova funkcija granulometrijske karakteristike ugljenog praha, [281], [20].

-Srednji računski prečnik definisan tako da polovina čestica polidisperznog praha ima manji prečnik, [127].

-Srednji površinski prečnik definisan tako da je zbir površina svih čestica manjeg prečnika od tog jednak polovini zbira površina svih čestica polidisperznog praha, [127].

-Srednji maseni prečnik definisan tako da je zbir mase svih čestica manjeg prečnika od tog jednak polovini mase svih čestica polidisperznog praha, [127].

U nastavku teksta biće detaljnije opisani srednji prečnici polidisperznog praha koji se određuju na osnovu raspodele prečnika čestica po broju, a to su srednji aritmetički prečnik  $d_{10}$ , srednji kvadratni prečnik  $d_{20}$ , srednji maseni prečnik  $d_{30}$  kao i srednji prečnik prema specifičnoj površini čestica  $d_{32}$ .

#### **P3.1. Srednji aritmetički prečnik čestica**

Srednji aritmetički prečnik čestica  $d_{10}$  polidisperznog praha je takav da je zbir prečnika svih čestica polidisperznog praha jednak zbiru prečnika istog broja čestica prečnika  $d_{10}$  monodisperznog praha.

Prečnik  $d_{10}$  određuje se na osnovu sitovne analize na sledeći način:



$$d_{10} = \frac{\sum_i d_{p,i} N_{p,i}}{\sum_i N_{p,i}} \quad (\text{P3.1})$$

gde indeks "i" označava frakciju ugljenog praha,  $N_{p,i}$  je broj čestica frakcije, a  $d_{p,i}$  je srednji prečnik frakcije "i". Srednji aritmetički prečnik određen preko funkcije raspodele prečnika čestica glasi:

$$d_{10} = \frac{\int_0^{\infty} d_p f(d_p) dd_p}{\int_0^{\infty} f(d_p) dd_p} = \int_0^{\infty} d_p f(d_p) dd_p \quad (\text{P3.2})$$

### P3.2. Srednji kvadratni prečnik čestica

Srednji kvadratni prečnik čestica  $d_{20}$  polidisperznog praha je takav da je ukupna površina svih čestica polidisperznog praha jednaka ukupnoj površini istog broja čestica prečnika  $d_{20}$  monodisperznog praha.

Prečnik  $d_{20}$  na osnovu sitovne analize je:

$$d_{20} = \sqrt{\frac{\sum_i d_{p,i}^2 N_{p,i}}{\sum_i N_{p,i}}} \quad (\text{P3.3})$$

ili preko funkcije raspodele prečnika čestica:

$$d_{20}^2 = \frac{\int_0^{\infty} d_p^2 f(d_p) dd_p}{\int_0^{\infty} f(d_p) dd_p} = \int_0^{\infty} d_p^2 f(d_p) dd_p \quad (\text{P3.4})$$

### P3.3. Srednji maseni prečnik čestica

Srednji maseni prečnik  $d_{30}$  čestica polidisperznog praha je takav da je ukupna masa svih čestica polidisperznog praha jednak ukupnoj masi istog broja čestica prečnika  $d_{30}$  monodisperznog praha.

Prečnik  $d_{30}$  na osnovu sitovne analize je:

$$d_{30} = \sqrt[3]{\frac{\sum_i d_{p,i}^3 N_{p,i}}{\sum_i N_{p,i}}} \quad (\text{P3.5})$$

ili preko funkcije raspodele veličine čestica:

$$d_{30}^3 = \frac{\int_0^\infty d_p^3 f(d_p) dd_p}{\int_0^\infty f(d_p) dd_p} = \int_0^\infty d_p^3 f(d_p) dd_p \quad (\text{P3.6})$$

### P3.4. Srednji prečnik prema specifičnoj površini čestica

Srednji prečnik prema specifičnoj površini čestica  $d_{32}$  polidisperznog praha je takav da je ukupna specifična površina svih čestica ( $A/m = \text{const}$ ) polidisperznog praha jednak ukupnoj specifičnoj površini istog broja čestica prečnika  $d_{32}$  monodisperznog praha.

Prečnik  $d_{32}$  na osnovu sitovne analize je:

$$d_{32} = \frac{\sum_i d_{p,i}^3 \frac{N_{p,i}}{\sum_i N_{p,i}}}{\sum_i d_{p,i}^2 \frac{N_{p,i}}{\sum_i N_{p,i}}} \quad (\text{P3.7})$$

ili preko funkcije raspodele veličine čestica:

$$d_{32} = \frac{\int_0^{\infty} d_p^3 f(d_p) \mathrm{d}d_p}{\int_0^{\infty} d_p^2 f(d_p) \mathrm{d}d_p} \quad (\text{P3.8})$$

Opšti obrazac za srednji prečnik polidisperznog praha glasi:

$$d_{kl}^{k-l} = \frac{\int_0^{\infty} d_p^k f(d_p) \mathrm{d}d_p}{\int_0^{\infty} d_p^l f(d_p) \mathrm{d}d_p} \quad (\text{P3.9})$$

## PRILOG 4

### Popređenje neeksplicitne i eksplicitne metode preko apsorbiranih flukseva zračenja na zidu

Fluksevi zračenja u ovim tabelama odnose se na apsorbirane flukseve po visini zida S (slika 4.1b), koji su određeni za čitav horizontalni red koji sadrži šest zona i podjeljeni površinom reda. Koordinata z odnosi se na središte horizontalnog reda.

z (m)	$Q_a$ (W/m <sup>2</sup> )					
	$\omega = 0,4$	$\omega = 0,1$	$\omega = 0,01$	$\omega = 0,001$	$\omega = 0,0$	$\omega = 0,0^*$
1,25	$0,26683 \times 10^5$	$0,23704 \times 10^5$	$0,22764 \times 10^5$	$0,22697 \times 10^5$	$0,22690 \times 10^5$	$0,22690 \times 10^5$
3,75	$0,57048 \times 10^5$	$0,53612 \times 10^5$	$0,52117 \times 10^5$	$0,52026 \times 10^5$	$0,52016 \times 10^5$	$0,52016 \times 10^5$
6,25	$0,14725 \times 10^6$	$0,15650 \times 10^6$	$0,15690 \times 10^6$	$0,15709 \times 10^6$	$0,15712 \times 10^6$	$0,15712 \times 10^6$
8,75	$0,28357 \times 10^6$	$0,31203 \times 10^6$	$0,31412 \times 10^6$	$0,31478 \times 10^6$	$0,31485 \times 10^6$	$0,31485 \times 10^6$
1,25	$0,31743 \times 10^6$	$0,34233 \times 10^6$	$0,34150 \times 10^6$	$0,34204 \times 10^6$	$0,34210 \times 10^6$	$0,34210 \times 10^6$
13,75	$0,27557 \times 10^6$	$0,28826 \times 10^6$	$0,28612 \times 10^6$	$0,28640 \times 10^6$	$0,28643 \times 10^6$	$0,28643 \times 10^6$
16,25	$0,23024 \times 10^6$	$0,23663 \times 10^6$	$0,23452 \times 10^6$	$0,23467 \times 10^6$	$0,23469 \times 10^6$	$0,23469 \times 10^6$
18,75	$0,19385 \times 10^6$	$0,19743 \times 10^6$	$0,19567 \times 10^6$	$0,19577 \times 10^6$	$0,19578 \times 10^6$	$0,19578 \times 10^6$
21,25	$0,16541 \times 10^6$	$0,16760 \times 10^6$	$0,16617 \times 10^6$	$0,16624 \times 10^6$	$0,16625 \times 10^6$	$0,16625 \times 10^6$
23,75	$0,14294 \times 10^6$	$0,14434 \times 10^6$	$0,14318 \times 10^6$	$0,14324 \times 10^6$	$0,14324 \times 10^6$	$0,14324 \times 10^6$
26,25	$0,12485 \times 10^6$	$0,12579 \times 10^6$	$0,12485 \times 10^6$	$0,12489 \times 10^6$	$0,12489 \times 10^6$	$0,12489 \times 10^6$
28,75	$0,10993 \times 10^6$	$0,11060 \times 10^6$	$0,10985 \times 10^6$	$0,10988 \times 10^6$	$0,10988 \times 10^6$	$0,10988 \times 10^6$
31,25	$0,97145 \times 10^5$	$0,97727 \times 10^5$	$0,97139 \times 10^5$	$0,97166 \times 10^5$	$0,97169 \times 10^5$	$0,97169 \times 10^5$
33,75	$0,85390 \times 10^5$	$0,86085 \times 10^5$	$0,85675 \times 10^5$	$0,85703 \times 10^5$	$0,85706 \times 10^5$	$0,85706 \times 10^5$
36,25	$0,72820 \times 10^5$	$0,73875 \times 10^5$	$0,73685 \times 10^5$	$0,73719 \times 10^5$	$0,73723 \times 10^5$	$0,73723 \times 10^5$
38,75	$0,54763 \times 10^5$	$0,56191 \times 10^5$	$0,56239 \times 10^5$	$0,56279 \times 10^5$	$0,56284 \times 10^5$	$0,56284 \times 10^5$

\*-Noble-ova eksplicitna metoda

## **PRILOG 5**

### **Opis priloženih kompjuterskih programa**

Uz tekst doktorske disertacije priloženi su kompjuterski programi, koji su napisani u programskom jeziku FORTRAN.

