

UNIVERZITET U BEOGRADU

Univerzitet

D. Drašković
M. Radovanović
M. Adžić

SAGOREVANJE

drugo prerađeno i dopunjeno izdanje

MAŠINSKI FAKULTET
Beograd, 1986.

D. Drašković, M. Radovanović, M. Adžić

S A G O R E V A N J E

Drugo prerađeno i dopunjeno izdanje

RECENZENTI

dr Dimitrije Voronjec, profesor

dr Branislav Jojić, docent

Izdavač

MASINSKI FAKULTET

UNIVERZITETA U BEOGRADU

Štampanje odobrila

KOMISIJA ZA IZDAVAČKU DELATNOST

MASINSKOG FAKULTETA U BEOGRADU

17.04.1986.

UREDNIK

dr Dimitrije Voronjec, profesor

TIRAZ: 500 primeraka

STAMPA: Zavod za grafičku tehniku

Tehnološko-metalurškog fakulteta

Beograd, Karmelžijeva 4

Knjiga se štampa uz dotaciju Univerziteta

Preštampavanje ili umnožavanje nije dozvoljeno

ISBN-86-7083-022-1

PREDGOVOR

Predmet Sagorevanje slušaju studenti usmerenja za Termotehniku i Termoengetiku (izborni) u VIII semestru sa 2+2 časova nedeljno. Materija izložena u ovoj knjizi prilagođena je u ovom smislu i obuhvata deo koji se odnosi samo na predavanja; auditorna i laboratorijska vežbanja nisu obuhvaćena.

Materija izložena u ovom udžbeniku predstavlja samo osnovu ove, danas izuzetno važne oblasti, s obzirom da se energo-ekološki problemi ostati trajna oblast istraživanja sve dok ljudski rod bude postojao. Dalje usavršavanje iz ove oblasti na Mašinskom fakultetu Univerziteta u Beogradu moguće je kroz izradu diplomskih zadataka i posle diplomске studije.

Odeljak koji se odnosi na stehiometrijske jednačine sagorevanja i proračun minimalno potrebne količine kiseonika i vazduha, količine i sastava produkata sagorevanja, temperatura sagorevanja, predaje se u okviru predmeta. Pogonske materije i zato nije izložen.

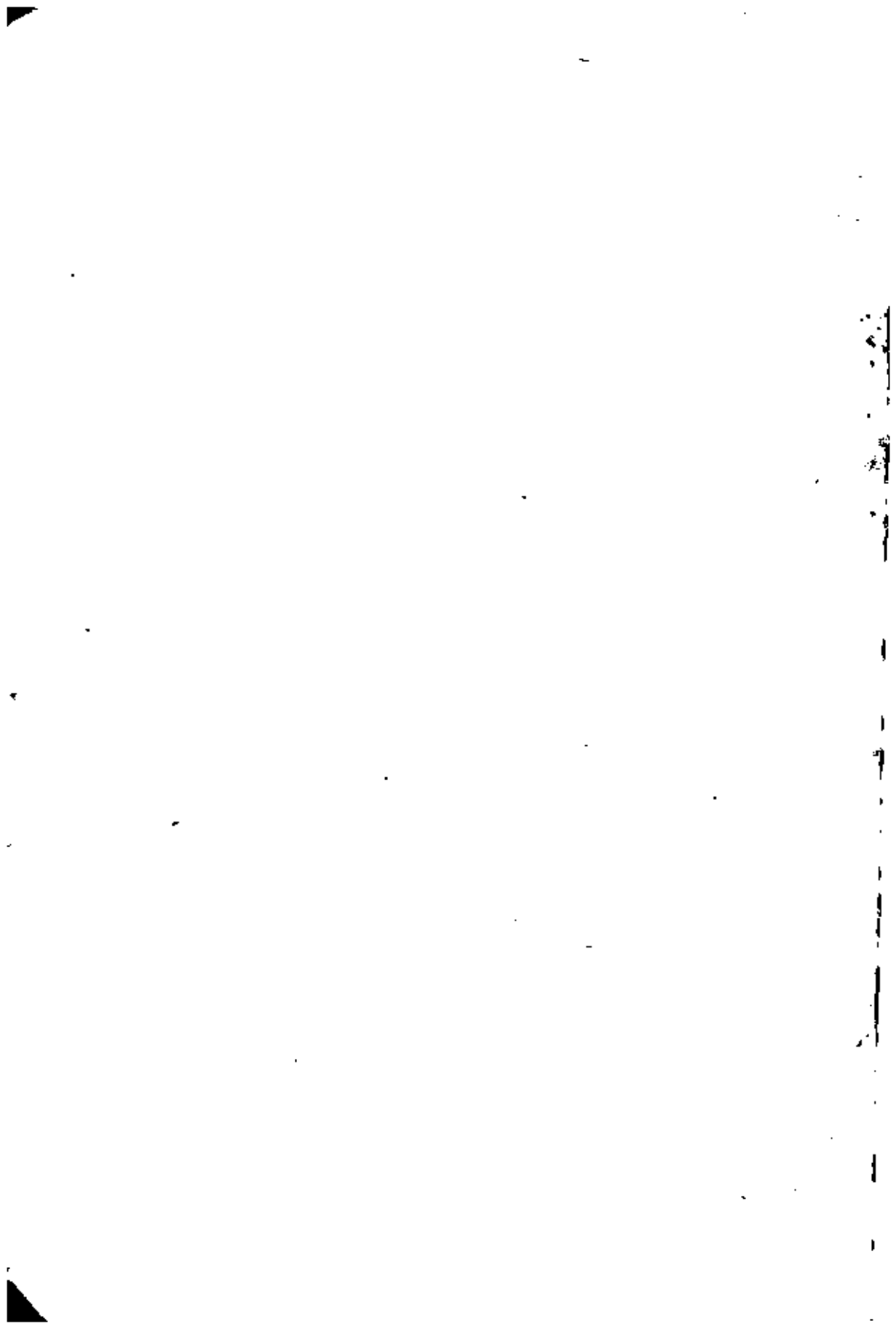
Autori se srdačno zahvaljuju recenzentima prof. dr Dimitriju Voronjecu i doc. dr Branislavu Jojiću na korisnim sugestijama i primećama, kao i na trudu da u kratkom vremenskom periodu pročitaju rukopis i povoljno ga ocene.

Istovremeno, zahvaljujemo se Ljubinki Tasić i Suvadku Menstoviću koji su doprineli tehničkom opremanju rukopisa.

Poglavljja 1, 2, 5 i 6 napisao je D. Drašković, poglavljja 3, 7 i 9 M. Adžić, a poglavljja 4, 8 i 10 M. Radovanović.

U Beogradu, maja 1986. god.

A U T O R I



S A D R Ž A J

	Strana
U V O D	1
I OSNOVI TERMODINAMIKE PROCESA SAGOREVANJA	4
1. OPŠTI POJMOVI O SAGOREVANJU	4
2. MATERIJA I IZVORI ENERGIJE	7
3. ENERGETSKI BILANS	9
4. TOPLOTNI EFEKAT HEMIJSKE REAKCIJE	10
5. ZAVISNOST TOPLOTNOG EFEKTA OD TEMPERATURE	13
6. TEMPERATURA SAGOREVANJA	14
II OSNOVI HEMIJSKE STATIKE I KINETIKE	18
1. HEMIJSKA RAVNOTEŽA	18
1.1. Koncentracije reagujućih materija	18
2.1. Zakon o dejstvu reagirajućih masa	19
2. UTICAJ TEMPERATURE NA STANJE HEMIJSKE RAVNOTEŽE	21
3. UTICAJ PRITISKA NA HEMIJSKU RAVNOTEŽU	24
4. HEMIJSKA RAVNOTEŽA NEKIH REAKCIJA SAGOREVANJA I GASIFIKACIJE	26
5. DISOCIJACIJA PRODUKATA SAGOREVANJA I NJEN UTICAJ NA TEMPERATURU SAGOREVANJA	30
6. OSNOVI KINETIKE HEMIJSKIH REAKCIJA	34
7. BRZINA HEMIJSKE REAKCIJE	36
8. KINETIČKE JEDNAČINE HEMIJSKIH REAKCIJA	37
9. UTICAJ TEMPERATURE NA BRZINU HEMIJSKE REAKCIJE	42
10. UTICAJ PRITISKA NA BRZINU HEMIJSKE REAKCIJE	44
11. LANČANE REAKCIJE	46
LITERATURA	50

	Strana
III FIZIČKE I FIZIČKO-HEMIJSKE POJAVE U PROCESU SAGOREVANJA	51
1. ADSORPCIJA	51
2. DIFUZIJA	56
2.1. Molekularna difuzija	56
2.2. Difuzija pri strujanju fluida	62
3. DIFUZIONA I KINETIČKA OBLAST REAGOVANJA	70
LITERATURA	71
IV PROCESI PALJENJA	73
U V O D	73
1. SAMOPALJENJE	74
1.1. Temperatura samopaljenja, granice samopaljenja	74
1.2. Period zakašnjenja samopaljenja	84
1.3. Rastojanje gašenja	86
2. PRINDONO PALJENJE	87
2.1. Izvori paljenja	87
2.1.1. Paljenje plamenom	88
2.1.2. Paljenje električnom iskrom	90
2.1.3. Paljenje zagrejanim telom	-
LITERATURA	101
V PROSTIRANJE PLAMENA	102
1. DEFINICIJA FRONTA PLAMENA	102
2. NORMALNA BRZINA PROSTIRANJA PLAMENA U LAMINARNOJ STRUJI	105
3. UTICAJ FIZIČKIH PARAMETARA I SVOJSTAVA GASNE SMEŠE NA NORMALNU BRZINU SAGOREVANJA	108
4. PROSTIRANJE PLAMENA U TURBULENTNOJ STRUJI	114
5. PAD PRITISKA OKO PLAMENA	119
6. ZAVISNOST BRZINE SAGOREVANJA OD BRZINE STRUJE	121

	Strana
7. STRUJNA STABILIZACIJA FRONTA PLAMENA	124
LITERATURA	131
VI SAGOREVANJE GASNIH GORIVA	132
U V O D	132
1. MEHANIZAM I KINETIKA GASNIH REAKCIJA SAGOREVANJA	134
1.1. Mehanizam sagorevanja ugljenmonoksida	134
1.2. Sagorevanje ugljovodonika	135
2. OBLICI SAGOREVANJA GASNOG GORIVA	137
2.1. Difuziono sagorevanje	137
2.1.1. Difuziono sagorevanje u laminarnoj struji	137
2.1.2. Difuziono sagorevanje u turbulentnoj struji	139
2.2. Kinetičko sagorevanje	143
2.2.1. Kinetičko sagorevanje u laminarnoj struji	143
2.2.2. Kinetičko sagorevanje u turbulentnoj struji	144
3. UREDJAJI ZA SAGOREVANJE GASNIH GORIVA	146
3.1. Klasifikacija gorionika	148
3.2. Elementi konstrukcije gorionika	152
3.3. Difuzni gorionici	155
3.4. Ejektorski gorionici	158
3.4.1. Ejektorski gorionici niskog pritiska	158
3.4.2. Ejektorski gorionici srednjeg i visokog pritiska	160
3.4.3. Ejektorski gorionici sa aktivnom vazdušnom strujom	162
3.4.4. Ejektorski vihorni gorionici	162
4. TENDENCIJE RAZVOJA GORIONIKA	163
LITERATURA	164
VII SPECIFIČNOSTI SAGOREVANJA TEČNIH GORIVA	167
1. SAGOREVANJE KAPLJICE GORIVA	167
1.1. Zona I	169
1.2. Zona II između plamena i okolne	170

1.3. Analiza dobijenih rezultata	172
1.3.1. Brzina gorenja kapljice poluprečnika r_s	172
1.3.2. Vreme sagorevanja kapljice	173
1.3.3. Položaj plamena, r_{p1}	174
2. SAGOREVANJE SKUPA KAPLJICA TEČNOG GORIVA	175
3. PALJENJE ELEKTRIČNOM SVEČICOM	176
4. STABILIZACIJA PLAMENA MODELIRANJEM PRIMARNE ZONE	
5. VRSTE RASPRŠIVAČA GORIVA I NJIHOV PRORAČUN	183
5.1. Raspršivači goriva	184
5.2. Osnovne karakteristike pojedinih tipova raspršivača	187
6. PRORAČUN CENTRIFUGALNOG RASPRŠIVAČA	189
LITERATURA	192

VIII SAGOREVANJE ČVRSTOG GORIVA

U V O D	193
2. SAGOREVANJE GORIVIH ISPARLJIVIH MATERIJAMA	199
2.1. Period zakašnjenja paljenja gorivih isparljivih materija	199
2.2. Period sagorevanja gorivih isparljivih materija	208
3. SAGOREVANJE KOKSNOG OSTATKA	213
3.1. Period zakašnjenja paljenja koksnoeg ostatka	213
3.2. Period sagorevanja koksnoeg ostatka	213
4. ODNOS PERIODA SAGOREVANJA GORIVIH ISPARLJIVIH MATERIJAMA I PERIODA SAGOREVANJA KOKSNOG OSTATKA	215
5. UKUPNO VREME SAGOREVANJA	215
6. MOGUĆNOSTI PRORAČUNA SAGOREVANJA ČESTICE KOKSNOG OSTATKA (PREMA LEVENSPIEL-u)	216
LITERATURA	233

IX OSNOVE TEHNIKE ISPITIVANJA PROCESA SAGOREVANJA	236
U V O D	236
1. MERENJA BRZINE I PROTOKA	236

	Strana
1.1. Pito (Pitot) sonda	236
1.2. Anemometar sa zagrejanim vlaknom	238
1.3. Laser-Dopler anemometar (LDA)	239
1.4. Rotacioni protokomer	241
1.5. Turbinski protokomer	241
1.6. Rotametar	242
1.7. Prigušnice	242
2. MERENJE TEMPERATURE	243
3. MERENJE TOPLOTNOG FLUKSA	245
4. KARAKTERIZACIJA TURBULENCIJE	246
4.1. Brzina	246
4.1.1. Anemometar sa zagrejanim vlaknom	246
4.1.2. Laser-Dopler anemometar (LDA)	246
4.1.3. Mikrofonska sonda	247
4.2. Koncentracija	248
4.3. Statički pritisak	248
4.4. Temperatura	248
4.5. Gustina	248
4.6. Veličina kapljica	249
4.6.1. Prikupljanje kapljica	249
4.6.2. Fizičke sonde	249
4.6.3. Optičke metode	250
4.7. Raspodela raspršenog goriva	251
4.8. Prikupljanje uzoraka čvrstih čestica iz struje gasa	251
4.9. Raspodela čestica, tj. kapljica goriva	251
4.10. Analiza sastava produkata sagorevanja	253
LITERATURA	254
X TOKSIČNE KOMPONENTE U PRODUKTIMA SAGOREVANJA	255
U V O D	255
1. NASTAJANJE OKSIDA SUMPORA	258
2. NASTAJANJE OKSIDA AZOTA	258
3. NASTAJANJE ČVRSTIH ČESTICA	261

	Strana
4. MOGUĆNOST SPREČAVANJA ZAGADJENJA	261
4.1. Mogućnosti smanjenja emisije sumpornih oksida	262
4.2. Mogućnosti smanjenja emisije oksida azota	267
4.3. Odstranjivanje čvrstih čestica	269
5. ODREĐIVANJE EMISIJE TOKSIČNIH KOMPONENATA	271
LITERATURA	272
PRILOG A	273

UPOTREBLJENE OZNAKE

A $|m|$ - površina

$a = \lambda / C_p \rho$ $|m^2/s|$

C $|\frac{J}{kgK}|$ - specifični toplotni kapacitet (specifična toplota)

c $|\frac{mol}{m^3}|$ - koncentracija materije

D $|\frac{m^2}{s}|$ - koeficijent difuzije

d $|m|$ - prečnik

E $|J|$ - energija

F $|N|$ - sila

f - koeficijent trenja

G $|\frac{kg}{m^2s}|$ - specifični maseni protok

G_M $|\frac{mol}{m^2s}|$ - specifični molarni protok

g - maseni udeo

H $|J|$ - entalpija; $|\frac{J}{kg}|$ - toplotna moć goriva

K - konstanta ravnoteže

k C_p / C_v

L $|m|$ - dužina

M $|\frac{kg}{kmol}|$ - molarna masa; $|Nm|$ - moment sile

m $|\frac{kg}{s}|$ - maseni protok

m_M $|\frac{kmol}{s}|$ - protok materije

N, n $|mol|$ - količina materije

P $|W|$ - snaga

p $|Pa|$ - pritisak

R $|\frac{J}{kgK}|$ - gasna konstanta

R_0 $|\frac{J}{molK}|$ - univerzalna gasna konstanta

r $|m|$ - molarni (zapreminski) udeo; poluprečnik

S $|\frac{J}{K}|$ - entropija

- T $\{K\}$ - temperatura
 t $\{s\}$ - vreme
 U $\{J\}$ - unutrašnja energija
 u $\left\{\frac{m}{s}\right\}$ - brzina; $\left\{\frac{mol}{m^2s}\right\}$ - brzina hemijske reakcije
 V $\{m^3\}$ - zapremina
 v $\left\{\frac{m^3}{kg}\right\}$ - specifična zapremina
 W $\{J\}$ - rad
 w $\left\{\frac{mol}{m^2s}\right\}$ - brzina hemijske reakcije
 X - stepeni konverzije
 x, y, z $\{m\}$ - koordinate
 Q $\{J\}$ - količina toplote
 q $\left\{\frac{J}{m^2s}\right\}$ - gustina toplotnog protoka

$\overline{\quad}$ - srednja vrednost
 \dots

- α $\left\{\frac{W}{m^2K}\right\}$ - koeficijent prelaza toplote; koeficijent viška vazduha
 Γ $\left\{\frac{kg}{ms}\right\}$ - koeficijent prenosa mase
 λ $\left\{\frac{W}{mK}\right\}$ - koeficijent provodjenja toplote
 μ $\{Pas\}$ - dinamička viskoznost
 ν $\left\{\frac{m^2}{s}\right\}$ - kinematska viskoznost
 ρ $\left\{\frac{kg}{m^3}\right\}$ - gustina
 σ $\left\{\frac{N}{m^2}\right\}$ - normalni napon; $\left\{\frac{N}{m}\right\}$ - površinski napon goriva
 τ $\left\{\frac{N}{m^2}\right\}$ - tangencijalni napon
 ω $\left\{\frac{rad}{s}\right\}$ - ugaona brzina

Indeksi

- f - gorivo
- g - gorivo
- i - numerator
- j - numerator
- l - tečna faza
- o - početno; oksidator
- pl - plamen
- a - površina; čvrsta faza



Uvod

Procesi sagorevanja su takvi procesi kojima se, posredstvom različitih reakcija, dobija odgovarajuća količina toplote. Ti procesi su, dakle, procesi pretvaranja akumulirane termohemijske energije u gorivim materijama u toplotnu energiju.

Hemijske reakcije mogu biti egzotermne - odavanje toplote ili endotermne - vezivanje toplote. Po svom karakteru su različite:

1. Oksidacija; u praksi uobičajeno nazvano sagorevanjem, koje se koristi za proizvodjenje odgovarajuće toplote putem pretvaranja akumulirane termohemijske u toplotnu energiju.

2. Dekompozicija - raspadanje izvesnih, naročito nestabilnih supstanci pri čemu se razvija određena količina toplote.

3. Halogenizacija - vezivanje pojedinih elemenata sa halogenima, pri čemu nastaje određena količina toplote. Vezivanje sa fluorom omogućava dobijanje većih količina toplote, dok vezivanje sa drugim halogenim elementima (hlorom, bromom, jodom) daje znatno manje količine toplote, pa praktično nema značaja.

4. Nuklearna fizija i fusija i t.d.

Sagorevanje je vezivanje gorivih elemenata sa kiseonikom i kao rezultat reakcija, koje tokom vezivanja teku, nastaju oksidi, nesagorivi ostatak i odgovarajuća količina oslobodjene ili vezane toplote.

Neophodni uslovi za početak i tok procesa sagorevanja su:

- odgovarajuća mešavina goriva i oksidirajuće komponente i
- dovoljno visoka temperatura mešavine da se inicira i uspostavi stabilan proces sagorevanja.

Procesi sagorevanja poznati su čoveku u najprostijem obliku sa poznavanjem vatre i njenim korišćenjem od najranijeg doba; međutim, zbog složenosti razvoja procesa sagorevanja, i pored ogromnog napretka u korišćenju ovog procesa, sagorevanje ni do danas nije dovoljno proučeno, već mnogi zaključci o

toku reakcija u određenim fazama procesa baziraju na odgovarajućim pretpostavkama i velikom broju eksperimentalnih podataka.

Prve osnove procesa sagorevanja dao je Lomonosov (1711-1765) koji je pretpostavio da je sagorevanje sjedinjavanje čestica goriva sa "teškim česticama vazduha". Lavoisier je pretpostavio da je sagorevanje sjedinjavanje materije sa kiseonikom.

V.A. Mihelson sa svojim saradnicima postavio je osnove teorije sagorevanja gasova. N.M. Semjonov je postavio teoriju lančanih reakcija. Teoriju prostiranja plamena i teoriju detonacionog sagorevanja postavio je Zeldovic. Pored navedenih naučnika, poznat je još veliki broj priznatih svetskih naučnika, koji su dali svoj značajan doprinos proučavanju mehanizma procesa sagorevanja.

Primena procesa sagorevanja je vrlo široka i u ovu svrhu se koriste svi vidovi raspoloživih goriva - čvrsta, tečna i gasovita.

Počev od otvorene vatre i primitivnih peći pomoću kojih je čovek stvarao svoje prve alatke, do najmodernijih savremenih industrijskih i pogonskih postrojenja, proces sagorevanja je našao svoju najširu primenu.

Neki od vidova korišćenja procesa sagorevanja su:

- kotlovska postrojenja koja koriste čvrsta, tečna i gasovita goriva u cilju proizvodnje pregrejane pare, koja se koristi za zagrevanje ili kao radni medijum za pogonska postrojenja,
- industrijske peći u metalurgiji, procesnoj industriji, i t.d.,
- peći za zagrevanje,
- motori sa unutrašnjim sagorevanjem,
- gasne turbine,
- raketni motori, i t.d.

Za industrijsku primenu procesa sagorevanja potrebno je:

1. Imati na raspolaganju odgovarajuću količinu gorive materije koja se lako i brzo obnavlja.
2. Ostvariti lako otpočinjanje procesa i njegovo trajanje za duže vreme.
3. Obezbediti sigurnu i relativno просту kontrolu i održavanje procesa za zahtevani režim rada.

4. Obezbediti projektovanje i izradu postrojenja od raspoloživih materijala i sa raspoloživom tehnologijom izrade u zemlji.
5. Obezbediti postrojenja koja imaju minimalni štetni uticaj na okolinu (buka, zagađivanje vazduha i zemljišta, i t.d.).
6. Obezbediti što nižu cenu po jedinici proizvedene toplote.
7. Poznavati zakonitosti procesa sagorevanja u određenom tipu termičkog uređaja (ložište, cilindar, motori SUS, industrijske peći, peći za domaćinstva, komore za sagorevanje, reaktivnih motora, i t.d.) sa određenom vrstom goriva.

Poznavanje procesa sagorevanja za određeni vid primene uslovljava sklop, geometriju i dimenzije ložišta od čijeg pravilnog izbora zavisi:

- kapacitet uređaja - količina proizvedene toplote,
- stepen iskorišćavanja energije upotrebijene gorive materije - ekonomičnost postrojenja,
- vek trajanja,
- troškovi održavanja,
- sigurnost u radu,
- štetni uticaj na okolinu, i t.d.

1 OSNOVI TERMODINAMIKE PROCESA SAGOREVANJA

1. OPŠTI POJMOVI O SAGOREVANJU

Sagorevanje je vezivanje gorivih elemenata sa oksidatorom, tj. oksidisanje gorive materije. To je poseban vid hemijske reakcije koja se ostvaruje u gasnoj fazi.

Sagorevanje je složen proces u kome se preobražaj materije odvija kroz čitav niz međuprocasa, koji se odvijaju kroz različite tipove hemijskih reakcija koje mogu biti povratne, stupnjevite, paralelne, lančane i sl. Za proces kažemo da je završen kada u produktima reakcija nema više komponenti sposobnih za dalju transformaciju. Kroz proces sagorevanja se potencijalna energija gorive materije ili bolje rečeno kompleksa goriva i oksidatora transformiše u toplotnu energiju produkata sagorevanja.

Kao rezultat procesa sagorevanja nastaju oksidi i nesagorljivi ostatak sa odgovarajućim sadržajem toplote.

Uslovi za izvršenje procesa sagorevanja su:

- odgovarajuća mešavina gorive i oksidirajuće komponente,
- zagrejanost materije do temperature zapaljenja,
- količina odvedene toplote mora biti jednaka ili manja od količine proizvedene toplote.

Proces oksidacije gorive materije može u odredjenim uslovima nastati i na temperaturi okoline ako je goriva materija u kontaktu sa oksidatorom, ali je razvoj procesa veoma lagan, pa se razvijena količina toplote lako odvodi hladjenjem kroz sredinu koja okružuje gorivu materiju.

Iniciranje procesa sagorevanja nastaje onda kada u sistemu gorivo-oksida-tor obezbedimo bilo kojim putem pojavu nosioca reakcije, koji nastaju kao posledica sudara dovoljno brzih molekula, oslobadjajući aktivne atome i slobodne radikale koji iniciraju reakciju.

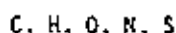
Temperatura zapaljenja gorive mešavine je ona granična temperatura iznad koje je proizvedena količina toplote jednaka ili veća od odvedene količine toplote.

Na brzinu odvijanja procesa znatno utiče temperatura prethodnog zagrijanja gorive mešavine.

Sagorevanje gorive materije može biti potpuno i nepotpuno.

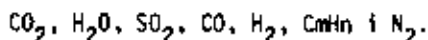
Potpuno sagorevanje je takav proces u kome su završeni svi oksidacioni procesi i kada u produktima sagorevanja nema više gorivih materija.

Polazeći od gorive materije koja, u najopštijem slučaju, ima u sastavu čiste gorive mase:



od kojih su efektivno gorivi elementi samo C, H, S u produktima sagorevanja nalazimo CO_2 , H_2O , SO_2 i N_2 .

Kod nepotpunog sagorevanja, pored produkata potpunog nalazimo i produkte nepotpunog sagorevanja (obično ugljenik) te produkte raspadanja gorive materije. U tom slučaju u produktima procesa nalazi se



Sagorevanjem se proizvodi određena količina toplote. Najveća količina toplote dobija se kod potpunog sagorevanja.

Pri proučavanju i definisanju procesa sagorevanja tri su glavna problema:

- određivanje temperature sagorevanja,
- određivanje toplote sagorevanja,
- određivanje sastava produkata sagorevanja.

Za analizu procesa sagorevanja potrebno je poznavati sledeće osnovne fizičke zakone:

1. Zakon o održanju mase

Pri hemijskim i fizičkim promenama količina mase, odnosno materije ne menja se.

2. Zakon o održanju energije (I Zakon Termodinamike)

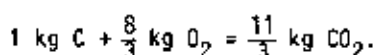
Energija se ne može uništiti niti ni iz čega dobiti.

3. Hess-ov zakon

Celokupna količina toplote koja se oslobadja pri nekoj hemijskoj reakciji zavisi samo od početnog i krajnjeg stanja sistema, a ne i od međuprocasa kroz koji je reakcija prošla.

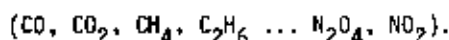
4. Zakon prostih proporcija

Maseni odnosi u kojima se elementi jedine stalni su (Zakon o stalnom masenom odnosu). Dva elementa jedine se po zakonima valentnosti: jedan atom jednog elementa jedini se sa jednim ili više atoma drugog elementa. Kako svaki atom ima svoju masu, to je i sjedinjavanje dva elementa u odredjenim i stalnim masenim odnosima



5. Zakon umnoženih proporcija

Ako se dva elementa mogu jediniti u različitim odnosima (jedan atom jednog elementa može se spajati sa jednim, dva ili više atoma drugog elementa - viševalentni elementi) tada jedna ista količina jednog može se spajati sa odredjenom količinom tog elementa ili sa 2,3,... puta većom količinom tog elementa



6. Gay-Lussac-ov zakon + zakon o ponašanju idealnih gasova

Elementi u gasovitom stanju jedine se u prostim zapreminskim odnosima. Zapremina novonastalog gasa stoji u prostom odnosu prema zapremini gasova od kojih je novi gas nastao.

7. Avogadrov zakon

Jednake zapremine idealnih gasova na istoj temperaturi, pod istim pritiskom saarže isti broj molekula.

Loschmidt-ov broj $6 \cdot 10^{23}$ molekula u gram molu.

8. Dalton-ov zakon

Ukupni pritisak smeše gasova jednak je zbiru parcijalnih pritisaka komponenti smeše.

9. Amagato-ov zakon

Ukupna zapremina smeše gasova jednaka je zbiru zapremina koje bi zauzimala svaka komponenta smeše pod istim uslovima T i P koji vladaju u smeši.

