

Mr Lajoš Tot,
dipl. inž.
Mr Panto Maslak,
potpukovnik, dipl. inž.
Vojnotehnički institut VJ,
Beograd

ISPITIVANJA UTICAJA BEZDIMENZIONALNIH GEOMETRIJSKIH PARAMETARA RAKETNOG MOTORA NA BRZINU SAGOREVANJA DVOBAZNOG RAKETNOG GORIVA

UDC: 621.45.07-6:662.6

Rezime:

Ova istraživanja obuhvatila su eksperimentalno i teorijsko proučavanje unutrašnjih balističkih karakteristika sa posebnim osvrtom na erozivnu brzinu sagorevanja u funkciji geometrijskih parametara sistema gorivo-motor. Eksperimentalna istraživanja izvedena su na definisanom dvobaznom raketnom gorivu DRG-X u namenski projektovanom opitnom motoru. Prikazani su eksperimentalni rezultati ispitivanja brzina sagorevanja (osnovna i erozivna) i izvedeni odgovarajući modeli zavisnosti brzina sagorevanja i koeficijenta erozije od geometrijskih parametara.

Ključne reči: raketno gorivo, brzina sagorevanja, bezdimenzionalni geometrijski parametri, erozivno sagorevanje, brzina strujanja gasa, koeficijent erozije.

INVESTIGATION OF THE ROCKET MOTOR DIMENSIONLESS GEOMETRIC PARAMETERS INFLUENCE ON THE BURNING RATE OF DOUBLE BASE PROPELLANT

Summary:

The investigation included experimental and theoretical studies of internal ballistic characteristics with a particular attention to erosive rate burning in function of propellant-motor system geometric parameters. Experimental investigations have been performed of the defined double base propellant. DRG-X, in a test motor specially designed for this purpose. The experimental results of burning rate (basic and erosive) are presented. Corresponding models of burning rates and erosion effects have been derived as well.

Key words: propellants, burning rate, dimensionless geometric parameters, erosive burning, gas rate, erosion coefficient.

Uvod

Težnja konstruktora raketnih motora jeste da se u motor smesti što više čvrstog goriva kako bi se povećao totalni impuls. Naročito je kod raketnih motora velikog potiska i kratkog vremena rada primetno odstupanje režima rada raketnog motora od proračunskog. Pojava početnog pika pritiska, zavisno od intenzi-

teta odstupanja, često izaziva i najteže posledice – razaranje pogonske grupe u početnom stadijumu rada raketnog motora. Radi toga neophodno je poznavati brzine sagorevanja dvobaznih raketnih goriva (DRG) u datim eksploatacionim uslovima.

U svetu je dosta izučavan uticaj brzine strujanja produkata sagorevanja na brzinu sagorevanja DRG [1, 2]. Cilj ovog

istraživanja je da se ispita uticaj bezdimenzionalnih geometrijskih parametara raketnog motora, promenom dužine pogonskog punjenja i kritičnog preseka mlaznika, na brzinu sagorevanja odgovarajućeg DRG.

Teorijska razmatranja

Jedna od osnovnih osobina raketnog goriva je njegova brzina sagorevanja, koje se obavlja po paralelnim slojevima. Brzina sagorevanja definisana je kao rastojanje koje pređe front plamena normalno na površinu sagorevanja u jedinici vremena.

Brzina sagorevanja DRG je funkcija sastava, uslova u komori sagorevanja i dinamike letelice [3]. Pod uslovima u komori sagorevanja podrazumevaju se: pritisak, početna temperatura pogonskog punjenja, temperatura produkata sagorevanja i brzina strujanja gasovitih produkata sagorevanja, koji se kreću paralelno sa površinom raketnog goriva. Brzina sagorevanja zavisi i od dinamike letelice, tj. od njenog ubrzanja i rotacije. Značajnije ugaone brzine letelice, veće brzine strujanja gasovitih produkata sagorevanja ili promene pritiska, mogu povećati osnovnu brzinu sagorevanja.

Zavisnosti brzine sagorevanja od sastava DRG, temperature i pritiska u komori sagorevanja (u_{sag}^o) nazivaju se „karakteristike linearne brzine sagorevanja“ [3]. Vjej je dao empirijski izraz za zakonitost brzine sagorevanja koje se i danas najčešće koristi u raketnoj tehnici:

$$u_{sag}^o = bP^n \quad (1)$$

Za merenje brzine sagorevanja raketnog goriva koristi se manometarska

bomba, Krafordova bomba i motori za balistička ispitivanja (MBI) [2]. U raketnoj tehnici koriste se poslednja dva metoda.

Pri određivanju brzine sagorevanja raketnog goriva za neki konkretni motor koriste se mali MBI sa pogonskim punjenjima u obliku šupljih cilindara sa približno neutralnim sagorevanjem. Usvajanjem malog odnosa dužina/prečnik pogonskog punjenja (L/D), kao i velikog odnosa površine za protok gasa/poprečna površina grla mlaznika (A_p/A_t), obično većem od 6, smatra se da se odstranjuju efekti „erozivnog sagorevanja“, tj. održava se brzina gasne struje ispod prazne vrednosti za erozivno sagorevanje.

U Krafordovoj bombi usled čeonog sagorevanja nema strujanja gasa uz površinu sagorevanja, pa je isključen uticaj erozije na ukupnu brzinu sagorevanja [3].

U traženju optimalnog rešenja konstruktori nastoje da konstrukciju motora približe sigurnosnoj granici, s obzirom na to da su ova sredstva namenjena za jednokratnu upotrebu. Tako zamišljena rešenja raketnih motora ne trpe veća odstupanja u režimu sagorevanja, a ako do tih odstupanja iz bilo kog razloga i dođe, tada obično dolazi do razaranja pogonske grupe na samom startu rada motora [4]. Već na prvim realizovanim konstrukcijama primećeno je da se režim sagorevanja ne podvrgava uvek zakonitosti koja je data jednačinom (1). Uočeno je da se u određenim uslovima javlja početni skok pritiska, koji često prelazi dozvoljeni pritisak za datu konstrukciju, i izaziva razaranje raketnog motora.

Analizom pojave početnog porasta pritiska, koji je znatno veći od proračunatog ravnotežnog pritiska, može se doći do zaključka da postoje određena ograničenja u odnosu određenih dimenzija ra-

ketnog motora, unutar kojih se režim sagorevanja pokorava navedenoj zakonitosti sagorevanja. Ograničenja su sadržana u:

- odnosu ukupne površine sagorevanja (A_{sag}) i slobodnog preseka za prolaz produkata sagorevanja (A_p), označenom kao bezdimenzionalni parametar K_i ;

- odnosu kritičnog preseka mlaznika (A_c) i slobodnog preseka za prolaz produkata sagorevanja, označenom kao bezdimenzionalni parametar J ;

- odnosu ukupne površine sagorevanja i kritičnog preseka mlaznika, označenom kao bezdimenzionalni parametar K_n .

U suštini ograničenja ukazuju na to da postoji neka kritična brzina produkata sagorevanja (granična brzina strujanja, v_{pr}), iznad čije vrednosti nastaje uvećanje brzine sagorevanja. U tom slučaju brzina sagorevanja (u_{sag}^*) data je izrazom:

$$u_{sag}^* = bP^n + \Delta u_{sag} \quad (2)$$

gde je Δu_{sag} poremećaj brzine sagorevanja kao funkcija protoka produkata sagorevanja.

Ovo saznanje navelo je mnoge autore [5, 6] da definišu poremećaj brzine sagorevanja kao funkciju brzine strujanja gasa, i to u strogo linearnoj zavisnosti datoj u oblicima:

$$u_{sag}^* = u_{sag}^o (1 + k_1 v_{ps}/v_{pr}); \quad (3)$$

$$i$$

$$u_{sag}^* = u_{sag}^o (1 + k_2 (v_{ps} - v_{pr})) \quad (4)$$

gde su k_1 i k_2 empirijske konstante, a v_{ps} brzina strujanja produkata sagorevanja.

Ovako definisan uticaj brzine strujanja na poremećaj brzine sagorevanja važi i danas, mada je verovatnije da on nije linearan.

Lenoir i Robillard [7] su u svom radu predložili metod proračuna poremećaja brzine sagorevanja, kao funkciju promene koeficijenta prenosa toplote sa gasa na površinu koja sagoreva.

Green [5] je erozivnu brzinu sagorevanja povezao sa masenom brzinom isticanja (G) po jedinici površine preseka neposredno uz pogonsko punjenje:

$$u_{sag}^* = u_{sag}^o (1 + G/G^*) \quad (5)$$

gde je G^* kritična vrednost masene brzine isticanja u kritičnom preseku mlaznika.

Odnos između brzine sagorevanja sa i bez erozije zove se erozivni odnos ε [1]:

$$\varepsilon = u_{sag}^*/u_{sag}^o \quad (6)$$

Osnovna karakteristika režima sagorevanja je da DRG sagoreva u paralelnim slojevima ravnomerno po celoj površini. Proces emisije gasa iz zone plamena je takav da formirani tok produkata sagorevanja ne utiče na proces sagorevanja u slojevima preko kojih prelazi, bez obzira na to što se za neko dovoljno dugo punjenje brzina produkata sagorevanja povećava od vrednosti nula, na početku punjenja, do maksimalne predviđene vrednosti [4].

Razmatra se cilindrično punjenje koje sagoreva po unutrašnjem ($D_{un,p}$) i spoljnjem prečniku ($D_{sp,p}$). Režim promene brzine strujanja produkata sagorevanja zavisi od emisije gasa sa površine sagorevanja, koja predstavlja neku površinu sa beskonačno mnogo gasnih izvora (slika 1) [4].