Priložene su dve grupe programa. Prvu grupu čine programi napisani za računanje direktnih i totalnih površina razmene. Drugu grupu čine programi numeričkih simulacija ložišta. Ta grupa je dalje podeljena na dve nove grupe. Jedna grupa sadrži programe koji su napisani prema matematičkom modelu ložišta koji sadrži Hottel-ov zonalni model razmene energije zračenjem, a druga sadrži programe prema modelu koji sadrži model razmene energije zračenjem šest flukseva. Drugi detalji kompjuterskih programa numeričkih simulacija ložišta su identični.

#### **P5.1 Kompjuterski program za računanje direktnih površina razmene**

Direktne površine razmene računaju se programom DIREKTNE.FOR. Ovaj program služi za računanje i proveru vrednosti direktnih površina razmene.

Zbog stepenastog oblika levka i nosa ložišta ne postoji potpuna vidljivost svih zona. Direktne površine razmene su određivane samo za one zone koje se potpuno vide. Ako se zone ne vide potpuno, usvojeno je da je direktna površina razmene jednaka nuli.

Najpre se određuju osnovne direktne površine razmene i to Tucker-ovim korelacijama za bliske zone i približnim relacijama (relacije (5.2), (5.7), (5.10) i (5.12)) za udaljene zone. Vrednosti osnovnih direktnih površina razmene čuvaju se u 3D matricama, odakle se učitavaju direktne površine razmene zona ložišta. Formirane su četiri 3D matrice:

-DPPZ(MAXD,MAXD,MAXD), za memorisanje osnovnih direktnih površina razmene površinskih zona paralelnih zidova,

-DPUZ(MAXD,MAXD,MAXD), za memorisanje osnovnih direktnih površina razmene površinskih zona upravnih zidova,

-DPPK(MAXD,MAXD,MAXD), za memorisanje osnovnih direktnih površina razmene površinskih i zapreminskih zona,

-DPDK(MAXD,MAXD,MAXD), za memorisanje osnovnih direktnih površina razmene zapreminskih zona.

MAXD je najveća vrednost među indeksima grube mreže ( $40 \times 14 \times 16$ ), a u ovom slučaju to je 40.

Postupak određivanja direktnih površina razmene na osnovu osnovnih direktnih površina razmene opisan je u Poglavlju 5.

Direktne površine razmene površinskih zona memorišu se u matrici SS(NP,NP), zapreminskih zona u matrici GG(NV,NV), a površinskih i zapreminskih zona u matrici SG(NP,NV).

U matrici SS(NP,NP) memorišu se direktne površine razmene površinskih zona na sledeći način:

$$[\overleftrightarrow{\mathbf{ss}}]_{N \times N} = \begin{bmatrix} \overleftrightarrow{s_1 s_1} & \cdots & \overleftrightarrow{s_1 s_N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \overleftrightarrow{s_N s_1} & \cdots & \overleftrightarrow{s_N s_N} \end{bmatrix}_{N \times N} \quad (\text{P5.1})$$

Prvi korak u formiranju matrice SS(NP,NP) je određivanje broja površinskih zona. Za svaki ložišni zid potrebno je odrediti ukupan broj zona, broj prve zone i broj poslednje zone. Za razmatrano ložište, brojevi površinskih zona dati su sledećom tabelom.

Tabela P5.1. Brojevi površinskih zona

Zid	Broj prve zone	Broj poslednje zone	Ukupan broj zona
W	1	224	224
B	225	758	534
S	759	1356	598
T	1357	1890	534
N	1891	2488	598
E	2489	2712	224

Prilikom formiranja matrice SS(NP,NP) upotrebljeni su uslovi koji pojednostavljaju postupak. Matrica SS(NP,NP) je simetrična oko glavne dijagonale, pa

nije bilo neophodno određivati sve njene članove. Dalje, sve površinske zone su ravne pa je  $\overleftarrow{s}_i \overrightarrow{s}_i = 0,0$ . Na kraju, ložišni zidovi su ravni ili su zamenjeni stepenastim oblikom, tako da prethodni uslov važi za sve direktne površine razmene površinskih zona koje pripadaju istom zidu.

Direktne površine razmene površinskih zona su određivane zid po zid. Za svaku površinsku zonu zida W, određivane su direktne površine razmene sa svakom površinskom zonom zidova B, S, T, N i E, redosledno. Za svaku površinsku zonu zida B, određivane su direktne površine razmene sa svakom površinskom zonom zidova S, T, N i E. Slična procedura primenjena je i za svaku površinsku zonu zidova S i T. Na kraju, za svaku površinsku zonu zida N, određivane su direktne površine razmene sa svakom površinskom zonom zida E. Time su formirane svi članovi matrice SS(NP, NP) iznad glavne dijagonale. Članovi ispod glavne dijagonale određeni su učitavanjem članova iznad glavne dijagonale:

### C KOMPLETIRANJE MATRICE SS

DO 390 I=1, NNK

DO 390 J=I+1, NP

390 SS(J,I)=SS(I,J)

Zatim se formira nesimetrična matrica SG(NP, NV):

$$\left[ \overleftarrow{\mathbf{sg}} \right]_{N \times M} = \begin{bmatrix} \overleftarrow{s}_1 \overrightarrow{g}_1 & \cdots & \overleftarrow{s}_1 \overrightarrow{g}_M \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \overleftarrow{s}_N \overrightarrow{g}_1 & \cdots & \overleftarrow{s}_N \overrightarrow{g}_M \end{bmatrix}_{N \times M} \quad (\text{P5.2})$$

U ovoj matrici broj vrste je određen brojem površinske zone, a broj kolone je određen brojem zapreminske zone. Matrica SG(NP, NV) je formirana tako što se za zapreminsku zonu odredi njen broj, a potom se pozivaju potprogrami kojima se određuje vrednost direktne površine razmene zapreminske zone sa svakom površinskom zonom svakog ložišnog zida.

U jednoj DO petlji formiraju se kompletna matrica SG(NP,NV) i deo matrice GG(NV,NV) iznad glavne dijagonale. Matrica GG(NV,NV) je simetrična oko glavne dijagonale:

$$\begin{bmatrix} \overleftarrow{gg} \\ \overleftarrow{gg} \end{bmatrix}_{M \times M} = \begin{bmatrix} \overleftarrow{g_1 g_1} & \cdots & \overleftarrow{g_1 g_M} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \overleftarrow{g_M g_1} & \cdots & \overleftarrow{g_M g_M} \end{bmatrix}_{M \times M} \quad (P5.3)$$

Zbog simetričnosti matrice, određuje se vrednost članova samo iznad glavne dijagonale. Broj kolone matrice GG(NV,NV) je isti kao i broj kolone matrice SG(NP,NV). Zato se koristi broj kolone matrice koji je već određen prilikom formiranja matrice SG(NP,NV). Zatim se određuje broj reda matrice GG(NV,NV). Član te matrice se određuje samo ako je broj reda manji od broja kolone, što je uslov da se član matrice nalazi iznad glavne dijagonale. Ovaj uslov napisan je na sledeći način:

IF (IMA.GT.JMA) GOTO 460

Prelaskom na liniju 460 preskaču se komande kojima se dodeljuje vrednost članovima matrice GG(NV,NV) ispod glavne dijagonale. Kada se završi ta petlja, kompletira se matrica GG(NV,NV):

C KOMPLETIRANJE MATRICE GG

DO 500 I=1,NV-1

DO 500 J=I+1,NV

500 GG(J,I)=GG(I,J)

Sada se obavlja korekcija vrednosti direktnih površina razmene tako da one zadovolje princip konzervativnosti unutar zadate greške. Proverava se princip konzervativnosti (jednačine (3.14a-b)) za svaku zonu. Ako je razlika između zbira desne strane jednačina (3.14a-b) i tačne vrednosti veća od unapred zadate greške za bilo koju



zonu, vrši se korekcija vrednosti direktnih površina razmene prema jednačinama (3.15a-c). Ako je pak, razlika manja od zadate greške, prelazi se na računanje i štampanje principa konzervativnosti za svaku zonu. Zbog simetričnosti matrica SS(NP,NP) i GG(NV,NV) korekcija njihovih članova izvršena je samo za članove duž glavne dijagonale i iznad glavne dijagonale. Članovi ovih matrica ispod glavne dijagonale samo su učitani iz gornjeg dela matrice. Matrica SG(NP,NV) nije simetrična, pa se za nju korekcija vrši za sve elemente.