2. MATERIJA I IZVORI ENERGIJE

Hemijska energija je koncentrisana u elektronima, odnosno u elektronskoj ljusci atoma.

Nuklearna energija je sadržana u atomskom jezgru.

Toplotna energija je energija kretanja atoma i molekula i vezana je za atome i molekule kao celine.

Veličina ove energije zavisi od broja stepena slobode kretanja atoma i molekula ili od stanja molekulske aktivnosti, odnosno od stanja ili količine kretanja molekula.

Kinetička energija gasa rezultira iz vrste kretanja atoma, odnosno molekula, koje može biti:

1. Translatorsno kretanje molekula;
2. Kružno kretanje atoma i molekula, a oko centra gravitacije - težišta.
3. Vibraciono ili oscilaciono kretanje jednog atoma u odnosu na druge u molekulu i oko ravnotežnog položaja.

Translatorsno kretanje molekula intenzivira se sa porastom temperature.

Kad nema rotacionog i oscilatornog kretanja, kao što je to kod jednoatomnih i idealnih gasova, dovedena toplota troši se samo na pojačanje translatorsnog kretanja molekula. Pošto je translatorsno kretanje zavisno od temperature, vrednosti specifičnih toplota jednoatomnih gasova su konstantne.

Rotaciono kretanje atoma u molekulu počinje na vrlo visokim temperaturama i polako se pojačava sa porastom temperature.

Vibraciono kretanje atoma kod većine gasova nastaje tek na temperaturama koje su znatno iznad temperature okoline. Pošto je za intenziviranje rotacionog i vibracionog kretanja potrebno materiji dovesti izvesnu količinu toplote, to će i specifična toplota varirati sa promenom temperature.

Jednoatomni molekuli imaju 3 stepena slobode translacije.

Dvoatomni molekuli imaju:

3 stepena slobode translacije: x, y, z

2 stepena slobode rotacije : x i z

1 stepen slobode oscilacije : y .

Sa povećanjem broja atoma u molekulu povećava se i broj stepena slobode kretanja atoma u molekulu.

Zbir kinetičke energije po triima stepenima slobode kretanja jednaka je unutrašnjoj energiji gasa za jednostomni i idealni gas.

Pri zagrevanju gasa bez povećanja zapremine celokupna količina dovedene toplote utroši se na povećanje unutrašnje energije.

Specifična toplota je količina toplote potrebna da se temperatura neke materije povisi za 1° .

Veza izmedju unutrašnje energije i srednje specifične toplote:

$$U = C_{vm} T \quad (1.1)$$

Gas je elastičan - sabijanjem se povećava njegova potencijalna energija:

$$E_p = p \cdot V \quad \left| \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \right| \quad (1.2)$$

Ukupna energija gasa je zbir unutrašnje i potencijalne energije, tj. jednaka je entalpiji gasa:

$$I = U + E_p = C_{vm} T + p V \quad \left| \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \right| \quad (1.3)$$

Pošto je

$$p V = R_0 T \quad (1.4)$$

sledi:

$$I = C_{vm} T + R_0 T = (C_{vm} + R_0) T = C_{pm} T \quad \left| \frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \right| \quad (1.5)$$

Entalpija 1 kg gasa:

$$i = \frac{I}{M} \cdot \left| \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} \right| \quad M - \text{molska masa gasa}$$

Atom - struktura - energetski nivo

Atom se sastoji iz jezgra i elektrona. Jezgro se sastoji iz neutrona koji su električni neutralni i protona koji su električno pozitivni.

Ljuska atoma koju sačinjavaju elektroni je električno negativna. Elektroni se kreću oko jezgra velikom brzinom, pa izgleda da čine ljusku.

pozitivno naelektrisano jezgro i negativno naelektrisani elektroni su u ravnoteži, pa je atom u odnosu na spoljnu sredinu neutralan.

Pojedini elektroni kruže putanjama različitih prečnika.

Atomi koji imaju popunjenu spoljnu ljusku su stabilni - ne stupaju u hemijsku reakciju. Ukoliko je spoljna ljuska manje popunjena - nedostaje veći broj elektrona - utoliko atom snažnije reaguje - ukoliko je na višem "energetskom nivou", tj. ima veći energetski potencijal.

Sa povećanjem broja elektrona u spoljnoj ljusci smanjuje se njegova reaktivnost - oslobadja se deo energije - atom pada na "niži energetski" nivo i pri tom se oslobadja toplota u procesima sagorevanja, jer tada dolazi do popunjavanja elektronske ljuske atoma učesnika u procesu - goriva i oksidatora.

Atomi sa nepopunjenim ljuskama teže da popune svoje ljuske i to je suština procesa proizvodjenja energije putem hemijske reakcije. Pojedini atomi imaju popunjenu ljusku različitim brojem elektrona: 2, 2+8, 2+8+8:

vodonik popunjava ljusku sa 2 elektrona
 kiseonik popunjava ljusku sa 8 elektrona
 ugljenik popunjava ljusku sa 8 elektrona
 reduktori - goriva lako ustupaju svoje elektrone
 oksidatori lako primaju elektrone iz drugih atoma.

Zbog toga atomi ovih grupa elemenata teže da se spoje i pri tom se proizvodi toplota.

Kombinacije ovih materija čine REDOX sistem. U prirodi reduktori i oksidatori su često u sklopu sa drugim elementima - u jedinjenjima.

3. ENERGETSKI BILANS

Na osnovu stava o održanju energije imamo da je energija svih materija koje ulaze u reakciju jednaka energiji nastalih produkata sagorevanja, ili ukupna toplotna energija gorive smeše (gorivo + oksidator) jednaka je ukupnoj toplotnoj energiji produkata sagorevanja.

Toplotna energija goriva i oksidatora sastoji se iz:

- termohemijske energije goriva,
- entalpije goriva (količina sadržane toplote uslovljena stepenom zagrejanosti gorive materije),

- entalpije oksidatora.

Toplotna energija produkata sagorevanja sastoji se iz:

- hemijske energije gorivih komponenata (CO , H_2 , C_mH_n , itd.) ili komponenata koje međusobno mogu reagovati proizvodeći toplotu,
- entalpije produkata sagorevanja (uslovljena stepenom zagrejanosti tih produkata toplotom proizvedenom sagorevanjem).

$$H_f + H_g + H_o = H_{p,\text{sag.}} + H_{g,\text{k.}} \quad 1.6$$

odnosno za potpuno sagorevanje

$$H_f + H_g + H_o = H_{p,\text{sag.}} \quad 1.7$$

U analizi idealnog procesa sagorevanja mogu se usvojiti dve pretpostavke i to:

1. Sagorevanje je potpuno, tj. u produktima sagorevanja nema gorivih supstanci, što znači da je termohemijska energija produkata sagorevanja jednaka nuli

$$H_{g,\text{k.}} = 0 \quad i$$

2. Sagorevanje je potpuno, voda u produktima sagorevanja je u parnom stanju.

Pošto svaka goriva materija mora prethodno da bude isparena, da bi ušla u proces sagorevanja, ovu analizu svodimo na gasovito stanje materije neposredno pred njeno upaljenje.

U analizi energetskog bilansa obzirom da su H_g i H_{ox} vrednosti relativno male u poredjenju sa ukupnom količinom toplote, to se u odredjenim slučajevima mogu zanemariti, pa je

$$H_f = H_{p,\text{sag.}} \quad 1.8.$$

4. TOPLOTNI EFEKAT HEMIJSKE REAKCIJE

Proces sagorevanja može da se odvija pri

$p.T = \text{const}$ (izobarsko-izotermni proces)

$V.T = \text{const}$ (izohorsko-izotermni proces).

Pri hemijskim reakcijama može da se oslobadja ili utroši odredjena količina toplote, tj. reakcije mogu biti:

egzotermne i
endotermne.

Za sistem reagujućih materija, a na osnovu prvog zakona Termodinamike, količina razvijene toplote biće

$$Q = \Delta U + W \quad 1.9$$

gde je:

Q - toplotni efekat reakcije,

$\Delta U = U_2 - U_1$ - promena unutrašnje energije sistema,

W - rad širenja ili sabijanja.

Za reakcije koje teku pri $V = \text{const.}$ imamo da je $W = 0$, jer je

$$W = A p \int dV = 0, \text{ pošto je } \int dV = 0$$

tako da je toplotni efekat pri $v = \text{const.}$

$$Q_v = U_2 - U_1 \quad 1.10$$

U termodinamici toplota izdvojena pri hemijskoj reakciji je negativna (odvedena iz sistema), a toplota dovedena sistemu je pozitivna.

U termohemiji je obrnuto, pa imamo:

$$Q_v^x = U_1 - U_2 \quad 1.11$$

Toplotni efekat jednak je promeni ukupne unutrašnje energije sistema koji je u reakciji učestvovao pri $V = \text{const.}$

Ako proces teče pri $p = \text{const.}$, količina toplote biće

$$Q_p = U_2 - U_1 + p(V_2 - V_1), \text{ odnosno u termohemijskom značenju}$$

$$Q_p^x = U_1 - U_2 - p(V_2 - V_1) \quad 1.12$$

odnosno

$$Q_p^x = (U_1 + p V_1) - (U_2 + p V_2) \quad 1.13$$

pošto je

$$U + p V = H \text{ entalpija,}$$

sledi

$$Q_p^x = H_1 - H_2 \quad 1.14$$

Toplotni efekat reakcije pri $p = \text{const.}$ je rezultat promene unutrašnje energije sistema i mehaničkog rada koji se pri tome vrši, odnosno ukupnoj promeni entalpije sistema.

Kombinujući jednačine (1.11) i (1.12) imamo

$$Q_p^x = Q_V^x - p(V_2 - V_1) \quad 1.15$$

Iz jednačine (1.10) sledi da, ako hemijska reakcija teče bez promene volumena (broj mola koji ulazi u reakciju jednak je broju mola produkata reakcije), toplotni efekat pri izobarnom i izohornom procesu je jednak

$$Q_p^x = Q_V^x \quad \text{za} \quad \Delta V = 0$$

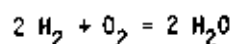
Ako u rezultatu reakcije nastaje jedan novi mol idealnog gasa, to je

$$p(V_2 - V_1) = R_0 T$$

odnosno za Δn mola gasa

$$p(V_2 - V_1) = \Delta n R_0 T \quad 1.16$$

Tako, naprimer, za reakciju



$$\Delta n = 2 - 3 = -1$$

$$p(V_2 - V_1) = -R_0 T \quad \text{i} \quad Q_p^x = Q_V^x - p(V_2 - V_1) = Q_V^x + R_0 T$$

$$\Delta n = n_p - n_g$$

n_p - broj molova produkata sagorevanja

n_g - broj molova polaznih materija.

Ako hemijska reakcija teče sa smanjivanjem volumena $Q_p^x > Q_V^x$ i obratno, sa povećanjem volumena $Q_p^x < Q_V^x$, razlika između Q_p^x i Q_V^x određena je veličinom utrošenog rada.

Hemijski preobražaj materije kod sistema sa tečnim i čvrstim gorivom teče sa zanemarljivo malim promenama zapremine zbog čega je za ovaj slučaj

$$Q_p^x = Q_V^x$$

Toplota sagorevanja naziva se toplotni efekat reakcije potpunog sagorevanja.

5. ZAVISNOST TOPLOTNOG EFEKTA OD TEMPERATURE

Toplotni efekat hemijske reakcije zavisi od temperature pri kojoj teče reakcija. Poznavanje veličine toplotnog efekta pri različitim temperaturama ima više praktičan značaj za proračun hemijske ravnoteže i određivanje gubitka toplote kao posledica disocijacije produkata sagorevanja pri visokim temperaturama.

Za određivanje zavisnosti toplotnog efekta od temperature koriste se jednačine (1.11) i (1.14). Diferenciranjem izraza (1.11) i (1.14) po temperaturi sledi

$$\left(\frac{\partial Q^x}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial U_1}{\partial T}\right)_v - \left(\frac{\partial U_2}{\partial T}\right)_v = C_{v1} - C_{v2} \quad 1.17$$

$$\left(\frac{\partial Q^x}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial H_1}{\partial T}\right)_p - \left(\frac{\partial H_2}{\partial T}\right)_p = C_{p1} - C_{p2} \quad 1.18$$

gde su:

C_{v1} , C_{p1} - sumarne molarne specifične toplote polazne materije,

C_{v2} , C_{p2} - sumarne molarne specifične toplote produkata reakcije pri $v = \text{const.}$ i $p = \text{const.}$

Jednačine (1.17) i (1.18) predstavljaju matematički oblik Kirhovog zakona.

Temperaturni koeficijent toplotnog efekta hemijske reakcije jednak je razlici specifičnih toplota polazne materije i konačnih produkata sagorevanja. }

Iz Kirhovog zakona sledi da toplotni efekat ne zavisi od temperature kada je sumarna specifična toplota polazne materije jednaka sumarnoj specifičnoj toploti produkata reakcije.

Poznavanje toplotnog efekta pri proizvoljnoj temperaturi i temperature zavisnosti specifičnih toplota dozvoljava određivanje toplotnog efekta pri nekoj drugoj temperaturi.

Treba napomenuti da kod mnogih reakcija toplotni efekat vrlo malo zavisi od temperature, pa se iz čisto praktičnih razloga može uzeti kao konstantan. Međutim, kod nekih drugih reakcija on jako zavisi od temperature.

6. TEMPERATURA SAGOREVANJA

Za potpunu analizu toka procesa sagorevanja potrebno je poznavati karakterističnu veličinu intenziteta procesa - temperaturu sagorevanja.

U tehničkim procesima sagorevanja obično se ne utroši celokupna termohemijska energija polaznih materija na zagrevanje produkata sagorevanja, već se deo te toplote troši na zagrevanje sistema za sagorevanja i na zagrevanje okoline.

Takodje posredstvom povratnih reakcija kod visokih temperatura sagorevanja dolazi do razlaganja produkata potpunog sagorevanja, na šta se takodje troši deo raspoložive toplote.

Pod temperaturom sagorevanja podrazumeva se ona temperatura do koje se zagreju produkti sagorevanja na račun toplote koja se oslobadja pri sagorevanju goriva.

Temperatura sagorevanja u uslovima adijabatskog procesa, a pri odsustvu disocijacije produkata sagorevanja naziva se kalorimetrijska temperatura.

Kalorimetrijska temperatura dobija se kada sagorevamo stehiometrijsku mešavinu goriva i oksidatora, a pri temperaturi polazne materije od 0 °C.

U tehničkim procesima kada imamo i prisustvo efekta disocijacije potrebno je odrediti teorijsku temperaturu sagorevanja. Teorijska temperatura sagorevanja je ona temperatura koja se dobija pri adijabatskom sagorevanju, uzimajući u obzir disocijaciju produkata sagorevanja.

Teorijska temperatura sagorevanja može se odrediti iz toplotnog bilansa adijabatskog procesa sagorevanja

$$Q_p^x + Q_f = Q_{ps} + Q_{dis} \quad 1.19$$

gde je:

Q_p^x - toplotni efekat reakcije potpunog sagorevanja,

Q_f - toplotni sadržaj polazne materije

$$Q_f = Q_g + Q_o$$

Q_{ps} - toplotni sadržaj produkata sagorevanja,

Q_{dis} - gubitak toplote usled disocijacije.

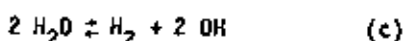
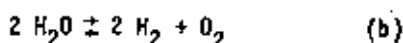
Pošto je

$$Q_{ps} = \sum V C_m T_s$$

to će temperatura sagorevanja biti:

$$T_s = \frac{Q_p^x + Q_f - Q_{dis}}{\sum V C_m} \quad 1.20$$

Za proračun Q_{dis} po 1 kg čvrstog ili tečnog goriva ili po 1 m³ gasnog goriva neophodno je poznavati sadržaj u produktima sagorevanja komponenti CO, H₂, OH, čije su reakcije:



tada je

$$Q_{dis} = Q_p^{(a)} V_{\text{CO}} + Q_p^{(b)} V_{\text{H}_2} + Q_p^{(c)} V_{\text{OH}} \quad 1.21$$

Pošto je toplotni efekat reakcije (b) i (c) jednak, sledi

$$Q_{dis} = Q_p^{(a)} V_{\text{CO}} + Q_p^{(b)} (V_{\text{H}_2} + 0,5 V_{\text{OH}}) \quad 1.22$$

Za proračun temperature sagorevanja najpogodnije je primeniti grafičku metodu.

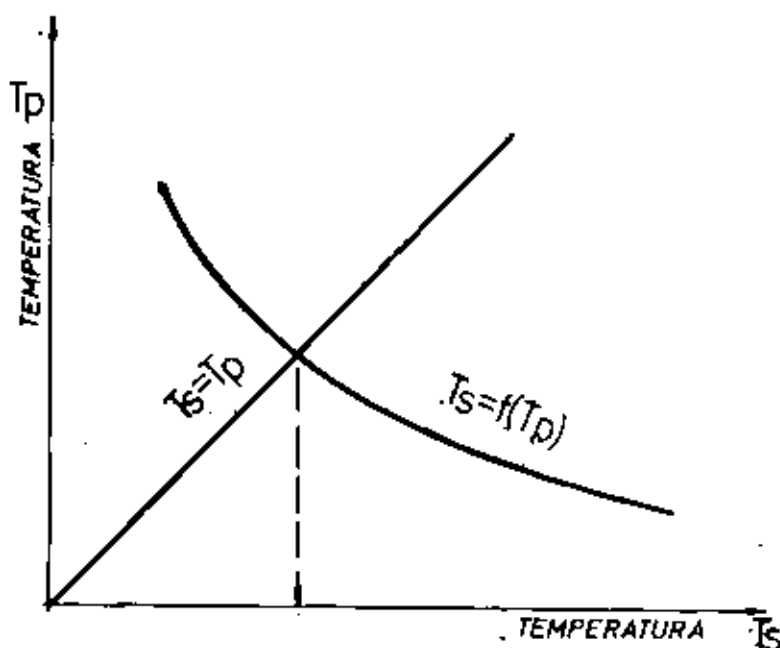
Pretpostavimo tri vrednosti temperature ravnoteže bliskim pretpostavljenoj teorijskoj temperaturi sagorevanja. Za pretpostavljene temperature izračunamo konstante ravnoteže reakcija (a), (b) i (c). Pomoću konstanti ravnoteže izračunamo sadržaj produkata sagorevanja CO, H₂ i OH. Q_{dis} i $\sum V C_m$, pa preko relacije (1.20) odredimo temperaturu. U presečištu krivih

$$T_s = T_p \quad \text{i} \quad T_s = f(T_p)$$

dobija se teorijska temperatura sagorevanja (sl. 1.1).

Za proračun temperature sagorevanja potrebno je uzeti u obzir zavisnost toplotnog efekta od temperature, naročito za reakciju (b).

U tabeli 1.1 date su vrednosti toplotnog efekta za različite temperature za reakcije (a) i (b)



Sl. 1.1

Tablica 1.1

Toplotni efekat	Temperatura K					
	298	1000	1500	2000	2500	3000
$Q_p^{(a)} \left \frac{\text{m}^3}{\text{kJ}} \right \text{CO}$	12670	12640	12516	12307	12348	12474
$Q_p^{(b)} \left \frac{\text{m}^3}{\text{kJ}} \right \text{H}_2$	10800	11176	11260	11176	109252	10310

Za tehničke procese čija temperatura sagorevanja ne prelazi 1973 K do 2073 K, uticaj disocijacije se može zanemariti. Međutim, kod znatno viših temperatura uticaj disocijacije može biti vrlo značajan, pa se pri proračunu temperature mora uzeti u obzir.

U tablici 1.2 uzete su vrednosti temperature sagorevanja za neke kombinacije goriva i oksidatora [3].

Tablica 1.2

Gorivo	Oksidator	Goriva [%]	Temperatura sagorevanja K
Vodonik	Vazduh	31,6	2318
Vodonik	Kiseonik	67	2760
Vodonik	Kiseonik	73	2800
Vodonik	Kiseonik	78	2933
Vodonik	Kiseonik	82	2700
Atom vodonika			4033
Ugljenmonoksid	Vazduh	20	1923
Ugljenmonoksid	Vazduh	25	2203
Ugljenmonoksid	Vazduh	32	2373
Ugljenmonoksid	Vazduh	37	2273
Ugljenmonoksid	Vazduh	45	2123
Ugljenmonoksid	Vazduh	55	1833
Metan	Vazduh	10	2148
Etan	Vazduh	5,8	2168
Propan	Vazduh	4,15	2198
Butan	Vazduh	3,2	2168
Izobutan	Vazduh	3,2	2173
Acetilen	Vazduh	9,0	2598
Acetilen	Kiseonik	18	3200
Acetilen	Kiseonik	33	3280
Acetilen	Kiseonik	44	3410
Acetilen	Kiseonik	50	3200
Etilen	Vazduh	7,0	2248
Propilen	Vazduh	4,5	2208
Butilen	Vazduh	3,4	2208

11 OSNOVI HEMIJSKE STATIKE I KINETIKE

1. HEMIJSKA RAVNOTEŽA

1.1. Koncentracije reagujućih materija

Pod zapreminskom koncentracijom materije nazivamo količinu materije koja se nalazi u jedinici zapremine. Pretpostavimo sistem koji se sastoji iz n_1, n_2, \dots, n_i mola različitih komponenti koji zauzima neku zapreminu V pri ukupnom pritisku p . Koncentracije komponenata možemo izraziti na tri načina.

1. Zapreminsko-molarne koncentracije

$$c_1 = \frac{n_1}{V}, \quad c_2 = \frac{n_2}{V}, \quad \dots, \quad c_i = \frac{n_i}{V} \quad \left[\frac{\text{kg mol}}{\text{m}^3} \right] \quad 2.1$$

2. Molarni udeli

$$Y_1 = \frac{\frac{n_1}{V}}{\sum_j \frac{n_j}{V}}; \quad Y_2 = \frac{\frac{n_2}{V}}{\sum_j \frac{n_j}{V}}; \quad \dots; \quad Y_i = \frac{\frac{n_i}{V}}{\sum_j \frac{n_j}{V}} \quad 2.2$$

3. Parcijalni pritisci

$$p_1, p_2, \dots, p_i \quad \sum_i p = p \quad 2.3$$

Ako je ukupni pritisak sistema jedinačni, tada parcijalni pritisci izraženi u istoj jedinici brojačno imaju iste vrednosti sa molarnim ili zapreminskim koncentracijama.

Veza između zapreminsko-molarnih koncentracija i molarnih udela

$$c_i = \frac{n_i}{V}, \quad c_i = \frac{n_i}{V} \frac{\sum_j n_j}{\sum_j n_j} = Y_i \frac{\sum_j n_j}{V} \quad 2.4$$

Iz jednačine stanja imamo

$$pV = \sum n R_0 T \quad \text{ili} \quad \frac{\sum n}{V} = \frac{p}{R_0 T} \quad 2.5$$

pa je

$$c_i = \gamma_i \frac{P}{R_0 T} \quad 2.6$$

Veza između zapreminsko-molarnih koncentracija i parcijalnih pritiska

$$c_i = \frac{n_i}{V}$$

iz jednačine stanja za i-tu komponentu

$$P_i V = n_i R_0 T \quad ; \quad \frac{n_i}{V} = \frac{P_i}{R_0 T} \quad 2.7$$

$$c_i = \frac{P_i}{R_0 T}$$

2.1. Zakon o dejstvu reagirajućih masa

Brzina hemijske reakcije pri konstantnoj temperaturi proporcionalna je proizvodu koncentracija reagirajućih materija na stepen koji karakteriše broj mola reagirajuće materije. }

U toku razvoja mnogih hemijskih reakcija, reakcije ne teku do kraja, tj. do potpunog iščezavanja polazne materije u vezi čega se može zaključiti da reakcija teče u dva pravca, u pravcu iščezavanja polazne materije i u pravcu delovanja produkata reakcije sa komponentama polazne materije. Ovakve reakcije se nazivaju povratne reakcije.

Povratna reakcija drugog reda napisana u opštem obliku glasi



gde su:

A, B, E, F - hemijske formule reagirajućih materija,

a, b, e, f - stehiometrijski koeficijenti koji karakterišu broj molova reagirajućih materija..

Označimo sa c_A, c_B, c_E, c_F zapreminsko-molarne koncentracije. Po zakonu o dejstvu masa brzina osnovne reakcije u proizvoljnom momentu vremena je

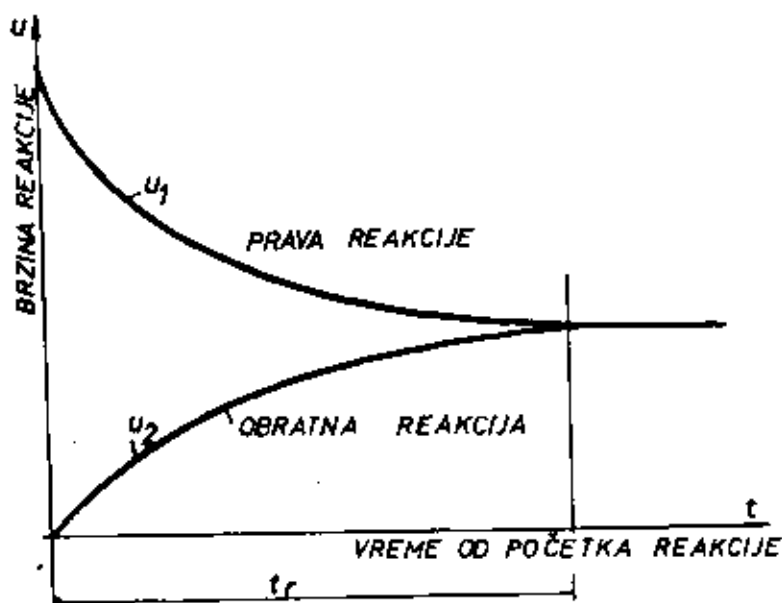
$$u_1 = K_1 c_A^a c_B^b \quad 2.9$$

analogno za suprotnu reakciju

$$u_2 = K_2 c_E^e c_F^f$$

Koeficijente K_1 i K_2 nazivamo konstante brzine reakcije i zavise od prirode reakcije i od temperature, pritiska i koncentracije.

Zavisno od mere iščezavanja polazne materije smanjuje se koncentracija i brzina osnovne reakcije. Istovremeno se povećava koncentracija i brzina suprotne reakcije. Sumarna brzina u sistemu jednaka je razlici ove dve brzine, ona se stalno smanjuje dostižući nultu vrednost. Promena ovih brzina prikazana je na dijagramu na sl. 2.1.



$$u_{\text{eff}} = u_1 - u_2 \quad \text{Sl. 2.1.}$$

t_r - vreme uspostavljanja hemijske ravnoteže

$$u_{\text{eff}} = u_1 - u_2 = 0$$

$$t = t_r$$

Osnovni uslov ravnoteže je održavanje nepromenjenosti sastava reagirajućeg sistema po vremenu uz održavanje nepromenjenih spoljnih uslova, što znači da je ukupna promena mase sistema po vremenu jednaka nuli

$$\frac{dm}{dt} = 0, \text{ odnosno } u_1 = u_2$$

$$K_1 c_A^a c_B^b = K_2 c_E^e c_F^f$$

2.10

odakle sledi

$$\frac{c_E^e c_F^f}{c_A^a c_B^b} = \frac{K_1}{K_2} = K_c$$

Veličina K_c naziva se konstanta hemijske ravnoteže.

Jednačina (2.10) predstavlja matematički izraz zakona o dejstvu masa.

Zavisno od toga kako su izražene koncentracije reagirajućih komponenata može se izvesti i izraz za konstantu hemijske ravnoteže.

Ako su koncentracije date preko molarnih udela, tada je

$$K_Y = \frac{Y_E^e Y_F^f}{Y_A^a Y_B^b} \quad 2.11$$

ili preko parcijalnih pritisaka

$$K_P = \frac{P_E^e P_F^f}{P_A^a P_B^b} \quad 2.12$$

Veza između ovih konstanti ravnoteže, a uzimajući prethodno izvedene izraze za

$$c_i = Y_i \frac{P}{R_0 T} \quad i$$

$$c_i = \frac{P_i}{R_0 T}$$

je

$$K_C = \frac{Y_E^e Y_F^f}{Y_A^a Y_B^b} \left(\frac{P}{R_0 T}\right)^{(e+f-a-b)} = K_Y \left(\frac{P}{R_0 T}\right)^{\Delta v} \quad 2.13$$

odnosno

$$K_C = K_P \left(\frac{1}{R_0 T}\right)^{\Delta v} \quad 2.14$$

Zakon o dejstvu masa strogo govoreći, važi samo za idealne gasove. Za realne gasove može se primeniti uz pretpostavku da se oni pokoravaju zakonima idealnih gasova.

Ovaj zakon može se primeniti i kod heterogenih reakcija koje imaju značajno mesto u procesima sagorevanja i gasifikacije čvrstih i tečnih gasova. U ovom slučaju uzimaju se u obzir samo koncentracije gasne faze reagirajuće materije.