Brzina strujanja produkata sagorevanja (v_{ps}), u komori raketnog motora unutrašnjeg prečnika D_m , ima na početku vrednost nula i povećava se do svoje

maksimalne vrednosti (v_{max}). Priraštaj brzine strujanja biće [4]:

$$d_{ps}^v = \frac{\rho_c}{\rho_{ps}} \frac{u_{sag}^*}{A_p} dA_{sag} \quad (7)$$

gde je:

ρ_c – gustina čvrste faze,

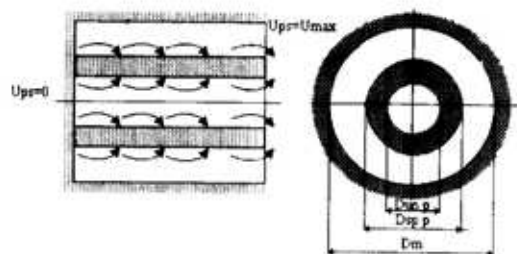
ρ_{ps} – gustina produkata sagorevanja,

u_{sag} – ukupna brzina sagorevanja,

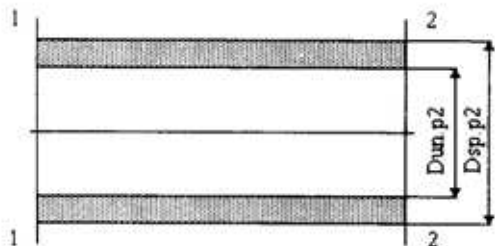
A_p – površina slobodnog preseka za protok gasa,

A_{sag} – površina sagorevanja.

Zavisno od intenziteta promene emisije gasa raste brzina strujanja produkata sagorevanja, koja pri određenoj vrednosti remeti pojedine zone sagorevanja smanjujući njihovu debljinu i izaziva primicanje fronta plamena ka površini koja sagoreva, što izaziva i promenu brzine sagorevanja. Kod dovoljno dugačkih pogonskih punjenja $D_{sp,p2} < D_{sp,p1}$, odnosno, $D_{un,p2} > D_{un,p1}$ (slika 2) [4].



Sl. 1 – Proces strujanja produkata sagorevanja



Sl. 2 – Pogonsko punjenje

Ako brzina strujanja ne pređe graničnu vrednost (zove se granična brzina) koja znatno utiče na poremećaj navedenih zona, njen uticaj na promenu brzine sagorevanja je zanemarljiv. Na osnovu toga i analize procesa sagorevanja može se zaključiti da na poremećaj brzine sagorevanja DRG mogu da utiču [4]:

– brzina strujanja produkata sagorevanja,

– debljina gasne zone,

– koeficijent prenosa toplote, odnosno intenzitet toplotnog fluksa, usmerenog ka površini sagorevanja,

– dimenzije pogonskog punjenja i motora, izražene preko unutrašnjebalističkih parametara.

Za stacionarni režim sagorevanja mora biti zadovoljena jednačina kontinuiteta, odnosno da je količina formiranog gasa (M_{for}) jednaka količini gasa koja opstrujava površinu sagorevanja (M_{str}) [4]:

$$M_{for} = M_{str} \quad (8)$$

pri čemu je:

$$dM_{for} = bP^n \rho_c dA_{sag} \quad (9)$$

$$dM_{str} = A_p \rho_{ps} dv_{ps} \quad (10)$$

Brzina strujanja produkata sagorevanja je:

$$v_{ps} = \frac{A_{sag}}{A_p} \frac{\rho_c}{\rho_{ps}} bP^n \quad (11)$$

Ukupna brzina sagorevanja je:

$$u_{sag}^* = \epsilon u_{sag}^0 \quad (12)$$

gde je u_{sag}^0 brzina sagorevanja pri $\epsilon = 1,0$

Uzimajući u obzir da je:

$$\frac{A_{\text{sag}}}{A_p} = K_i \quad \text{i} \quad u_{\text{sag}}^* = \epsilon u_{\text{sag}}^{\circ} \quad (13)$$

brzina strujanja produkata sagorevanja biće:

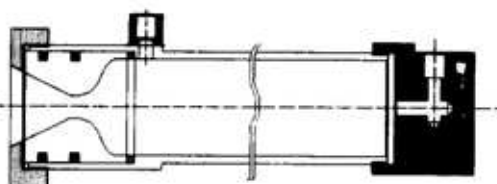
$$v_{\text{ps}} = \epsilon b P^{n-1} K_i \frac{\rho_c R_o}{gM} T_{\text{sag}} \quad (14)$$

gde je M molekulska masa produkata sagorevanja, a T_{sag} temperatura produkata sagorevanja.

Rezultati eksperimentalnih istraživanja

Istraživanja su izvršena u namenski projektovanom opitnom motoru koji je šematski prikazan na slici 3.

Praćenje erozivnog sagorevanja izvedeno je sa pogonskim punjenjima od DRG-X [8] koja se sastoji iz 22 barutne cevčice, spoljašnjeg prečnika 5,55 mm i unutrašnjeg prečnika 3,95 mm različitih dužina, koje su sa jednog kraja zatvorene metalnim držačima. Obrada dobijenih dijagrama $P = f(t)$ rađena je prema [9]. Rezultati ispitivanja brzine sagorevanja dati su za različite geometrijske parametre, K_n , A_p/A_t i K_i , u širokom dijapazonu kritičnog preseka mlaznika. Dobijeni eksperimentalni rezultati prikazani su u tabelama 1 do 5 i grafički na slikama od 4 do 22.



Sl. 3 – Ovitni motor

U tabelama 1, 2 i 3 d^* je prečnik mlaznice a P_c radni pritisak u komori motora.

Rezultati ispitivanja brzine sagorevanja, prikazani u tabelama 1, 2 i 3, predstavljaju srednje vrednosti dobijene iz tri merenja. Za K_i date su najveće vrednosti.

Karakteristični oblici nekih od dobijenih dijagrama $P = f(t)$, na 20°C, za dve granične dužine pogonskog punjenja (190 i 79 mm) i različite K_n dati su na slikama 4 i 5 [8].

Zavisnosti brzine sagorevanja od P , K_n i A_p/A_t pri raznim K_i (odnosno dužinama punjenja) na 50, 20 i -30°C, prikazane su na slikama 6, 7, 8, 9, 10, 11 i 12 respektivno.

Regresivnom analizom zavisnosti $u_{\text{sag}} = f(P)$, u modelu oblika $u_{\text{sag}} = bP^n$, dobijeni su na svim ispitivanim temperaturama, koeficijenti b i n , kao i koefici-

Tabela 1

Rezultati ispitivanja brzine sagorevanja na 20°C

Dužina cevčice (mm)	d_t (mm)	P_c (bar)	u_{sag} (mm/s)	K_n	A_p/A_t	K_i
79	12,8	400,9	40,43	405	5,015	80
	13,1	355,6	37,51	387	4,788	
	14,3	217,9	27,58	325	4,02	
	15,2	167,1	23,81	287	3,556	
	16,7	116,3	20,41	238	2,945	
	18,2	83,0	18,25	200	2,48	
100	14,3	463,5	45,45	410	4,02	100
	15,1	237,6	31,2	324	3,6	
	17,3	164,6	25,6	280	2,745	
	18,8	135	23,6	237	2,324	
	20,6	92,1	19,74	198	1,936	
	20,6	92,1	19,74	198	1,936	
165	18,5	539,4	55,06	404	2,4	165
	20	369,2	44,28	346	2,054	
	20,9	279,2	37,04	316	1,88	
	23,9	153	29,2	242	1,438	
	23,9	153	29,2	242	1,438	
190	20	605,2	62,18	398	2,054	190
	20,9	476,4	54,31	364	1,88	
	22,4	343,9	47,26	317	1,637	
	23,9	241,7	38,59	279	1,438	
	25,1	197,3	34,79	253	1,304	
	26,9	160,4	33,06	220	1,135	
	26,9	160,4	33,06	220	1,135	

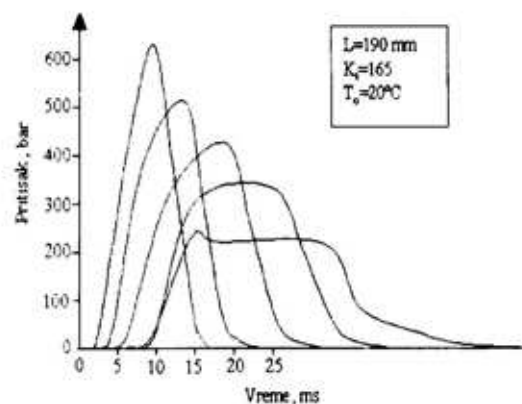
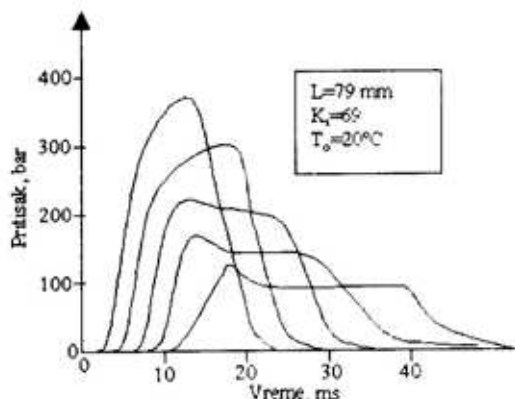
Tabela 2

Rezultati ispitivanja brzine sagorevanja na -30°C

Dužina cevčice (mm)	d_t (mm)	p_c (bar)	u_{sag} (mm/s)	K_n	A_p/A_t	K_i
79	12,8	238,3	25	405	5,015	80
	13,1	214,4	24,2	387	4,788	
	14,3	151	20,1	325	4,02	
	15,2	125,3	18,4	287	3,556	
	16,7	90,2	16,48	238	2,945	
	18,2	68,6	14,68	200	2,48	
130	16,4	299,5	30,93	405	3,054	130
	17	246,5	26,78	378	2,843	
	18,5	167,7	22,35	318	2,400	
	19,7	125,6	19,7	281	2,117	
	21,2	112,6	19,42	242	1,828	
	23,3	82,7	17,54	201	1,513	
165	18,5	320,2	38,22	404	2,400	165
	20	241,6	30,46	346	2,054	
	20,9	191,6	27,1	316	1,88	
	22,1	157,4	24,05	283	1,682	
	23,9	129	22,1	242	1,438	
	25,1	104,4	20,4	220	1,304	
190	20	373,2	40,8	398	2,054	190
	20,9	285,4	35,82	364	1,88	
	22,4	225,1	31,83	317	1,637	
	23,9	170,8	27	279	1,438	
	25,1	144,6	25,42	253	1,304	
	26,9	122,3	25,05	220	1,135	

jenti korelacije (R^2) i prikazani su u tabeli 4.