Korekcija vrednosti direktnih površina razmene napisana je sledećim programskim redovima:

```
C   KOREKCIJA DIREKTHNIH POVRSINA RAZMENE
```

```

      DIF=1.0E-2
C   DIF=1.0E-1
      K=0
510  K=K+1
      WRITE (*,4030) K
4030 FORMAT (2X,'BROJ ITERACIJE SMOOTHING-A K=',I4)

      DO 540 I=1,NP
      SUMA=0.0
      DO 530 J=1,NP
530  SUMA=SUMA+SS(I,J)
      DO 532 J=1,NV
532  SUMA=SUMA+SG(I,J)
      SUMP=ABS(ARS-SUMA)
      IF (SUMP.GT.DIF) GOTO 600
540  CONTINUE

      DO 580 I=1,NV
      SUM=4.0*AKT*VOL
      SUMA=0.0
      DO 560 J=1,NV
560  SUMA=SUMA+GG(I,J)
      DO 562 J=1,NP
562  SUMA=SUMA+SG(J,I)
      SUMP=ABS(SUM-SUMA)

```

```
IF (SUMP.GT.DIF) GOTO 600
580 CONTINUE
```

```
GOTO 760
```

```
600 CONTINUE
```

```
C TEHNIKA SMOOTHING
```

```
DO 640 I=1,NP
SUMA=0.0
DO 620 J=1,NP
620 SUMA=SUMA+SS(I,J)
DO 622 J=1,NV
622 SUMA=SUMA+SG(I,J)
DO 630 J=1,NP
630 SS(I,J)=SS(I,J)*ARS/SUMA
DO 632 J=1,NV
632 SG(I,J)=SG(I,J)*ARS/SUMA
640 CONTINUE
```

```
DO 650 I=1,NP-1
DO 650 J=I+1,NP
650 SS(J,I)=SS(I,J)
```

```
DO 740 I=1,NV
SUM=4.0*AKT*VOL
SUMA=0.0
DO 720 J=1,NV
720 SUMA=SUMA+GG(I,J)
DO 722 J=1,NP
722 SUMA=SUMA+SG(J,I)
DO 730 J=1,NV
730 GG(I,J)=GG(I,J)*SUM/SUMA
740 CONTINUE
```

```
DO 750 I=1,NV-1
DO 750 J=I+1,NV
750 GG(J,I)=GG(I,J)
```

Direktne površine razmene se ne koriste za računanje neto razmenjene energije zračenja zapreminskih zona, zato što površinske zone nisu crna tela. Ovaj račun je izveden da bi se pokazalo da se dobijaju ispravne vrednosti direktnih površina razmene, koje se koriste za određivanje totalnih površina razmene. Totalne površine razmene se koriste za određivanje neto razmenjene energije zračenja zapreminskih zona.

### P5.2 Kompjuterski program za računanje totalnih površina razmene

Totalne površine razmene računaju se programom TOTALNE.FOR. Najpre se računaju direktne površine razmene u cilju određivanja matrice koeficijenata jednačine (3.27). U programu nisu definisane matrice direktnih površina razmene, već se direktne površine razmene učitavaju u matricu koeficijenata jednačine (3.27). Bez promene članova duž glavne dijagonale, matrica koeficijenata jednačine (3.27) sadrži četiri bloka:

$$[\mathbf{A}]_{Z \times Z} = \begin{bmatrix} \begin{bmatrix} \overleftrightarrow{\mathbf{ss}}_{N \times N} & \begin{bmatrix} \overleftrightarrow{\mathbf{sg}}_{N \times M} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} \overleftrightarrow{\mathbf{gs}}_{M \times N} \end{bmatrix} & \begin{bmatrix} \overleftrightarrow{\mathbf{gg}}_{M \times M} \end{bmatrix} \end{bmatrix}_{Z \times Z} \quad (\text{P5.4})$$

Matrica  $\begin{bmatrix} \overleftrightarrow{\mathbf{gs}}_{M \times N} \end{bmatrix}$  je  $\begin{bmatrix} \overleftrightarrow{\mathbf{sg}}_{N \times M} \end{bmatrix}^T$ . Procedura formiranja matrica direktnih površina razmene je ista kao u programu DIREKTNE.FOR.

Potom se izvršava korekcija direktnih površina razmene tako da one zadovolje princip konzervativnosti sa unapred zadatom greškom. Ova procedura je napisana sledećim programskim linijama i slična je proceduri u programu DIREKTNE.FOR:

C KOREKCIJA DIREKTNIH POVRŠINA RAZMENE

```

      K=0
510  K=K+1
      WRITE (*,4030) K
4030 FORMAT (2X,'BROJ ITERACIJE SMOOTHING-A K=',I4)

      DO 540 I=1,NP
      SUMA=0.0
      DO 530 J=1,NVS
530  SUMA=SUMA+A(I,J)
      SUMP=ABS(ARS-SUMA)
      IF (SUMP.GT.DIF) GOTO 600
540  CONTINUE

      DO 580 I=1,NV
      SUM=4.0*AKT*VOL
      SUMA=0.0
      DO 560 J=1,NVS
560  SUMA=SUMA+A(NP+I,J)
      SUMP=ABS(SUM-SUMA)
      IF (SUMP.GT.DIF) GOTO 600
580  CONTINUE

      GOTO 760

600  CONTINUE

C    TEHNIKA SMOOTHING

      DO 640 I=1,NP
      SUMA=0.0
      DO 620 J=1,NVS
620  SUMA=SUMA+A(I,J)
      DO 630 J=I,NVS
630  A(I,J)=A(I,J)*ARS/SUMA
640  CONTINUE

C    DOPUNA MATRICE SS ISPOD GLAVNE DIJAGONALE

      DO 650 I=1,NP-1

```

```
DO 650 J=I+1,NP
650 A(J,I)=A(I,J)
```

C KOREKCIJA TRANSPONOVANE MATRICE SG

```
DO 660 I=1,NP
DO 660 J=NP+1,NVS
A(J,I)=A(I,J)
660 CONTINUE
```

```
DO 740 I=NP+1,NVS
SUM=4.0*AKT*VOL
SUMA=0.0
DO 720 J=1,NVS
720 SUMA=SUMA+A(I,J)
DO 730 J=I,NVS
730 A(I,J)=A(I,J)*SUM/SUMA
740 CONTINUE
```

C DOPUNA MATRICE GG ISPOD GLAVNE DIJAGONALE

```
DO 750 I=NP+1,NVS-1
DO 750 J=I+1,NVS
750 A(J,I)=A(I,J)

GOTO 510
```

```
760 CONTINUE
```

Sada se obavlja promena članova duž glavne dijagonale matrice koeficijanta, u skladu sa jednačinom (3.27):

C KOREKCIJA MATRICE SS

```
DO 770 I=1,NP
770 A(I,I)=A(I,I)-ARS/REFL(I)
```

### C KOREKCIJA MATRICE GG

```
DO 780 I=NP+1,NVS
```

```
780 A(I,I)=A(I,I)-4.0*AK*VOL/OMEGA
```

Potom se poziva potprogram RAZLAGANJE koji od matrice koeficijenata formira donju i gornju trougaonu matricu. Fluksevi ukupnog emitovanog zračenja određuju se rešavanjem jednačine (3.27), a u programu to se izvodi pozivanjem potprograma RESAVANJE. Totalne površine razmene se računaju tako što se jedna po jedna zona definiše kao originalni emiter zračenja. Najpre se zapreminske zone definišu kao originalni emiteri zračenja:

### C ORIGINALNI EMITER JE ZAPREMINSKA ZONA

```
DO 850 I=1,NV
```

```
WRITE (*,*) 'ORIGINALNI EMITER ZAPREMINSKA ZONA',I
```

### C FORMIRANJE VEKTORA CLANOVA

```
DO 800 J=1,NVS
```

```
800 W(J)=0.0
```

```
W(NP+I)=-4.0*AK*(1.0-OMEGA)*VOL/OMEGA
```

Kada potprogram RESAVANJE vrati vrednosti ukupnih emitovanih flukseva, računaju se totalne površine razmene. Totalne površine razmene za dve zapreminkse zone računaju se relacijom (3.34). Totalne površine razmene računaju se red po red i tako se učitavaju u matricu GGT(NV,NV):

### C FORMIRANJE MATRICE GGT

```
DO 830 J=I,NV
```

```

IF (J.EQ.I) GOTO 820
GGT(I,J)=4.0*AKT*(1.0-OMEGA)*VOL*W(NP+J)/OMEGA
IF (GGT(I,J).LT.0.0) THEN
WRITE (14,*) 'GGT MANJA OD NULE',I,J
ENDIF
GOTO 830
820 GGT(I,J)=4.0*AKT*(1.0-OMEGA)*VOL*(W(NP+J)-(1.0-OMEGA))/OMEGA
IF (GGT(I,J).LT.0.0) THEN
WRITE (14,*) 'GGT MANJA OD NULE',I,J
ENDIF
830 CONTINUE

850 CONTINUE

```

Matrica totalnih površina razmene  $GGT(NV,NV)$  prikazana je jednačinom (3.35). Ona je simetrična oko glavne dijagonale, pa se programom računaju samo članovi matrice duž glavne dijagonale i iznad glavne dijagonale. Članovi matrice  $GGT(NV,NV)$  ispod glavne dijagonale određuju se u nastavku programa učitavanjem elemenata iznad glavne dijagonale. Prilikom računanja članova matrice  $GGT(NV,NV)$  izvršena je provera vrednosti totalnih površina razmene. One nikako ne mogu biti negativne. Ukoliko se dobiju negativne vrednosti totalnih površina razmene, to se upisuje u posebnom fajlu. Negativne vrednosti totalnih površina razmene verovatno bi bile posledica grubog računanja direktnih površina razmene.

Potom se površinske zone definišu kao originalni emiter zračenja:

```

C ORIGINALNI EMITER JE POVRŠINSKA ZONA

DO 900 I=1,NP

WRITE (*,*) 'ORIGINALNI EMITER POVRŠINSKA ZONA',I

C FORMIRANJE VEKTORA CLANOVA

```

```

DO 860 J=1,NVS
860 W(J)=0.0
W(I)=-ARS*EMIS(I)/REFL(I)

```

Kada potprogram vrati vrednosti ukupnih emitovanih flukseva zračenja, računaju se totalne površine razmene dve površinske zone prema jednačini (3.37) i učitavaju u matricu SST(NP,NP). Zbog simetričnosti matrice SST(NP,NP) računaju se samo članovi matrice duž glavne dijagonale i iznad glavne dijagonale. Članovi matrice ispod glavne dijagonale dobijaju se učitavanjem članova matrice iznad glavne dijagonale. Potom se totalne površine razmene površinske i zapreminske zone prema jednačini (3.31) i učitavaju u matricu GST(NP,NV). Nijedan član matrica SST(NP,NP) i GST(NP,NV) ne može biti negativan. Ukoliko se dobije negativna vrednost, to se zapisuje u posebnom fajlu.