2. UTICAJ TEMPERATURE NA STANJE HEMIJSKE RAVNOTEZE

Iz Carnot-ovog ciklusa za temperaturnu razliku

$$\Delta T = T_1 - T_2 \quad \text{i za} \quad W = Q_1 - Q_2, \quad \text{možemo naći odnos}$$

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{W}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Za beskonačno male razlike temperatura je

$$\frac{dW}{Q} = \frac{dT}{T} \quad \text{ili} \quad Q = T \frac{dW}{dT}$$

Ako dobijeni izraz za Q unesemo u izraz za Prvi zakon termodinamike

$$Q = \Delta U + W$$

dobijamo

$$W = -\Delta U + T \frac{dW}{dT}$$

pri $V = \text{const.}$

$$-\Delta U = Q_V^x \quad \text{i} \quad W = W_V$$

pa je

$$W_V = Q_V^x + T \left(\frac{\partial W_V}{\partial T} \right)_V \quad 2.15$$

Za $p = \text{const.}$

$$W_p = Q_p^x + T \left(\frac{\partial W_p}{\partial T} \right)_p \quad 2.16$$

Ovi izrazi predstavljaju vezu izmedju toplotnog efekta reakcije i maksimalnog rada.

S druge strane, maksimalni rad koji može dati reakcija koja teče pri $V = \text{const.}$; $T = \text{const.}$, a pri zadatim koncentracijama materije je

$$W_V = R_0 T \left(\ln K_C - \ln \frac{c_E^e c_F^f}{c_A^a c_B^b} \right) \quad 2.17$$

odnosno pri $P = \text{const.}$ i $T = \text{const.}$

$$W_p = R_0 T \left(\ln K_p - \ln \frac{p_E^e p_F^f}{p_A^a p_B^b} \right) \quad 2.18$$

Diferenciranjem ovih jednačina po temperaturi sledi

$$\left(\frac{\partial W_V}{\partial T} \right)_V = R_0 \ln K_C + R_0 T \frac{d \ln K_C}{dT} - R_0 \ln \frac{c_E^e c_F^f}{c_A^a c_B^b} \quad 2.19$$

$$\left(\frac{\partial W_p}{\partial T} \right)_p = R_0 \ln K_p + R_0 T \frac{d \ln K_p}{dT} - R_0 \ln \frac{p_E^e p_F^f}{p_A^a p_B^b} \quad 2.20$$

Uvrstimo izraze za A_V ; $(\frac{\partial W_V}{\partial T})_V$; i A_P ; $(\frac{\partial W_P}{\partial T})_P$ u izraze (2.15) i (2.16). Tada imamo:

$$\frac{d \ln K_C}{dT} = \frac{Q_V^X}{R_0 T^2} \quad 2.21$$

ili

$$\frac{d \ln K_P}{dT} = \frac{Q_P^X}{R_0 T^2} \quad 2.22$$

Jednačinu (2.21) nazivamo jednačinom izohore hemijske reakcije, a jednačinu (2.22) jednačinom izobare hemijske reakcije. One daju vezu konstanti ravnoteže sa toplotnim efektom i temperaturom.

Za endotermne reakcije je $Q^X < 0$, pa je

$$\frac{d \ln K}{dT} > 0 \quad \text{i} \quad \frac{dK}{dT} > 0$$

tj. povećanjem temperature raste konstanta ravnoteže.

Za egzotermne reakcije je $Q^X > 0$, pa je

$$\frac{d \ln K}{dT} < 0 \quad \text{i} \quad \frac{dK}{dT} < 0$$

tj. sa povećanjem temperature opada konstanta ravnoteže.

Porast konstante ravnoteže označava povećanje u ravnotežnom sistemu koncentracija produkata reakcije, tj. pomeranje ravnoteže u stranu osnovne reakcije ili suprotno.

Jednačine izohore i izobare hemijske reakcije ima praktičan značaj za proračun ravnoteže u sistemima sa različitim temperaturama, ako je poznat toplotni efekat i obratno.

Kod mnogih reakcija toplotni efekat se neznatno menja sa temperaturom, pa ako ovu zavisnost zanemarimo integracijom izraza (2.21) i (2.22) imamo

$$\ln K_C = \frac{Q_V^X}{R_0 T} + C \quad 2.23$$

$$\ln K_P = \frac{Q_P^X}{R_0 T} + C \quad 2.24$$

Poznavanjem vrednosti konstante ravnoteže za proizvoljni toplotni efekat i temperaturu mogu se odrediti konstante integracije.

Ukoliko je zavisnost toplotnog efekta od temperature data u obliku

$$Q^x = Q_0^x + a T + b T^2 + c T^3 + \dots \quad 2.25$$

zamenom ovog izraza u jednačine (2.21) i (2.22) i integracijom imamo

$$\frac{d \ln K}{dT} = - \frac{Q_0^x}{R_0 T^2} - \frac{a}{R_0 T} - \frac{b}{R_0} - \frac{cT}{R_0} - \dots \quad 2.26$$

tj.

$$\ln K = \frac{Q_0^x}{R_0 T} - \frac{a}{R_0} \ln T - \frac{b}{R_0} T - \frac{c}{2 R_0} T^2 + C \quad 2.27$$

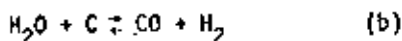
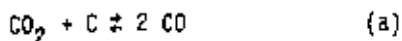
odnosno

$$\lg K = \frac{Q_0^x}{19,144 T} - \frac{a}{8,314} \log T - \frac{b T}{19,144} - \frac{c T^2}{38,287} + C \quad 2.28$$

3. UTICAJ PRITISKA NA HEMIJSKU RAVNOTEŽU

Obzirom da se mnogi procesi sagorevanja i gasifikacije obavljaju pri povišenom pritisku, potrebno je analizirati uticaj pritiska na stanje hemijske ravnoteže. Jednačinama (2.12), (2.13) i (2.14) data je veza pritiska sa konstantama ravnoteže.

Da bi se jasnije uočio uticaj pritiska na hemijsku ravnotežu, analiziraćemo sledeće reakcije:



Za reakciju (a) konstanta ravnoteže je

$$K_Y = K_c \left(\frac{R_0 T}{P} \right)^{2-1} = K_c \left(\frac{R_0 T}{P} \right) = \frac{Y_{\text{CO}}^2}{Y_{\text{CO}_2}} = \frac{|\text{CO}|^2}{|\text{CO}_2|}$$

Pri $T = \text{const.}$ je $K_c = \text{const.}$ Da je

$$\frac{|\text{CO}|^2}{|\text{CO}_2|} = \frac{a}{P}$$

gde je $a = K_c R_0 T$ i t

$$CO_2 = \frac{|CO|^2}{a} P$$

Koncentracije CO_2 i CO vezane su

$$|CO_2| + |CO| = 1, \quad \gamma_{CO_2} + \gamma_{CO} = 1$$

što znači da pri $T = \text{const.}$ sa porastom pritiska koncentracija CO_2 raste, a CO opada.

Za reakciju pod (b) pri $T = \text{const.}$ imamo

$$K_Y = K_C \left(\frac{R_0 T}{P}\right)^{1+1-1} = K_C \left(\frac{R_0 T}{P}\right) = \frac{|CO| |H_2|}{|H_2O|}$$

Označimo sa $K_C R_0 T = b$

$$\frac{b}{P} = \frac{|CO| |H_2|}{|H_2O|}$$

ili

$$|H_2O| = \frac{|CO| |H_2|}{b} P$$

što znači da pri porastu pritiska koncentracija $|H_2O|$ raste, a koncentracije $|CO|$ i $|H_2|$ opadaju.

Za reakciju pod (c)

$$K_Y = K_C \left(\frac{R_0 T}{P}\right)^{1/2} = K_C \frac{P}{R_0 T}$$

odnosno

$$K_Y = e P \quad \text{gde je} \quad e = K_C \frac{1}{R_0 T}$$

$$K = e P = \frac{|CH_4|}{|H_2|^2}$$

ili

$$|CH_4| = e |H_2|^2 P$$

odakle sledi da koncentracija $|CH_4|$ raste sa porastom pritiska, a koncentracija $|H_2|$ opada.

Iz analiza ovih reakcija može se zaključiti da sa porastom pritiska rastu koncentracije mnogatomnih gasova (CO_2 , H_2O i CH_4), a koncentracije CO i H_2 opadaju.

Kod reakcija koje teknu pri visokim pritiscima treba imati u vidu da realni zakoni odstupaju od zakona za idealne gasove.

4. HEMIJSKA RAVNOTEŽA NEKIH REAKCIJA SAGOREVANJA I GASIFIKACIJE

U cilju kontrole pravilnog odvijanja procesa gasifikacije i sagorevanja i korektnog toka i analize termohemijskog proračuna složenih sistema za sagorevanje potrebno je detaljno poznavanje karakteristika toka određenih hemijskih reakcija, njihovih konstanti ravnoteže i njihove zavisnosti od temperature, te sastav produkata sagorevanja za različite režime rada. Kao ilustracija ovih problema razmotriće se neke od značajnijih hemijskih reakcija.

U tabeli 2.1 iznete su neke od osnovnih jednačina gasifikacije i sagorevanja i veze njihovih konstanti ravnoteže sa temperaturom na kojoj se proces odvija. U zavisnosti od primenjenih mernih jedinica konstanta ravnoteže pojavice se kao bezdimenzionalni broj ili u nekoj mernoj jedinici, na šta utiče i struktura hemijske jednačine procesa [1].

Tabela 2.1

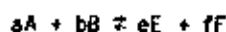
Reakcija sa toplotnim efektom pri 293 K	Konstanta ravnoteže	Jednačine konstante ravnoteže
$C + O_2 \rightleftharpoons CO_2 + 409.469$	$K_p = \frac{P_{CO_2}}{P_{O_2}}$	$\lg K_p = \frac{20582,8}{T} - 0,302 \lg T + 0,143 \cdot 10^{-3} T - 0,0196 \cdot 10^{-6} T^2 + 0,62$
$2 C + O_2 \rightleftharpoons 2 CO + 248.695$	$K_p = \frac{P_{CO}^2}{P_{O_2}}$	$\lg K_p = \frac{11635,1}{T} + 2,1656 \lg T - 0,9394 \cdot 10^{-3} T + 0,1064 \cdot 10^{-6} T^2 + 3,394$
$2 CO + O_2 \rightleftharpoons 2 CO_2 + 570.242$	$K_p = \frac{P_{CO_2}^2}{P_{CO}^2 P_{O_2}}$	$\lg K_p = \frac{29530,5}{T} - 2,769 \lg T + 0,001225 T - 0,1356 \cdot 10^{-6} T^2 - 2,15$
$2 H_2 + O_2 \rightleftharpoons 2 H_2O + 483.994$	$K_p = \frac{P_{H_2O}^2}{P_{H_2}^2 P_{O_2}}$	$\lg K_p = \frac{25116,1}{T} - 0,9466 \lg T - 0,7216 \cdot 10^{-3} T + 0,1618 \cdot 10^{-6} T^2 - 1,714$
$CO_2 + C \rightleftharpoons 2 CO + 160.773$	$K_p = \frac{P_{CO}^2}{P_{CO_2}}$	$\lg K_p = -\frac{8947,7}{T} + 2,4673 \lg T - 0,0010824 T + 0,116 \cdot 10^{-6} T^2 + 2,77$

nastavak tabele 2.1

Reakcija sa toplotnim efektom pri 293 K	Konstanta ravnoteže	Jednačina konstante ravnoteže
$H_2O + C \rightleftharpoons H_2 + CO - 117.896$	$K_P = \frac{P_{CO} P_{H_2}}{P_{H_2O}}$	$\lg K_P = -\frac{6740,5}{T} + 1,5561 \lg T -$ $- 0,1092 \cdot 10^{-2} T -$ $- 0,028 \cdot 10^{-6} T^2 + 2,554$
$CO + H_2O \rightleftharpoons CO_2 + H_2 + 42.914$	$K_P = \frac{P_{CO_2} P_{H_2}}{P_{CO} P_{H_2O}}$	$\lg K_P = \frac{2059}{T} - 1,5904 T + 1,871 \cdot 10^{-3} \cdot$ $T - 0,565 \cdot 10^{-6} T^2 +$ $+ 8,24 \cdot 10^{-11} T^3 + 1,5313$
$C + 2 H_2 \rightleftharpoons CH_4 + 77.874$	$K_P = \frac{P_{CH_4}}{P_{H_2}^2}$	$\lg K_P = \frac{3148}{T} - 5,957 \lg T +$ $+ 0,00186 T - 0,1095 \cdot 10^{-6} T^2 +$ $+ 11,79$

Visoko značenje konstante ravnoteže pri nekim temperaturama znači da je u ravnotežnom stanju koncentracija produkata osnovne (+) reakcije visoka, a koncentracije osnovne materije vrlo niske, što govori da je tok osnovne reakcije pri tim temperaturama praktično do kraja. Porast značenja konstante ravnoteže sa temperaturom ukazuje na intenziviranje osnovne reakcije i pomeranje ravnotežnog stanja u stranu te reakcije i obrnuto.

$$> K_C \quad \text{za } > T$$



Znak (-) u logaritmu konstante ravnoteže znači da reakcija pri toj temperaturi prvenstveno teče u suprotnom (+) pravcu.

U tabeli 2.2 izneti su logaritmi konstante ravnoteže osnovnih reakcija sagorevanja i gasifikacije.

Tabela 2.2

Reakcija	Temperatura K			
	500	1000	1500	2000
$C + O_2 \rightleftharpoons CO_2$	41,040	20,418	13,545	10,106
$2 C + O_2 \rightleftharpoons 2 CO$	32,068	20,693	16,856	14,908
$2 CO + O_2 \rightleftharpoons 2 CO_2$	50,017	20,163	10,275	5,382

nastavak tabele 2.2

Reakcija	Temperatura K			
	500	1000	1500	2000
$2H_2 + O_2 \rightleftharpoons 2H_2O$	46,643	20,003	11,305	6,932
$C + CO_2 \rightleftharpoons 2CO$	-8,977	0,260	3,270	4,744
$C + H_2O \rightleftharpoons CO + H_2$	-6,790	0,345	2,775	3,994
$CO + H_2O \rightleftharpoons CO_2 + H_2$	2,137	0,154	-0,413	-0,656
$C + 2H_2 \rightleftharpoons CH_4$	3,312	-0,982	-2,351	-2,915

Reakcija $CO_2 + C \rightleftharpoons 2CO$ određuje ravnotežni sastav vazdušnog generatorskog gasa. U tabeli 2.3 izneti su podaci za sastav i konstantu ravnoteže u zavisnosti od temperatura pri atmosferskom pritisku /1/.

Tabela 2.3

T K	$K_p = \frac{P_{CO}^2}{P_{CO_2}}$	Sastav smeše [%]	
		CO ₂	CO
600	$1,868 \cdot 10^{-6}$	99,86	0,14
700	$2,669 \cdot 10^{-4}$	98,38	1,62
800	$1,098 \cdot 10^{-2}$	90,05	9,95
900	0,1926	64,68	35,32
1000	1,900	27,59	72,41
1100	12,70	7,07	92,93
1200	57,09	1,69	98,31
1300	$2,083 \cdot 10^2$	0,48	99,52

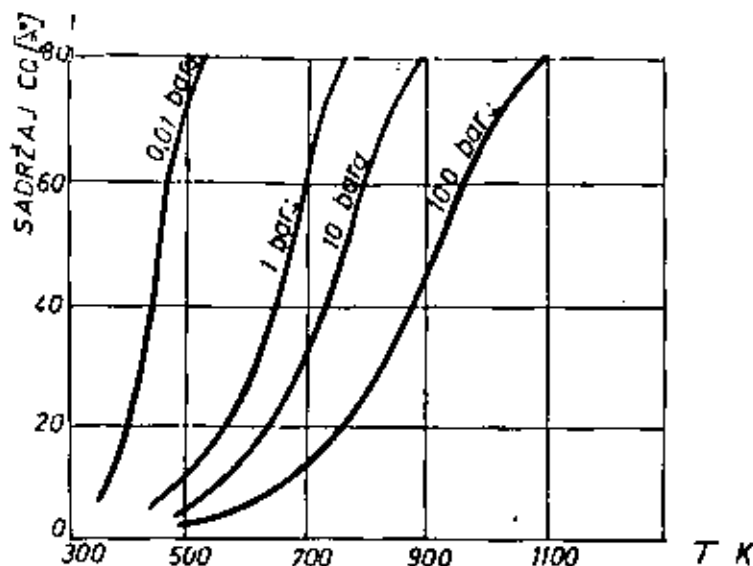
Kada se umesto O₂ koristi vazduh zbog prisustva azota, smanjuje se parcijalni udeo sume CO + CO₂, što se vidi iz tabele 2.4 /1/.

Tabela 2.4

T [K]	Sadržaj u smeši			CO CO ₂ + CO	100 %
	CO ₂	CO	N ₂		
923	10,8	16,9	72,3	61,0	
1073	1,6	31,9	66,5	95,2	
1173	0,4	34,1	65,5	98,8	
1273	0,2	34,4	65,4	99,4	

Iz prethodnog se vidi da je potpuno razlaganje CO_2 moguće pri nižim temperaturama reda 1173-1273 K.

Reakcija $\text{CO}_2 + \text{C} \rightleftharpoons 2 \text{CO}$ teče sa povećanjem volumena, što znači da pritisak pomera ravnotežu sastava u pravcu suprotne reakcije. Na dijagramu na sl. 2.2 pokazan je uticaj pritiska na promenu ravnotežnog sastava /1/.



Sl. 2.2

Reakcija $\text{C} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{CO} + \text{H}_2$ služi za dobijanje vodenog gasa. Potpuno razlaganje vodene pare moguće je pri relativno niskim temperaturama reda 1173 do 1273 K. Reakcija stvaranja vodenog gasa teče pri $v = \text{const}$. Sa povećanjem pritiska smanjuje se stepen razlaganja H_2O . Ravnotežni sastav gasa pri različitim temperaturama prikazan je u tabeli 2.5 /1/.

Tabela 2.5

T K	K_p	H_2O [%]	CO [%]	H_2 [%]
500	$2,228 \cdot 10^{-7}$	99,906	0,047	0,047
600	$5,059 \cdot 10^{-5}$	98,584	0,708	0,708
700	$2,407 \cdot 10^{-3}$	90,66	4,67	4,67
800	$4,399 \cdot 10^{-2}$	65,94	17,03	17,03
900	0,4244	29,38	35,31	35,31
1000	2,600	8,01	45,95	45,95
1100	11,58	2,07	48,96	48,96
1200	39,77	0,62	49,69	49,69

$$K_p = \frac{P_{\text{CO}} P_{\text{H}_2}}{P_{\text{H}_2\text{O}}}$$

Reakcija $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{H}_2$ je jedna od važnijih reakcija gasifikacije i određuje konačan sastav mnogih generatorskih gasova. Ova reakcija teče bez promene volumena, što znači da reakcija ne zavisi od pritiska.

U tabeli 2.6 iznet je sastav ravnotežnog stanja i konstanta ravnoteže za slučaj kada su polazne materije date u stehiometrijskom odnosu.

Tabela 2.6 /1/

T, K	$\frac{p_{\text{CO}_2} p_{\text{H}_2}}{p_{\text{CO}} p_{\text{H}_2\text{O}}}$	Sastav [%]			
		CO	H ₂ O	H ₂	CO ₂
300	$8,975 \cdot 10^4$	0,166	0,166	49,834	49,834
500	$1,260 \cdot 10^2$	4,09	4,09	45,91	45,91
700	9,017	12,49	12,49	37,51	37,51
900	2,204	20,12	20,12	29,875	29,875
1100	0,9444	25,35	25,35	24,65	24,65
1300	0,5435	28,79	28,79	21,21	21,21
1500	0,3704	31,08	31,08	18,92	18,92

5. DISOCIJACIJA PRODUKATA SAGOREVANJA I NJEN UTICAJ NA TEMPERATURU SAGOREVANJA

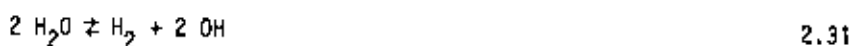
U procesima sagorevanja kod kojih temperatura sagorevanja ima visoku vrednost, javljaju se endotermne reakcije za čije odvijanje je potrebno dovesti sistemu određenu količinu energije, koja se u konačnom energetskom bilansu sistema javlja kao gubitak.

Zbog toga je nužno, pri analizi termohemijskog proračuna transformacije visokoenergetske gorive materije kod koje temperatura sagorevanja doseže i preko 3000 K uzeti u obzir efekte disocijacije. Ovaj efekat počinje da se javlja na temperaturama sagorevanja reda 1500 K i naglo raste sa porastom temperature sagorevanja.

Fizičko objašnjenje ovog fenomena svodi se uprošćeno na ponašanje međumolekularnih sila kada neki složeni molekul vrlo brzo dodje u područje visokih temperatura. U takvim uslovima složeni molekul dolazi u stanje termičkog raspada, izazvanog naglim slabljenjem međumolekularnih sila. Ovaj proces teče

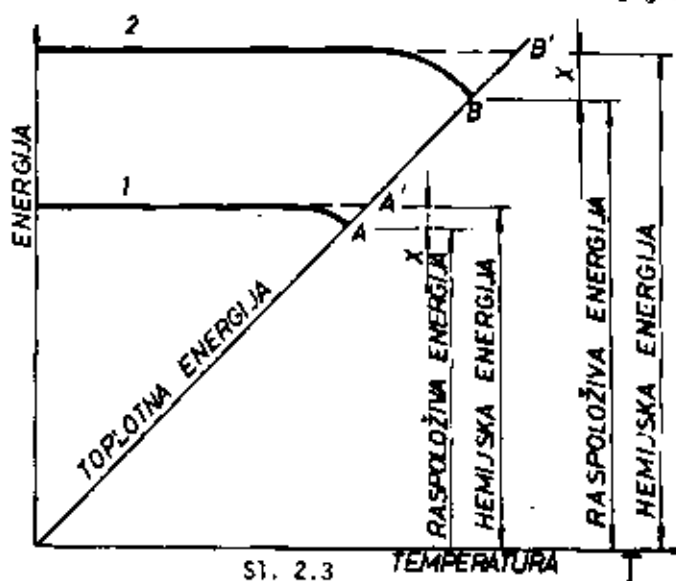
znatno brže od procesa stvaranja nosioca reakcija slobodnih atoma i radikala koji kroz egzotermne reakcije regulišu transformaciju potencijalne u toplotnu energiju sistema.

U procesu sagorevanja poseban interes predstavljaju ravnoteže sledećih gasnih reakcija



Kod viših temperatura reakcije sagorevanja vodonika i ugljenmonoksida praktično teku nepovratno do kraja. Kod povišenih temperatura (iznad 2200 K) moramo računati sa povratnošću reakcije, tj. sa formiranjem produkata disocijacije. Pri formiranju disociranih produkata reakcije troši se određeni deo hemijske energije u zavisnosti od veličine temperature sagorevanja, što znači da su reakcije disocijacije endotermičke reakcije.

Goriva sa visokom hemijskom energijom imaju višu temperaturu sagorevanja, pa je i uticaj disocijacije znatno veći, što se može videti na dijagramu na sl. 2.3.



Sl. 2.3

Konačna temperatura za gorivo (1) i (2) biće određene tačkama A, odnosno B. Iz dijagrama se vidi da raspoloživa toplotna energija nije proporcionalna hemijskoj energiji goriva i daje stepen disocijacije zavislan od vrednosti hemijske energije.

Kao posledica disocijacije javljaju se sledeći produkti: CO_2 , CO , H_2O , H_2 , O_2 , OH , H , O , N i NO_2 .

Pod uticajem visoke temperature neki molekuli, kao naprimer H_2 , mogu biti disocirani u dva atoma vodonika u skladu sa endotermičkom reakcijom

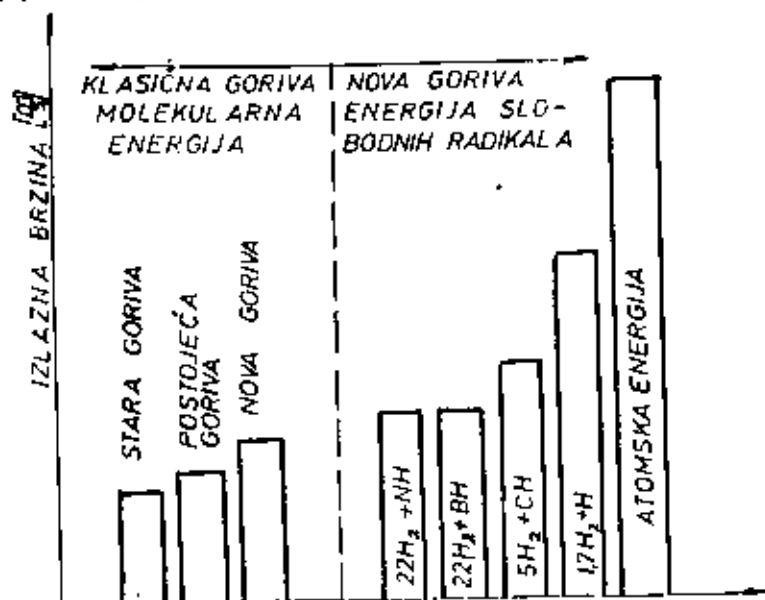


Obratno, ako bi bilo moguće sahraniti (sačuvati - stokirati) atome vodonika, oni bi mogli biti, u komori za sagorevanje, rekombinovani u molekul vodonika sa izrazitom egzotermičkom reakcijom



što može korisno poslužiti kao novi vid goriva - slobodni radikali.

Uopšteno, slobodni radikali mogu biti definisani kao električno neutralan atom ili grupa atoma sa nestabilnim rasporedom elektrona koji u kombinaciji sa nekim drugim slobodnim radikalom ili molekulom formiraju stabilne molekule. Ova činjenica naročito je pogodna za korišćenje u sistemima za sagorevanje gde se raspoloživa toplotna energija, transformacijom u kinetičku energiju - brzinu isticanja ekspanzijom koristi kao radni medij, što je slučaj kod propulzionih sistema. Na slici 2.4 šematski je prikazano uporedjenje izmedju molekularne energije i energije slobodnih radikala izraženo preko izlazne brzine.



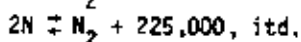
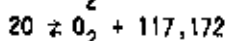
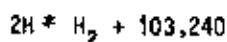
Sl. 2.4

U tabeli 2.7 izneti su podaci za raspoloživu energiju za neka od ovih goriva.

Tabela 2.7

Iskhodna materija	Radikal	Energija disocijacije polazne materije kJ/mol	Energija disocijacije polazne materije $\times 10^3$ kJ/kg
NH_3	NH_2, H	426,97	25,07
H_2O	OH, H	489,70	27,42
CH_4	CH_3, H	422,70	26,37
F_2	F	149,02	3,93
C_2H_6	CH_3	398,78	11,59
N_2	H	941,85	33,49
O_2	O	490,47	15,32
H_2	H	431,99	21,43

tj.



Teškoće upotrebe ovakvih goriva leže u problemima njihove proizvodnje i čuvanja. Na temperaturi okoline vek slobodnih radikala je vrlo kratak i kreće se oko 16^{-3} do 16^{-8} s.

U tabeli 2.8 izneta je vrednost $\lg K_p$ za neke reakcije disocijacije, a u tabeli 2.9 i 2.10 stepen disocijacije CO i H_2O /1/.

Tabela 2.8

Temperatura K	$2 H_2O \rightleftharpoons H_2 + 2 OH$	$H_2 \rightleftharpoons H + H$	$O_2 \rightleftharpoons O + O$
	$K_p = \frac{P_{H_2} P_{OH}^2}{P_{H_2O}^2}$	$K_p = \frac{P_H^2}{P_{H_2}}$	$K_p = \frac{P_O^2}{P_{O_2}}$
1000	-21,06	-17,19	-19,48
1200	-16,34	-13,19	-15,10
1400	-12,94	-10,52	-11,97
1600	-10,40	-8,48	-9,610
1800	-8,38	-6,85	-7,772
2000	-6,80	-5,53	-6,298
2200	-5,48	-4,46	-5,091
2400	-4,38	-3,57	-4,075

CO

Tabela 2.9

Temperatura ;K	Stepun disocijacije $\alpha \cdot 10^2$			
	0,1	1	10	100
1000	0,0000534	0,0000247	0,0000114	0,00000534
2000	4,25	2,5	0,9	0,445
2500	33,5	17,6	8,63	4,09
3000	77,1	54,8	32,2	16,9
3500	93,7	83,2	63,4	39,8

H₂O

Tabela 2.10

1000	0,0000556	0,0000258	0,000012	0,00000556
2000	1,25	0,582	0,270	0,128
2500	8,84	4,21	1,98	0,927
3000	28,4	14,4	7,04	3,33
3500	53,1	30,9	16,1	7,79

Analizom tabela 2.9 i 2.10 može se zaključiti da je pri istim pritiscima i temperaturama CO više sklon disocijaciji od H₂O.

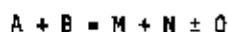
6. OSNOVI KINETIKE HEMIJSKIH REAKCIJA

Pri razmatranju bilo kakvog preobražaja gorive materije, mora se pre svega znati u kakve odnose stupaju reagirajuće komponente i kakav je sastav produkata sagorevanja, koji nastaju kao rezultat neke hemijske reakcije. Odgovor na ovo pitanje daju osnovni zakoni hemijske statike, tj. zakon o održanju mase, Daltonov zakon i razmatranje o hemijskoj ravnoteži.