Regresivnom analizom zavisnosti $u_{\text{sag}} = f(K_n)$, u modelu oblika $u_{\text{sag}} = cK_n^d$, dobijeni su, na svim ispitivanjima

Sl. 4 – Karakteristični oblici krivih $P = f(t)$ Sl. 5 – Karakteristični oblici krivih $P = f(t)$

temperaturama, koeficijenti c i d i dati su u tabeli 5.

Tabela 3

Rezultati ispitivanja brzine sagorevanja na 50°C

Dužina cevčice (mm)	d_t (mm)	p_c (bar)	u_{sag} (mm/s)	K_n	A_p/A_t	K_i
79	12,8	536,6	53,57	405	5,015	80
	13,1	500,1	51,28	387	4,788	
	14,3	301,2	37,27	325	4,02	
	15,2	223,0	31,52	287	3,556	
	16,7	123,6	21,2	238	2,945	
	18,2	86,4	19,5	200	2,48	
100	14,3	571,7	57,58	410	4,02	100
	14,9	479,5	53,67	377	3,7	
	16,1	304,7	40	324	3,169	
	17,3	229,3	31,62	280	2,745	
	18,8	136,1	24,24	237	2,324	
	20,6	90,9	20,51	198	1,936	
130	16,4	578,6	61,22	405	3,054	130
	17	532,3	55,57	378	2,843	
	18,5	333,1	42,1	318	2,4	
	19,7	233,3	35,2	281	2,117	
	21,2	164,2	29,23	242	1,828	
	23,3	113,4	24,24	201	1,513	
165	18,5	757,2	80,56	404	2,4	165
	20	515	59,42	346	2,054	
	20,9	417,3	53,36	316	1,88	
	22,1	312,4	45,94	283	1,682	
	23,9	206,4	38,1	242	1,438	
	25,1	185,1	37,61	220	1,304	
190	20	862,2	90,43	398	2,054	190
	22,4	507,7	64,88	317	1,637	
	23,9	387	56,6	279	1,438	
	25,1	313,9	54,06	253	1,304	
	26,9	236,3	46,54	220	1,135	

Vrednosti koeficijenta b i n u modelu oblika $u_{\text{sag}} = bP^n$

K_i	b, mm/sbar			n			R^2		
	50°C	20°C	-30°C	50°C	20°C	-30°C	50°C	20°C	-30°C
80	1,3984	1,767	2,3304	0,5776	0,5172	0,4327	0,991	0,9858	0,9939
100	1,4041	1,856	-	0,5846	0,5184	-	0,9911	0,9968	-
130	1,7121	-	2,4683	0,5565	-	0,4361	0,9956	-	0,9778
165	2,2628	2,2655	1,500	0,5297	0,5036	0,5539	0,9773	0,987	0,9815
190	2,9077	2,6747	2,554	0,5042	0,4897	0,4661	0,983	0,9941	0,9807

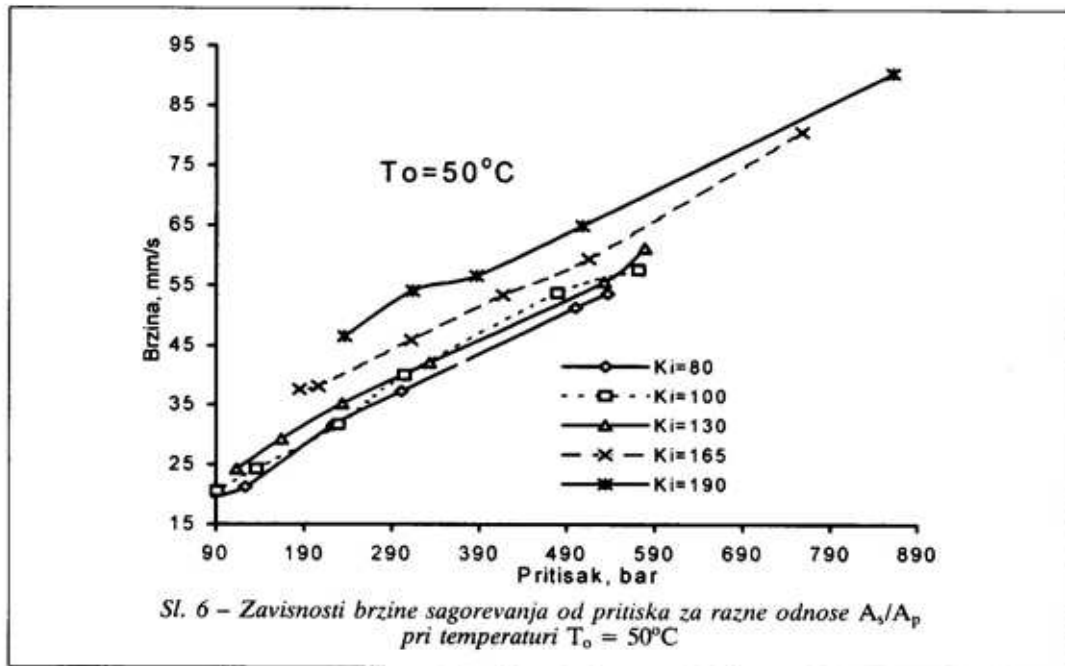
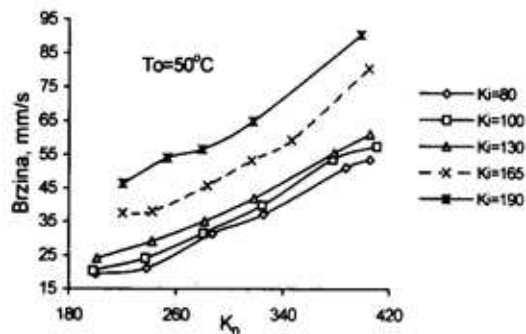
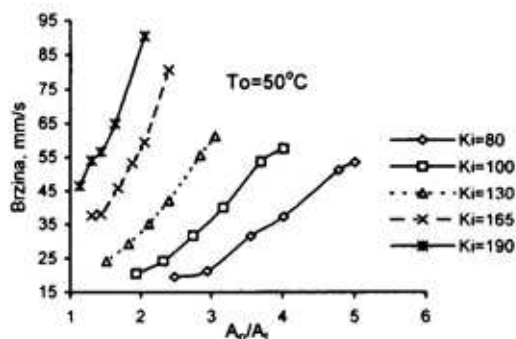


Tabela 5

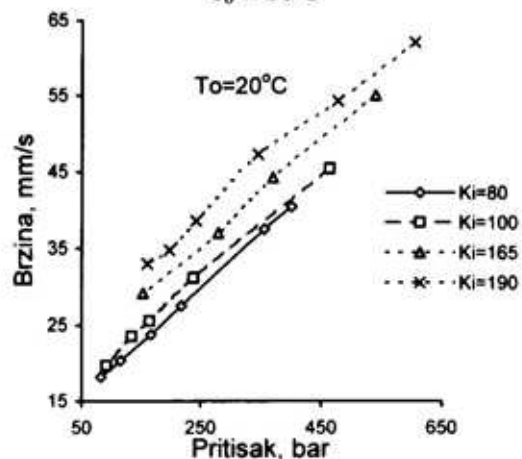
Vrednosti koeficijenta c i d u modelu oblika $u_{\text{sag}} = cKn^d$

K_i	c			d		
	50°C	20°C	-30°C	50°C	20°C	-30°C
80	0,0052	0,0399	0,2602	1,5369	1,1431	0,7574
100	0,0070	0,0525	-	1,4992	1,1133	-
130	0,0181	-	0,278	1,3498	-	0,7711
165	0,0397	0,0322	0,0902	1,2606	1,2354	0,9986
190	0,1217	0,0745	0,2215	1,0979	1,1187	0,8638

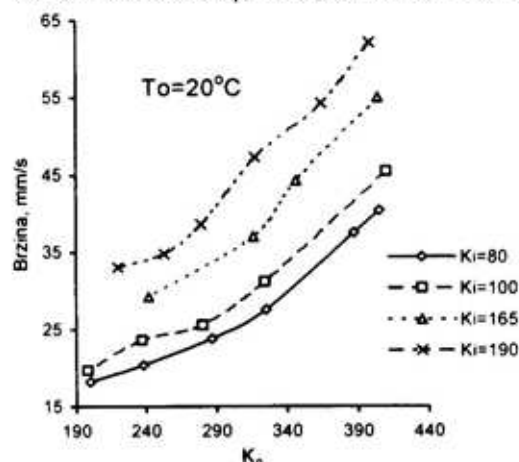




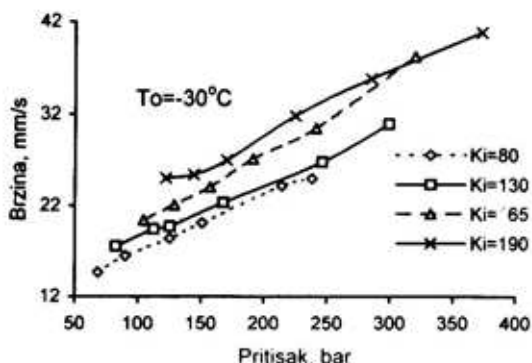
Sl. 8 - Zavisnosti brzine sagorevanja od odnosa A_p/A_t za razne odnose A_s/A_p pri temperaturi $T_0 = 50^\circ\text{C}$



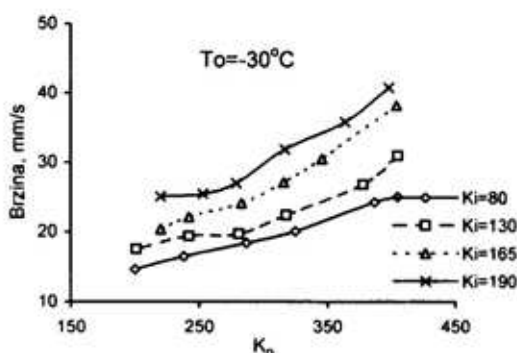
Sl. 9 - Zavisnosti brzine sagorevanja od pritiska za razne odnose A_s/A_p pri temperaturi $T_0 = 20^\circ\text{C}$