#### C FORMIRANJE MATRICE SST

```

DO 880 J=I,NP
IF (J.EQ.I) GOTO 870
SST(I,J)=ARS*EMIS(J)*W(J)/REFL(J)
IF (SST(I,J).LT.0.0) THEN
WRITE (14,*) 'SST MANJA OD NULE',I,J
ENDIF
GOTO 880
870 SST(I,J)=ARS*EMIS(J)*(W(J)-EMIS(I))/REFL(J)
IF (SST(I,J).LT.0.0) THEN
WRITE (14,*) 'SST MANJA OD NULE',I,J
ENDIF
880 CONTINUE

```

#### C FORMIRANJE MATRICE GST



```

DO 890 J=1,NV
GST(I,J)=4.0*AKT*(1.0-OMEGA)*VOL*W(NP+J)/OMEGA
IF (GST(I,J).LT.0.0) THEN
WRITE (14,*) 'GST MANJA OD NULE',I,J
ENDIF
890 CONTINUE

900 CONTINUE

```

Proverava se princip konzervativnosti totalnih površina razmene, a vrednosti zbira totalnih površina razmene štampaju se u fajlove:

#### C STAMPANJE PRINCIPA KONZERVATIVNOST

```

DO 930 I=1,NP
SUMA=0.0
DO 910 J=1,NP
910 SUMA=SUMA+SST(I,J)
DO 920 J=1,NV
920 SUMA=SUMA+GST(I,J)
WRITE (10,*) I,SUMA
930 CONTINUE

```

```

DO 960 I=1,NV
SUMA=0.0
DO 940 J=1,NV
940 SUMA=SUMA+GGT(I,J)
DO 950 J=1,NP
950 SUMA=SUMA+GST(J,I)
WRITE (12,*) I,SUMA
960 CONTINUE

```

Na kraju ovog programa, štampaju se totalne površine razmene u fajlove.

Korekcija vrednosti totalnih površina razmene izvršena je prema relacijama (3.57a-c) u programu SMOOTH.FOR, zato što greška u zadovoljenju principa konzervativnosti totalnih površina razmene nije uvek ista i različita je od greške u zadovoljenju principa konzervativnosti direktnih površina razmene (Na slici P5.1 ceo postupak za računanje totalnih površina razmene prikazan je kao jedan program, zato što se vrednosti totalnih površina razmene nakon korekcije štampaju u iste fajlove u kojima su bile upisane pre korekcije.)

Nakon definisanja emisivnosti svih površinskih zona i učitavanja prethodnih vrednosti totalnih površina razmene, izvodi se korekcija totalnih površina razmene. Za korekciju totalnih površina razmene iskorišćena je simetričnost matrica SST(NP,NP) i GGT(NV,NV), kao što je to opisano u prethodnom tekstu.

#### C PROVERA PRINCIPA KONZERVATIVNOSTI

```
      K=0
110  K=K+1
      WRITE (*,4030) K
4030  FORMAT (2X,'BROJ ITERACIJE SMOOTHING-A K=',I4)
```

#### C POVRŠINSKE ZONE

```
      DO 140 I=1,NP
      SUM=EMIS(I)*ARS
      SUMA=0.0
      DO 130 J=1,NP
130  SUMA=SUMA+SST(I,J)
      DO 135 J=1,NV
135  SUMA=SUMA+GST(I,J)
      SUMP=ABS(SUM-SUMA)
      IF (SUMP.GT.DIF) GOTO 200
140  CONTINUE
```

#### C ZAPREMINSKE ZONE

```
      DO 180 I=1,NV
```

```

SUM=4.0*AKT*(1.0-OMEGA)*VOL
SUMA=0.0
DO 160 J=1,NV
160 SUMA=SUMA+GGT(I,J)
DO 165 J=1,NP
165 SUMA=SUMA+GST(J,I)
SUMP=ABS(SUM-SUMA)
IF (SUMP.GT.DIF) GOTO 200
180 CONTINUE

```

```

GOTO 360

```

```

200 CONTINUE

```

```

C TEHNIKA SMOOTHING

```

```

DO 240 I=1,NP
SUM=EMIS(I)*ARS
SUMA=0.0
DO 220 J=1,NP
220 SUMA=SUMA+SST(I,J)
DO 225 J=1,NV
225 SUMA=SUMA+GST(I,J)
DO 230 J=I,NP
230 SST(I,J)=SST(I,J)*SUM/SUMA
DO 235 J=1,NV
235 GST(I,J)=GST(I,J)*SUM/SUMA
240 CONTINUE

```

```

DO 250 I=1,NP-1
DO 250 J=I+1,NP
250 SST(J,I)=SST(I,J)

```

```

DO 340 I=1,NV
SUM=4.0*AKT*(1.0-OMEGA)*VOL
SUMA=0.0
DO 320 J=1,NV
320 SUMA=SUMA+GGT(I,J)
DO 325 J=1,NP

```

```

325 SUMA=SUMA+GST(J,I)
      DO 330 J=I,NV
330 GGT(I,J)=GGT(I,J)*SUM/SUMA
340 CONTINUE

      DO 350 I=1,NV-1
      DO 350 J=I+1,NV
350 GGT(J,I)=GGT(I,J)

      GOTO 110

360 CONTINUE

```

Korigovane vrednosti totalnih površina razmene štampaju se u iste fajlove u kojima su bile prethodne vrednosti i odatle se učitavaju u program kojim se rešavaju jednačine matematičkog modela ložišta.

### **P5.3 Kompjuterski program numeričke simulacije ložišta**

Detaljnije je opisan samo kompjuterski program koji je napisan prema matematičkom modelu koji sadrži Hottel-ov zonalni model. Algoritam kompjuterskog programa prikazan je na slici P5.1. Kompjuterski program se sastoji iz glavne programske celine i tri pomoćne programske celine. Glavna programska celina (LOZISTE-HZM.FOR) sadrži kontrolni programski modul, koji kontroliše rad kompletnog programa i kroz koji se vrši unos ulaznih podataka i prikaz rezultata numeričke simulacije. Pomoćne programske celine sadrže nazive pojedinih promenljivih (INFLW.DAT), nazive promenljivih čije se vrednosti prenose kroz potprograme (COMMFLW.FOR) i kojima se definišu nazivi fajlova koji sadrže totalne površine razmene (PRMT.FOR).

U glavnom programu vrši se kontrola celog procesa računanja. U glavnom programu zadaju se geometrija ložišta, numerička mreža, vrednosti promenljivih na granicama strujnog prostora, inicijalne vrednosti svih fizičkih veličina i definišu se konstante modela. Ove operacije se izvode samo jednom na početku računanja.

Iterativni proces se odvija po sledećem redosledu:

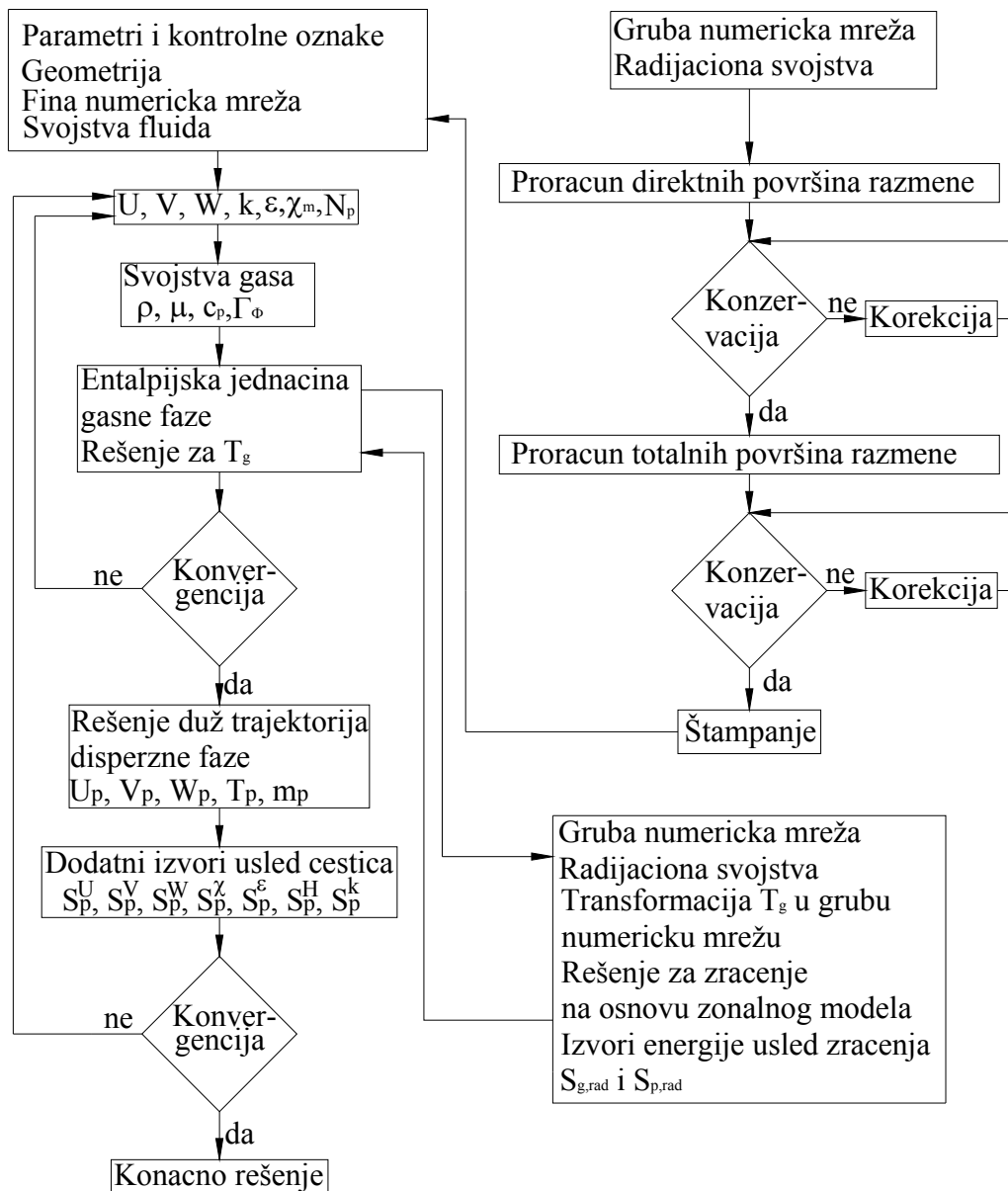
CALCU-za rešavanje brzine fluida  $U$  (u pravcu ose  $x$ ),  
CALCV-za rešavanje brzine fluida  $V$  (u pravcu ose  $y$ ),  
CALCW-za rešavanje brzine fluida  $W$  (u pravcu ose  $z$ ),  
CALCP-za rešavanje korekcije polja pritiska i korekcije srednjih brzina,  
CALCTE-za rešavanje vrednosti turbulentne kinetičke energije,  
CALCED-za rešavanje vrednosti odumiranja turbulentne kinetičke energije,  
CALCXO-za rešavanje masenog udela kiseonika u gasovitoj fazi,  
CALCXN-za rešavanje masenog udela azota u gasovitoj fazi,  
CALCXH2O-za rešavanje masenog udela vodene pare u gasovitoj fazi,  
CALCXCO2-za rešavanje masenog udela ugljen-dioksida u gasovitoj fazi,  
CALCM-za rešavanje temperature gasne faze,  
CALCCP-za rešavanje koncentracije čestica u Euler-ovom polju,

FLUX\_NET-za rešavanje razmene energije zračenjem (samo u kompjuterskom programu matematičkog modela koji sadrži Hottel-ov zonalni model zračenja),

PROPS-za određivanje termodinamičkih svojstava fluida kao što su gustina, specifična toplota gasne faze, dinamička viskoznost gasne faze i turbulentna viskoznost.

Potprogramom CALPMM rešava se strujanje čestica u Lagrange-ovom polju. Ovde se računaju putanje čestica, kao i temperature, promene mase i brzine čestica. Osim toga, u ovom potprogramu određuju se i izvori gasne faze usled prisustva čestica.

Struktura kompjuterskog programa je takva, da se posle inicijalizacije rešavaju samo fizičke veličine gasne faze. U inicijalizaciji se sve brzine gasne faze izjednačavaju sa nulom. Tek posle određenog broja iteracija, poziva se po prvi put potprogram CALPMM, jer je za određivanje trajektorija čestica potrebno strujno polje gasne faze. Tu se, osim putanja, temperature i brzine čestica, određuju i izvorni članovi gasne faze usled prisustva čestica. Sa tako određenim izvornim članovima gasne faze usled prisustva čestica, opet se računaju fizičke veličine strujnog polja kroz izabrani broj iteracija. Nakon svake iteracije, proverava se uslov konvergencije. Ako je uslov konvergencije ostvaren, iterativni proces je završen i počinje štampanje rezultata u izlazne fajlove. Ako uslov konvergencije nije ostvaren, nastavlja se iterativni proces računanja fizičkih veličina gasne faze.



Slika P5.1. Dijagram toka kompjuterskog programa

Matrice totalnih površina razmene koje se koriste u programu, GGT i GST, učitavaju se u početnom delu kontrolnog programskog modula. Ove matrice se prenose imenovanim common-blokom u potprogram FLUX\_NET, u kojem se određuju vrednosti neto razmenjene energije zračenja dvofaznog medijuma za sve zapreminske zone. Najpre se definiše geometrija ložišta koja je formirana zapreminskim (i površinskim) zonama ložišta:

## C GRUBA NUMERICKA MREZA

```
DO 2 I=1,NIGM
NYSKOK(I)=0
NJSKOK(I)=0
2  NKZIDS(I)=NKGM
   NJSKOK(NIST1)=NJST1
   DO 4 I=NIST2,NIGM
4  NJSKOK(I)=NJST2
   DO 6 I=1,NLEVKAM1
   NYSKOK(I)=NLEVKA-I
   NKZIDS(I)=2*I+2
6  CONTINUE
   DO 8 I=1,NLEVKA
   NPRET(I)=I*(I-1)+2*(I-1)
   NPRETZ(I)=(I*(I-1)+2*(I-1))*NJGM
8  CONTINUE
   DO 10 I=1,NJGM
10 NESKOK(I)=0
   DO 12 I=1,NJST1
12 NESKOK(I)=NEST1
   DO 14 I=NJST1+1,NJST2
14 NESKOK(I)=NEST2
```

Potom se zadaju temperature površinskih zona. Usvojena je ista temperatura svih površinskih zona (615,0 K), osim za zone koje predstavljaju otvore ložišta. Temperatura ovih površinskih zona usvojena je prema temperaturi sekundarnog vazduha, aerosmeše (za gorionike), ili prema temperaturi produkata sagorevanja koji napuštaju ložište (za recirkulacione otvore ili izlaz iz ložišta).

Računanje neto razmenjene energije zračenja zapreminskih zona počinje određivanjem temperaturnog polja grube mreže, na osnovu temperaturnog polja fine mreže primenom obrasca (5.36):

```

DO 50 IGM=1,NIGM
DO 50 JGM=NJSKOK(IGM)+1,NJGM
DO 50 KGM=NKSKOK(IGM)+1,NKSKOK(IGM)+NKZIDS(IGM)
ISKOK=(IGM-1)*4+1
JSKOK=(JGM-1)*4+1
KSKOK=(KGM-1)*4+1
TGM(IGM,JGM,KGM)=0.0
DO 40 I=ISKOK+1,ISKOK+4
DO 40 J=JSKOK+1,JSKOK+4
DO 40 K=KSKOK+1,KSKOK+4
40  TGM(IGM,JGM,KGM)=TGM(IGM,JGM,KGM)+T(I,J,K)
    TGM(IGM,JGM,KGM)=TGM(IGM,JGM,KGM)/64.0
50  CONTINUE

```

Potom se računa neto razmenjena energija zračenja za svaku zapreminsku zonu, (obrazac (5.37)). Najpre se određuje broj zapreminske zone, jer taj broj određuje vrstu matrice GGT u kojoj su smeštene totalne površine zapremine te zapreminske zone i svih ostalih zapreminskih zona:

```

DO 196 IV1=1,NIGM
DO 196 JV1=NJSKOK(IV1)+1,NJGM
DO 196 KV1=NKSKOK(IV1)+1,NKSKOK(IV1)+NKZIDS(IV1)
IF (IV1.GT.NLEVKA) GOTO 112
IGT=NPRETZ(IV1)+(JV1-1)*NKZIDS(IV1)+KV1-NKSKOK(IV1)
GOTO 118
112 CONTINUE
    IF (IV1.GE.NIST1) GOTO 114
    IGT=NLZ+(IV1-NLEVKAP1)*NKGM*NJGM+(JV1-1)*NKGM+KV1
    GOTO 118
114 CONTINUE
    IF (IV1.GT.NIST1) GOTO 116

```



IGT=NLZ+(IV1-NLEVKAP1)\*NKGM\*NJGM+(JV1-NJST1-1)\*NKGM+KV1

GOTO 118

116 CONTINUE

IGT=NVST1+(IV1-NIST2)\*NKGM\*(NJGM-NJST2)+(JV1-NJST2-

1)\*NKGM+KV1

118 CONTINUE

Zatim se računa gubitak energije usled zračenja te zone:

$QGM(IV1, JV1, KV1) = -4.0 * AKT * (1.0 - OMEGA) * SIGMA * TGM(IV1, JV1, KV1) ** 4$

Sada se računa apsorpcija energije usled zračenja svih ostalih zona. Najpre se određuje apsorpcija usled zračenja svih zapreminskih zona. Određuje se broj zapreminske zone, jer taj broj određuje kolonu matrice GGT u kojoj se nalazi totalna površina razmene koja povezuje ove dve zapreminske zone:

DO 128 IV2=1,NIGM

DO 128 JV2=NJSKOK(IV2)+1,NJGM

DO 128 KV2=NKSKOK(IV2)+1,NKSKOK(IV2)+NKZIDS(IV2)

IF (IV2.GT.NLEVKA) GOTO 120

JGT=NPRETZ(IV2)+(JV2-1)\*NKZIDS(IV2)+KV2-NKSKOK(IV2)