Prva dva zakona zajedno sa zakonom Gej-Lisaka, dali su u svoje vreme kao rezultat odredjivanje atomskih i molekulskih težina i osnovne hemijske jednačine raznih reakcija.

Obzirom da je svaki hemijski preobražaj materije vezan ili sa odavanjem ili apsorpcijom toplote, to se u cilju kompletnog razmatranja karakteristika hemijske reakcije u hemijske jednačine uvodi veličina vezana sa reakcijom energetskog efekta, tzv. toplotni efekat. Od predznaka toplotnog efekta zavisi da li će proces preobražaja biti endotermički ili egzotermički.

U opštem slučaju reakcija može biti nepovratna ili povratna. Tako, na primer, za reakciju dve proizvoljne komponente A i B imamo za slučaj nepovratne reakcije



2.38

ili za slučaj povratne reakcije



2.39

gde je Q - toplotni efekat reakcije, a predznak \pm zavisi od toga da li se pri reakciji dovodi ili odvodi toplota, tj. da li je proces endotermični ili egzotermični.

Razmatranje o hemijskoj ravnoteži bazira na zakonu dejstva masa izvedenog još 1864. godine od strane Guldberga i P. Waage-a na osnovu čisto termodinamičkih postavki.

Savremena hemijska statika određuje uslove pri kojima nastupa hemijski preobražaj i dozvoljava mogućnost tačnog određivanja produkata sagorevanja neke hemijske reakcije kao i njihovu temperaturu.

Osnovna postavka o hemijskoj ravnoteži glasi da ako je u bilo kakvoj (gasnoj ili nekoj drugoj reakciji) reakciji sistema moguća reakcija direktno između reagirajućih komponentata A i B ili suprotna reakcija, reakcija između produkata sagorevanja M i N, to će pri nekom određenom vremenu nastupiti stanje hemijske ravnoteže svih reagirajućih komponentata, dajući neke određene odnose između molekula svih komponentata po jedinici zapremine razmatranog sistema.

Za povratnu reakciju



nastupa stanje hemijske ravnoteže pri datom pritisku i datoj temperaturi, a pri potpuno određenim vrednostima ulaznih koncentracija a, b, ... i koncentracija produkata sagorevanja m, n,

Preko vrednosti ovih koncentracija moguće je definisati konstantu ravnoteže reakcije koja glasi

$$K = \frac{ab}{mn}$$

2.40

gde su:

a, b - koncentracije komponentata koje ulaze u reakciju,

m, n - koncentracije produkata sagorevanja.

Konstanta ravnoteže reakcije zavisi od temperature reakcije prema relaciji

$$\frac{d}{dT} \ln K = \frac{Q}{R_0 T^2} \quad 2.41$$

gde su:

- R_0 - gasna konstanta,
- T - apsolutna temperatura.

Druga, ne manje važna strana hemijskog preobražaja materije je brzina formiranja produkata sagorevanja, a analogno tome brzina oslobadjanja, odnosno vezivanja toplotne energije.

7. BRZINA HEMIJSKE REAKCIJE

Hemijska kinetika proučava brzinu toka hemijskih reakcija i zavisnost ove brzine od različitih faktora kao što su:

- priroda i koncentracija reagirajuće materije,
- temperatura,
- pritisak
- uticaj katalizatora i slično.

Pod brzinom hemijske reakcije naziva se brzina promene koncentracije reagirajuće materije u jedinici vremena.

$$\frac{dc}{dt} = \pm v \quad 2.42$$

Predznak brzine reakcije određuje da li se brzina odnosi na proces trošenja polazne materije ili na proces formiranja produkata razmatrane reakcije.

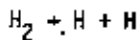
Hemijsko reagovanje nastaje kao rezultat sudara molekula. Pri sudaru molekuli se toliko zblize, da atomi i elektroni jednog molekula dospu u oblast dejstva električnih polja drugog molekula stvarajući uslove za prelaz elektrona i pregrupisanje atoma i kao rezultat nastalih pregrupisavanja formiraju se novi molekuli. Učestanost sudara određuje brzinu hemijske reakcije koja zavisi od brzine molekula i njihovog broja u jedinici zapremine.

Hemijske reakcije možemo klasifikovati po broju molekula koji istovremeno stupaju u proces hemijskog preobražaja, tj. reakcije mogu biti:

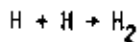
- monomolekularne,
- bimolekularne, i
- trimolekularne.

Na osnovu kinetičke teorije gasova, sudaranje dva molekula nastaje često. Međutim, istovremeno sudaranje tri molekula je malo verovatno, pa se i trimolekularna reakcija retko sreće.

Primer monomolekularne reakcije je razlaganje vodonika



dok primer bimolekularne reakcije može da bude homogena reakcija obrazovanja molekularnog vodonika iz atomskog

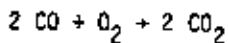


Red reakcije jednak je sumi stepena koncentracija u kinetičkoj jednačini koja određuje vezu brzine reakcije od koncentracije, na primer

$$u = k c_A^a c_B^b$$

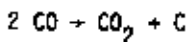
red reakcije bi bio $(a + b)$. Međutim, kod nekih reakcija ovo ne važi.

Primer reakcije drugog reda



$$\frac{d[CO_2]}{dt} = k [CO] [O_2]^{1/2}$$

Reakcija prvog reda



$$u = d \frac{[CO]}{dt}$$

B. KINETICKE JEDNAČINE HEMIJSKIH REAKCIJA

a) Reakcija prvog reda

Brzina reakcije data je izrazom

$$u = \frac{dc}{dt} = -Kc$$

2.43

gde je K - konstanta brzine reakcije i zavisi od temperature, pritiska, koncentracije i prirode reagirajuće materije,

c. - ukupna zapreminsko-molarna koncentracija polazne materije.

Jednačinu 2.43 možemo transformovati

$$\frac{dc}{c} = K dt \quad . \quad 2.44$$

Integracijom dobijamo

$$c = K t + \text{const.}$$

za $t = 0$ $c = c_0$ daje $\ln c = \text{const.}$

$$\ln c = -K t + \ln c$$

$$\ln \frac{c_0}{c} = K t$$

ili

$$c = c_0 e^{-kt} \quad 2.45$$

b) Reakcija drugog reda

Brzina hemijske reakcije drugog reda je

$$\frac{dc}{dt} = -Kc^2 \quad 2.46$$

$$\frac{dc}{c^2} = -K dt$$

$$\frac{1}{c} = K t + \text{const.}$$

za $t = 0$ $c = c_0$

$$\frac{1}{c_0} = \text{const.}$$

daje

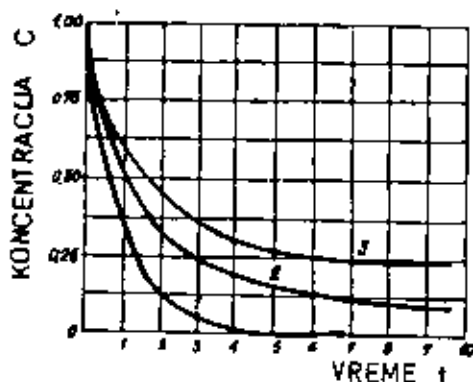
$$\frac{1}{c} = K t + \frac{1}{c_0}$$

ili

$$K t = \frac{1}{c} - \frac{1}{c_0} = \frac{c_0 - c}{c_0 c}$$

$$K = \frac{1}{t} \frac{1}{c_0} \left(\frac{c_0}{c} - 1 \right) \quad 2.47$$

Na sl. 2.5. prikazan je pad koncentracije polazne materije za reakcije prvog, drugog i trećeg reda. Kako se iz dijagrama vidi, reakcije višeg reda teku usporenije uglavnom zbog izrazito male vrednosti konstante hemijske reakcije.



Sl. 2.5

c. Složene reakcije

U osnovi kinetike složenih reakcija leži princip nezavisnosti toka različitih reakcija, tj. ako u sistemu jednovremeno teku nekoliko reakcija, to se svaka od njih podvrgava zakonu o dejstvu masa i teku nezavisno jedna od druge, pri čemu je ukupna razmena u sistemu jednaka sumi ovih nezavisnih promena.

U složene reakcije spadaju:

- povratne,
- paralelne, i
- stupnjevite.

Povratne reakcije

Opšti oblik povratne reakcije drugog reda je



2.48

Efektivna brzina ove reakcije data je preko brzina osnovne i suprotne reakcije

$$\frac{dc}{dt} = \vec{u} - \hat{u}$$

gde je:

$$\vec{u} = k c_A c_B$$

$$\hat{u} = \hat{k} c_E c_F$$

iz uslova ravnoteže imamo da je

$$\vec{u} = \hat{u}$$

$$k^+ c_A c_B - k^- c_E c_F = 0$$

odnosno

$$\frac{k^+}{k^-} = \frac{c_E c_F}{c_A c_D} = K_C$$

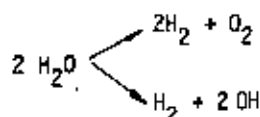
gde je K_C - konstanta ravnoteže izražena preko odnosa konstanti osnovne i suprotne reakcije.

Potrebno je napomenuti da su sve gasne reakcije povratne. Pri nižim temperaturama mnoge gasne reakcije teku u jednu stranu do kraja, pa praktično postaju nepovratne. Obratno, pri dosta visokim temperaturama reakcija praktično teče usuprotnom pravcu. Na taj način o povratnosti reakcije može se govoriti uslovno, zavisno od uslova pod kojima se reakcija odvija.

Paralelne reakcije

Paralelne reakcije se sastoje iz nekoliko jednovremenih paralelnih reakcija sa istim polaznim komponentama.

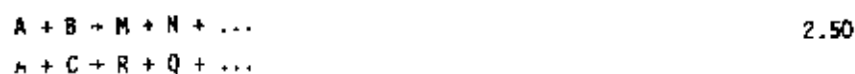
Kao primer može da posluži reakcija disocijacije vodene pare.



Monomolekularna paralelna reakcija opšteg oblika je



Bimolekularna paralelna reakcija je



Pretpostavimo da je za monomolekularnu reakciju koncentracija materije A u vremenu t_0 bila c_0 . U nekom drugom vremenu t koncentracija A se smanji na veličinu X , pri čemu se za račun prve reakcije koncentracija smanjila na x_1 , a za račun druge na x_2 , pri čemu je $X = x_1 + x_2$.

U momentu t koncentracija A je

$$c_0 - X$$

Ako obe reakcije teku po prvom redu, tada je brzina prve reakcije

$$\frac{dx_1}{dt} = K_1(c_0 - x)$$

Brzina druge reakcije je

$$\frac{dx_2}{dt} = K_2(c_0 - x)$$

Rezultirajuća brzina jednaka je zbiru brzina ovih dveju paralelnih reakcija

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dx_1}{dt} + \frac{dx_2}{dt} = K_1(c_0 - x) + K_2(c_0 - x)$$

ili

$$\frac{dx}{dt} = (K_1 + K_2)(c_0 - x) \quad 2.51$$

odakle je posle integracije

$$K_1 + K_2 = \frac{1}{t} \ln \frac{c_0}{c_0 - x}$$

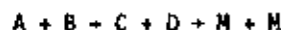
Ako su reakcije jako različite po brzinama, tada reakciju sa većom brzinom nazivamo osnovnom, a drugu reakciju sporednom reakcijom.

stupnjevite reakcije

Stupnjevite reakcije su reakcije oblika



ili

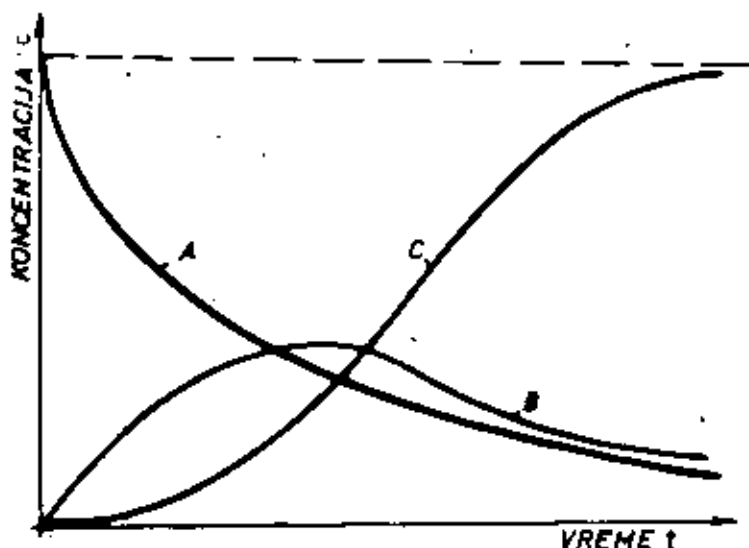


To su reakcije koje teku kroz prelazne elementarne stadijume. Ove reakcije imaju značajnu ulogu u procesima sagorevanja i gasifikacije. Kao primer ove reakcije može se uzeti početni stadijum sagorevanja metana i drugih ugljovodonika. Pojedini stadijumi stupnjevite reakcije teku sa različitim brzinama. Brzina sumarnog procesa određena tokom stadijuma u kome je hemijski preobražaj najsporiji.

Na slici 2.6 prikazane su promene koncentracija za stupnjevitu reakciju tipa



U početnom momentu kada je koncentracija A visoka, prva reakcija ide većom brzinom povećavajući koncentraciju B. U skladu sa smanjenjem koncentracije



Sl. 2.6

A opada brzina prve reakcije, ali povećavanje koncentracije B povećava brzinu druge reakcije ($B \rightarrow C$). Karakter toka ovih dveju reakcija dovodi do momenta kada utrošak komponente B zbog formiranja komponente C postiže maksimum i počinje da pada. Brzina formiranja konačne komponente C zavisi od stanja koncentracije B i ima najveću vrednost pri B_{min} .

9) UTICAJ TEMPERATURE NA BRZINU HEMIJSKE REAKCIJE

Brzina hemijske reakcije povećava se sa povećanjem temperature. Zavisnost brzine hemijske reakcije od temperature najbolje ilustruje zakon Arenijusa.

U poglavlju o hemijskoj ravnoteži data je zavisnost konstante ravnoteže od temperature u obliku

$$\frac{d \ln k}{dT} = - \frac{Q^{\ddagger}}{R_0 T^2} \quad 2.53$$

Kako je konstanta ravnoteže definisana sa

$$K = \frac{\bar{k}}{\underline{k}}$$

to imamo

$$\frac{d \ln K}{dT} = \frac{d \ln \bar{k}}{dT} - \frac{d \ln \underline{k}}{dT} = - \frac{Q^{\ddagger}}{R_0 T^2} \quad 2.54$$

Toplotni efekat reakcije može se definisati kao razlika dve energetske veličine, E_1 i E_2 koje se odnose na osnovnu i suprotnu reakciju, tj.

$$-Q^x = E_1 - E_2. \quad 2.55$$

Ako razložimo prethodnu jednačinu na dve jednačine, sledi

$$\frac{d \ln \vec{k}}{dT} = \frac{E_1}{R_0 T^2} + \text{const.} \quad 2.56$$

$$\frac{d \ln \vec{k}}{dT} = \frac{E_2}{R_0 T^2} + \text{const.}$$

Arenijus je na osnovu opštih vrednosti ustanovio vezu konstante brzine reakcije i temperature

$$\frac{d \ln K}{dT} = \frac{E}{R_0 T^2} \quad 2.57$$

odakle imamo

$$\ln K = \text{const.} - \frac{E}{R_0 T}$$

Ako označimo vrednosti konstante brzine hemijske reakcije pri $T = \infty$ sa k_0 tada imamo

$$\ln k_0 = \text{const.}$$

odnosno

$$\ln K = \ln k_0 - \frac{E}{R_0 T} \quad 2.58$$

ili

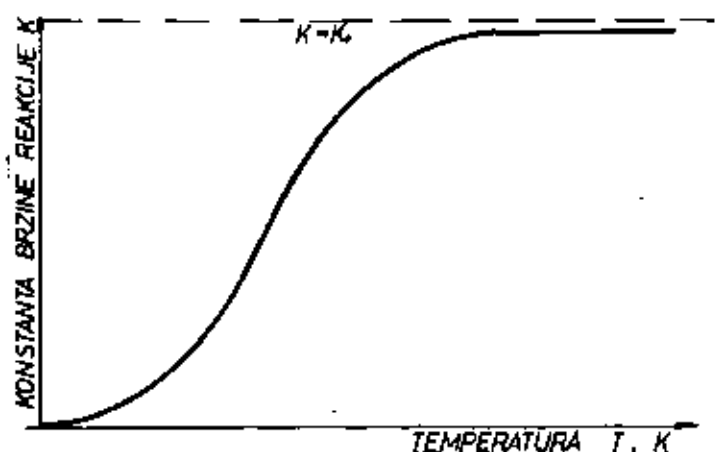
$$K = k_0 e^{-\frac{E}{R_0 T}} \quad 2.59$$

Jednačine (2.58) i (2.59) predstavljaju Arenijusov zakon zavisnosti konstante brzine hemijske reakcije od temperature.

Ovu zavisnost kao vezu brzine hemijske reakcije i temperature možemo pisati u opštem obliku

$$u = Ae^{-\frac{E}{R_0 T}} \quad 2.60$$

Na slici 2.7 pokazana je zavisnost konstante brzine reakcije od temperature.



Sl. 2.7

10. UTICAJ PRITISKA NA BRZINU HEMIJSKE REAKCIJE

Uticaj pritiska na brzinu reakcije različit je i zavisi od reda reakcije.

Relacija (2.4) daje vezu između zapreminsko-molarnih i molarnih koncentracija

$$c = \gamma \frac{P}{R_0 T} \quad 2.61$$

Ako temperatura sistema ostaje nepromenjena i ako su dati odnosi komponenta, tj. ako je poznat sastav mešavine, možemo na osnovu jednačine stanja pisati

$$p_a = c_a R_0 T \quad 2.62$$

$$p_b = c_b R_0 T$$

gde su: c_a i c_b molarne koncentracije komponenti A i B,

p_a i p_b parcijalni pritisci.

Ako sa n označimo ukupan broj molova u jedinici zapremine, to je izraz za ukupni pritisak

$$P = n R_0 T \quad 2.63$$

a parcijalni pritisci biće

$$p_a = \frac{c_a}{n} P ; p_b = \frac{c_b}{n} P \quad 2.64$$

Ako odnos molarnih koncentracija komponenti i ukupnog broja molova označimo sa A i B, tada je

$$c_a = \frac{P}{R_0 T} A \quad 2.65$$

$$c_b = \frac{P}{R_0 T} B$$

Za reakciju prvog reda brzina reakcije će biti

$$\frac{dc_a}{dt} = -k c_a = -k \gamma_a \frac{P}{R_0 T} = -k \frac{P}{R_0 T} A \quad 2.66$$

što znači da je brzina reakcije direktno proporcionalna pritisku sistema koji reaguje.

Za reakciju drugog reda

$$\frac{dc}{dt} = k c_a c_b = -k \gamma_a \gamma_b \left(\frac{P}{R_0 T}\right)^2 \quad 2.67$$

ili

$$\frac{dc}{dt} \sim P^2 \quad 2.68$$

Za reakciju trećeg reda

$$\frac{dc}{dt} = -k \left(\frac{P}{R_0 T}\right)^3 \gamma_a \gamma_b \gamma_c \quad 2.69$$

odnosno za reakciju n reda

$$\frac{dc}{dt} \sim P^n \quad 2.70$$

gde n predstavlja red reakcije.

Očigledno da stepen zavisnosti brzine preobražaja od pritiska određuje red reakcije.

Medjutim, opiti su pokazali da nije uvek red reakcije koji se dobije iz jednačine hemijske ravnoteže u saglasnosti sa pritiskom reakcije, naročito za slučajeve monomolekularne reakcije. U vezi ovog umesno je obratiti pažnju na rezultate koji se dobiju ako ocenu procesa razmatramo ne na osnovu molarnih koncentracija, već na osnovu procentnih odnosa, što je mnogo praktičnije u slučajevima rešavanja praktičnih problema, npr. u slučaju posmatranja procesa sagorevanja, procentni sastav direktno pokazuje koliko daleko je došao proces, kako deluju različiti faktori na vreme sagorevanja, koliki su gubici pri nepotpunom sagorevanju, itd.

Brzina preobražaja za slučaj kada umesto molarnih koncentracija uvedemo procentne sastave biće u opštem slučaju

$$\frac{dC}{dt} \sim p^{n-1} \quad 2.71$$

gde je n - red reakcije.

11. LANČANE REAKCIJE

Tokom eksperimentalnog istraživanja sumarnih homogenih gasnih reakcija ustanovljeno je da kod mnogih reakcija nastupa prividno odstupanje od osnovnih zakona klasične kinetike. Ovo odstupanje od klasičnih zakona kinetike ogleda se u nepokoravanju zakonu o dejstvu masa i Arenijusovom zakonu. U odredjenom temperaturnom intervalu dolazi do kočenja ili ubrzavanja reakcije van zakonitosti Arenijusa. Pokazano je da mnoge reakcije teku kroz čitav niz reakcija formirajući odgovarajuće međuprodukte kao i sukcesivno izdvajanje konačnog produkta reakcije. Ovakve reakcije nazivaju se lančane. Kao aktivni međuprodukti koji se javljaju kao nosioci lanca reakcije su slobodni atomi i radikali koji stupaju u reakciju sa preostalim molekulima reaktanata i nastavljaju obrazovanje lanca sve do utroška raspoloživih molekula reaktanta.

Slobodni atomi i radikali nastaju u reagujućem sistemu kao posledica:

- termičke disocijacije molekula,
- pri sudaru dva molekula koji poseduju odgovarajuću brzinu,
- pri povećanju unutrašnje energije,
- pri udaru molekula u zid,
- pri njihovom hemijskom vezivanju sa molekulima koji se nalaze u sistemu i koji su sposobni da obrazuju radikale.

Zavisno od sposobnosti sistema da, nakon faze formiranja slobodnih radikala ili atoma, stvara jednu ili više mogućnosti istovremenog reagovanja, tj. jednu ili više elementarnih reakcija u lancu, ove reakcije delimo na:

- nerazgranate, i
- razgranate.

Lančana reakcija obuhvata, u stvari, čitav niz hemijskih procesa sa mehanizmom u koji su uvedene reakcije atoma ili slobodnih radikala. Ovi procesi obuhvataju procese toplotne dekompozicije, gde broj aktivnih molekula koji učestvuju u reakciji, podleže Maxwell-Bolzman-ovoj raspodeli, procese fotohemijske

dekompozicije, polimerizacije, depolimerizacije pod uticaj toplote ili svetla, kao i razne procese oksidacije koji pospešuju formiranje plamena.

Teorija lančanih reakcija data je opširno od strane Semjonova i Hinšelvida.

a) Nerazgranata lančana reakcija

Tok nerazgranate lančane reakcije šematski je dat na slici 2.8.



NERAZGRANATA LANČANA REAKCIJA

Sl. 2.8

Kao primer ovog tipa lančane reakcije može se uzeti reakcija hlora i vodonika



Početni stadijum reakcije je formiranje atomskog hlora koji nastaje kao posledica sudara molekula Cl_2 sa nekim dovoljno brzim molekulom M



Formirana je jedna mogućnost sledeće elementarne reakcije, tj. reagovanje atomskog hlora sa molekulom vodonika



Energija aktivacije ovog procesa iznosi 25.200 kJ/mol, pa reakcija teče mnogo brže od reakcije



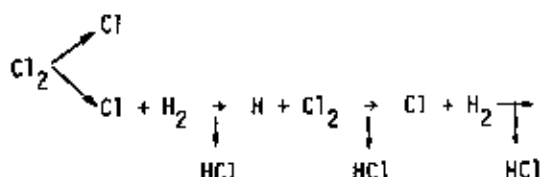
koj je energija aktivacije 168.000 kJ/mol.

Zahvaljujući činjenici da koncentracija atomskog hlora nije velika i što energija aktivacije iznosi 25.200 kJ/mol, atomski hlor se brzo potroši, zbog čega dolazi ponovo do reakcije atomskog vodonika i molekula hlora



pa se reakcija nastavlja do potpunog utroška hlora.

Šematski tok ove reakcije dat je na sledećoj šemi:



b) Razgranata lančana reakcija

Kao primer razgranate lančane reakcije uzećemo reakciju vodonika i kiseonika

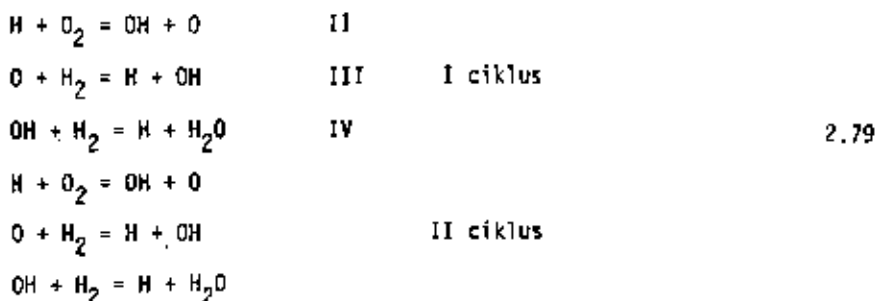


Stvarni tok procesa reagovanja ne podvrgava se ovoj jednačini. Detaljno proučavanje ovog procesa dovodi do znatno složenijih reakcija.

Početna reakcija je obično toplotna disocijacija molekula vodonika u sudaru sa nekim brzim molekulima.

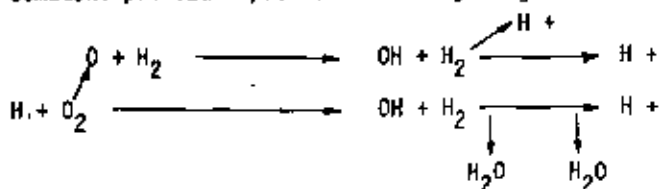


Dalji proces odigrava se u vidu serije ciklusa



Reakcija IV javlja se kao posledica reakcija II i III i javlja se dvaput u skladu sa dvostrukim obrazovanjem radikala OH. Posle reakcije IV ponovo dolazi do reakcija II i III i udvojene reakcije.

Sematski prikazana prethodna reakcija izgleda



Isprekidane grane predstavljaju konačne produkte koji dalje ne učestvuju u procesu.

Za ocenu brzine ukupnog procesa uzima se brzina formiranja vodene pare. Ustanovljeno je da jednačina II teče najsporije, jer je proces endotermni

($Q = 71162 \text{ kJ/mol}$) iako ima veliku energiju aktiviranja koja iznosi prema Semjonovu 75.348 kJ/mol . U reakciji III energija aktivacije iznosi 25.116 kJ/mol , a u reakciji IV $E = 41.860 \text{ kJ/mol}$.

Brzina formiranja vodene pare

$$v_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{d|\text{H}_2\text{O}|}{dt} = \frac{d|\text{H}|}{dt} = 2 k_{\text{II}} |\text{H}| |\text{O}_2|$$

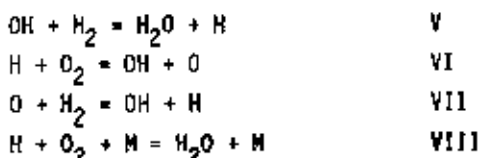
$$v_{\text{H}_2\text{O}} = 10^{-11} \tau e^{-\frac{75.348}{R_0 T}} |\text{H}| |\text{O}_2|$$

dirigovana je, u stvari, reakcijom II koja određuje proces u celini.

Pogledajmo ponovo reakciju vodonika i kiseonika.

Pretpostavimo da se radikal OH spontano formirao od neutralnih molekula H_2 i O_2 . Početna reakcija može biti ili reakcija gasne faze ili neka površinska reakcija.

Reakcija će se razvijati prema šemi



Reakcija prekida lanca eliminiše slobodne valence vezane sa nosiocima reakcije H, O, OH.

Brzina kompleksne reakcije izražena je brzinom formiranja vode H_2O . Ova brzina je proporcionalna koncentraciji radikala OH ili koncentraciji atomskog vodonika i molekularnog kiseonika.

Problem se u stvari svodi na određivanje koncentracije nosioca reakcije $|\text{O}|$, $|\text{OH}|$, $|\text{H}|$.