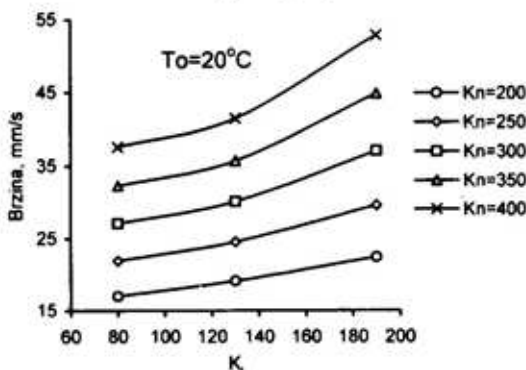
Sl. 10 - Zavisnosti brzine sagorevanja od odnosa A_s/A_t za razne odnose A_s/A_p pri temperaturi $T_0 = 20^\circ\text{C}$



Sl. 11 - Zavisnosti brzine sagorevanja od pritiska za razne odnose A_s/A_p pri temperaturi $T_0 = -30^\circ\text{C}$

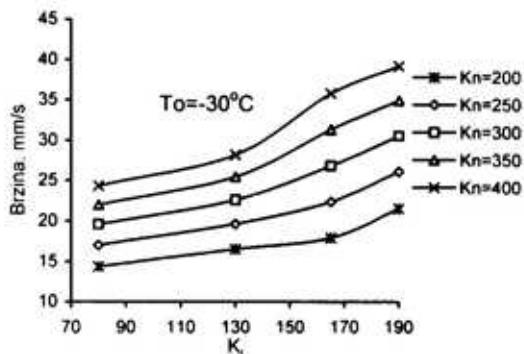


Sl. 12 - Zavisnosti brzine sagorevanja od odnosa A_s/A_t za razne odnose A_s/A_p pri temperaturi $T_0 = -30^\circ\text{C}$

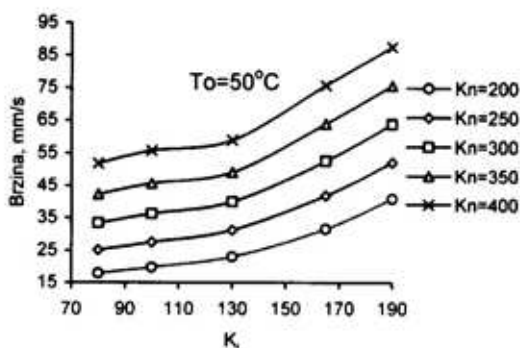


Sl. 13 - Zavisnost brzine sagorevanja od odnosa A_s/A_p pri konstantnim odnosima $K_n = A_s/A_t$ pri $T_0 = 20^\circ\text{C}$

Zavisnosti brzine sagorevanja od dužine pogonskog punjenja, pri konstantnom K_n (a za $K_n = 200, 250, 300, 350$ i



Sl. 14 – Zavisnost brzine sagorevanja od odnosa A_s/A_p pri konstantnim odnosima $K_n = A_s/A_t$ pri $T_o = -30^\circ\text{C}$



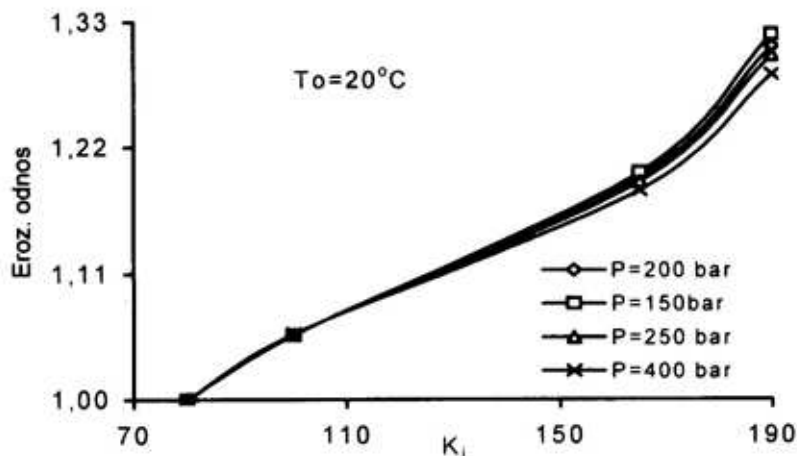
Sl. 15 – Zavisnost brzine sagorevanja od odnosa A_s/A_p pri konstantnim odnosima $K_n = A_s/A_t$ pri $T_o = 50^\circ\text{C}$

400), dobijenih regresivnom analizom, metodom najmanjih kvadrata na osnovu eksperimentalnih podataka za radne temperature od -30°C , 20°C i 50°C , prikazane su na slikama 13, 14 i 15 respektivno.

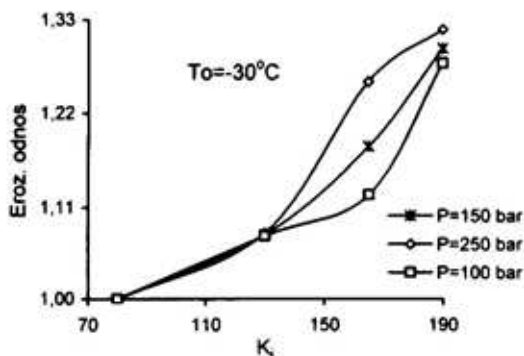
Ako se usvoji pretpostavka da je brzina sagorevanja pri malim vrednostima K_i (npr. $K_i = 80$) u stvari linearna brzina sagorevanja bez erozije (u_{sag}^o), tada su brzine sagorevanja pri većim vrednostima K_i uz učešće erozije (u_{sag}^*). Usvajanje ove pretpostavke omogućava formiranje erozivnog odnosa ε – jednačina (12).

Zavisnosti erozivnog odnosa od K_i , pri konstantnom pritisku, na svim ispitivanim temperaturama, prikazane su na slikama 16, 17 i 18.

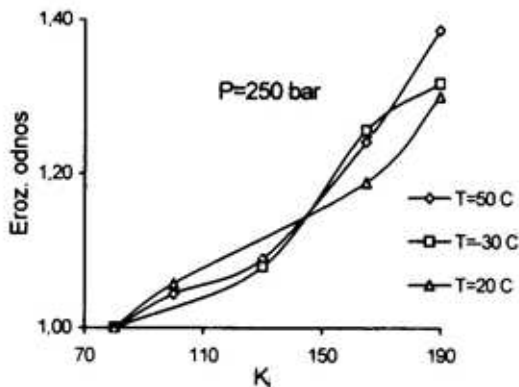
Zavisnosti erozivnog odnosa od K_i , za konstantne K_n , na 50°C , prikazane su na slici 19. Zavisnost erozivnog odnosa od K_i , pri konstantnom pritisku od 250 bara, na svim ispitivanim temperaturama prikazana je na slici 20.



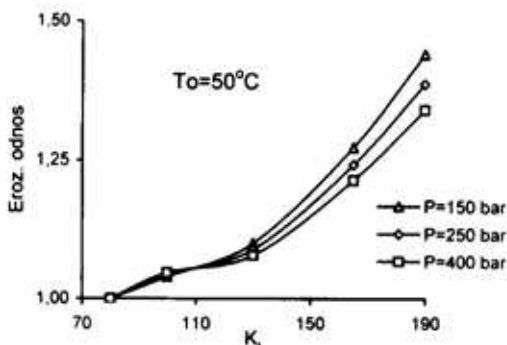
Sl. 16 – Zavisnosti erozivnog odnosa od $K_i = A_s/A_p$ za razne pritiske na $T_o = 20^\circ\text{C}$



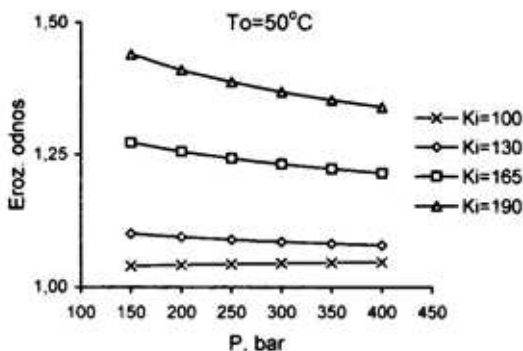
Sl. 17 – Zavisnosti erozivnog odnosa od $K_i = A_i/A_p$ za razne pritiske na $T_0 = -30^\circ\text{C}$



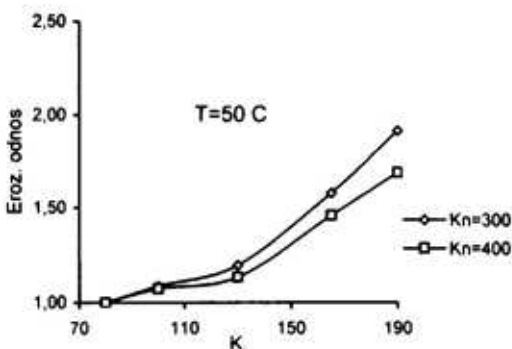
Sl. 20 – Zavisnost erozivnog odnosa od bezdimenzionalnog geometrijskog parametra K_i pri $P = 250$ bar



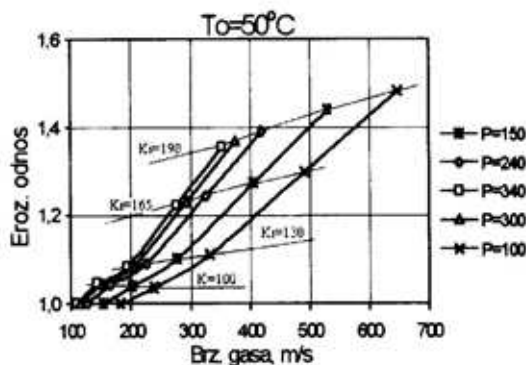
Sl. 18 – Zavisnosti erozivnog odnosa od $K_i = A_i/A_p$ za razne pritiske na $T_0 = 50^\circ\text{C}$



Sl. 21 – Zavisnost erozivnog odnosa od pritiska pri $K_i = \text{konst.}$ i $T_0 = 50^\circ\text{C}$



Sl. 19 – Zavisnosti erozivnog odnosa od bezdimenzionalnog geometrijskog odnosa K_i pri $K_n = 300$ i 400 na $T_0 = 50^\circ\text{C}$



Sl. 22 – Zavisnost erozivnog odnosa od brzine strujanja gasa u komori raketnog motora

Zavisnost erozivnog odnosa od P pri konstantnim K_i , na 50°C prikazana je na slici 21.