GOTO 125

120 CONTINUE

IF (IV2.GE.NIST1) GOTO 121

JGT=NLZ+(IV2-NLEVKAP1)\*NKGM\*NJGM+(JV2-1)\*NKGM+KV2

GOTO 125

121 CONTINUE

IF (IV2.GT.NIST1) GOTO 123

JGT=NLZ+(IV2-NLEVKAP1)\*NKGM\*NJGM+(JV2-NJST1-1)\*NKGM+KV2

GOTO 125

123 CONTINUE

$JGT = NVST1 + (IV2 - NJST2) * NKGM * (NJGM - NJST2) + (JV2 - NJST2 - 1) * NKGM + KV2$   
 125 CONTINUE

Posle toga računa se apsorpcija energije zapreminske zone za koju se računa neto razmenjena energija zračenja:

$QGM(IV1, JV1, KV1) = QGM(IV1, JV1, KV1) + GGT(IGT, JGT) * SIGMA * TGM(IV2, JV2, KV2) ** 4$   
 128 CONTINUE

Zatim se računa apsorpcija energije usled zračenja svih površinskih zona. To računanje se izvodi za svaki zid ložišta. Za svaku zonu zida određuje se njen broj, jer se time određuje vrsta matrice GST u kojoj se nalazi totalna površina razmene koja povezuje izabranu zapreminsku zonu i površinsku zonu. Kolona matrice GST određena je brojem zapreminske zone za koju se računa neto razmenjena energija zračenja:

C ZID W

DO 142 JW=1, NJGM  
 DO 142 KW=1, NKGM  
 $IGST = (JW - 1) * NKGM + KW$   
 $QGM(IV1, JV1, KV1) = QGM(IV1, JV1, KV1) + IGST(IGST, IGT) * SIGMA * TS(0, JW, KW) ** 4$   
 142 CONTINUE

C ZID B

DO 156 IB=1, NIGM  
 DO 156 JB=NJSKOK(IB)+1, NJGM  
 IF (IB.GE.NIST1) GOTO 146  
 $IGST = NW + (IB - 1) * NJGM + JB$   
 GOTO 150  
 146 IF (IB.GT.NIST1) GOTO 148  
 $IGST = NW + (IB - 1) * NJGM + JB - NJST1$   
 GOTO 150  
 148 CONTINUE  
 $IGST = NBST1 + (IB - NJST2) * (NJGM - NJST2) + JB - NJST2$

150 CONTINUE  
QGM(IV1,JV1,KV1)=QGM(IV1,JV1,KV1)+GST(IGST,IGT)\*SIGMA\*TS(IB,JB,0)\*\*4  
156 CONTINUE

C ZID S

DO 168 IS=1,NIGM  
DO 168 KS=NKSKOK(IS)+1,NKSKOK(IS)+NKZIDS(IS)  
IF (IS.GT.NLEVKA) GOTO 160  
IGST=NBK+NPRET(IS)+KS-NKSKOK(IS)  
GOTO 162  
160 IGST=NLS+(IS-NLEVKAP1)\*NKGM+KS  
162 CONTINUE  
QGM(IV1,JV1,KV1)=QGM(IV1,JV1,KV1)+GST(IGST,IGT)\*SIGMA\*TS(IS,0,KS)\*\*4  
168 CONTINUE

C ZID T

DO 178 ITP=1,NIGM  
DO 178 JTP=NJSKOK(ITP)+1,NJGM  
IF (ITP.GE.NIST1) GOTO 170  
IGST=NSK+(ITP-1)\*NJGM+JTP  
GOTO 174  
170 IF (ITP.GT.NIST1) GOTO 171  
IGST=NSK+(ITP-1)\*NJGM+JTP-NJST1  
GOTO 174  
171 CONTINUE  
IGST=NTST1+(ITP-NIST2)\*(NJGM-NJST2)+JTP-NJST2  
174 CONTINUE  
QGM(IV1,JV1,KV1)=QGM(IV1,JV1,KV1)+GST(IGST,IGT)\*SIGMA\*TS(ITP,JTP,NKGM)\*\*4  
178 CONTINUE

C ZID N

DO 188 IN=1,NIGM  
DO 188 KN=NKSKOK(IN)+1,NKSKOK(IN)+NKZIDS(IN)  
IF (IN.GT.NLEVKA) GOTO 182  
IGST=NTK+NPRET(IN)+KN-NKSKOK(IN)  
GOTO 184

```

182  IGST=NLN+(IN-NLEVKAP1)*NKGM+KN
184  CONTINUE
      QGM(IV1,JV1,KV1)=QGM(IV1,JV1,KV1)+GST(IGST,IGT)*SIGMA*TS(IN,NJGM,KN)**4
188  CONTINUE

```

C ZID E

```

      DO 194 JE=1,NJGM
      DO 194 KE=1,NKGM
      IGST=NNK+(JE-1)*NKGM+KE
      QGM(IV1,JV1,KV1)=QGM(IV1,JV1,KV1)+GST(IGST,IGT)*SIGMA*TS(NIGM,JE,KE)**4
194  CONTINUE

196  CONTINUE

```

Sada se neto razmenjena energija zračenja svih zapreminskih zona deli na neto razmenjene energije zračenja kontrolnih zapremina, prema obrascu (5.38):

```

      DO 205 IGM=1,NIGM
      DO 205 JGM=NJSKOK(IGM)+1,NJGM
      DO 205 KGM=NKSKOK(IGM)+1,NKSKOK(IGM)+NKZIDS(IGM)
      ISKOK=(IGM-1)*4+1
      JSKOK=(JGM-1)*4+1
      KSKOK=(KGM-1)*4+1
      DO 200 I=ISKOK+1,ISKOK+4
      DO 200 J=JSKOK+1,JSKOK+4
      DO 200 K=KSKOK+1,KSKOK+4
200  QRAD(I,J,K)=QGM(IGM,JGM,KGM)/64.0
205  CONTINUE

```

Zapreminske zone ne obuhvataju baš sve kontrolne zapremine. Usvojeno je da je neto razmenjena energija zračenja kontrolnih zapremina koje su izvan zapreminskih zona jednaka neto razmenjenoj energiji zračenja najbližih kontrolnih zapremina u istom horizontalnom redu. To je učinjeno za kontrolne zapremine ložišnog levka i nosa:

```

DO 230 ISL=1,6
IFM=(ISL-1)*4+2
DO 210 I=IFM+1,IFM+3
DO 210 K=KBEG(I),KBEG(IFM)-1
DO 210 J=JBEG(I),JEND(I)
210 QRAD(I,J,K)=QRAD(I,J,KBEG(IFM))
230 CONTINUE

```

```

DO 250 ISL=1,6
IFM=(ISL-1)*4+2
DO 240 I=IFM+1,IFM+3
DO 240 K=KEND(IFM)+1,KEND(I)
DO 240 J=JBEG(I),JEND(I)
240 QRAD(I,J,K)=QRAD(I,J,KEND(IFM))
250 CONTINUE

```

```

DO 270 ISL=1,2
JFM=ISL*10-(ISL-1)*2
DO 260 I=(ISL-1)*4+I1ZUB+1,(ISL-1)*4+I1ZUB+3
DO 260 K=KBEG(I),KEND(I)
DO 260 J=JBEG(I),ISL*9-(ISL-1)
260 QRAD(I,J,K)=QRAD(I,JFM,K)
270 CONTINUE

```

Varijabla QRAD(I,J,K) je deo imenovanog common-bloka, tako da se njena vrednost prenosi iz potprograma FLUX\_NET u kontrolni programski modul, a odatle i u potprogram CALCM. U tom potprogramu se računa izvorni član entalpijske jednačine, primenom obrasca (5.39):

$$\text{SUR}=\text{ACG}/\text{AK}(\text{I},\text{J},\text{K})*\text{QRAD}(\text{I},\text{J},\text{K})$$

Neto razmenjena energija zračenja jedne čestice računa se u potprogramu CALPMM, prema relaciji (5.40):

$$\text{RCOEF} = (\text{AK}(\text{IP}, \text{JP}, \text{KP}) - \text{ACG}) / \text{AK}(\text{IP}, \text{JP}, \text{KP}) / \text{CPART}(\text{IP}, \text{JP}, \text{KP}) / \text{DEN}(\text{IP}, \text{JP}, \text{KP}) / \text{VOLZ}$$
$$\text{QRP} = \text{RCOEF} * \text{QRAD}(\text{IP}, \text{JP}, \text{KP})$$

Računanje neto razmenjene energije zračenja zapreminskih zona može da se obavi i preko tzv. matrice konverzije. Argumenti matrice konverzije su indeksi zapreminskih zona ( $I, J, i K$ ), a vrednost elemenata matrice je broj zapreminske zone. Matrica konverzije definiše se sledećim programskim redovima:

#### C MATRICA KONVERZIJE

```
DO 60 IG=1,NIGM
DO 60 JG=NJSKOK(IG)+1,NJGM
DO 60 KG=NKSKOK(IG)+1,NKSKOK(IG)+NKZIDS(IG)
IF (IG.GT.NLEVKA) GOTO 42
N(IG,JG,KG)=NPRETZ(IG)+(JG-2)*NKZIDS(IG)-NKSKOK(IG)+KG
IZZ(N(IG,JG,KG))=IG
JZZ(N(IG,JG,KG))=JG
KZZ(N(IG,JG,KG))=KG
GOTO 60
42 CONTINUE
IF (IG.GE.NIST1) GOTO 44
N(I,J,K)=NLZ+(IG-NLEVKAP1)*NKGM*NJGM+(JG-1)*NKGM+KG
IZZ(N(IG,JG,KG))=IG
JZZ(N(IG,JG,KG))=JG
KZZ(N(IG,JG,KG))=KG
GOTO 60
44 CONTINUE
IF (IG.GT.NIST1) GOTO 46
```

```

N(I,J,K)=NLZ+(IG-NLEVKAP1)*NKGM*NJGM+(JG-NJST1-1)*NKGM+KG
IZZ(N(IG,JG,KG))=IG
JZZ(N(IG,JG,KG))=JG
KZZ(N(IG,JG,KG))=KG
GOTO 60
46 CONTINUE
N(I,J,K)=NVST1+(IG-NIST2)*NKGM*(NJGM-NJST2)+(JG-NJST2-
1)*NKGM+KG
IZZ(N(IG,JG,KG))=IG
JZZ(N(IG,JG,KG))=JG
KZZ(N(IG,JG,KG))=KG
60 CONTINUE

```

Zatim se određuju temperatura zapreminskih zona na osnovu temperatura kontrolnih zapremina. Temperature zapreminskih zona se memorišu u jednodimenzionalnom nizu, koji ima onoliko elemenata koliko ima i zapreminskih zona:

```

DO 110 IG=1,NIGM
DO 110 JG=NJSKOK(IG)+1,NJGM
DO 110 KG=NKSKOK(IG)+1,NKSKOK(IG)+NKZIDS(IG)
TV(N(IG,JG,KG))=TGM(IG,JG,KG)
110 CONTINUE

```

Sada se računa neto razmenjena energija zapreminskih zona:

```

DO 140 I=1,NV
QNETV(I)=0.0
DO 130 J=1,NV
130 QNETV(I)=QNETV(I)+GGT(I,J)*SIGMA*(TV(J)**4-TV(I)**4)
DO 135 J=1,NP
135 QNETV(I)=QNETV(I)+GST(J,I)*SIGMA*(TS(J)**4-TV(I)**4)

```

140 CONTINUE

U ovim programskim redovima, neto razmenjena energija zapreminskih zona određena je relacijom (3.58). Na kraju, potrebno je još izvršiti promenu argumenta varijable QNETV, tako da argumenti budu indeksi IG, JG i KG:

```
DO 150 IG=1,NIGM
```

```
DO 150 JG=NJSKOK(GI)+1,NJGM
```

```
DO 150 KG=NKSKOKV(IG)+1,NKSKOK(IG)+NKZIDS(IG)
```

```
QGM(IG,JG,KG)=QNETV(N(IG,JG,KG))
```

150 CONTINUE

Varijabla QGM(IG,JG,KG) koristi se na isti način kao i u prethodnom pristupu. Metod određivanja neto razmenjene energije zapreminskih zona preko matrice konverzije zahteva zauzimanje većeg memorijskog prostora od drugog pristupa (kada nema matrice konverzije), pa je zato upotrebljen pristup bez matrice konverzije.

Priloženi kompjuterski programi napisani su za izabrano ložište. Program koji je napisan za matematički model koji sadrži model zračenja šest flukseva može se primeniti i za neko drugo ložište, ako se izvrši promena geometrije, brzine gasova na ulazu, sastava uglja i sl. Potprogram koji se odnosi na Hottel-ov zonalni model je napisan za izabrano ložište i nema generalni oblik, ali se jednostavno može podesiti za drugo ložište.



## PRILOG 6

### Rezultati matematičkog modela kada su radijaciona svojstva gasne faze određena modelom težinske sume sivih gasova

Model težinske sume sivih gasova opisan je u Poglavlju 3. U ovoj studiji, usvojeno je da se gasna faza aproksimira smešom jednog prozračnog i jednog sivog gasa. Radijaciona svojstva disperzne faze su ista kao i u prethodnom tekstu. Radijaciona svojstva medijuma predstavljena su tabelom P6.1.

Tabela P6.1. Radijaciona svojstva medijuma

Komponenta medijuma	Koeficijent Apsorpcije, (1/m )	Koeficijent rasipanja, (1/m )
Prozračni gas	0,0	0,0
Sivi gas	0,23	0,0
Disperzna faza	0,0697	0,127

Težinski koeficijenti u modelu težinske sume sivih gasova imaju sledeće zavisnosti od temperature:

$$a_0(T) = 0,57531 - 4,03045 \times 10^{-4} T + 2,61839 \times 10^{-7} T^2 - 4,08978 \times 10^{-11} T^3 \quad (\text{P6.1})$$

$$a_1(T) = 0,42469 + 4,03045 \times 10^{-4} T - 2,61839 \times 10^{-7} T^2 + 4,08978 \times 10^{-11} T^3 \quad (\text{P6.2})$$

Uticaj načina određivanja radijacionih svojstava gasne faze ispitan je poređenjem apsorbovane toplote zidova ložišta, ukupne apsorbovane toplote, kao i temperature produkata sagorevanja na kraju ložišta. Poređenje je izvršeno samo za nominalno opterećenje kotla. Razlika je određena relacijom:

$$\delta = \frac{|\eta_{\text{SGG}} - \eta_{\text{WSGG}}|}{\eta_{\text{WSGG}}} \times 100,0 \quad (\text{P6.3})$$

gde  $\eta$  označava apsorbovanu energiju zida ili temperaturu na kraju ložišta. Rezultati su dati tabelama P6.2 i P6.3.

Tabela P6.2. Uticaj modela za određivanje radijacionih svojstava gasne faze na apsorbovanu energiju zidova ložišta

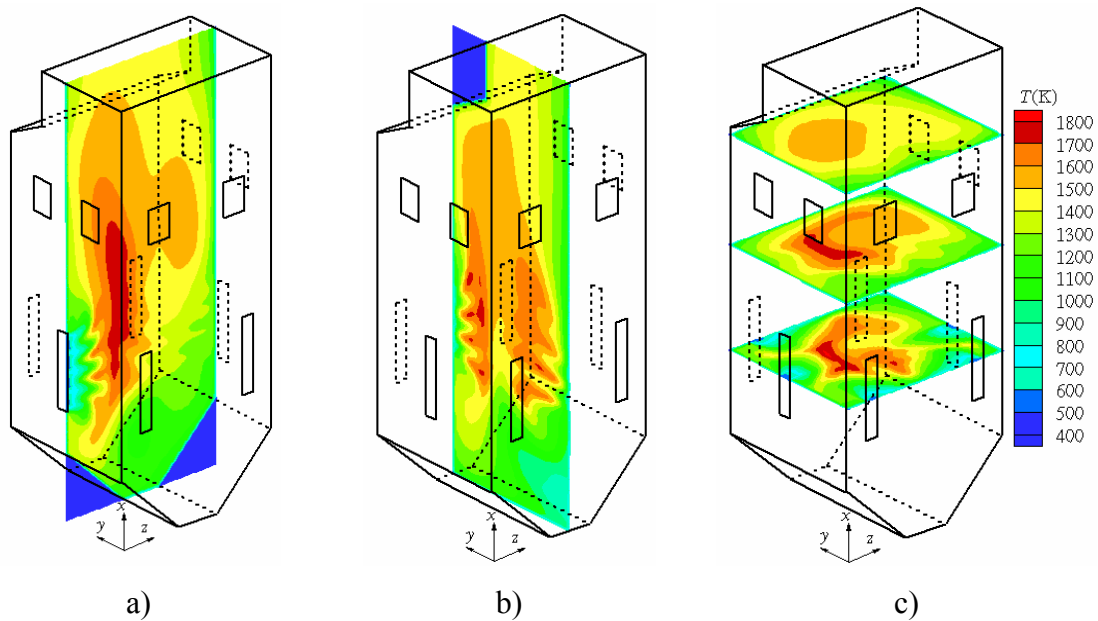
Ložišni zid	Apsorbovana energija, (MW)		Razlika, (%)
	SGG	WSGG	
Prednji zid	52,69	49,11	7,29
Zadnji zid	68,92	69,27	0,50
Levi zid	60,50	53,22	13,68
Desni zid	51,28	45,27	13,28
Plafon	19,04	20,73	5,27
Ukupno	252,43	246,44	2,43

Tabela P6.3. Uticaj modela za određivanje radijacionih svojstava gasne faze na temperaturu na kraju ložišta