Brzina promene koncentracije nosioca reakcije OH, O i H određena je sledećim jednačinama:

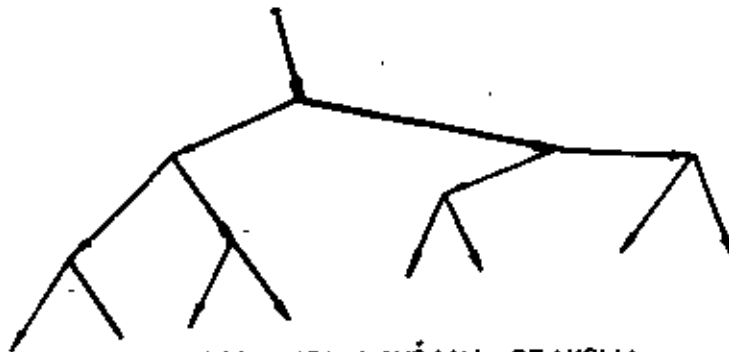
$$\frac{d|\text{OH}|}{dt} = v' + k_{\text{VI}} |\text{O}_2| |\text{H}| + k_{\text{VII}} |\text{H}_2| |\text{O}| - k_{\text{V}} |\text{H}_2| |\text{OH}|$$

$$\frac{d|\text{H}|}{dt} = k_{\text{V}} |\text{H}_2| |\text{OH}| + k_{\text{VII}} |\text{H}_2| |\text{O}| - k_{\text{VI}} |\text{O}_2| |\text{H}| - k_{\text{VIII}} |\text{O}_2|$$

$$\frac{d|\text{O}|}{dt} = k_{\text{VI}} |\text{O}_2| |\text{H}| + k_{\text{VII}} |\text{H}_2| |\text{O}|$$

Iz ove tri jednačine može se dobiti:

$$\frac{d}{dt} [|\text{OH}| + 1 + \frac{2 k_{VI}}{k_{VIII} M} |\text{O}| + \frac{2 k_{VI}}{k_{VIII} M} |\text{H}|] = u_1 - k_V |\text{H}_2| \left[1 - \frac{2 k_{VI}}{k_{VIII} M} \right] |\text{OH}|$$



RAZGRANATA LANČANA REAKCIJA

Sl. 2.9

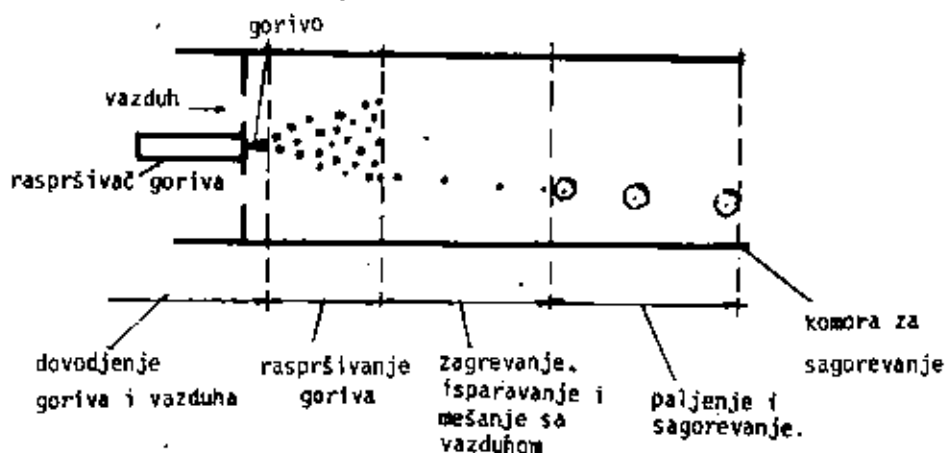
LITERATURA (POGLAVLJA I i II)

- /1/ Lavrov, Šurigin: "Vvedenie v teoriju i gorenija topliv, Moskva, 1962.
- /2/ Hitrin, L.N.: "Fizika gorenija i vzriva", Moskva, 1957.
- /3/ Lewis, B., Elbe, G.: "Combustion Flames and Explosions of gases", New York, 1961.
- /4/ Lewis, B., Taylor: "Combustion Processis", New Jersey, 1956.
- /5/ Williams, F.: "Combustion Theory", New York, 1968.
- /6/ Šelkin, K.: "O sgorani v turbulentnom potoku", ZTF, XIII, 1943.

III FIZIČKE I FIZIČKO-HEMIJSKE POJAVE U PROCESU SAGOREVANJA

Nesumnjivo je da sagorevanje predstavlja jednu od najstroženijih oblasti sa kojima se susreće inženjer, jer je zasnovano na procesima strujanja (u opštem slučaju heterogenog), prenosa toplote, prenosa mase, promeni faza (topljenje, isparavanje, kondenzacija, i dr.) i hemijske kinetike.

Ova složenost je simbolički prikazana u slučaju sagorevanja tečnog goriva na slici 3.1.



Slika 3.1

Jedna od faza kroz koje prolazi proces sagorevanja je dovodjenje molekula goriva i oksidatora u neposredan kontakt mehanizmima adsorpcije i difuzije o čemu će u ovom poglavlju biti više reči.

1. ADSORPCIJA

Adsorpcija je heterogeni proces pri kome površina čvrste ili tečne faze (adsorbent ili sorbent) prihvata atome, jone ili molekule iz rastvora ili gasa (adsorbata) koji je okružuju. Ukoliko adsorbat prodire u unutrašnjost adsorbenta takva pojava se naziva absorpcija.

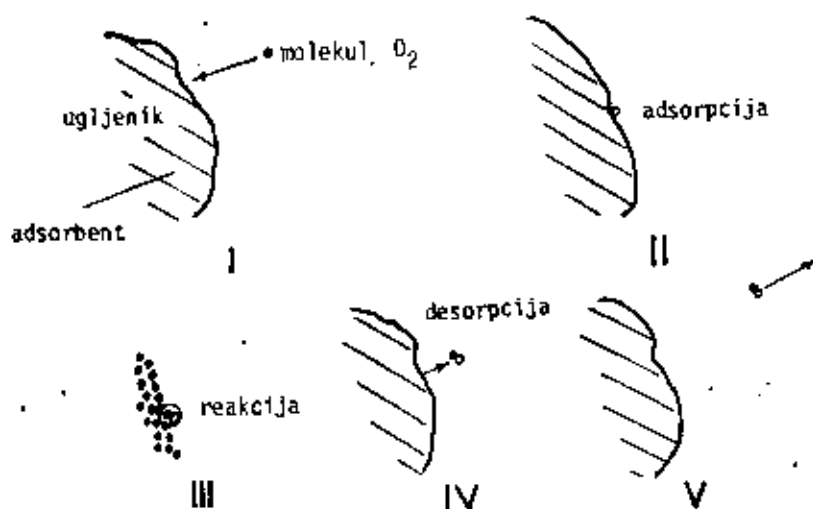
Mehanizam vezivanja adsorbenta i adsorbata može biti različit:

- fizički - Van der Waalsovim (Van der Waals) međumolekularnim silama i
- hemijski - pri kome molekuli obe materije međusobno reaguju dajući hemijska jedinjenja..

Pri fizičkoj adsorpciji oslobadja se toplota koja je reda veličine toplote promene faze adsorbata, dok je pri hemijskoj adsorpciji oslobodjena toplota znatno veća. Fizička adsorpcija je obično brza reakcija. Nasuprot tome, hemijska adsorpcija je relativno spora, jer je energija aktivacije srazmerno visoka.

Tipičan primer adsorpcije je reakcija ugljenika i kiseonika. Sam mehanizam adsorpcije u opštem slučaju se sastoji iz nekoliko faza (sl. 3.2).

- I molekuli adsorbata se kreću ka površini adsorbenta
- II na površini bivaju adsorbovani
- III adsorbovani molekuli reaguju i formiraju adsorbovane produkte
- IV molekuli produkata napuštaju površinu (desorpcija) i
- V odlaze u okolinu.



Slika 3.2

Za bližu analizu ove pojave razmotrimo slučaj adsorpcije kada se čvrsta čestica nalazi u atmosferi jednokomponentnog gasa pri pritisku p i temperaturi T .

Prema kinetičkoj teoriji idealnih gasova broj molova gasa koji udare u čvrstu površinu u sekundi, po jedinici površine, iznosi

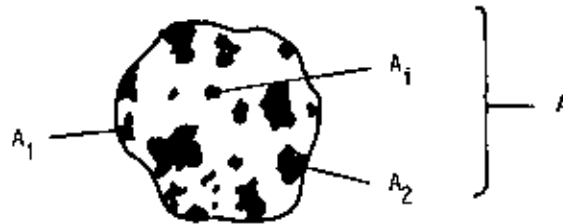
$$\beta = \frac{1}{4} c \cdot 0,925 \sqrt{\frac{3 R_0 T}{M}} = n p$$

gde su:

c - koncentracija gasa,

M - molekulska masa gasa.

Vidi se da je broj molekula koji udari u površinu, za datu temperaturu proporcionalan koncentraciji, tj. pritisku. Ako usvojimo pretpostavku o monomolekulnom sloju adsorbovanog gasa na površini čestice, tada će u nekom proizvoljnom vremenskom trenutku (sl. 3.3) deo površine čestice biti prekriven adsorbovanim molekulima.



Slika 3.3

Neka je ova površina

$$\Sigma A_i$$

dok je slobodna površina čestice, na kojoj nema molekula gasa,

$$A - \Sigma A_i.$$

Ako se sve ovo svede na jedinicu površine čestice tada je relativna površina prekrivena molekulima adsorbovanog gasa θ jednaka

$$\theta = \frac{\Sigma A_i}{A}$$

odnosno

$$\theta_i = \frac{A_i}{A}$$

a relativna slobodna površina

$$1 - \theta$$

Broj molekula gasa koji udari u slobodnu jediničnu površinu čestice je $\beta(1 - \theta)$. Međutim, svaki molekul koji udari u slobodnu površinu ne biva adsorbovan, već samo deo tih molekula. Ovo se uzima u obzir takozvanim faktorom akomodacije α , pa je broj molekula adsorbovanog gasa u sekundi, po jedinici površine, jednak

$$\alpha \beta(1 - \theta)$$

Usled stalnog kretanja, deo već adsorbovanih molekula napustiće površinu i vratiće se u gas. Ako se sa μ označi broj molekula adsorbovanih molekula koji se u sekundi sa jedinice površine vraćaju u gas, tada je ukupan broj molekula koji se sa jedinice površine, u sekundi, vraća u gas jednak

$$\mu \theta$$

Sada može da se nađe ukupna brzina adsorpcije kao razlika ove dve veličine

$$b = \alpha \beta(1 - \theta) - \mu \theta \quad 3.1$$

Koefficienti α i μ zavise od temperature, a ne zavise od pritiska i sastava gasne faze.

Ravnotežno stanje nastupa kada je ukupna brzina adsorpcije jednaka nuli, tj. kada broj molekula koji biva adsorbovan bude jednak broju molekula koji biva desorbovan

$$\alpha \beta(1 - \theta) = \mu \theta$$

Odatavde je

$$\theta = \frac{\alpha \beta}{\mu + \alpha \beta}$$

odnosno

$$\theta = \frac{\alpha n p}{\mu + \alpha n p} = \frac{k p}{1 + k p} \quad 3.2$$

gde je konstanta $k = \frac{\alpha n}{\mu}$

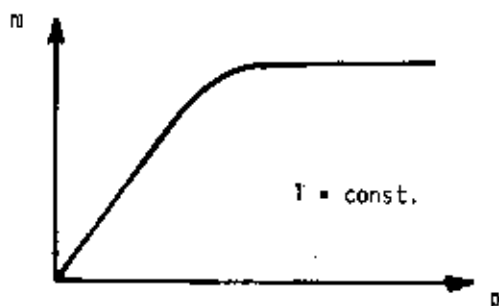
Ako sa g označimo masu adsorbovanog gasa po jedinici površine, tada je masa adsorbovanog gasa

$$m = g A \theta$$

ili

$$m = \frac{g A k p}{1 + k p} \quad 3.3$$

što predstavlja takozvanu izotermu adsorpcije Langmijura (Langmuir), čiji je tipičan izgled dat na slici 3.4.



Slika 3.4

Analizirajmo ovu jednačinu za dva karakteristična slučaja. Pri vrlo niskom pritisku, kada je $k p \ll 1$,

$$m = g A k p, \quad \theta = k p$$

odnosno, količina adsorbovanog gasa je proporcionalna pritisku.

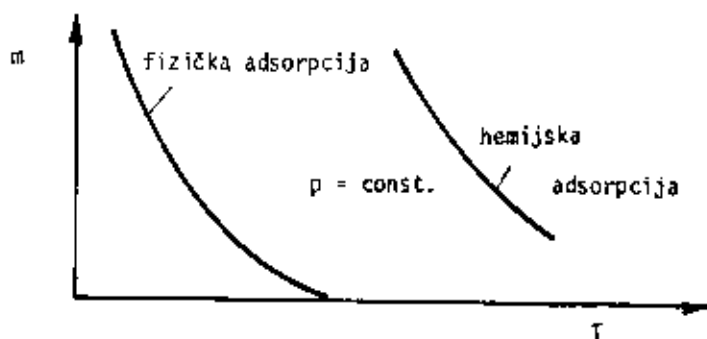
U slučaju visokog pritiska $k p \gg 1$

$$m = g A \quad i \quad \theta = 1$$

adsorpcija je dostigla maksimalnu vrednost i molekuli gasa su potpuno prekrili česticu.

Vidi se da u oba slučaja količina adsorbovanog gasa zavisi od površine adsorbenta A .

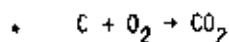
Uticaj temperature pri izobarskoj adsorpciji prikazan je na slici 3.5.



Slika 3.5

Uočava se da sa porastom temperature količina adsorbovanog gasa opada kod oba tipa adsorpcije.

Na primeru sagorevanja čestice ugljenika biće prikazano korišćenje izvedenih relacija.



Ukoliko pretpostavimo da produkt reakcije, tj. CO_2 , biva adsorbovan u značajnoj količini i ako je brzina reakcije proporcionalna površini koja je pokrivena adsorbovanim molekulima O_2 , tada je brzina vezivanja kiseonika

$$\frac{dm}{dt} = C \theta$$

Za slučaj niskih pritisaka ($\theta = k p$)

$$\frac{dm}{dt} = C k p$$

Očigledno je reč o reakciji prvog reda.

Pri visokim pritiscima ($\theta = 1$)

$$\frac{dm}{dt} = C$$

reakcija je nultog reda.

U prelaznoj oblasti red reakcije v se nalazi između ovih graničnih vrednosti

$$\frac{dm}{dt} = C p^v$$

$$0 < v < 1$$

2. DIFUZIJA

2.1. Molekularna difuzija

Molekuli bilo koje materije, bez obzira na agregatno stanje, nalaze se u stalnom kretanju, te tako mogu da prodru u prostor između molekula drugih materija. Ova pojava je poznata kao molekularna difuzija.

Razmotrićemo difuziju gasova i uvešćemo sledeće pretpostavke:

- prečnici i mase molekula gasova su približno jednaki
- gasovi su idealni
- pritisak i temperatura su konstantni.

Da bi naša razmišljanja bila očiglednija, podsetićemo se nekih činjenica. Ma koja konačna zapremina gasa (sa stanovišta inženjerskog pristupa) sadrži veoma veliki broj molekula. Jedan kmol gasa sadrži $6,03 \cdot 10^{26}$ molekula koji u odsustvu spoljnih sila, na pritisku od 1,013 Pa i temperaturi od 273 K ispunjavaju ravnomerno zapreminu od $22,4 \text{ m}^3$. Primera radi, u zapremini od jednog kubnog milimetra ima $2,7 \cdot 10^{16}$ molekula. No, iako ih ima mnogo, prostor je, figurativno rečeno, pre prazan nego pun. Ako se pretpostavi da je molekuli oblika kuglice, njegov prečnik je oko $2-3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$, pa je prosečna udaljenost između molekula oko 10 molekulskih prečnika. Njihovo kretanje je pravolinijsko, a sudari savršeno elastični. Nije teško naći da je prosečni put koji molekuli pređu od prethodnog do sledećeg sudara reda veličine 10 međumolekulskih rastojanja. Ovaj put je poznatiji kao srednji slobodni put $\bar{\lambda}$, a tačnije iznosi:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{\pi d^2 n \sqrt{2}}$$

gde je:

d - prečnik molekula,

n - broj molekula po jedinici zapremine.

Kinetička teorija idealnog gasa omogućuje da se nađe srednja vrednost kvadrata brzine molekula

$$\bar{u}^2 = \frac{3 R_0 T}{M}$$

dok je srednja vrednost brzine molekula

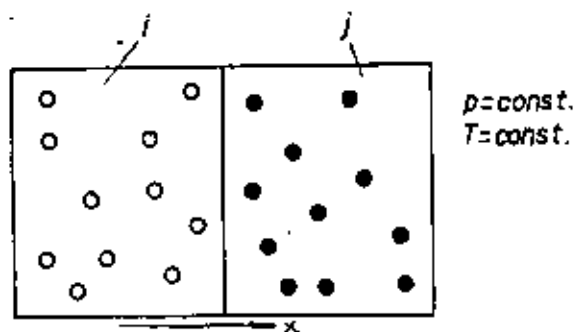
$$\bar{u} = 0,925 \sqrt{\bar{u}^2}$$

Uzgred rečeno, srednja vrednost brzine molekula je veća od brzine prostiranja zvuka (recimo, za kiseonik nešto manje od 450 m/s na 298 K).

Ova uvodna podsećanja biće dovoljna za određivanje molekularne difuzije.

Neka je sud proizvoljne zapremine (sl. 3.6) podeljen pregradom i neka je u jednom delu gas "i", a u drugom "j". Kako su prema prethodnim pretpostavkama oba gasa na istom pritisku i istoj temperaturi, sledi da je broj molekula po jedinici zapremine u obe polovine isti. Kada se ukloni pregrada, molekuli "i" prodiru među molekule "j" i obrnuto. Nakon dovoljno dugog vremena, oba gasa će biti homogeno raspoređena po celoj zapremini suda. Ovo je zapravo pojava difuzije i kao što se vidi, posledica je činjenice da se molekuli kreću u svim smerovima sa podjednakom verovatnoćom, pa se sa mesta veće koncentracije veći broj molekula kreće

ka mestu manje koncentracije u odnosu na broj molekula koji se sa mesta manje koncentracije kreću ka mestu veće koncentracije.



Slika 3.6

Difuzija se opisuje zakonitošću empirijskog karaktera, koja je poznata kao Fickov (Fick) zakon, recimo za materiju "i"

$$G_{M_i} = -D_{ij} \frac{\partial c_i}{\partial x} \quad \left| \frac{\text{kmol}}{\text{m}^2 \text{s}} \right| \quad 3.4$$

ili, u nešto drugačijem obliku

$$G_i = -D_{ij} \frac{\partial \rho_i}{\partial x} \quad \left| \frac{\text{kg}}{\text{m}^2 \text{s}} \right| \quad 3.5$$

gde je:

D_{ij} - koeficijent difuzije materije "i" u mešavini sa materijom "j". Negativni predznak je posledica činjenice da je difuzija usmerena suprotno pozitivnom gradijentu koncentracije materije.

U daljoj analizi videćemo da se kinetičkom teorijom idealnog gasa difuzija može da odredi donekle i kvantitativno. Posmatrajmo difuziju gasa "i" u smeru ose x , (sl. 3.7). Protok materije kroz ravan x dobiće se tako da se od broja molekula koji prolaze kroz ravan x udesno, oduzme broj onih koji prodju kroz istu ravan, ali s desna na levo. Primenom kinetičke teorije idealnog gasa moguće je utvrditi da je u proseku svaki molekul koji prolazi kroz neku ravan imao ili će imati sudar na rastojanju od $2/3$ slobodnog puta, normalno u odnosu na posmatranu ravan.

Zbog toga ćemo u odnosu na referentnu ravan $x = x_2$ posmatrati oblast ograničenu sa $x_1 = x_2 - 2/3 \bar{\lambda}$ i $x_3 = x_2 + 2/3 \bar{\lambda}$. Ova oblast je očigledno vrlo uska,

pa je sasvim opravdana pretpostavka da se promena koncentracije predstavi linearnom zakonitošću, iz čega proističe

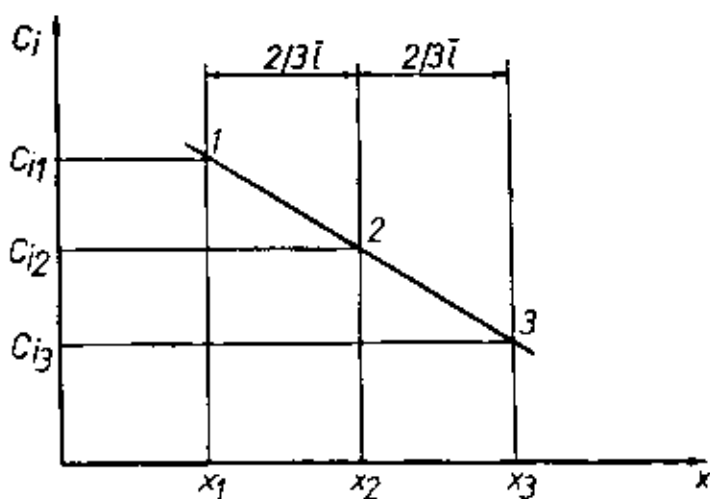
$$\frac{d c_i}{d x} = \text{konstantno.}$$

Ako je koncentracija materije "i" u ravni x_2 $c_{i2} = c_i$, tada je u ravni x_1

$$c_{i1} = c_{i2} - \frac{2}{3} \bar{l} \frac{d c_i}{d x}$$

a u ravni x_3

$$c_{i3} = c_{i2} + \frac{2}{3} \bar{l} \frac{d c_i}{d x}$$



Slika 3.7

Kinetička teorija idealnog gasa nam daje još jedan neophodan podatak - broj molekula koji prodju kroz ravan jedinične površine u jedinici vremena,

$$\frac{1}{4} \bar{c} \bar{u}.$$

Iz ovoga sledi

$$\begin{aligned} G_{Hi} &= \frac{1}{4} c_{i1} \bar{u} - \frac{1}{4} c_{i3} \bar{u} = \frac{1}{4} \bar{u} \left(c_{i2} - \frac{2}{3} \bar{l} \frac{d c_i}{d x} - c_{i2} - \frac{2}{3} \bar{l} \frac{d c_i}{d x} \right) = \\ &= - \frac{1}{3} \bar{l} \bar{u} \frac{d c_i}{d x} \end{aligned}$$

Kada se dobijeni izraz uporedi sa Fikovim zakonom, $G_{Hi} = - D_{ij} \frac{d c_i}{d x}$, dobija se vrednost koeficijenta difuzije

$$D_{ij} = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{u} \left| \frac{m^2}{5} \right| \quad 3.6$$

za smešu dva gasa istih molekula. Za realne slučajeve, pored razlike u dimenzijama i masi molekula, uzima se u obzir i međumolekularno potencijalno polje. Za praksu je najjednostavnije korišćenje odgovarajućih podataka tablično sredjenih. U tabeli 3.1 dati su podaci o koeficijentu difuzije za neke interesantne slučajeve.

Za dvokomponentne sisteme (sisteme sa dva različita gasa) važi

$$D_{ij} = D_{ji} \quad 3.7$$

Kako je ukupni pritisak u sistemu konstantan

$$p = p_i + p_j = \text{const.}$$

odnosno

$$c = c_i + c_j = \text{const.} \quad 3.8$$

neposredna posledica ove konstatacije je da se pri promeni koncentracije jedne materije istovremeno javlja suprotna promena koncentracije druge materije, tj. protok materije

$$G_{M_i} = -G_{M_j}$$

odnosno

$$-D_{ij} \frac{d c_i}{d x} = D_{ji} \frac{d c_j}{d x} \quad 3.9$$

Ako diferenciramo jednakost 3.8 i to uvrstimo u 3.9 dobijamo potvrdu jednakosti 3.7.

Koeficijent difuzije zavisi od temperature i pritiska. U odnosu na standardne uslove (indeks 0; $T_0 = 273 \text{ K}$, $p_0 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$) uobičajena je primena sledeće empirijske relacije za neku drugu temperaturu i pritisak (T i p)

$$D = \frac{1,013 \cdot 10^5}{p} \left(\frac{T}{273} \right)^a D_0 \quad 3.10$$

gde se "a" kreće od 1,8 do 2,3 zavisno od konkretnih gasova. Literaturni podaci o D_0 ograničeni su, kako po obimu, tako i po tačnosti.

Za višekomponentne smeše moguće je izračunati koeficijent difuzije ako su poznati koeficijenti difuzije pojedinih parova. Recimo za mešavinu gasova i, j, k, l, ...

Tabela 3.1

	gasovi	D_0 [m^2/s]
	$H_2 - O_2$	$0,697 \cdot 10^{-4}$
	$CO - O_2$	$0,185 \cdot 10^{-4}$
	$CO_2 - O_2$	$0,139 \cdot 10^{-4}$
	$N_2 - O_2$	$0,181 \cdot 10^{-4}$
	$O_2 - vazduh$	$0,178 \cdot 10^{-4}$
	$H_2 - vazduh$	$0,611 \cdot 10^{-4}$
	$CO_2 - vazduh$	$0,138 \cdot 10^{-4}$
	$H_2O - vazduh$	$0,220 \cdot 10^{-4}$
(metan)	$CH_4 - vazduh$	$0,196 \cdot 10^{-4}$
(etan)	$C_2H_6 - vazduh$	$0,108 \cdot 10^{-4}$
(propan)	$C_3H_8 - vazduh$	$0,0878 \cdot 10^{-4}$
(n-butan)	$C_4H_{10} - vazduh$	$0,0750 \cdot 10^{-4}$
(n-oktan)	$C_8H_{18} - vazduh$	$0,0505 \cdot 10^{-4}$
(metil alkohol)	$CH_3OH - vazduh$	$0,132 \cdot 10^{-4}$
(etil alkohol)	$C_2H_5OH - vazduh$	$0,102 \cdot 10^{-4}$

$$D_{i,smeša} = \frac{1 - r_i}{\frac{r_j}{D_{ij}} + \frac{r_k}{D_{ik}} + \frac{r_l}{D_{il}} + \dots} \quad 3.11$$

Difuzija može da se javi i usled gradijenata temperature i pritiska. No, to su efekti koji uglavnom mogu da se zanemare, osim u slučajevima velikih gradijenata i velikih razlika u molskim masama sudelujućih komponenti, na šta treba paziti.

U procesima sagorevanja istovremeno se javljaju pojave prenosa mase, toplote i količine kretanja

$$G_{M_i} = -D_{ij} \frac{d c_i}{d x} \quad \text{Fikov zakon} \quad 3.12$$

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} = -a \frac{d(\rho c_p T)}{dx} \quad \text{Fourierov zakon} \quad 3.13$$

$$\tau = -\nu \frac{d(\rho u)}{dx} \quad \text{Njutnov zakon} \quad 3.14$$

Ove pojave se opisuju zakonitostima istog oblika, te su stoga analogne. Za

gasove analogija nije samo formalna, jer je mehanizam prenosa isti. Interesantno je primetiti da koeficijent prenosa mase D , koeficijent temperaturske provodnosti α , i koeficijent kinematske viskoznosti ν imaju iste dimenzije, odnosno jedinice, m^2/s .

Analognost ovih pojava je takva da može da se uzme

$$D = \alpha = \nu$$

što je za praksu vrlo značajno, jer u principu, ako eksperimentalno određujemo neki od ova tri koeficijenta možemo da odaberemo onaj koji se najlakše određuje.

Za dalja razmatranja vrlo je korisno uvesti bezdimenzione odnose pojedinih koeficijenata prenosa

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \text{ Prantlov (Prandtl) broj}$$

koji predstavlja relativnu meru prenosa količine kretanja i toplote.

Za gasove može da se koristi empirijska relacija

$$Pr = \frac{4k}{9k - 5}$$

gde je $k = \frac{c_p}{c_v}$

$$Sc = \frac{\nu}{D} \text{ Smitov (Schmidt) broj}$$

relativna mera prenosa količine kretanja i mase, i

$$Le = \frac{\alpha}{D} = \frac{Sc}{Pr} \text{ Luisov (Lewis) broj}$$

relativna mera prenosa toplote i mase.

Kod realnih gasnih smeša Pr , Sc i Le su nešto manji od jedan, dok je u idealnim sistemima

$$Pr = Sc = Le = 1$$

3.15

2.2. Difuzija pri strujanju fluida

Ako se posmatra jednodimenziono strujanje (sl. 3.B), za vreme Δt kroz jedinični presjek ide količina materije

$$G \Delta t$$

gde je $G = \sum G_i$ (G_i - protok komponente "i")

a kroz presek II izadje količina materije

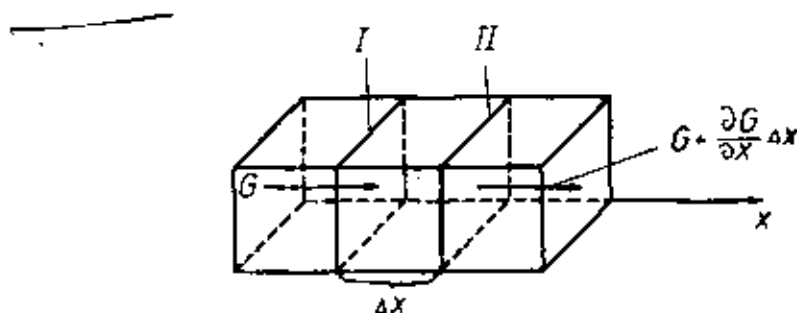
$$\left(G + \frac{\partial G}{\partial x} \Delta x\right) \Delta t$$

U zapremini ograničenoj preseccima I i II porastao je sadržaj materije za razliku ovih protoka (ako je $\rho = \sum \rho_i$)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} \Delta t \Delta x = G \Delta t - \left(G + \frac{\partial G}{\partial x} \Delta x\right) \Delta t = - \frac{\partial G}{\partial x} \Delta x \Delta t$$

odakle je

$$\frac{\partial G}{\partial x} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad 3.16$$



Slika 3.8

Za svaku komponentu "i" u mešavini pri postojanju hemijske reakcije sledi

$$\frac{\partial G_i}{\partial x} = - \frac{\partial p_i}{\partial t} + R_{i, \text{reakc.}} \quad 3.17$$

gde je $R_{i, \text{reakc.}}$ brzina formiranja materije "i" pri hemijskoj reakciji.