Regresivnom analizom funkcionalne zavisnosti $\varepsilon = f(P)$, u modelu oblika $\varepsilon = eP^f$, dobijena su rešenja sistema jednačina linearne regresije i prikazana u tabeli 6.

Zavisnost erozivnog odnosa od brzine strujanja gasa – jednačina (14), pri konstantnim P, na 50°C prikazana je na slici 22. Vrednost za T_{sag} (u jednačini 19) izračunata je pomoću termohemijskog proračuna i iznosi 2882 K.

Tabela 6

Vrednosti koeficijenta e i f u modelu oblika $\varepsilon = eP^f$ na 50°C

K_i	e	f
	50°C	50°C
80	-	-
100	1,00	0,007
130	1,2243	-0,0211
165	1,620	-0,0479
190	2,081	-0,0734

Analiza rezultata eksperimentalnih ispitivanja

Iz eksperimentalnih rezultata prikazanih u tabelama 1, 2 i 3, kao i sa slikom 6, 7, 8, 9, 10, 11 i 12 na svim ispitivanim temperaturama, vidi se trend porasta brzine sagorevanja u funkciji P, K_n , odnosno A_p/A_t sa porastom K_i (odnosno povećanjem dužine pogonskog punjenja).

Iz table 4 uočava se da je vrednost eksponenta n u modelu $u_{sag} = bP^n$ najveća na 50°C, a najmanja na -30°C. Takođe, uočava se (na 50 i 20°C) trend smanjenja eksponenta n sa porastom K_i , što je povoljna karakteristika pri projektovanju impulsnih motora.

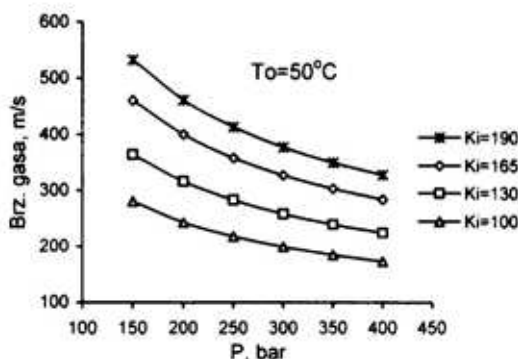
Iz tabela 4 i 5 vidi se da je vrednost eksponenta n u modelu $u_{sag} = bP^n$, odnosno eksponenta d u modelu oblika $u_{sag} = cK_n^d$, najveća na 50°C, a najmanja na -30°C.

Pretpostavljajući da je brzina sagorevanja pri malim vrednostima K_i (npr. $K_i = 80$) linearna brzina sagorevanja bez erozije (u_{sag}^0), omogućeno je formiranje erozivnog odnosa ε , prema jednačini (12).

Iz zavisnosti erozivnog odnosa od K_i pri konstantnom pritisku, slike 16 i 18, na 20 i 50°C, vidi se da erozivni odnos raste sa smanjenjem pritiska, dok je na -30°C situacija obrnuta, tj. erozivni odnos raste sa porastom pritiska.

Iz zavisnosti erozivnog odnosa od K_n pri konstantnom K_n , slika 19, za 50°C, vidi se da erozivni odnos raste sa smanjenjem K_n .

Na osnovu rezultata iz table 6 i korišćenjem jednačine (14) izračunata je brzina gasa (u_{ps}) u funkciji pritiska na definisanim K_i , slika 23. Sa slike se vidi, na datom K_i , da sa porastom pritiska opada brzina strujanja gasa. Pri konstantnom pritisku, sa porastom K_i , raste i brzina strujanja gasa.



Sl. 23 – Zavisnost brzine gasa od pritiska za razne K_i na $T_o = 50^\circ\text{C}$

Zaključak

Povećanjem bezdimenzionalnog geometrijskog parametra K_i na vrednost preko 130 dolazi do znatnog porasta brzine strujanja produkata sagorevanja, što uslovljava prirast brzine sagorevanja, a izražava se preko erozivnog odnosa ε , koji ide i preko 150%.

Iz funkcionalne zavisnosti erozivnog odnosa i bezdimenzionalnog geometrijskog parametra K_i , pri konstantnom pritisku na radnim temperaturama od 20°C i 50°C zaključuje se da erozivni odnos raste smanjenjem pritiska. Pri radnoj temperaturi od -30°C situacija je obrnuta – erozivni odnos raste sa porastom pritiska.

Efekat prirasta brzine sagorevanja u erozivnom području gorenja praktično bi se mogao iskoristiti pri projektovanju pogonskih punjenja raketnih motora.

Budućim radovima na uporednim ispitivanjima različitih raketnih goriva, u

približno istim uslovima, moglo bi se doći do informacije o njihovoj erozivnoj osetljivosti, a njihovim upoređenjem dobio bi se podatak koji bi pomogao pri izboru raketnog goriva radi primene u konkretnim raketnim motorima.

Literatura:

- [1] Wimpres, R.: Internal Ballistics of Solid-Fuel Rockets, New York, McGraw-Hill Book Company, 1950.
- [2] Huggett, C., Bartley, C., Mills, M.: Solid propellant rockets, Princeton, New Jersey, 1960.
- [3] Mamula, Lj.: Analiza i proračun performansi raketnog motora sa čvrstom pogonskom materijom, Kumulativna naučno-tehnička informacija, VTI KoV JNA, 13, 1979.
- [4] Drašković, D.: Uticaj nekih parametara na poremećaj brzine sagorevanja čvrstog homogenog raketnog goriva. Naučno-tehnički pregled, VTI KoV JNA, br. 3, 1974.
- [5] Green, L.: Erosive burning of some composite solid propellant, Jet Propulsion, Vol. 24., 1954.
- [6] Macklund, T., Lake, A.: Experimental investigation of propellant erosion, ARS, Vol. 30., No. 2., 1960.
- [7] Lenoir, J., Robillard, G.: A mathematical method to predict the effect of erosive burning in solid propellant rockets, 6-th Symposium on Combustion, New York, Reinhold publ. corporation, 1956.
- [8] Tot, L.: Tehnički izveštaj, TI-004-01-0032, Vojnotehnički institut KoV VJ, Beograd, 1993.
- [9] Kobilarev, M.: Metode obrade podataka osnovnih mernih parametara raketnih motora na čvrsto gorivo, Naučno-tehnički pregled, VTI KoV JNA, br. 10, 1982.

CIKLIČNO POMERANJE OSE ROTACIJE USISNOG VRTLOGA TOKOM USISAVANJA I KOMPRESIJE MOTORA SUS

UDC: 621.434:532.517

Rezime:

U ovom radu prezentirani su neki inicijalni rezultati evolucije strujnog polja u komori za sagorevanje oto-motora, kao posledica ustrujavanja fluida kroz ventilski sklop koji se sastoji od usisnog kanala i pokretnog ventila. Rezultati su dobijeni pomoću višedimenzionalnog modeliranja nereaktivnog strujanja u komplikovanoj geometriji sa pokretnim granicama. Od velikog broja dobijenih rezultata (oko 2400 dijagrama) prezentirani su samo relevantni za izvođenje zaključaka. Strujno polje je izuzetno komplikovano i u celini trodimenzionalno. Dobijene su interesantne informacije, posebno sa aspekta pojave reverzibilnog TB vrtloga i pomeranja ose njegove rotacije za vreme usisavanja iz zone izduvnog ventila u zonu usisnog ventila, i potpuno suprotnog pomeranja za vreme kompresije iz zone usisnog ventila u zonu izduvnog ventila. Maksimalni intenzitet turbulencije u blizini UMT nalazi se u zoni ispod usisnog ventila, dok za vreme kompresije egzaktno prati lokaciju ose rotacije reverzibilnog TB vrtloga.

Ključne reči: motor SUS, modeliranje, strujanje.

CYCLIC DISPLACEMENT OF THE REVERSE TUMBLE AXIS OF ROTATION DURING INDUCTION AND COMPRESSION IN THE INTERNAL COMBUSTION ENGINE

Summary:

In this paper some initial results concerning the evolution of the fluid flow pattern in the combustion chamber of i.c. engine imposed by fluid ingress through the port/valve intake assembly were presented. The results were obtained by multidimensional modeling of nonreactive flow in arbitrary geometry with moving boundaries. A large amount of results was obtained (app. 2400 plots) and only a few relevant ones were selected. The fluid flow pattern is extremely complicated and entirely three-dimensional. Some interesting results were encountered, concerning reverse tumble and its center of rotation shifting from the exhaust valve zone to the intake valve zone during induction stroke and vice versa, from the intake valve zone to the exhaust valve zone during compression. In the vicinity of BDC the maximum turbulence intensity is located beneath the intake valve while during compression it pursues entirely the displacement of the reverse tumble axis of rotation.

Key words: i.c. engine, modeling, flow.