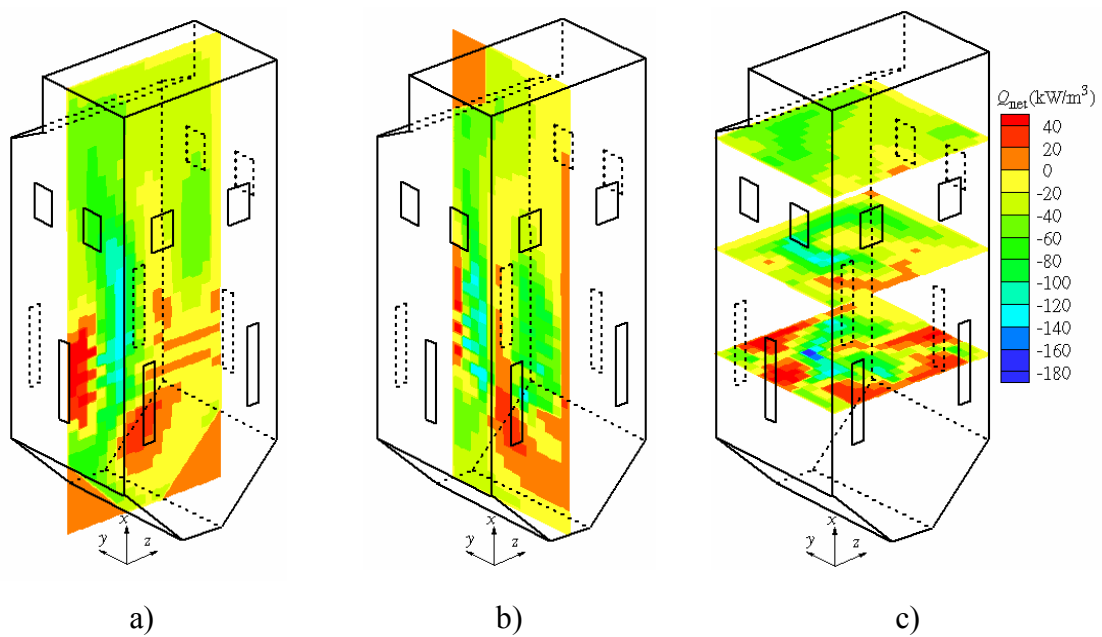
	SGG	WSGG	Razlika, (%)
$T, (\text{K})$	1321,2	1340,1	1,41

Primenom modela težinske sume sivih gasova dobijaju se uglavnom manje vrednosti apsorbovanih toplota od strane zidova ložišta. Jedino su za zadnji zid i plafon ložišta dobijene nešto veće vrednosti. Razlika izražena u procentima je vrlo mala za zadnji zid, ali i preko 10,0% za levi i zadnji zid. Promene ukupne apsorbovane toplote i temperature na kraju ložišta su vrlo male.

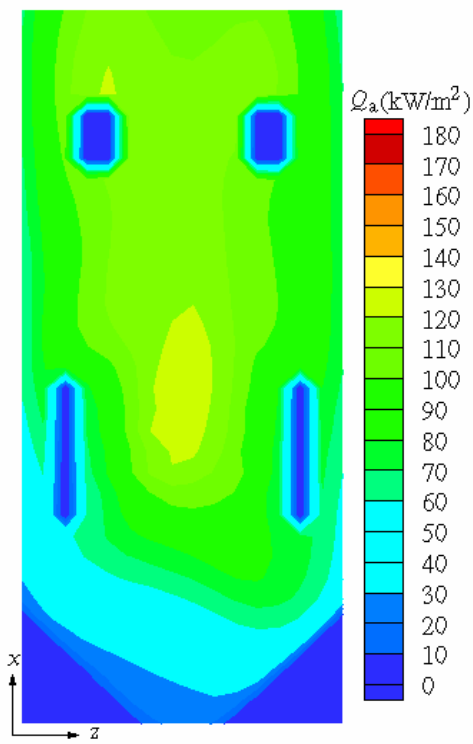
Narednim slikama prikazane su vrednosti temperature, neto razmenjene energije zračenja medijuma, kao i flukseva apsorbovanog zračenja na zidovima ložišta.



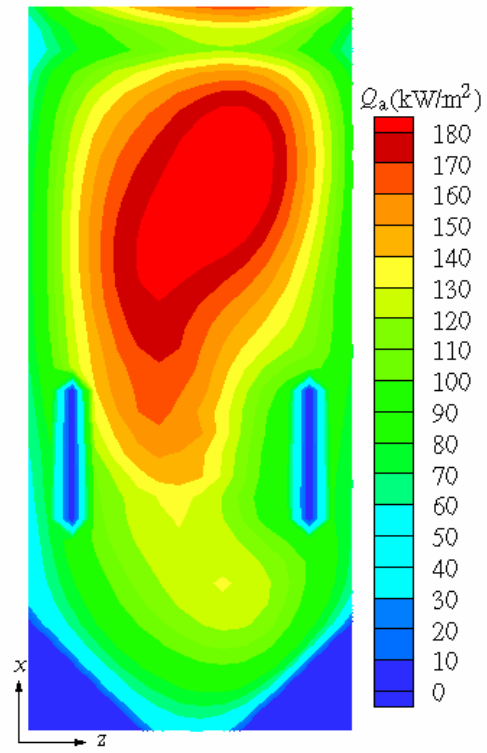
Slika P6.1. Temperatura



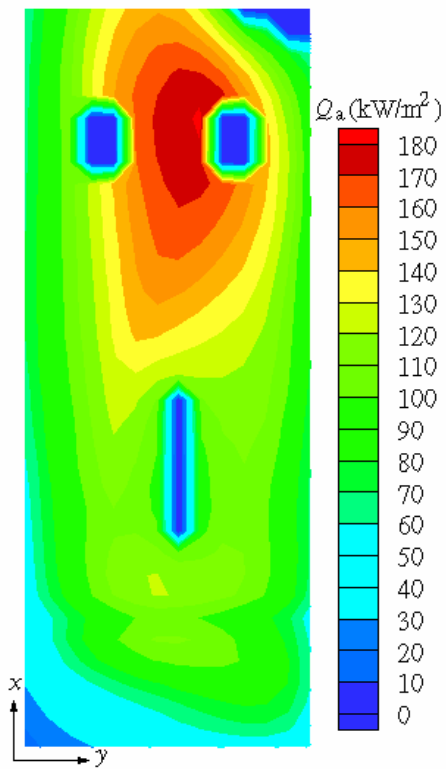
Slika P6.2. Neto razmenjena energija zračenja medijuma



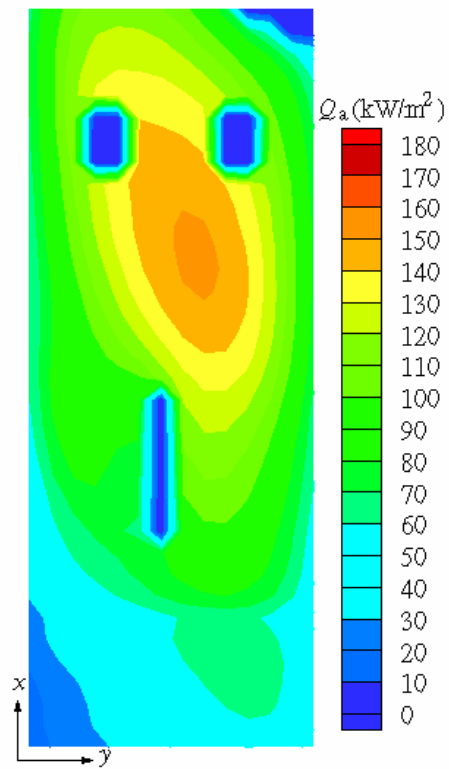
a) Prednji zid



b) Zadnji zid



c) Levi zid



d) Desni zid

Slika P6.3. Fluksevi apsorbiranog zračenja

## **BIOGRAFIJA**

Nenad Crnomarković rođen je 15.06.1967. godine u Kninu, Republika Hrvatska. Od 1970. godine stalno je nastanjen u Beogradu, gde je završio osnovnu i srednju školu. Posle odsluženog vojnog roka započeo je redovne studije na Mašinskom fakultetu u Beogradu, oktobra 1987. godine. Diplomirao je 01.10.1993. godine na Grupi za automatsko upravljanje sa srednjom ocenom 8,80 (osam i 80/100) i ocenom na diplomskom radu 10 (deset). Nakon diplomiranja zaposlio se u Fabrici robota, alata i hidraulike LOLA Korporacije, na radnome mestu projektant komponenti i sistema hidraulike. Od decembra 1994. godine zaposlen je u Laboratoriji za termotehniku i energetiku Instituta za nuklearne nauke Vinča. Školske 1994/95 godine upisao je postdiplomske studije na Grupi za sagorevanje Mašinskog fakulteta u Beogradu. Magistarsku tezu pod nazivom "Prilog proučavanju gasifikacije lignita Kolubara u sprašenom stanju" odbranio je 15.10.2001. godine na Mašinskom fakultetu u Beogradu. Od oktobra 2002. godine do marta 2004. godine boravio je u Kjotu kao stipendista vlade Japana. Na Fakultetu za energetiku državnog Kjoto Univerziteta studirao je sagorevanje u motorima sa unutrašnjim sagorevanjem. Po povratku iz Japana nastavio je istraživački rad u Laboratoriji za termotehniku i energetiku Instituta za nuklearne nauke Vinča iz oblasti prenosa mase i toplote.

Objavio je 30 naučnih i stručnih radova, koji su saopšteni na domaćim i međunarodnim skupovima i simpozijumima, ili objavljena u domaćim i stranim naučnim časopisima.

Прилог 1.

## Изјава о ауторству

Потписани Ненад Црномарковић

број индекса

### Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Прилог моделирању просторне дистрибуције зрачења у ложишту котла за сагоревање угљеног праха

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 13.06.2012.

*Ненад Црномарковић*

Прилог 2.

## Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме: аутора Ненад Црномарковић

Број индекса

Студијски програм

Наслов рада: Прилог моделирању просторне дистрибуције зрачења у ложишту котла за сагоревање угљеног праха

Ментор: Проф. др Драган Туцаковић

Потписани Ненад Црномарковић

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 13.06.2012.

*Ненад Црномарковић*

### Прилог 3.

## Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Прилог моделирању просторне дистрибуције зрачења у ложишту котла за сагоревање угљеног праха

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 13.06.2012.

*Ненад Урнотарић*



1. Ауторство - Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.