Prenos mase u opštem slučaju odvija se konvekcijom i difuzijom

$$G_i = G_{i, \text{konv.}} + G_{i, \text{dif.}} \quad 3.18$$

Kako je $G_{i, \text{konv.}} = g_i G$, a $g_i = \frac{\rho_i}{\rho}$,
iz (3.17) i (3.18) sledi

$$\begin{aligned} \frac{\partial G_i}{\partial x} &= \frac{\partial G_{i, \text{konv.}}}{\partial x} + \frac{\partial G_{i, \text{dif.}}}{\partial x} = \frac{\partial g_i}{\partial x} G + \frac{\partial G_{i, \text{dif.}}}{\partial x} = \\ &= g_i \frac{\partial G}{\partial x} + G \frac{\partial g_i}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left(D_i \frac{\partial \rho g_i}{\partial x} \right) = - \frac{\partial (\rho g_i)}{\partial t} + R_{i, \text{reakc.}} \end{aligned}$$

a pošto je $\frac{\partial G}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial t}$

biće

$$G \frac{\partial g_i}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (D_i \frac{\partial \rho g_i}{\partial x}) = - \frac{\rho \partial g_i}{\partial t} + R_{i, \text{reakc.}} \quad 3.19$$

Za ustaljeno strujanje bez hemijskih reakcija i pri $D_i = \text{const.}$ dobija se

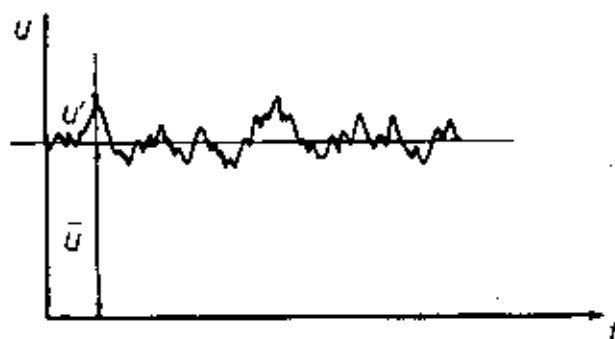
$$G \frac{d g_i}{d x} - D_i \frac{d^2 \rho g_i}{d x^2} = 0 \quad 3.20$$

ili, u integralnoj formi

$$G g_i - D_i \frac{d(\rho g_i)}{d x} = \text{const.} \quad 3.21$$

Izvedene jednačine difuzije odnose se na mirnu smešu strujanja laminarnog tipa. U praksi je češći slučaj turbulentnog strujanja, pa će u daljem tekstu biti obradjena ova veoma važna oblast prenosa mase.

Turbulentno strujanje je haotično kretanje fluida, slučajnog karaktera. Kao kriterijum za identifikaciju turbulentnog strujanja može da posluži Rejnoldsov broj (Reynolds) $Re = \frac{u l}{\nu}$ gde je l neka karakteristična dimenzija (recimo, prečnik cevi). Za slučaj strujanja u pravoj glatkoj cevi, kritični Rejnoldsov broj, kada se javlja turbulentno strujanje, je oko 2200. Međutim, laminarni režim može da se održi i na znatno višim Rejnoldsovima brojevima, zavisno od hrpa-
vosti površine cevi, geometrije ulaza u cev i slično. U zoni turbulentnog režima svaka tačka fluida pokazuje fluktuaciju brzine, koncentracije i ostalih veličina stanja sa vremenom. Na slici 3.9 prikazana je prosečna brzine sa vremenom.



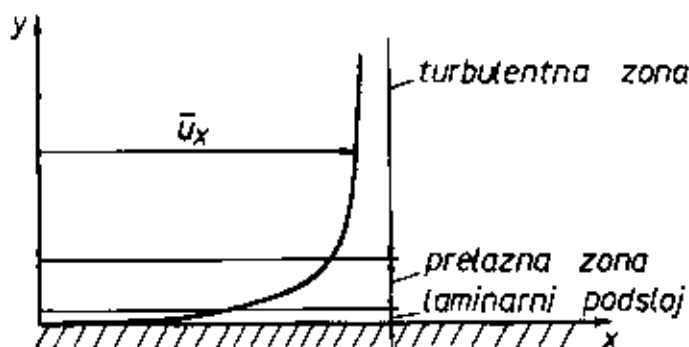
Slika 3.9

Trenutna brzina može da se predstavi zbirom srednje brzine \bar{u} i fluktuacione komponente u' , gde je

$$\bar{u} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} u \, dt \right] \quad 3.22$$

$$u = \bar{u} + u'$$

Pri razvijenom turbulentnom strujanju, u nekom proizvoljnom preseku, moguće je uočiti jasnu razliku u karakteru strujanja (sl. 3.10). Neposredno uz zid prostire se laminarni podsloj u kome nema turbulencije i gde se pojave prenosa opisuju jednačinama izvedenim za laminarno strujanje. Turbulentna zona je razdvojena od laminarnog podsloja prelaznom oblašću u kome su efekti laminarnog i turbulentnog strujanja veličine istog reda. U turbulentnoj zoni efekti laminarnog tipa su beznačajni.



Slika 3.10

Zakonisti promene brzine \bar{u}_x po koordinati y se mogu u empirijskom obliku naći u praktično svojoj literaturi koja se bavi strujanjem fluida.

Postoje brojni modeli kojima se opisuje turbulentno strujanje, ali su za praksu vrlo pogodne poluempirijske metode koje kombinuju teorijski prilaz i izvesne pretpostavke koje proističu iz eksperimentalnih podataka ili analognih pojava, a što će biti iskorišćeno za izvodjenje odgovarajućih zakonitosti.

Razmotrimo prenos količine kretanja kroz kontrolnu ravan u graničnom sloju (sl. 3.11).

Kroz jediničnu površinu u jedinici vremena u pravcu ose y prodje masa fluida $\rho u_y'$ čija je brzina u pravcu ose x , u_x . Za vreme dt protok mase je

$$\rho u_y' dt$$

a količina kretanja preneti kroz kontrolnu površinu po jedinici površine

$$\rho u_y' u_x' dt$$

ili za vreme $\Delta t \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \rho u_y' (\bar{u}_x + u_x') dt \right] &= \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \rho u_y' \bar{u}_x dt + \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \rho u_y' u_x' dt \right] = \\ &= \rho \overline{u_y' u_x'} \end{aligned} \quad 3.23$$

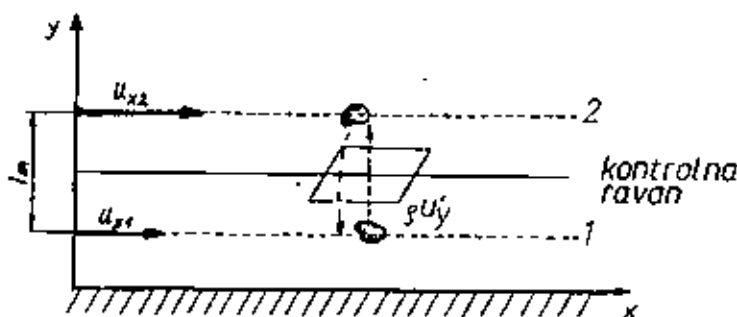
jer, prema jednačini (3.22) po definiciji \bar{u} sledi

$$\lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \left[\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} u_y' dt \right] = 0$$

Da se podsetimo: promena količine kretanja u jedinici vremena vezana je za silu. Pošto smo posmatrali ovu promenu po jedinici površine, očigledno smo izveli izraz za turbulentni tangencijalni napon

$$\tau_{\text{turb}} = -\rho \overline{u_y' u_x'} \quad 3.24$$

(znak - jer je prenos količine kretanja u smeru negativnog gradijenta brzine. Jednostavnije rečeno, količina kretanja teži da "ide" u smeru smanjenja brzine).



Slika 3.11

Brojne su poluempirijske teorije turbulentnih pojava. Jedna od najčešće sretanih je Prantlova.

Pretpostavljajući da se vrtlozi kreću u izvesnom smislu analogno kao molekuli Prantl (Prandtl) je uveo put mešanja l_m (analogno srednjem slobodnom putu molekula) i usvojio pretpostavku da su pulzacione brzine veličine istog reda

$$u_x' = u_y' = l_m \frac{d\bar{u}_x}{dy} \quad 3.25$$

Ovo je Prantlu omogućilo da dodje do sledeće relacije

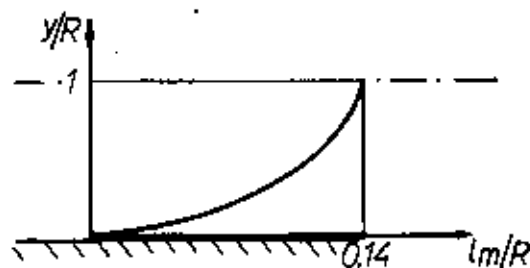
$$\tau_{\text{turb}} = -\rho l_m^2 \left| \frac{d\bar{u}_x}{dy} \right| \frac{d\bar{u}_x}{dy} \quad 3.26$$

Put mešanja je, za razliku od srednjeg slobodnog puta molekula, funkcija položaja. Za strujanja u dugoj glatkoj cevi Prantl je dao sledeću empirijsku zavisnost.

$$\frac{l_m}{R} = 0,14 - 0,08\left(1 - \frac{y}{R}\right)^2 - 0,06\left(1 - \frac{y}{R}\right)^4 \quad 3.27$$

gde je sa R označen radijus cevi.

Na slici 3.12 ova zavisnost je prikazana grafički.



Slika 3.12

Analogno laminarnom režimu može se uvesti

$$\tau_{\text{turb}} = -v_{\text{turb}} \rho \frac{d\bar{u}_x}{dy} \quad 3.28$$

Poredjenjem sa jednačinom (3.26) dobija se izraz za turbulentni koeficijent kinematske viskoznosti

$$v_{\text{turb}} = l_m^2 \left| \frac{d\bar{u}_x}{dy} \right| = l_m u' \quad 3.29$$

Za razliku od v_{lam} koji je svojstvo fluida, v_{turb} je i karakteristika struje i geometrije sistema.

U opštem slučaju, gde je uticaj turbuletnog i laminarnog režima istog reda veličine uvodi se efektivni koeficijent viskoznosti

$$v_{\text{ef}} = v_{\text{lam}} + v_{\text{turb}} \quad 3.30$$

pa je i

$$\tau_{\text{ef}} = -v_{\text{ef}} \rho \frac{d\bar{u}_x}{dy} \quad 3.31$$

Analogno kako je izvedeno u slučaju laminarnog strujanja može da se uspostavi veza između mehanizama turbulentnih prenosa mase, količine kretanja i toplote preko turbulentnih, odnosno efektivnih brojeva Saita, Prantla i Luisa.

$$Pr_{turb} = \frac{\nu_{turb}}{\alpha_{turb}}$$

$$Sc_{turb} = \frac{\nu_{turb}}{D_{turb}}$$

$$Le_{turb} = \frac{Sc_{turb}}{Pr_{turb}}$$

Tako stizemo i do izraza za prenos mase u opštem slučaju

$$G_i = -D_{i \text{ efek}} \frac{\partial \rho_i}{\partial x} = -(D_{ij} + D_{turb}) \frac{\partial \rho_i}{\partial x} \quad 3.32$$

gde je

$$D_{i \text{ efek}} = D_{ij} + \frac{\nu_{turb}}{Sc_{turb}}$$

Podaci o turbulentnim, odnosno efektivnim Šmitovim brojevima, mogu se naći u specijalizovanoj literaturi, ali često sasvim zadovoljava za gasovite smeše

$$Sc_{turb} = 0,9.$$

Eksperimentalna poredjenja pri visokim Reynoldsovima brojevima su pokazala da je za gasove odnos turbulentnog i molekularnog koeficijenta difuzije reda veličine 100. Očigledno je da, ukoliko je za neki proces važno povećati prenos mase, treba ga sprovesti u turbulentnom režimu.

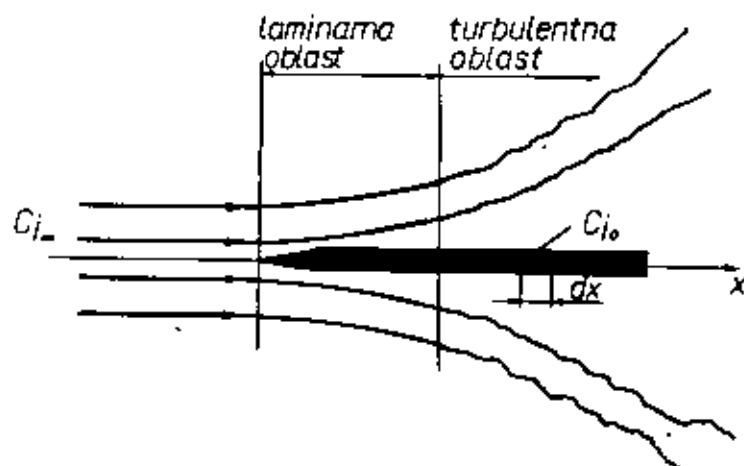
U konkretnim tehničkim problemima češće se za proračun prenosa mase koristi jedan drugi, jednostavniji prilaz na bazi analognih pojava.

Posmatrajmo slučaj prenosa mase na ravnu ploču (sl. 3.13). Neka fluid sa koncentracijom materije "i" $c_{i\infty}$ struji duž ravne ploče na kojoj je koncentracija materije "i" c_{i0} konstantna u ustaljenim uslovima. (količina materija "i" koja se dovede iz struje biva uneta kroz graničnu površinu ploče). Tada, analogno kao i za prelaz toplote, prelaz mase može da se definiše izrazom

$$m_{M_i} = \beta A \Delta c = \beta A (c_{i\infty} - c_{i0}) \quad 3.33$$

gde je A površina, bolje reći karakteristična površina, kroz koju se vrši prenos mase, a β koeficijent prenosa mase. Vrlo je važno zapamtiti da je ovaj izraz u

suštini jednačina koja definiše veličinu β . Vrednost β je definisana za konkretnu situaciju tek kada su definisane veličine A i Δc .



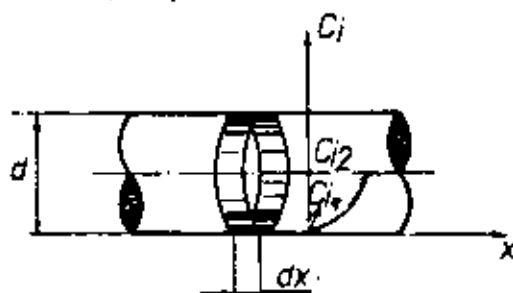
Slika 3.13

Za lakše razumevanje prethodnog zaključka razmotrimo nekoliko karakterističnih primera.

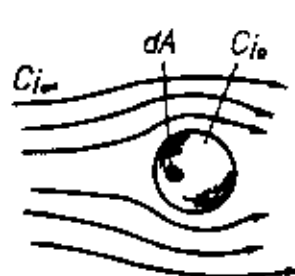
Za ravnu ploču (sl. 3.13) lokalni prenos mase u nekom preseku izražen u diferencijalnom obliku glasi

$$\frac{dm_{i1}}{dx} = \beta_{lok} dA(c_{i\infty} - c_{i0}) \quad 3.34$$

gde je $dA = (1 \cdot dx)$.



Slika 3.14



Slika 3.15

Za slučaj strujanja kroz cev (sl. 3.14)

$$\frac{dm_{i1}}{dx} = \beta_{lok} (\pi \cdot d \cdot dx) (c_{i2} - c_{i0})$$

dok za slučaj opstrujavanja tela, recimo sfere (sl. 3.15)

$$dm_{M_i} = \beta_{lok} dA (c_{i\infty} - c_{i0})$$

Moguće je uvesti i srednji koeficijent prenosa mase β_{sr} za celu sferu

$$m_{M_i} = \beta_{sr} (4 \pi d^2) (c_{i\infty} - c_{i0}) \quad | \quad 3.35$$

koji se lakše eksperimentalno određuje i jednostavnije koristi.

Dakle, važno je imati u vidu da je koeficijent prenosa mase složena funkcija fizičkih svojstava fluida, geometrije sistema, karakteristika struje i koncentracija.

Za praksu je, na bazi poznatih eksperimentalnih rezultata, vršena korelacija na osnovu dimenzionane analize. Podaci o vrednostima β za razne slučajeve mogu se naći u široj literaturi.

Primeru radi, za slučaj glatke cevi, pri Reynoldsovima brojevima od $5 \cdot 10^3$ do $2 \cdot 10^5$

$$Sh = 0,023 Re^{0,8} Sc^{1/3} \quad | \quad 3.36$$

gde je Sh Šerwoodov broj (Sherwood)

$$Sh = \beta d / D$$

odakle je

$$\beta = \frac{D}{d} 0,023 Re^{0,8} Sc^{1/3} \quad | \quad 3.37$$

✓ (3) DIFUZIONA I KINETIČKA OBLAST REAGOVANJA

Hemijska reakcija, pa time i proces sagorevanja, teče samo uz određene uslove:

- molekuli reaktanata treba da dodju u neposredni kontakt;
- u svom kretanju treba da poseduju dovoljnu energiju sudara da bi započeli proces reakcije;
- njihov međusobni sudar treba da se desi samo u okviru nekih njihovih osetljivih tačaka.

Ako je brzina hemijske reakcije veća od brzine kojom se molekuli dovode u kontakt (što je regulisano procesom difuzije) tada je sporiji proces difuzije, pa se takvo sagorevanje naziva difuziono, a oblast sagorevanja, difuziona oblast.

Ako je pak brzina hemijske reakcije mala u odnosu na difuziju, tada je kritična faza upravo hemijska reakcija, tj. kinetika procesa, pa se kaže da se radi o kinetičkoj oblasti reagovanja. Ukoliko su brzine kojom se odvijaju oba procesa veličine istog reda, tada je u pitanju tzv. prelazna oblast reagovanja.

Da ponovimo još jednom da proces sagorevanja prolazi kroz nekoliko faza koje se odvijaju konačnim brzinom i imaju svoje vreme trajanja. Najsporija faza je kritična, tj. karakteristična, jer je "usko grlo" procesa.

Matematička interpretacija procesa sagorevanja se sprovodi formiranjem sistema konzervativnih jednačina i njihovim rešavanjem pogodnim postupcima koji su uglavnom kompleksni, dugotrajni, a nekada predstavljaju i nepremostiv problem. Medjutim, moguće je primeniti i drugačiji put: usredsrediti se na konkretnu pojavu u okviru konkretnog sistema sagorevanja, analizirati je, i odrediti joj karakteristično vreme trajanja. Na taj način, relativno jednostavnim postupkom, moguće je kvalitativno, i u izvesnoj meri kvantitativno, analizirati pojavu i njene uticajne parametre.

Odnos odgovarajućih karakterističnih vremena (u počast naučniku koji je prvi primenio ovaj postupak) je Damkelerov (Damköhler) broj.

Tako, za oblast reagovanja, može da se uvede Damkelerov broj Da koji predstavlja odnos karakterističnih vremena procesa difuzije i kinetike hemijske reakcije

$$Da = \frac{t_{dif}}{t_{kin}} \quad 3.38$$

Ako je $Da \ll 1$, tada je u pitanju kinetička oblast reagovanja, a ako je $Da \gg 1$, radi se o difuzionoj oblasti reagovanja.

U poglavlju VII detaljnije će se analizirati metoda karakterističnih vremena.

LITERATURA

- /1/ Bird, B., Stewart, W. and Lightfoot E.: TRANSPORT PHENOMENA, Wiley I.E., New York, 1960.
- /2/ Williams, F.: COMBUSTION THEORY, Adison-Wesley, Reading, 1965.
- /3/ Leontev, A.: TEORIJA TEPLOMASSOBYMENA, Moskva, 1979.

- /4/ Lavrov, V., Surigin, A.: VVEDENIE V TEORIJU GORENIJA I GAZIFIKACII TOPLIVA, Moskva, 1962.
- /5/ Spalding, D.: SOME FUNDAMENTALS OF COMBUSTION, Butterworths S.P., London, 1955.
- /6/ Abramovič, G.: TEORIJA TURBULENTNH STRUI, Nauka, Moskva, 1984.
- /7/ Schetz, J.: INJECTION AND MIXING IN TURBULENT FLOW, AIAA, New York, 1980.

IV PROCES PALJENJA

Uvod

Kao što je poznato, pre nego što goriva smeša počne da sagoreva, potrebno je ostvariti početne uslove pod kojima će ista moći da se upali, bilo spontano, bilo posredstvom stranog izvora energije. Očigledno je da do paljenja gorive smeše dolazi na dva principijelno različita načina.

Prvi način sastoji se u dovodjenju celokupne smeše goriva i vazduha do neke temperature, na primer, iznad koje će ona biti sposobna da se, bez posredstva nekog drugog izvora energije, spontano, samostalno upali. Drugi način zasniva se na paljenju "hladne" gorive smeše samo u jednoj tački posmatrane zapremine posredstvom bilo kog visokotemperaturskog izvora (varnica, iskra, usijano telo, plamen). Dalje paljenje i sagorevanje gorive smeše vrši se samostalno, prostiranjem nastalog plamena. Oba načina se u praksi široko koriste.

Shodno izloženom, razlikujemo:

- spontano paljenje ili samopaljenje (u daljem tekstu samopaljenje), i
- prinudno paljenje.

Obe pojave mogu se razmatrati sa gledišta toplotne teorije paljenja i lančane teorije paljenja.

Toplotna teorija paljenja

U određenim uslovima zagrevanja stranim izvorom energije, postoji uvek temperatura gorive smeše na kojoj nastala količina toplote prevazilazi ili je najmanje jednaka toplotnim gubicima. Višak toplote izaziva povećanje temperature, čime se reakcija još više ubrzava. Temperatura gorive smeše kontinualno i ubrzano, dalje, raste, dok se ne ostvari veoma velika brzina izdavanja toplote. U takvom slučaju kažemo da je došlo do paljenja. U stvarnosti porast temperature je nagao, tako da prethodno praktično neuočljiva, spora reakcija postaje vidljiva i merljiva.

Lančana teorija paljenja

Ako se reakcija sagorevanja odvija kao lančana reakcija, do paljenja može doći i u izotermkim uslovima, naravno, tek onda kada brzina nastajanja aktivnih

čestica prevazilazi brzinu njihovog "trošenja". Tada se reakcija ubrzava (razgranata lančana reakcija) progresivno i neumitno vodi ka paljenju. Nastajanje lančane reakcije zahteva takodje spoljni izvor energije. Naravno, kada dodje do nastajanja lančane reakcije i kada prestane delovanje spoljnog izvora energije, do paljenja dolazi samo onda kada je ispunjen navedeni uslov.

Dalje razmatranje pojave paljenja odnosiće se na izlaganje samo sa gledišta toplotne teorije paljenja.

U naučno-istraživačkom, a i inženjerskom prilazu, paljenje se definiše nizom karakteristika:

- koncentracionim granicama u kojima može do paljenja doći uopšte, bilo spontano, bilo prinudno - granicama upaljivosti,
- temperaturom na kojoj dolazi do paljenja (obično najnižom) - temperaturom paljenja, i
- vremenom do pojave paljenja - periodom zakašnjenja paljenja (indukcionim periodom).

1. SAMOPALJENJE (PREMA SEMJONOVU)

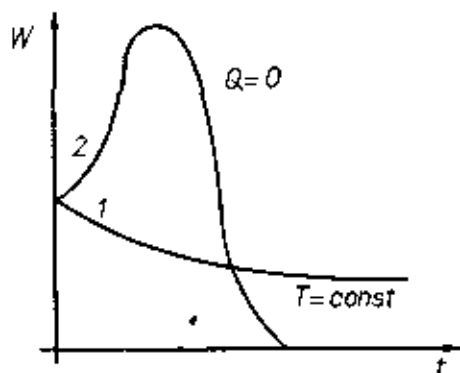
1.1. Temperatura samopaljenja, granice samopaljenja

Kao što je već bilo pomenuto, pojava paljenja odnosi se na prelazno područje od relativno spore i neprimetne reakcije u veoma brzu, i skoro trenutnu transformaciju hemijske energije goriva u toplotnu. To znači da se u gorivoj smeši u trenutku paljenja stvaraju takvi uslovi u kojima je moguće progresivno ubrzavanje toka reakcije.

Na sl. 4.1. predstavljene su dve krive: kriva 1 prikazuje promenu hemijske reakcije za slučaj izotemske reakcije. Kao što je iz prethodno izložene materije poznato, njena brzina se smanjuje sa vremenom - maksimalna vrednost brzine reakcije je na početku procesa. Vrednost dw/dt je uvek manja od nule. To istovremeno znači da izotemska reakcija ne može dovesti do paljenja.

Kriva 2 predstavlja tok adijabatske reakcije, koja od samog početka raste, kao posledica porasta temperature, tj. $dw/dt > 0$. Dalje posmatrano, od nekog trenutka kada se sadržaj početnih reaktanata smanji, reakcija se usporava i brzo teži ka nuli. U tom delu je $dw/dt < 0$. Granica izmedju reakcije koja vodi ka paljenju i reakcije koja ne vodi paljenju definisana je, očigledno, sa $dw/dt = 0$.

Uslov paljenja je definisan izrazom $dw/dt > 0$.



Slika 4.1

Koristeći ovaj uslov može se za adijabatske reakcije izračunati opšti uslov za određivanje granica koje vode paljenju.

Uvedimo promenljivu X , koja karakteriše transformaciju hemijske reakcije. Vrednost ove promenljive za početak reakcije iznosi $X = 0$, dok za kraj procesa, kada je ukupna količina reaktanata utrošena i kada je razvijena količina toplote jednaka toplotnoj moći gorive smeše, iznosi $X = 1$. Za proces koji se odvija pri konstantnom pritisku, biće:

$$w = \frac{dX}{dt} = w(X, T) \quad 4.1$$

odakle sledi

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial X} \frac{dX}{dt} + \frac{\partial w}{\partial T} \frac{dT}{dt} \quad 4.2$$

Za adijabatsku transformaciju, kada se celokupna količina toplote dobijena transformacijom troši na zagrevanje gorive smeše, važi

$$c_p \frac{dT}{dt} = H \frac{dX}{dt} \quad 4.3$$

Zamenom u (4.2) dobija se

$$\frac{dw}{dt} = w \left(\frac{\partial w}{\partial X} + \frac{H}{c_p} \frac{\partial w}{\partial T} \right) \quad 4.4$$

Uzimajući u obzir navedeni uslov $dw/dt = 0$, odnosno, da do paljenja dolazi samo onda kada je $dw/dt > 0$, dobijamo relaciju

$$\frac{\partial w}{\partial X} + \frac{H}{C_p} \frac{\partial w}{\partial T} > 0 \quad 4.5$$

Kako je $\partial w / \partial X$ uvek negativno, uslov paljenja će biti zadovoljen, ako je:

$$\left| \frac{H}{C_p} \frac{\partial w}{\partial T} \right| > \left| \frac{\partial w}{\partial X} \right| \quad 4.6$$

Ovo znači da povećanje brzine adijabatske reakcije, usled povećanja temperature, mora da kompenzuje neizbežno smanjenje brzine reakcije usled smanjenja koncentracije reaktanata. Izvedeni zaključci pokazuju istovremeno da jedna adijabatska reakcija još uvek nije dovoljna da bi reakcija dovela do paljenja. U uobičajenim uslovima ipak, kada je početna temperatura niska, a koncentracija polaznih (početnih) reaktanata velika, adijabatska reakcija dovodi uvek do paljenja.

U realnim uslovima niti je reakcija adijabatska, niti je goriva smeša homogena. Paljenje i sagorevanje se odvijaju u ograničenom prostoru, deo toplote se gubi u okolinu, što izaziva nehomogeno temperatursko polje unutar smeše. Posledice su različite brzine reakcija u raznim tačkama posmatranog prostora i nehomogenost gorive smeše. Oblast bliže centru posmatranog prostora karakteriše se višom temperaturom i većom količinom produkata reakcije, dok je oblast blizu zidova posmatranog prostora niže temperature i sa većom količinom početnih reaktanata. Usled toga, unutar posmatranog prostora javlja se i prenos toplote (provodjenjem) i prenos mase (difuzijom). Ove dve pojave se u opštem slučaju mogu definisati sledećim jednačinama:

$$- \frac{dc}{dt} = - \frac{\partial c}{\partial t} = \text{div} \left(\frac{D}{T} \text{ grad } cT \right) - k_0 c^n \exp \left(- \frac{E_A}{RT} \right) \quad 4.7$$

$$C_p \rho \frac{dT}{dt} = C_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} (\lambda \text{ grad } T) + H_1 k_0 c^n \exp \left(- \frac{E_A}{RT} \right) \quad 4.8$$

Rešavanje ovih nelinearnih jednačina u opštem slučaju matematički je nemoguće. U cilju kvalitativnog sagledavanja procesa paljenja uvodimo sledeća uprošćenja:

- goriva smeša se nalazi u sudu zapremine V , čija je temperatura zidova konstanta (T_0),
- temperatura gorive smeše unutar suda je homogena (T), i
- goriva smeša unutar suda je homogena.