Uvod

Rezultati istraživanja prezentirani u ovom radu predstavljaju samo jedan seg-

ment šireg istraživanja uticaja različitih oblika makrostrujanja na oblik fronta plamena i brzinu njegovog prostiranja kroz nesagorelu smešu. Neki rezultati

istraživanja izolovanog i sinergičkog uticaja radijalnog i vihornog strujanja već su publikovani [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10]. Međutim, uticaj trećeg oblika makrostrujanja, tj. prevrtanja inicijalne struje i formiranja vrtloga oko ose upravne na vertikalnu ravan preseka oba ventila (u glavnom y-ose) (u daljem tekstu TB vrtlog – Tumble) nije razmatrano. S druge strane, neka istraživanja u svetu [11, 12, 13, 14, 15] pokazuju da je treći oblik makrostrujanja, tj. TB vrtlog, jedan od ključnih faktora povećanja, kako specifične snage i ekonomičnosti, tako i smanjenja emisije CO i HC (18% i 25% respektivno [16]) i NO (sa EGR do 80% [17]) modernih motora sa viševentilskim sistemima. Naime, iz teorije o turbulenciji poznato je da vrtložno vlakno pod kompresijom smanjuje svoju dužinu i promovise rotacionu brzinu oko svoje ose, tj. kretanje je na većoj skali („spin-up“ efekat) [18]. Može se pretpostaviti da se TB vrtlog ponaša po istim zakonitostima, tj. da dobro oformljeni TB vrtlog u blizini UMT u toku takta kompresije svojom destrukcijom generiše veći intenzitet turbulencije i veću integralnu dužinsku skalu turbulencije u blizini SMT, što za sobom povlači smanjenje vremena formiranja jezgra plamena i veću brzinu prostiranja razvijenog plamena u kasnijoj fazi [19]. Neosporavanjem ovakve logike dolazi se do zaključka da je idealizovani oblik strujnog polja u blizini UMT dobro oformljeni TB vrtlog visokog intenziteta. Kvantitativna i kvalitativna karakterizacija strujnog polja za vreme usisavanja, kao i analiza geometrijskog sklopa kanala i ventila sa aspekta odstupanja od idealizovanog oblika strujnog polja, bili su glavni predmet istraživanja prikazanog u ovom radu.

Modeliranje nereaktivnog strujanja

Kako su analize ovakvog tipa, zbog eksplicitnog obuhvatanja geometrije, prirodno inherentne višedimenzionalnom numeričkom modeliranju nereaktivnih strujanja, sasvim je logično što je takav pristup primenjen i u ovom radu. Međutim, iako višedimenzionalni modeli formalno zahtevaju samo definisanje inicijalnih i graničnih uslova, njihova primena je vrlo komplikovana i podrazumeva čitav niz pretpostavki i uprošćenja kao što su:

- 3D konzervacioni oblik jednačina, koje opisuju nestacionarno turbulentno strujanje nereaktivnog kompresibilnog fluida, rešen je na relativno finoj kompjuterskoj mreži (42.000 – 82.000 ćelija) u fizičkom domenu ALE (Arbitratdž Lagrange-Eulerian) postupkom [20, 21, 22];

- turbulencija je modelirana fenomenološki (standardni $k - \epsilon$ model turbulencije);

- difuzija se ponaša po Fickovom zakonu;

- za izračunavanje tenzora napona i toplotnih flukseva primenjene su „zidne funkcije“, tj. granični uslovi su primenjeni u blizini, a ne na samom zidu;

- za toplotne flukseve primenjena je Reynoldsova analogija;

- ventili su tretirani kao interne prepreke na kompjuterskoj mreži;

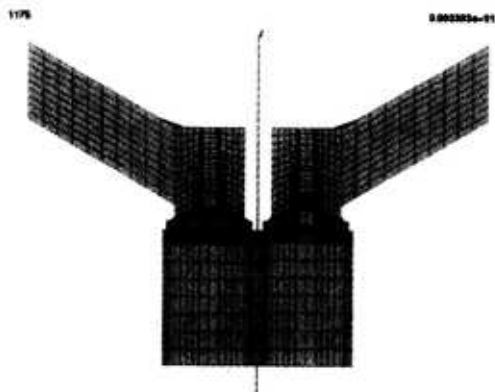
- izračunavanja su izvršena samo za takt usisavanja.

Rezultati istraživanja

Analiza strujnog polja tokom usisavanja zasnovana je na geometrijskoj konfiguraciji prikazanoj na slikama 1 i 2. Evidentno je da je komora za sagorevanje u obliku cilindra (najjednostavniji oblik) sa vertikalno postavljenim ventilima.



Sl. 1 – Perspektivni izgled razmatrane geometrijske konfiguracije sa ventilima

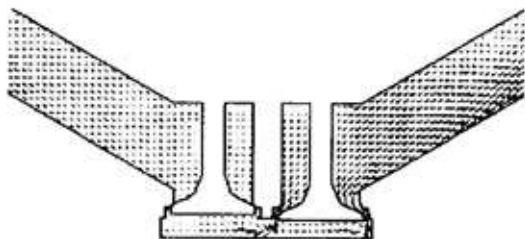


Sl. 2 – Poprečni presek geometrijske konfiguracije u x-z ravni, $y = 0$ na 60°KV posle SMT, sa kompjuterskom mrežom

kanala) mogu videti na slikama 1 i 2. Početak otvaranja usisnog ventila je postavljen na 10°KV pre SMT, a zatvaranje na 190°KV posle SMT.

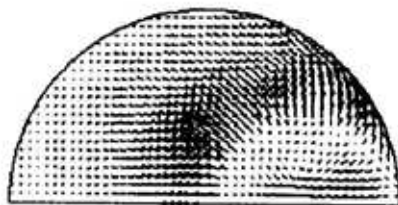
Strujno polje u sve tri ravni, predstavljeno u obliku vektora, na samom početku usisavanja (15°KV posle SMT i hod ventila $H_v = 0,35$ cm) prikazano je na slikama 3, 4 i 5.

Sa slike 3 vidi se da usisna struja udara u čelo klipa, povija se i polako formira vrtlog oko y-ose u smeru kretanja



Sl. 3 – Strujno polje u x-z ravni, $y = 0$, na 15°KV posle SMT

Sl. 4 – Strujno polje u y-z ravni, $x = 2$ cm, na 15°KV posle SMT (zona usisnog ventila)

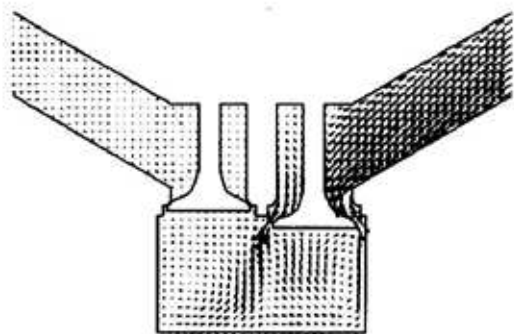


Sl. 5 – Strujno polje u x-y ravni, $z = 9$ cm, na 15°KV posle SMT

Osnovni podaci su odnos hoda i prečnika cilindra $S/D = 9,55$ cm/ $9,843$ cm, prečnik oba identično oblikovana ventila $D_v = 3,38$ cm, zazor između klipa i glave $SG = 2$ mm, broj obrtaja motora $N = 2000$ min^{-1} i kvalitet smeše $\lambda = 1$. Neophodno je, takođe, napomenuti da je maksimalni hod ventila $0,82$ cm (na 90°KV posle SMT), dok se ostali geometrijski podaci (lokacija i oblik ventila i

kazaljke na satu. Na samom startu evidentna je asimetričnost strujne slike, jer usisna struja, zbog blizine zida cilindra, udara u zid i takođe počinje da formira vrtlog oko $y = \text{const.}$ ose u istom smeru. Interesantni rezultati dobijaju se sa slike 4 koja prikazuje strujno polje u y - z ravni za $x = 2$ cm (presek kroz usisni ventil). Zbog veće udaljenosti zida cilindra veći deo usisne struje udara o čelo klipa i dolazi do separacije struje, tj. do formiranja četiri vrtloga, dva po obodu pečurke ventila i dva u zoni između glave i čela klipa, pri čemu je intenzitet ovih drugih veći. Egzistencija vrtloga i separacija struje uočavaju se i na slici 5 koja prikazuje strujno polje u x - y ravni za $z = 9$ cm (vektori većeg intenziteta unutar zone separacije struje). Daljim pomeranjem klipa ka UMT (75°KV posle SMT), kao i povećanjem hoda ventila ($H_v = 0,77$ cm) i elevacije usisne struje dolazi do pojave formiranja reverzibilnog TB vrtloga sa centrom rotacije u zoni ispod izduvnog ventila (slika 6).

Istovremeno dolazi i do pojačanja intenziteta vrtloga u zoni između zida i pečurke usisnog ventila, što rezultira separacijom struje, promenom smera strujanja u pravcu reverzibilnog TB vrtloga i porasta njegovog intenziteta. Vrtlozi u

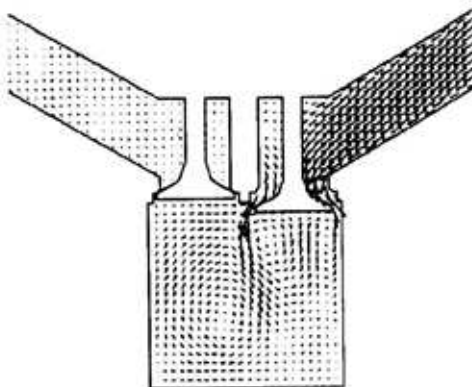


Sl. 6 – Strujno polje u x - z ravni, $y = 0$, na 75°KV posle SMT

uglovima perzistiraju dok se separacija struje može uočiti i na slici 7 (mali intenzitet vektora brzine u levom gornjem uglu).

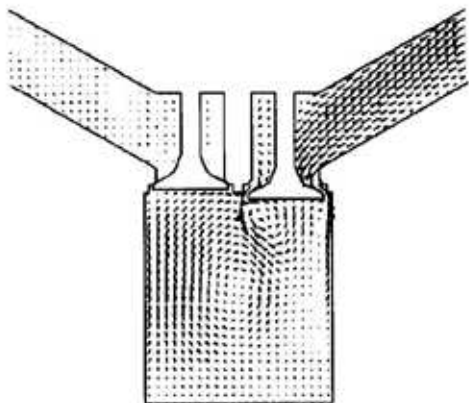


Sl. 7 – Strujno polje u y - z ravni, $x = 2$ cm, na 75°KV posle SMT (zona usisnog ventila)

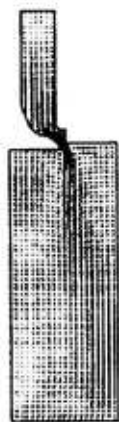


Sl. 8 – Strujno polje u x - z ravni, $y = 0$, na 120°KV posle SMT

Ukupnom proširenju zone visokog turbulentnog intenziteta doprinose i već oformljeni vrtlozi oko $x = \text{const.}$ ose. Strujno polje na početku promene smera kretanja ventila (120°KV posle SMT i $H_v = 0,74$ cm) okarakterisano je konfliktnim dejstvom reverzibilnog TB vrtloga sa osom rotacije ispod izduvnog ventila i vrtloga manjeg intenziteta sa osom ispod usisnog ventila. To rezultira potiskivanjem manjeg vrtloga ka zidu komore, povećanjem intenziteta reverzibilnog TB

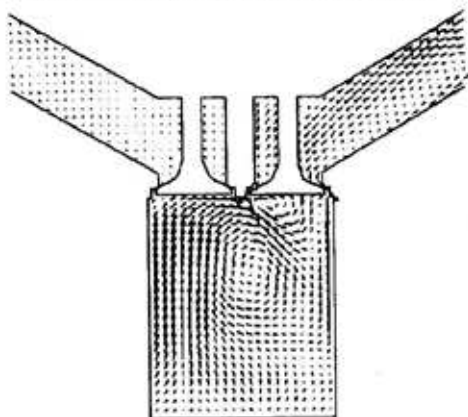


Sl. 9 – Strujno polje u x-z ravni, $y = 0$, na 150°KV
posle SMT



Sl. 10 – Strujno polje u y-z ravni,
 $x = 2$ cm, na 150°KV posle
SMT (zona usisnog ventila)

Strujno polje u UMT (180°KV posle SMT, $H_v = 0,15$ cm) neposredno pred zatvaranje usisnog ventila prikazano je na slikama 11 i 12, dok je prostorna distribucija kinetičke energije turbulencije u x-z ravni, $y = 0$, prikazana na slici 13.



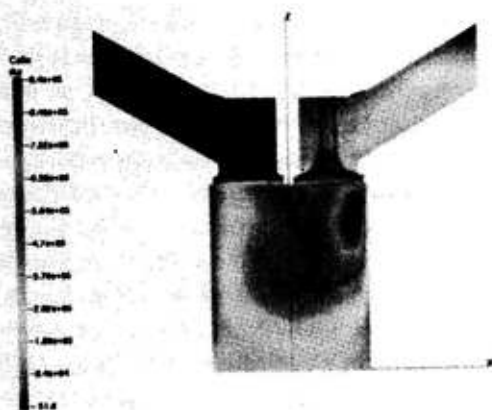
Sl. 11 – Strujno polje u x-z ravni, $y = 0$,
na 180°KV posle SMT



Sl. 12 – Strujno polje u x-y ravni, $z = 9$ cm,
na 180°KV posle SMT

vrtiloga i pomeranjem njegovog centra rotacije ka centralnom delu komore.

Isti trend nastavlja se i na 150°KV posle SMT ($H_v = 0,5$ cm) (slika 9) gde se uočava da reverzibilni TB vrtlog pojačava svoj intenzitet i zahvata veći centralni deo komore za sagorevanje. Osa njegove rotacije pomera se ka zoni ispod usisnog ventila, promovišući širu zonu sa visokim turbulentnim intenzitetom. Efekat manjeg vrtiloga ispod usisnog ventila drastično je reduciran i svodi se na dejstvo neposredno ispod površine usisnog ventila. Reverzibilni TB vrtlog vrši i detenciju bočnih vrtiloga, tako da u ravni preseka usisnog ventila egzistiraju uglavnom vektori manjeg intenziteta (slika 10).

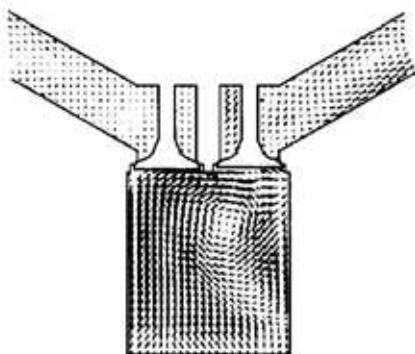


Sl. 13 – Prostorna distribucija kinetičke energije
turbulencije u x-z ravni, $y = 0$, na 180°KV
posle SMT

Sa slike 11 se vidi da u UMT postoji dobro oformljeni reverzibilni TB vrtlog visokog intenziteta, koji praktično zahvata celu komoru i dominira strujnom slikom. Naime, postepenim premeštanjem ose rotacije TB vrtloga ka zoni ispod usisnog ventila i povećanjem njegovog intenziteta dolazi do defleksije bočnih vrtloga i njihovog usmeravanja ka zidu komore. To se dobro vidi na slici 12 gde se, pored intenzivnog vrtloženja oko $y = \text{const.}$ ose (vektori niskog intenziteta u zoni ispod pečurke usisnog ventila, udesno od njegove ose), uočava i formiranje jakih vrtloga oko z -ose. Ne sme se zaboraviti ni egzistencija manjeg vrtloga neposredno ispod pečurke usisnog ventila, levo od njegove ose, koji trpi kompresiju od reverzibilnog TB vrtloga i povećava brzinu svoje rotacije. Dakle, u zoni ispod usisnog ventila postoji vrtloženje oko sve tri ose, pri čemu je efekat reverzibilnog TB vrtloga dominantan. Ovakvo tumačenje potvrđuje prostorna distribucija kinetičke energije turbulencije, prikazana na slici 13. Kao što se vidi, najšira zona je zona uticaja samo reverzibilnog TB vrtloga. Uticaj dodatnih manjih vrtloga se superponira na TB vrtlog i pojačava intenzitet turbulencije. Strujno polje u x - z ravni, na početku kompresije prikazano je na slici 14. Reverzibilni vrtlog pojačava svoj intenzitet dok se osa njegove rotacije postepeno premešta iz centralnog dela ka zoni usisnog ventila.

Povećani intenzitet reverzibilnog vrtloga ima za posledicu destrukciju vrtloga ispod usisnog ventila, destrukciju vrtloga u zoni između glave i čela klipa, kao i destrukciju bočnih vrtloga oko x -ose (slika 15). Sa slike se vidi da ne postoje vrtlozi oko $x = \text{const.}$ ose. S druge strane, vrtlozi oko z -ose, koji se registruju u x - y ravni, perzistiraju. Pored toga, sa slike 14 se vidi da je zona u blizini čela

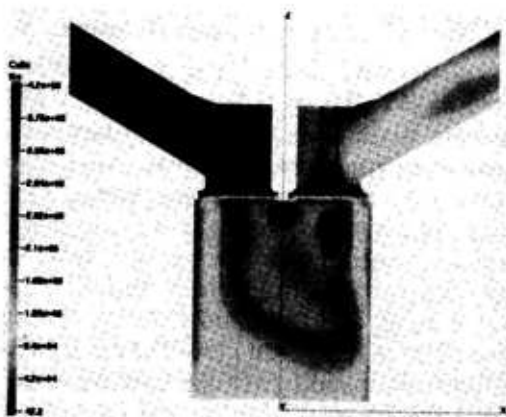
klipa neobuhvaćena reverzibilnim vrtlogom i da se on nalazi u centralnom i gornjem delu komore.



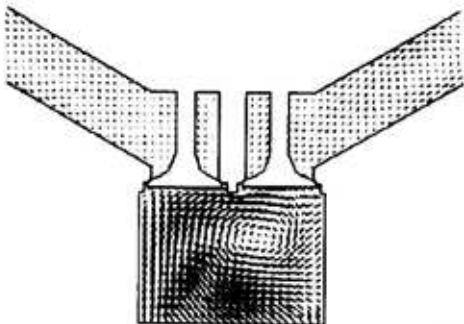
Sl. 14 – Strujno polje u x - z ravni, $y = 0$, na 210°KV posle SMT



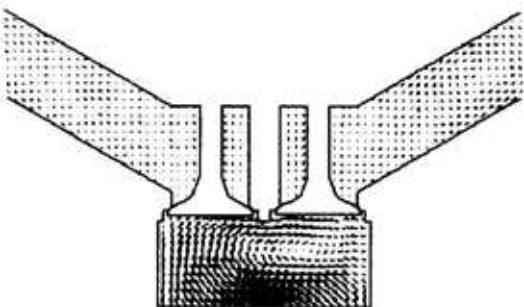
Sl. 15 – Strujno polje u y - z ravni, $x = 2$ cm, na 210°KV posle SMT (zona usisnog ventila)



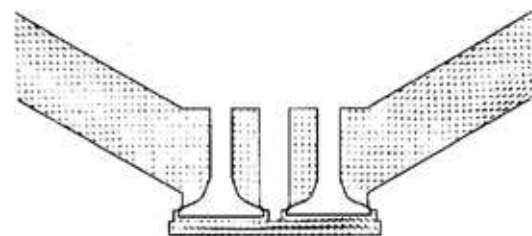
Sl. 16 – Prostorna distribucija kinetičke energije turbulencije u x - z ravni, $y = 0$, na 210°KV posle SMT



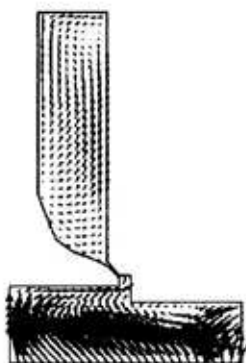
Sl. 17 – Strujno polje u x-z ravni, $y = 0$, na 270°KV posle SMT



Sl. 18 – Strujno polje u x-z ravni, $y = 0$, na 300°KV posle SMT



Sl. 19 – Strujno polje u x-z ravni, $y = 0$, na 360°KV posle SMT



Sl. 20 – Strujno polje u y-z ravni, $x = 2$ cm, na 340°KV posle SMT (zona usisnog ventila)

Dejstvo reverzibilnog vrtloga manifestuje se i na prostornu distribuciju kinetičke energije turbulencije, koja zahvata veći centralni deo komore nego u slučaju na 180°KV posle SMT, pri čemu se zapaža polako premeštanje K_{max} iz zone zida ka zoni ispod usisnog ventila, što je prikazano na slici 16.

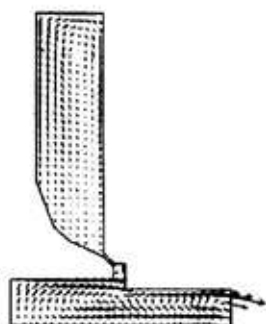
Isto tako, važno je naglasiti da srednja vrednost kinetičke energije turbulencije tokom kompresije naglo opada ($3,04 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ na 180°KV posle SMT u odnosu na $1,82 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}^2$ na 210°KV posle SMT). U toku takta kompresije strujna slika u x-z ravni zadržava isti oblik sve do 300°KV posle SMT. Lokacija ose rotacije reverzibilnog vrtloga perzistira, iako zbog veće brzine klipa i smanjenja zapremine komore dolazi do vrtloženja u celoj komori (slika 17).