To znači da cela zapremina gorive smeše reaguje podjednako u svim tačkama prostora. Navedeni sistem jednačina može se, za slučaj neadijabatske reakcije, zameniti u daljem razmatranju sa izrazom za brzinu nastajanja toplote q_1 i izrazom za brzinu odvođenja toplote q_2 .

$$\begin{aligned} q_1 &= H V w & 4.9 \\ q_2 &= \alpha A(T - T_0) & 4.10 \end{aligned}$$

Deo nastale toplote, znači, troši se na zagrevanje gorive smeše, a deo se odvodi kroz zidove suda.

U cilju daljeg jednostavnijeg razmatranja uvedimo još pretpostavku da se do trenutka paljenja koncentracije reaktanata ne menjaju. Tada možemo da napišemo:

$$\rho C V \frac{dT}{dt} = q_1 - q_2 \quad 4.11$$

Održavajući pritisak konstantnim za vreme odvijanja procesa, q_1 će biti rastuća funkcija od temperature, kao što je to na sl. 4.2a prikazano. Druga uticajna veličina q_2 je linearna funkcija od temperature sa nagibom αA (J/s K). Usvajajući αA konstantnim, tri različite q_2 funkcije biće predstavljene sa tri prave, koje odgovaraju trima različitim vrednostima temperature zida T_0 . Razlika $q_1 - q_2$ prikazana je na sl. 4.2b, za iste tri vrednosti T_0 .

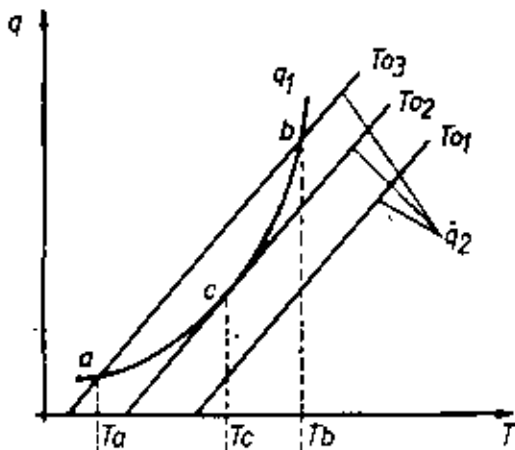
U daljoj analizi razmatraće se tri slučaja:

- temperatura zida je relativno niska,
- temperatura zida je umerena, i
- temperatura zida je relativno visoka.

Slučaj I

Za slučaj kada je temperatura zida relativno niska ($T_0 = T_{03}$), krive q_1 i q_2 seku se u dve tačke, a i b, što istovremeno znači i $dT/dt = 0$. Pre početka reakcije temperatura gorive smeše T je manja od T_a , razlika $q_1 - q_2$ (pa i dT/dt) je pozitivna, a izvod $d(q_1 - q_2)/dt$ je negativan. Goriva smeša, koja je u početku hladnija od T_a zagreva se polako do $T = T_a$, brzinom koja se stalno smanjuje. Krive postepenog zagrevanja prikazane su na sl. 4.3a, za četiri početne temperature. Ukoliko je početna temperatura gorive smeše između vrednosti T_a i T_b , obe vrednosti $(q_1 - q_2)$ i $d(q_1 - q_2)/dt$ su negativne, tako da se goriva smeša hladi do T_a , brzinom koja se postepeno smanjuje (sl. 4.3a, za tri različite početne temperature smeše). Ukoliko je početna temperatura gorive smeše veća od T_b , obe uticajne veličine dT/dt i $d(q_1 - q_2)/dt$ su pozitivne, tako da temperatura reagujućih komponenata raste, sa stalnim porastom brzine (sl. 4.3a).

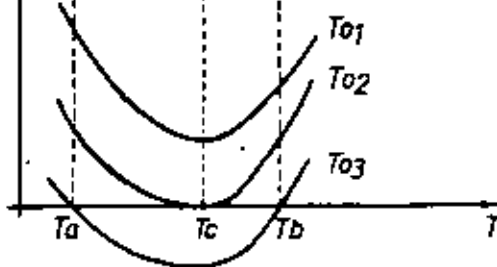
Sl. 4.2 a



toplotni bilans
pri samopaljenju

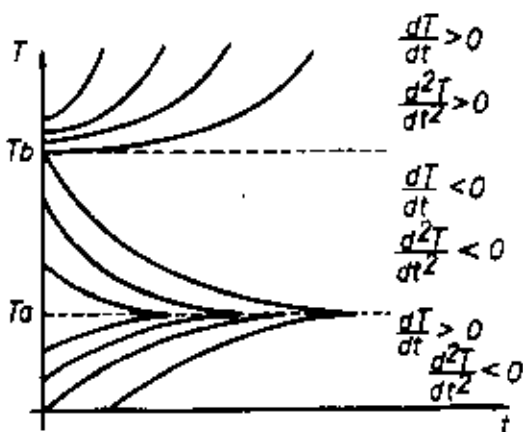
Sl. 4.2 b

$$q_1 - q_2 = \rho c V \frac{dT}{dt}$$



višak
energije

Sl. 4.3 a

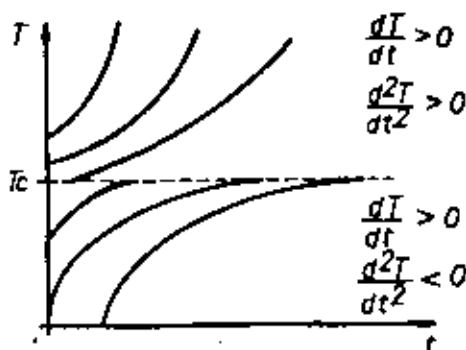


promena
temperature
sa vremenom

Dve ravnotežne tačke a i b su međusobno različite: tačka a predstavlja stanje stabilne ravnoteže, a tačka b metastabilne ravnoteže. Porast ili sniženje temperature gorive smeše u odnosu na T_a vodi ponovo ka istoj temperaturi T_a . T_b predstavlja takodje ravnotežnu temperaturu, ali bilo kakvo sniženje temperature reaktora izazvaće hlāđenje, dok bilo kakvo povišenje temperature vodi ubrzanom zagrevanju.

Slučaj II

Kada je temperatura zida umereno visoka (viša od T_{03}) umesto tačaka a i b , postoji samo tačka c , koja odgovara kritičnoj temperaturi zida T_{02} (slika 4.2a). Toplotni bilans pokazan je na sl. 4.2b, a krive zagrevanja na sl. 4.3b.



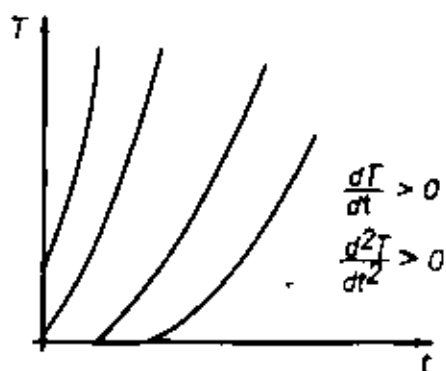
Sl. 4.3b

Slučaj III

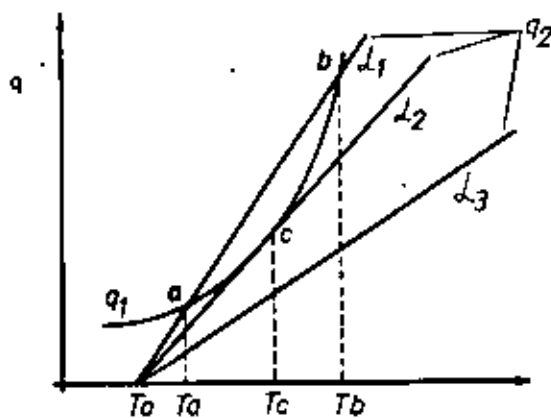
Za slučaj kada je temperatura ^{ZIDA} relativno visoka ($T_0 = T_{01}$), krive q_1 i q_2 se nikad ne seku; razlika $q_1 - q_2$ je uvek pozitivna. Temperatura gorive smeše ubrzano raste (sl. 4.3c).

U gornjoj analizi pritisak (što znači i brzina reakcije) i koeficijent prelaza toplote su bili nepromenjeni - na taj način je određena kritična temperatura zida. Moguće je do istih zaključaka doći polazeći i od sledećih uslova:

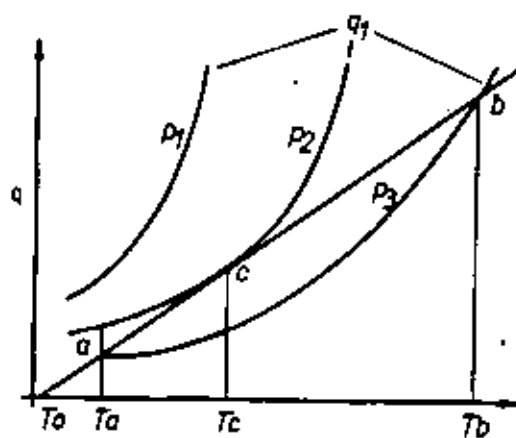
- pritisak konstantan (brzina reakcije konstantna) i temperatura zida konstantna, varirajući koeficijent prelaza toplote (sl. 4.4) i temperatura zida i koeficijent prelaza toplote konstantni, varirajući brzinu reakcije (pritisak) (sl. 4.5).



Sl. 4.3 c



Sl. 4.4



Sl. 4.5

Iz prethodne detaljne diskusije implicitno se dolazi do kriterijuma samopaljenja. Temperatura zida suda u kome se goriva smeša nalazi je granica iznad koje se reakcija progresivno ubrzava. Odgovarajuća temperatura T_c naziva se temperatura samopaljenja date gorive smeše u posmatranim uslovima. U kritičnoj tački c , krive q_1 i q_2 se dodiruju. Veza između pritiska, temperature i sastava u kritičnim uslovima paljenja definisana je uslovima dodira:

$$(q_1)_c = (q_2)_c \quad 4.12$$

$$\left(\frac{dq_1}{dT}\right)_c = \left(\frac{dq_2}{dT}\right)_c \quad 4.13.$$

Usvajajući brzinu reakcije prema Arenijusovom zakonu, dobijamo:

$$H \cdot V \cdot k \cdot c_{A_c}^n \exp(-E_A/RT_c) = \alpha A (T_c - T_{oc}) \quad 4.14$$

$$H \cdot V \cdot k \cdot c_{A_c}^n \left[\exp(-E_A/RT_c) \right] \left(E_A/RT_c^2 \right) = \alpha A \quad 4.15$$

Deljenjem ove dve jednačine, uz pretpostavku da se koncentracija nije promenila (količina reaktanata koja reaguje do pojave paljenja može se zanemariti), dobija se

$$R T_c^2/E_A = T_c - T_{oc} \quad 4.16$$

Ova kvadratna jednačina ima dva korena: manja vrednost se koristi za paljenje, veća za gašenje.

Temperatura samopaljenja gorive smeše u posmatranom sudu data je izrazom

$$T_c = E_A/2R - E_A/2R (1 - 4RT_{oc}/E_A)^{1/2} \quad 4.17$$

Ovaj izraz pokazuje da je $T_c = T_{oc}$. Naprimer, energija aktivacije za smeše ugljovodonika i vazduha je reda veličine 100.000 do 240.000 J/mol. Ako je T_{oc} u granicama 500-1.000 K, RT_{oc}/E_A je približno 0,05, što je osetno manje od jedinice. Izraz $(1 - 4RT_{oc}/E_A)$ može se razviti u red, koristeći poznatu vezu

$$(1 + x)^m = 1 + mx + (m-1)m \frac{x^2}{2} + (m-2)(m-1)m \frac{x^3}{3} + \dots$$

Zamenom, $m = \frac{1}{2}$ i $x = -4RT_{oc}/E_A$, biće

$$(1 - 4RT_{oc}/E_A) \approx 1 - 2RT_{oc}/E_A - 4(RT_{oc}/E_A)^2$$

(zanemarujući više članove reda).

Konačno, dobijamo

$$T_c - T_{oc} = RT_{oc}^2/E_A \quad 4.18$$

Poredjenjem ovog rezultata sa jednačinom (4.15), vidi se da je $T_c = T_{oc}$. Za $E_A = 168.000 \text{ J/mol}$ i $T_{oc} \sim 1.000 \text{ K}$, razlika $T_c - T_{oc}$ biće samo 50 K.

Bilo da definišemo kritičnu temperaturu (temperaturu samopaljenja) kao temperaturu zida (T_{oc}) ili kao temperaturu gorive smeše (T_c), moguća greška je reda veličine $\sim 5\%$.

Zamenom jednačine (4.16) u (4.14) za jednostavnu reakciju drugog reda ($n = 2$) dobija se

$$H V k_2 c_{Ac}^2 \exp - (E_A / [R(T_c + (RT_c^2/E_A))]) = \alpha A R T_c^2/E_A$$

kako je $RT_c/E_A \ll 1$, prethodna jednačina prelazi u

$$H V k_2 c_{Ac}^2 \exp - (E_A/RT_c) = \alpha A R T_c^2/E_A \quad 4.19$$

Ako je goriva smeša sastavljena od gasova koji se mogu smatrati idealnim, i p_c i p_A usvoje kao ukupni i parcijalni pritisak, biće:

$$c_{Ac} = \frac{p_{Ac}}{RT_c} = \frac{X_{Ac} p_c}{RT_c} \quad 4.20$$

gde je X_A molski udeo supstance A.

Jednačina (4.19) postaje onda

$$H V k_2 \left(\frac{X_{Ac} p_c}{RT_c} \right)^2 \exp - (E_A/RT_c) = \alpha A R T_c^2/E_A \quad 4.21$$

Za $X_A = \text{const.}$ jednačina 4.22 daje nam vezu izmedju kritičnog pritiska i kritične temperature:

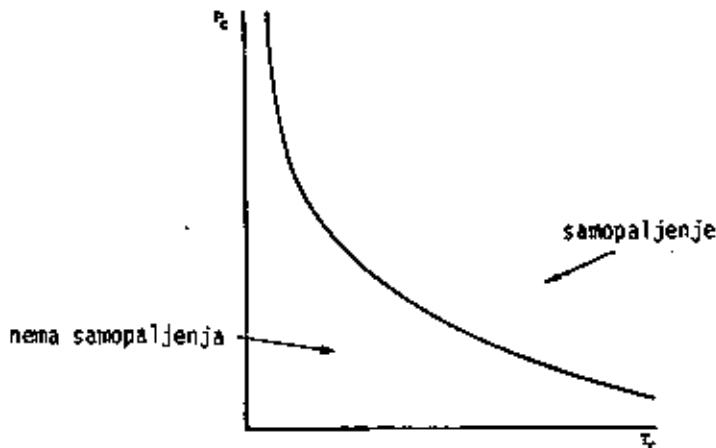
$$\frac{p_c^2}{T_c^4} = \left(\frac{\alpha A R^3}{H V k_2 X_A^2 E_A} \right) \exp E_A/RT_c \quad 4.22$$

ili posle logaritmovanja

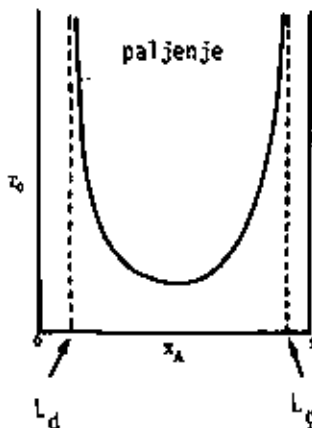
$$\ln\left(\frac{p_c}{T_c^2}\right) = \ln\left(\frac{\alpha A R^3}{H V k_2 X_A^2 E_A}\right)^{1/2} + E_A/2RT_c \quad 4.23$$

kada su vrednosti α , A, H, V, k_2 i X_A poznate, jednačina 4.23 može se predstaviti u dijagramu $p_c - T_c$ (sl. 4.6).

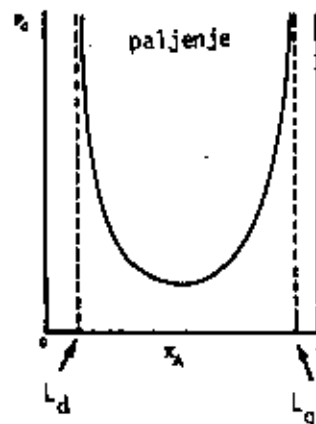
Istu jednačinu možemo koristiti za definisanje opsega u kojima dolazi do paljenja i to pri konstantnom pritisku ($T_c - X_A$ dijagram) ili pri konstantnoj temperaturi ($p_c - X_A$ dijagram), slike 4.7 i 4.8.



Sl. 4.6. Kritični pritisak u zavisnosti od kritične temperature



Sl. 4.7. Granice samopaljenja
($P = \text{const.}$)



Sl. 4.8. Granice samopaljenja
($T = \text{const.}$)

Niz zaključaka može se izvesti iz ovih dijagrama:

- Postoje granice u kojima može doći do samopaljenja - gornja i donja). Ukoliko je goriva smeša suviše siromašna ili suviše bogata samopaljenje nije moguće bez obzira na temperaturu i pritisak. Kritična koncentracija goriva u gorivoj smeši ispod koje samopaljenje nije moguće naziva se

donja granica samopaljenja. Gornju granicu čini koncentracija iznad koje ne dolazi do samopaljenja.

- Snižanjem temperature, naprimera, smanjuju se granice u kojima se samopaljenje može ostvariti, i
- Ukoliko je temperatura jako niska, do samopaljenja ne može doći bez obzira na sastav gorive smeše.

Slična analiza može se izvesti i u odnosu na pritisak.

1.2. Period zakašnjenja samopaljenja

Za slučaj adijabatskog paljenja ($q_2 = 0$), može se napisati:

$$\rho C V \frac{dT}{dt} = H V w \quad 4.24$$

i izračunati period zakašnjenja paljenja. Umesto Arenijusovog zakona za brzu hemijsku reakciju možemo koristiti i izraz:

$$w = k_n' c^n T^m \quad 4.25$$

Velicina m nalazi se u opsegu 20-30 za najveći deo gorivih smeša. Zamenom (4.25) u (4.24) i integracijom, dobija se izraz:

$$\left(\frac{T}{T_0}\right)^{m-1} = \left| 1 - \frac{t}{\frac{\rho C T_0}{(m-1) H k_n' c_{A0}^n T_0^m}} \right|^{-1} \quad 4.26$$

Iz prethodne jednačine dobija se da, kada

$$t = \frac{\rho C T_0}{(m-1) H k_n' c_{A0}^n T_0^m} \quad 4.27$$

temperatura gorive smeše raste vrlo sporo (postepeno). Kritično vreme t_p

$$t_p = \frac{\rho C T_0}{(m-1) H k_n' c_{A0}^n T_0^m} \quad 4.28$$

naziva se periodom zakašnjenja paljenja. Period zakašnjenja paljenja biće toliko manji, ukoliko je specifična toplota manja, veća zavisnost brzine reakcije od temperature, veća toplotna moć i veća početna brzina reakcije.

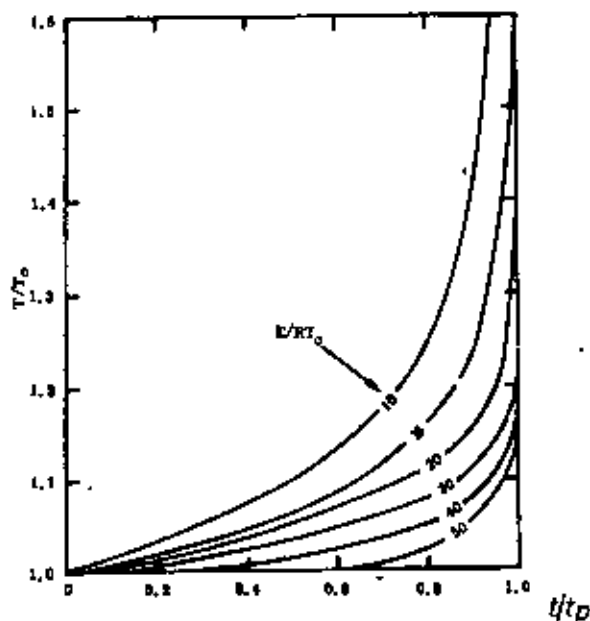
Ukoliko se u izraz (4.24) za brzinu reakcije zameni Arenijusova zakonitost, dobija se

$$\left(\frac{T}{T_0}\right)^2 \exp\left|\frac{E_A}{RT_0\left(\frac{T}{T_0}-1\right)}\right| = 1 - \frac{t}{t_p} \quad 4.29$$

gde je

$$t_p \equiv \rho C \frac{RT_0^2 \exp E_A/RT_0}{E_A H k_n c_{A0}^n} \quad 4.30$$

Gornja jednačina pokazuje uticaj početne brzine reakcije i kinetičkih parametara na period zakašnjenja paljenja. Na sl. 4.9 data je zavisnost promene T/T_0 u funkciji t/t_p za različite vrednosti E_A/RT_0 .

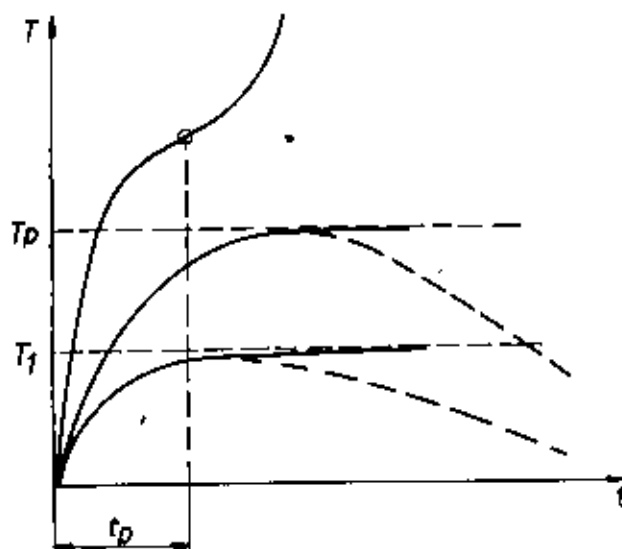


Sl. 4.9. Period zakašnjenja paljenja (Canury)

Za slučaj neadijabatske reakcije (uz odvođenje toplote zidovima suda) povišenje temperature, pa time i brzine reakcije proporcionalno je razlici $q_1 - q_2$. Promena temperature gorive smeše unutar posmatranog suda sa vremenom može se kvalitativno dobiti iz ranijih slika 4.3 a, b, c, računajući za svaku tačku razlike $q_1 - q_2$ odgovarajuću brzinu porasta temperature (sl. 4.10).

Donja kriva predstavlja slučaj stacionarnog zagrevanja do T_1 (nema paljenja). Tačkasta kriva odgovara realnom slučaju kada se koncentracija reaktanata

smanjuje. Kriva 2 predstavlja graničan slučaj: i pri malom povišenju temperature iznad T_p ona prelazi u gornju krivu (3). Kriva (3) poseduje karakterističan prevoj, posle čega dolazi do naglog povišenja temperature - paljenja. Vreme definisano pregibom predstavlja period zakašnjenja paljenja.



Sl. 4.10. Porast temperature gorive smeše sa vremenom

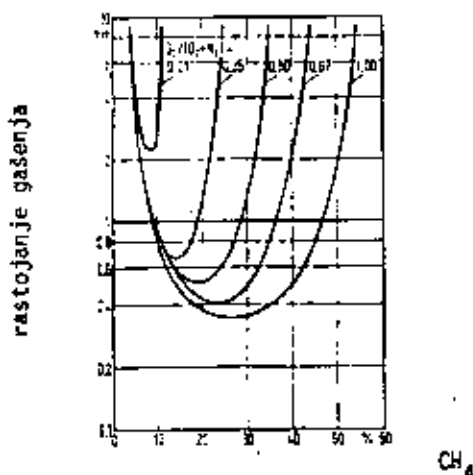
1.3. Rastojanje gašenja

U neposrednoj blizini većih čvrstih masa (zidova komore za sagorevanje, ložišta) reakcija sagorevanja ne može da se odvija - dolazi do prekida reakcije. Ovo rastojanje od zida, u kome ne može doći ni do paljenja pa ni do sagorevanja naziva se "rastojanje gašenja" ("quenching distance", Löscharstand).

Na atmosferskom pritisku, okolnoj temperaturi i za stehiometrijsku smešu sa vazduhom, rastojanje gašenja iznosi:

- za vodonik - 0,7 mm
- za metan - 2,0 mm
- za propan - 1,8 mm.

Van opsega stehiometrijske smeše izmerene su veće vrednosti ovog kritičnog rastojanja (sl. 4.11).



Sl. 4.11. Rastojanje gašenja metana za različite mešavine kiseonika i azota (Lewis, von Elbe)

Zagrevanjem čvrstog tela rastojanje gašenja se smanjuje. Kao posledica ove pojave u neposrednoj blizini usta gorionika ne može doći do reakcije, odn. plamen ne može da "legne" na usta gorionika. Takodje, prostiranje plamena nije moguće kroz finu metalnu mrežu ili male proreze ukoliko su njihove dimenzije dva ili više puta manje od "rastojanja gašenja". Na ovoj pojavi zasniva se poznata Devijeva rudarska lampa. Takodje se, za slučaj kinetičkog plamena, može sprečiti povratak plamena u gorionik na ovaj način.

2. PRINUDNO PALJENJE

2.1. Izvori paljenja

Prema Snidmanu, izvori paljenja pri prinudnom paljenju mogu se podeliti na:

- plamen (otvoreni plamen gorionika, šibica, upaljač, i dr.),
- varnice (električna iskra, kratak spoj, munja, varnice pri obradi metala), i
- zagrejane čvrste supstance (usijani metali, usijani pepeo ili žica i drugo).

Naravno, svi mogući slučajevi paljenja neće u daljem biti razmatrani, kako zbog nedostatka prostora, tako i zbog mogućnosti uspostavljanja analogije između razmatranih i nerazmatranih slučajeva. U daljem izlaganju razmotriće se:

- paljenje plamenom,
- paljenje električnom iskrom, i
- paljenje jako zagrejanim telom.

2.1.1. Paljenje plamenom

Energija potrebna za paljenje smeše može se obezbediti tzv. pilot plamenom. Mogućnost paljenja u ovom slučaju zavisi od:

- karakteristika gorive smeše,
- vremena kontakta između plamena i gorive smeše,
- veličine i temperature plamena,
- intenziteta mešanja i dr.

U cilju uspostavljanja određenih relacija i određivanja uslova kada može doći do paljenja, zamenimo inicijalni plamen beskonačnom ravnom pločom (ravnim plamenom) debljine $2a$ i temperature T_{pl} (realan plamen je trodimenzionalan i konačnih dimenzija). Postavimo ovaj inicijalni plamen ($t = 0$) u neograničeni prostor u kome se nalazi goriva smeša temperature T_0 . Pretpostavljajući, dalje, da nema konvekcije, može se napisati energetska jednačina:

$$\rho c \frac{dT}{dt} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + H k_n c_A^n \exp -(E_A/RT) \quad 4.40$$

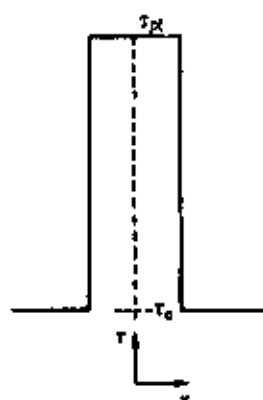
Promena temperature sa vremenom i u prostoru definisana je početnim

$$t \leq 0 \quad \begin{array}{l} T = T_{pl} \\ T = T_0 \end{array} \quad \begin{array}{l} 0 < |y| < a \\ a < |y| < \infty \end{array}$$

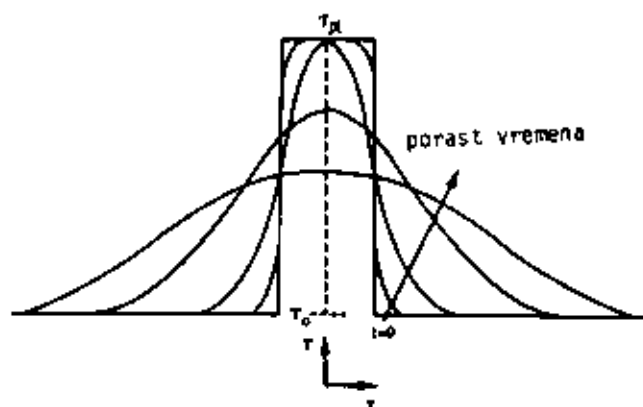
i graničnim uslovima

$$t > 0 \quad \begin{array}{l} \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \text{ u } y = 0 \\ \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \text{ u } |y| = \infty \\ T = T_0 \text{ za } |y| = \infty \end{array}$$

Analitičko rešenje prethodne jednačine može se dobiti ukoliko nema člana koji predstavlja hemijski izvor energije. Ovakvo rešenje daje postupno smanjenje temperature, predstavljeno na sl. 4.12 a i 4.12 b.