Na oko 300°KV posle SMT, u skladu sa „spin-up“ teorijom, počinje da dolazi do rastezanja reverzibilnog vrtloga i obuhvatanja zone ispod izduvnog ventila. Klip obavlja kompresiju reverzibilnog vrtloga i njegovo istiskivanje iz zone ispod usisnog ventila. Na taj način dolazi do premeštanja ose njegove rotacije ka izduvnom ventilu, što se vidi na slici 18.

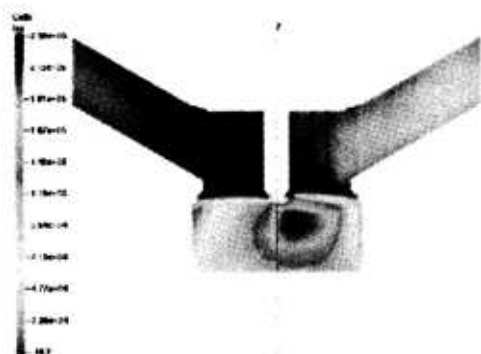
Ovaj trend istiskivanja reverzibilnog vrtloga nastavlja se sve do SMT, tako da u zoni ispod usisnog ventila više ne postoji reverzibilni vrtlog, dok se u zoni ispod izduvnog ventila zapaža njegova pojava, ali slabog intenziteta (slika 19).

Istovremeno sa potiskivanjem reverzibilnog vrtloga u zonu ispod izduvnog ventila i njegovog iščezavanja u zoni ispod usisnog ventila dolazi do ponovnog uspostavljanja vrtloženja oko $x = \text{const.}$ ose, samo u suprotnom smeru od onog za vreme usisavanja (slika 20). Isto tako, i u zoni ispod izduvnog ventila, pored reverzibilnog vrtloga, primećuje se i

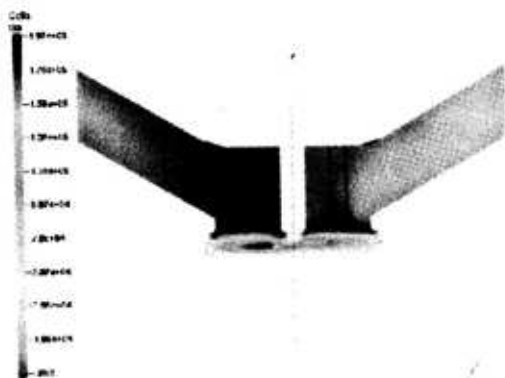
vrtožno strujanje oko $x = \text{const. ose}$, samo manjeg intenziteta, što je posledica dominacije reverzibilnog vrtloga u ovoj zoni (slika 21).



Sl. 21 – Strujno polje u y-z ravni, $x = -2 \text{ cm}$, na 360°KV posle SMT (zona izduvnog ventila)



Sl. 22 – Prostorna distribucija kinetičke energije turbulencije u x-z ravni, $y = 0$, na 300°KV posle SMT



Sl. 23 – Prostorna distribucija kinetičke energije turbulencije u x-z ravni, $y = 0$, na 360°KV posle SMT

Premeštanje ose rotacije reverzibilnog vrtloga iz zone usisnog ventila u zonu izduvnog ventila za vreme takta kompresije prati i konsekvantno premeštanje maksimuma kinetičke energije turbulencije prikazano na slikama 22 i 23.

Može se videti da se na 300°KV posle SMT maksimalna vrednost kinetičke energije turbulencije nalazi u zoni između vertikalne ose usisnog ventila i ose cilindra (slika 22), što koincidira sa lokacijom ose rotacije reverzibilnog vrtloga. Identična situacija uočava se i na 360°KV posle SMT, tj. osa rotacije reverzibilnog vrtloga se poklapa sa lokacijom maksimalne vrednosti kinetičke energije turbulencije (slika 23).

Važno je naglasiti da je geometrijski sklop cilindra i ventila u konkretnom slučaju dobro isprojektovan, jer se osa rotacije reverzibilnog vrtloga, a i zona sa maksimalnom kinetičkom energijom turbulencije na 327°KV posle SMT (početak upaljenja), nalazi tačno između ventila gde je i lokacija svećice.

Zaključak

U uslovima razmatrane geometrijske konfiguracije strujno polje u cilindru motora za vreme usisavanja je vrlo kompleksno i u celini trodimenzionalno. Uočena je pojava reverzibilnog TB vrtloga koji dominantno utiče na karakter strujanja, dok njegov intenzitet za vreme usisavanja progresivno raste.

Osa rotacije reverzibilnog TB vrtloga se za vreme usisavanja postepeno premešta iz zone ispod izduvnog ventila u zonu ispod usisnog ventila.

Na početku kompresije zona visokog intenziteta turbulencije nalazi se ispod usisnog ventila, dok tokom kompresije reverzibilni vrtlog pojačava svoj intenzi-

tet, i vrši destrukciju vrtloga u zoni između čela klipa i glave, vrtloga ispod usisnog ventila i bočnih vrtloga oko x-ose. Vrtlozi oko z-ose perzistiraju.

Osa rotacije reverzibilnog vrtloga se za vreme kompresije postepeno premešta iz zone usisnog ventila u zonu ispod izduvnog ventila. Zona sa maksimalnom kinetičkom energijom turbulencije egzaktno prati kretanje ose rotacije reverzibilnog vrtloga.

Literatura:

- [1] Jovanović, Z., Petrović, S., Tomić, M.: The effect of macro flows on flame propagation in combustion chamber of i.c.engines, YU-97117, pp.83-86, Inter. Simp. Nauka i motorna vozila, Beograd 19-21. 05. 1997.
- [2] Jovanović, Z., Petrović, S.: 3D fluid flow in i.c.engine combustion chamber of arbitrary geometry, Proceedings, Vol. II, pp.105-110, Russe, 15-17. 10. 1997, ISBN 954-90272-2-8.
- [3] Jovanović, Z., Petrović, S., Zeljković, I.: Modeliranje strujanja u komori dizel motora sa direktnim ubrizgavanjem, str. 177-184, CG-11997B07, Međunarodni naučno-stručni skup IPS'97, Podgorica-Bečići, 1997.
- [4] Jovanović, Z., Zeljković, I.: Trodimenzionalno modeliranje sagorevanja u komori Oto-motora, Proceedings, str. 83-94, YUNG'97, Vrnjačka Banja, 29-31. 10. 1997.
- [5] Jovanović, Z., Petrović, S.: The mutual interaction between squish and swirl in s.i.engine combustion chamber, pp.72-86, MVM, vol 23, No. 3, 1997.
- [6] Jovanović, Z., Zeljković, I.: Modeliranje strujanja, sagorevanja i emisije kod Oto-motora - višedimenzionalni pristup, str. 281-316, pregledni rad, Tehnologija opreme smanjenja toksične emisije iz stacionarnih i mobilnih izvora, Beograd, Nov. 1997, ISDN-86-7083-311-5, Mašinski fakultet u Beogradu.
- [7] Jovanović, Z., Petrović, S.: The effect of squish area variation on flame front shape and its displacement, YU-98111, Med. naučni simp. Motorna vozila i motori, Kragujevac 1998. (nagrada za najbolji rad na simpozijumu).
- [8] Jovanović, Z.: The new fluid flow criterion for the characterization of flame front shape and its displacement, pp.1-7, VII Inter. scientific conference Simulation Research in Automotive Engineering, Lublin (Poland), 24-26 May 1999.
- [9] Jovanović, Z.: The modification of the combustion chamber geometry layout on the basis of fluid flow pattern criteria, Proceedings, pp.31-37, MOTOAUTO 99 Conference, Plovdiv (Bulgaria), 1999.
- [10] Jovanović, Z.: The fluid flow criterion as a basis for combustion chamber geometry modification, p. 8, Workshop on Combustion Modeling in i.c.engines, 14-15. 12. 1999, University of Cassino.
- [11] Chen, A., Lee, K.C., Yianneskis, M.: Velocity characteristics of steady flow through a straight generic inlet port, pp. 571-590, Int. Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 21 (1995).
- [12] Mahmood, Z., Chen, A., Yianneskis, M.: On the structure of steady flow through dualintake engine port, King's College (internal report).
- [13] Johns, R. J. R.: A unified method for calculating engine flows, 84-DGP-18, ASME, 1995.
- [14] Nadarajah, S., Tindal, M. J., Yianneskis, M.: Swirl centre precession under steady flow conditions, Proceedings IME, C413065, pp. 103-108, 1991.
- [15] Gosman, A. D.: Flow processes in cylinders, pp.616-772, The Thermodynamik and Gas Dynamics of I. C. Engines, vol. II, Oxford Science Publications, ISBN 0-19-856212-8, 1986.
- [16] De Boer, C. D., Johns, R. J. R.: Refinement with Performance and Economy for Four Valve Automotive Engines, Proceedings IME, C394/053, pp.147-155, 1990.
- [17] Enders, H., Neusser, H., Wurms, R.: Influence of Swirl and Tumble on Economy and Emission of multivalve engines, SAE Paper 920576, 1992.
- [18] Jovanović, Z.: Višedimenzionalno modeliranje sagorevanja kod Oto-motora, str. 153-186, ISBN 86-7083-262-3, Univerzitet u Beogradu, 1995.
- [19] Jovanović, Z.: The role of tensor calculus in numerical modeling of combustion in i.c.engines, Chapter X, pp.457-541, ISBN 0-89116-392-1, Hemisphere Publishers, 1989.
- [20] Amsden, A. A.: KIVAII: A computer program for chemically reactive flows with sprays, LA-11560-MS, 1989.
- [21] Amsden, A. A.: KIVA3V, Rel.2-Improvements to KIVA3V, LA-UR-99-915, 1999.
- [22] Amsden, A. A.: SALE3D: A simplified ALE computer program for calculating 3D fluid flows, NUREG-CR-2185, 1982.