Sl. 4.12 a. Temperaturski profil u trenutku uošenja ravnanskog plamena



Sl. 4.12 b. Promena (sniženje) temperature sa vremenom

Ukoliko se član koji predstavlja hemijski izvor energije u prethodnoj jednačini ne zanemari, numeričko ili grafičko rešenje je jedino moguće. U početku, kada je uticaj brzine hemijske reakcije zanemarljivo mali, promena temperature je slična promeni predstavljenoj na prethodnoj slici (bez hemijskog izvora energije). Razmotrimo dva moguća slučaja:

1. Ukoliko je inicijalni plamen tanji od neke kritične vrednosti, temperatura se i dalje snižava, uslovljavajući, konačno, gašenje inicijalnog plamena: brzina hlađenja je veća od brzine nastajanja toplote.
2. Ukoliko je pak inicijalni plamen deblji od neke kritične vrednosti dolazi, posle početnog sniženja temperature (kao posledica male brzine reakcije), do promene smera toka pojave: usled izdvajanja sve veće količine toplote, temperatura raste, vodeći ka paljenju gorive smeše uz obrazovanje zone sagorevanja (plamena) koja se dalje širi u posmatranoj gorivoj smeši.

Kritična debljina inicijalnog plamena je reda veličine dva puta veće od zone sagorevanja gorive smeše.

Ne ulazeći u matematičku analizu, uopšteno se može konstatovati da, ukoliko je toplotna provodljivost gorive smeše velika, deblji inicijalni plamen je neophodan za paljenje. Takođe, što je brzina izdvajanja toplote hemijskom reakcijom veća, kritična debljina plamena biće manja.

2.1.2. Paljenje električnom iskrom

2.1.2.1. Minimalna energija paljenja i rastojanje gašenja

Kao što je već bilo napomenuto, prinudno paljenje se može ostvariti i pomoću električne iskre, koja se najčešće obrazuje pražnjenjem između dve elektrode, smeštene u prostor u kome se nalazi goriva smeša.

Ako sa c_1 označimo kapacitivnost kondenzatora, naprimer, a sa u_1 i u_2 napone pre i posle pražnjenja, onda se ostvarena energija može definisati izrazom

$$-E = \frac{1}{2} c_1 (u_1^2 - u_2^2)$$

Za datu gorivu smešu i dato rastojanje između elektroda d može se eksperimentalnim putem utvrditi da do paljenja dolazi samo onda kada je ova energija veća od neke kritične vrednosti - minimalne energije paljenja.

Minimalna energija paljenja određuje se obično paljenjem gorive smeše pomoću električne iskre, s obzirom da drugi načini paljenja (usijana žica, plamen) zahtevaju neuporedivo više energije. Prilikom ispitivanja minimalne energije paljenja za određenu smešu povećava se energija sve dok do paljenja ne dodje. Onda se pomeranjem elektroda i ponavljanjem istog postupka određuje na kom se rastojanju troši najmanja energija za paljenje - ova vrednost se onda smatra minimalnom energijom paljenja. Na sl. 4.13 su predstavljeni rezultati Luisa i fon Elbea, dobijeni na ovaj način. Kao što se moglo i očekivati, vrednost minimalne energije paljenja nalazi se u neposrednoj blizini stehiometrijske smeše.

Takodje je utvrđeno da, kada je rastojanje između elektroda manje od neke kritične vrednosti, do paljenja ne dolazi, bez obzira koliko potrebnu energiju povećavali.

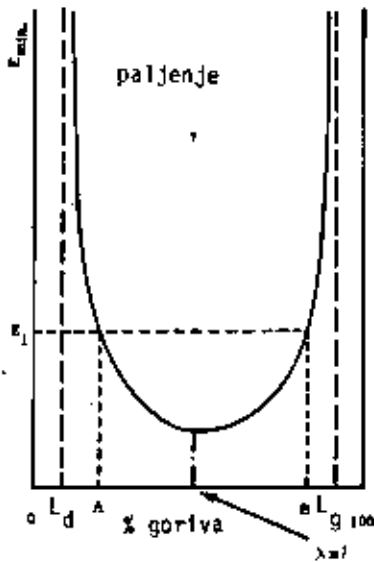
Ovo rastojanje nazivamo - rastojanjem gašenja.

Zavisnost između potrebne energije za paljenje određene gorive smeše i rastojanja između elektroda data je na sl. 4.14.

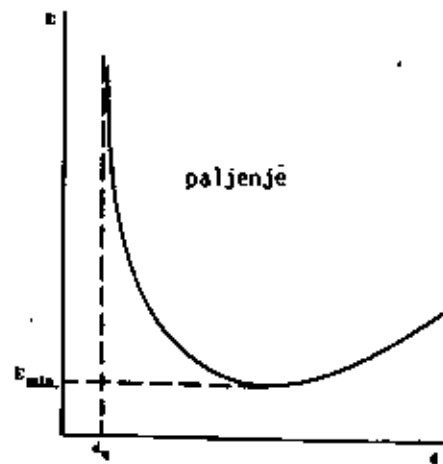
Ove dve veličine često se koriste za definisanje uslova paljenja različitih gorivih smeša. Eksperimentalno utvrđena veza između minimalne energije paljenja i rastojanja gašenja može se predstaviti vezom

$$E_{min} = k \frac{d_k^2}{k}$$

gde je k konstanta.



Sl. 4.13. Uticaj koncentracije goriva na minimalnu energiju paljenja



Sl. 4.14

Rastojanje gašenja i u ovom slučaju je reda veličine dva puta veće od debljine zone sagorevanja $d_k \approx 2 \delta$.

2.1.2.2. Granice paljenja

Pod granicama paljenja podrazumevamo granične koncentracije goriva u gorivoj smeši pri kojima je još moguće njeno paljenje i uspostavljanje i prostiranje plamena. Analogno samopaljenju, i pri prinudnom paljenju električnom iskrum razlikujemo gornju i donju granicu paljenja. Gornja granica paljenja definisana je gorivom smešom sa maksimalnom koncentracijom goriva pri kojoj je paljenje shodno gornjoj definiciji moguće, za razliku od donje granice koja je određena minimalnom koncentracijom goriva u gorivoj smeši. Između ovih vrednosti nalazi se oblast u kojoj je paljenje moguće.

Slično granicama samopaljenja, koncentracione granice paljenja mogu se predstaviti na više načina: pri konstantnom pritisku i pri konstantnoj temperaturi, dobijajući krive oblika v .

Granice paljenja realnih gasovitih goriva mogu se izračunati na osnovu poznatog sastava goriva i poznatih granica paljenja za svaku od gorivih komponenti u gorivu, koristeći obrazac Le Šateljeja

$$GU_{sm} = \frac{100}{\frac{V_1}{GU_1} + \frac{V_2}{GU_2} + \dots + \frac{V_n}{GU_n}} \quad [\% \text{ Vol}]$$

gde su:

- GU_{sm} - gornja ili donja granica paljenja goriva u zapreminskim procentima u gorivoj smeši,
- V_i - koncentracija pojedinih gorivih komponentata (CH_4 , H_2 , CO) u gorivoj smeši (% Vol),
- GU_i - gornja ili donja granica paljenja odgovarajuće gorive komponente gorive smeše (% Vol) za slučaj kada sama obrazuje gorivu smešu sa vazduhom.

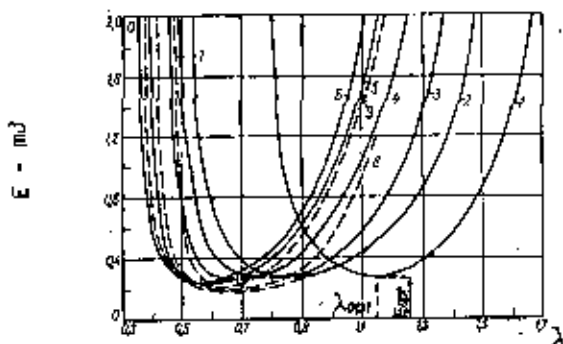
Prvobitno je ova jednačina važila za mešavine gorivih komponentata u gorivu bez inertnih primesa (azot, CO_2 , naprimer); kasnije se pokazalo da se može koristiti i za realno gasovito gorivo koje sadrži i inertne primese. Eksperimentalna provera Le Šateljjeovog obrasca pokazuje dobro slaganje za slučaj određivanja donje granice paljenja, a manje prilikom proračuna gornje granice. Prilikom proračuna gornje granice paljenja potrebno je koncentracije gorivih komponentata preračunati na čistu gorivu masu (kao da gorivo nema inertnih primesa) i tek onda zameniti u pomenuti obrazac.

Granice paljenja, kao što se može očekivati, zavise od:

- vrste goriva (sl. 4.15),
- vrste gorive smeše (sa vazduhom, oksidna, odnosno redukovana sredina (sl. 4.16),
- temperature (sl. 4.17),
- pritiska,
- brzine strujanja gorive smeše (sl. 4.18), i dr.

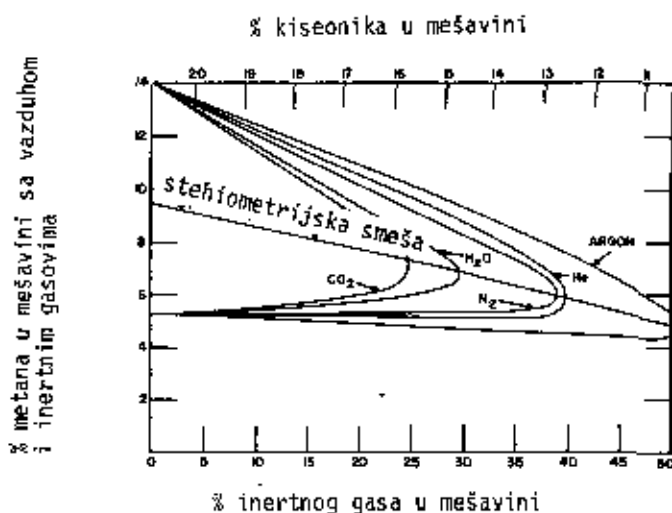
Sumarno posmatrano, na osnovu do sada izloženog može se zaključiti da paljenju gorive smeše električnom iskrom pogoduju:

- niža temperatura sagorevanja,
- viša početna temperatura gorive smeše,
- veća brzina izdvajanja toplote hemijskom reakcijom,
- veća toplotna moć,
- manja specifična toplota,
- manji koeficijent toplotne provodljivosti,
- viši pritisak (pod kojim se posmatrane pojave odvijaju).



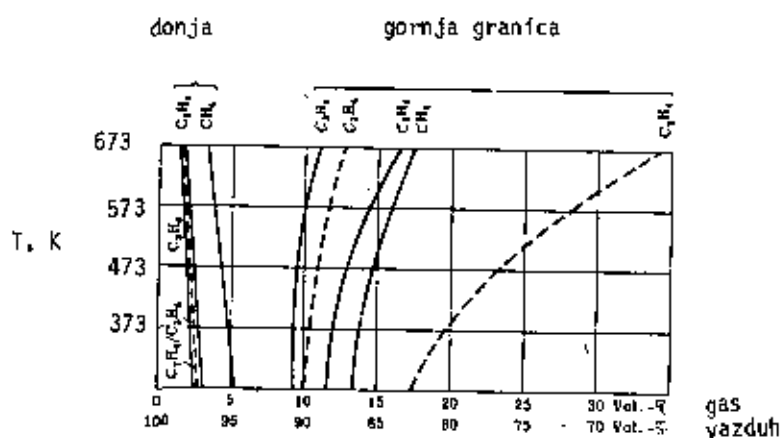
Slika 4.15. Energija paljenja u zavisnosti od sastava smeše i vrste goriva
($T = 293 \text{ K}$, $p = 0,1 \text{ MPa}$)

1 - metan; 2 - etan; 3 - propan; 4 - butan; 5 - heksan;
6 - heptan; 7 - ciklopropan; 8 - eter; 9 - benzen
(Lewis, von Elbe)

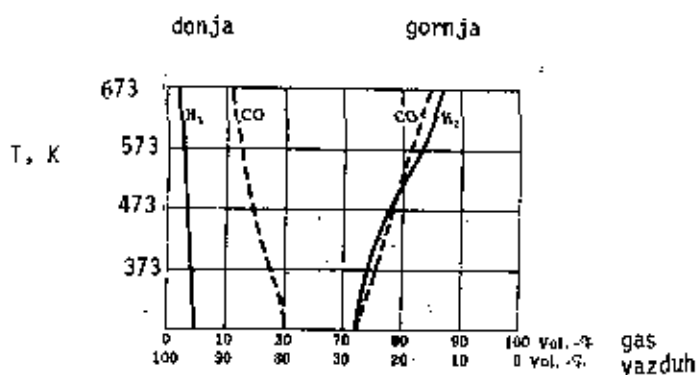


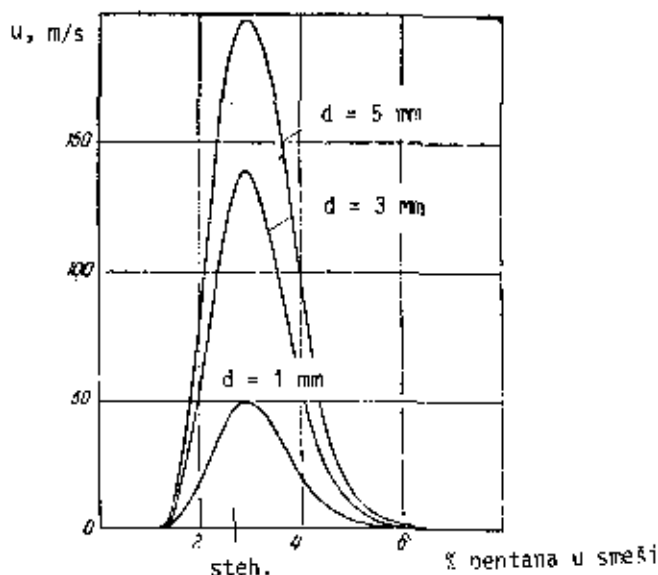
Slika 4.16. Granice paljenja metana u vazduhu, razredjenog različitim inertnim gasovima (Coward, Jones)

- stehiometrijska (ili blizu njoj) smeša,
- manja brzina strujanja gorive smeše, i
- manji intenzitet turbulencije, ukoliko je strujanje turbulentno.



Sl. 4.17. Granice paljenja zaviso od temperature (Kwiatkowski)

Sl. 4.18. Granice paljenja H_2 i CO zaviso od temperature (Kwiatkowski)



Sl. 4.19. Granice paljenja zaviso od brzine strujanja ($d = \text{promenljivo}$) (Hitrin)

Podaci o granicama paljenja, temperaturi samopaljenja, energiji paljenja, kao i o rastojanju gašenja dati su u tablici 4.1.

2.1.3. Paljenje zagrejanim telom

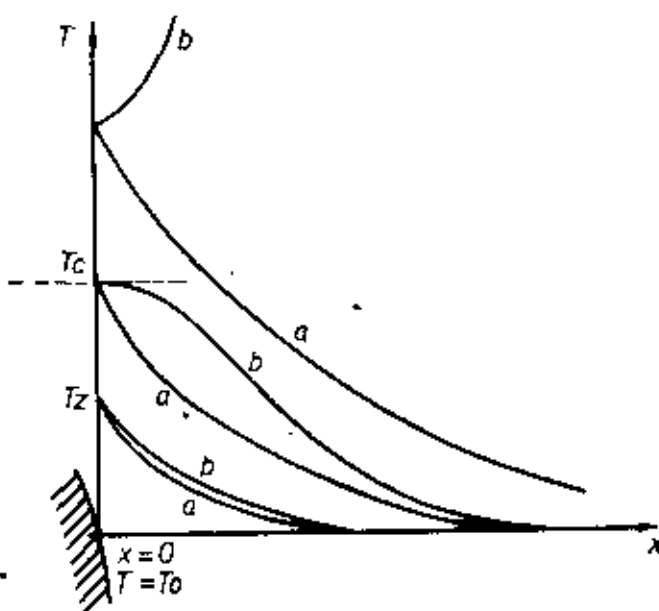
Pretpostavimo zagrejanu česticu temperature T_z koja se nalazi u homogenoj gorivoj smeši temperature T_0 ($T_z > T_0$). Usled razlike temperatura čestice odaje toplotnu okolini brzinom koja zavisi od toplotnih karakteristika i uslova strujanja gorive smeše. Ukoliko je temperatura čestice umereno visoka, uspostavlja se u stacionarnim uslovima promena temperature, kao što je prikazano na slici 4.20. Kriva a predstavlja slučaj kada je smeša u okolini čestice inertna, dok se kriva b odnosi na reaktivnu (gorivu) smešu. Razlika u toku promene temperature izmedju krivih a i b javlja se usled izdvajanja toplote na račun egzotermne hemijske reakcije u reaktivnoj smeši. Ukoliko se temperatura čestice (čvrstog tela) povišava, razlika izmedju posmatranih krivih biva sve veća (brzina hemijske reakcije je, kao što je poznato, direktno zavisna od temperature). Za neku kritičnu temperaturu zagrejanu česticu (T_c) u gorivoj smeši nema odvođenja toplote, odnosno promena temperature u blizini čestice jednaka je nuli. Ukoliko temperatura čestice bude i za malo viša od ove kritične temperature, temperatura gorive smeše progresivno raste vodeći do paljenja.

Tablica 4.1

GORIVO	Granice paljenja & stehiom.		Temperatura samopaljenja T-273	Energija paljenja		Rastojanje gašenja	
	Donja	Gornja		Stehiom.	Minim.	Stehiom.	Minim.
Benzen	43	336	591,7	55,05	22,52	2,79	1,78
Butan	54	330	430,6	76,02	26,00	3,05	1,78
Etan	50	272	472,2	42,03	24,03	2,29	1,78
Etanol			392,2				
Vodonik			571,1	1,51	1,51	0,51	0,51
Metan	46	164	632,2	33,03	29,00	2,54	2,03
Metanol	48	408	470,0	21,52	14,02	1,78	1,52
Oktan	51	425	240,0				
Propan	51	283	504,4	30,52		2,03	1,78
	43	322	567,8				

(* Mešavine sa vazduhom, mirna smuća) (Canury)

Temperatura T_c u ovom slučaju analogna je ranije razmatranim kritičnim temperaturama (čak i za slučaj samopaljenja).



Sl. 4.20

2.1.3.1. Paljenje zagrejanim telom sfernog oblika

Pretpostavimo linearnu promenu temperature od zida sfere (T_z) do temperature mešavine (T_0) u okviru tankog sloja oko sfere δ . Debljina ovog sloja δ zavisi od brzine kretanja sfere, prečnika ($2a$) viskoznosti gorive smeše i njenih toplotnih karakteristika. Zapremina* ovog sloja, u kome dolazi do reakcije, iznosi:

$$4 \pi a^2 \delta$$

Površina ljuske (sfere) kroz koju se gubi toplota jednaka je približno $4 \pi a^2$. Pretpostavljajući gubitke samo usled provodjenja i da se reakcija odvija po Arenijusovom zakonu, dobija se da do paljenja dolazi samo onda, kada je zadovoljen uslov

*Zapremina sfere iznosi $\frac{4}{3} \pi r^3$. Povećanje zapremine za malu vrednost poluprečnika dr iznosi $4 \pi r^2 dr$, odnosno za naš slučaj - $4 \pi a^2 \delta$.

$$4 \pi a^2 H \delta k_n c_{A0}^n \exp -(E_A/RT_Z) \geq 4 \pi a^2 \lambda (T_Z - T_0)/\delta \quad 4.41$$

I ovde je naravno, promena koncentracije reaktanata, kao i u prethodnim analizama zanemarena. Prethodni izraz prelazi u

$$\frac{T_Z - T_0}{\delta} \leq \frac{H \delta k_n c_{A0}^n \exp -(E_A/RT_Z)}{\lambda} \quad 4.42$$

Znak jednakosti u prethodnoj jednačini važi samo onda kada je T_Z jednaka kritičnoj temperaturi. Istovremeno iz jednačine se može zaključiti da je temperaturski gradijent u reakcionom sloju veoma značajan činilac u uslovima paljenja.

Za slučaj kada su Reynoldsov i Prandtlov broj veliki, debljina sloja postaje manja, a temperaturski gradijent veći, što znači da su uslovi paljenja otežani. Uvodeći Niseltov broj u prethodni uslov paljenja, dobijamo

$$\frac{T_C - T_0}{a} = \frac{2a H k_n c_{A0}^n \exp -(E_A/RT_C)}{Nu \lambda} \quad 4.43$$

Implicitno, temperatura paljenja zavisi od veličine sfere, prema

$$a^2 = \frac{Nu \lambda (T_C - T_0) \exp(E_A/RT_C)}{2 H k_n c_{A0}^n} \quad 4.44$$

2.1.3.2. Paljenje ravanskim telom

U daljem će biti u sažetom obliku data analiza paljenja zagrejanim telom prema Zeljđoviću, za slučaj nepokretne gorive smeše i ne uzimajući u obzir difuzione pojave.

Uočimo gorivu smešu unutar suda sa beskonačno velikim ravnim paralelnim zidovima, pri čemu se jedan zid nalazi na temperaturi T_Z , a drugi - na temperaturi T_0 ($T_Z > T_0$). U sudu će se uspostaviti stacionaran profil temperature prikazan na prethodnoj slici (4.20). Do paljenja će doći, kao što je i ranije već napomenuto, samo onda kada je

$$\frac{dT}{dx} > 0$$

u neposrednoj blizini zida. Kritičan uslov je definisan

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=x_Z} = 0$$

Usvojimo da do reakcije dolazi u neposrednoj blizini zida unutar rastojanja

δ . Za slučaj $x > \delta$, gradijent temperature u gorivoj smeši neće se mnogo razlikovati od istog u inertnoj sredini

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x>\delta} = \frac{T_z - T_0}{d}$$

gde je: d - rastojanje izmedju zidova.

Zanemarujući promenu koncentracije reaktanata unutar posmatranog rastojanja δ , neophodna veza izmedju brzine hemijske reakcije i temperature biće data izrazom

$$\lambda \frac{d^2T}{dx^2} + q w(T) = 0 \quad 4.45$$

gde je: $w = w(T)$ definisano Arenijusovom relacijom.

Zamenom, u cilju integracije,

$$y = \frac{dT}{dx}$$

dobićemo

$$y \frac{dy}{dT} = - \frac{q}{\lambda} w(T) \quad 4.46$$

odakle sledi

$$y = \left| \frac{2}{\lambda} q \int_T^{T_z} w(T) dT \right|^{1/2} \quad 4.47$$

Unutar rastojanja δ , vrednost razlike $T_z - T$ je mala u odnosu na T_z , pa se može koristiti poznata transformacija

$$\exp -(E_A/RT) = \exp -(E_A/RT_z) \exp \frac{-E_A(T_z - T)}{RT_z^2} \quad 4.48$$

Integracijom izraza $\int_T^{T_z} w(T) dT$ uz korišćenje uslova da je $\left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=x_z} = 0$, dobijamo

$$y = \frac{dT}{dx} = \sqrt{\frac{2q}{\lambda} w(T_z) \frac{RT_z^2}{E_A} \left| 1 - \exp - \left| \frac{E_A(T_z - T)}{RT_z^2} \right| \right|} \quad 4.49$$

Može se pokazati da izraz $\exp -(T_z - T) E_A/RT_z^2$ malo utiče, tako da se u daljoj analizi zanemaruje. Prethodni izraz prelazi, onda, u

$$y = \frac{dT}{dx} = \sqrt{\frac{2q}{\lambda} w(T_z) \frac{RT_z^2}{E_A}} \quad 4.50$$

Količina toplote koja se provodjenjem odvodi iz zone δ u neposrednu okolinu ($x > \delta$) biće definisana onda izrazom

$$q_1 = \lambda \frac{dT}{dx} = \lambda \sqrt{\frac{2q}{\lambda} w(T_z) \frac{RT_z^2}{E_A}} \quad 4.51$$

Količina toplote od toplog ka hladnom zidu biće jednaka

$$q = \lambda \frac{T_z - T_0}{d} \quad 4.52$$

odnosno za $q = q_1$, biće

$$\sqrt{\frac{2q}{\lambda} w(T_z) \frac{RT_z^2}{E_A}} = \frac{T_z - T_0}{d} \quad 4.53$$

što konačno omogućava za ovaj slučaj uspostavljanje veze između T_z i d .

Konačno, može se zaključiti (na osnovu eksperimentalnih ispitivanja) da temperatura zida može biti viša od temperature samopaljenja, a da do paljenja zagrejanim telom ne dodje. Razlozi se mogu tražiti u naglom padu temperature sa rastojanjem od zida, kao i u smanjenju koncentracije reaktanata u blizini površine zida. U cilju obezbeđivanja sigurnog paljenja, najmanje potrebno je da temperatura zagrejanog tela bude iznad temperature samopaljenja. Što su manje dimenzije izvora toplote u ovom slučaju, to je kritična temperatura viša (utvrđeno još od strane Malara i Le Šateljea).

LITERATURA

1. Gunther, R., Verbrennung und Feuerungen, Springer Verlag, Berlin, 1974.
2. Glassman, I., Combustion, Academic Press, New York, 1977.
3. Canary, A. M., Introduction to Combustion Phenomena, Gordon and Breach Sci. Publ., New York, 1961.
4. Lewis, B., von Elbe, G., Combustion, Flames and Explosions of Gases, Academic Press, New York, 1961.
5. Hitrin, L.N., Fizika gorenija i vzryva, Moskva, 1957.
6. Schmidmann, L., Gaseous Fuels, Properties, Behaviour and Utilisation, New York, 1954.
7. Dubovkin, N. F., Spravočnik po ugljevodnim toplivam i ih produktam sgoranija, Gosenergoizdat, Moskva, 1962.
8. Kriatkowski, K. von.; GMI-Arbeitsblatt 157: Zündbereiche einigen Brenngase.

V PROSTIRANJE PLAMENA

1. DEFINICIJA FRONTA PLAMENA

Pošto se formira centar upaljenja bilo kakvim toplotnim izvorom, zona sagorevanja ili talas sagorevanja ili pak front plamena počinje da se širi kroz pripremljenu mešavinu koncentrično oko centra upaljenja paleći sve nove i nove slojeve smeše.

Pri razmatranju ovog problema potrebno je napomenuti da nema principijelne razlike između talasa sagorevanja kod jednokomponentne i višekomponentne smeše.

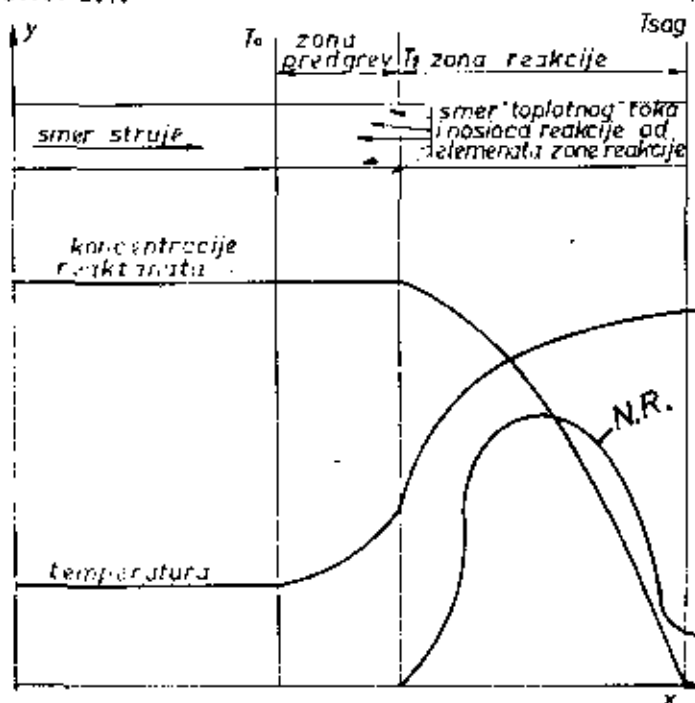
Poznato je da je izvor zapaljivanja, uopšte, izvor toplote i da takav toplotni izvor stvara atome i slobodne radikale koji deluju kao nosioci lanca u hemijskoj reakciji. Struja ovih novih nosilaca lanca od toplotnog izvora inicira hemijsku reakciju u najbližem sloju mešavine, tako da taj sloj sam postaje izvor toplote i nosilaca reakcije sposoban da izazove reakciju u susjednom sloju, itd. Na ovaj način se odigrava širenje zone sagorevanja kroz pripremljenu mešavinu. Ova zona naziva se talas sagorevanja ili, kako je uobičajeno, front plamena, ili pak, zona reakcije. Potrebno je naglasiti razliku između talasa sagorevanja i detonacionog talasa. Talas sagorevanja se širi preko procesa prenosa toplote i difuzije, dok je detonacioni talas udarni talas izazvan energijom hemijske reakcije visoko komprimovane mešavine. Brzina talasa sagorevanja je vrlo mala u odnosu na brzinu zvuka.

Razmatranje ovog talasa u svom uprošćenom obliku svodi se na tri osnovna zakona hidrodinamike i to zakon o održanju mase, zakon promene kretanja i zakon o održanju energije. Jednačine definisane sa ova tri zakona i jednačine difuzije, kao i brzina hemijske reakcije, određuju promene koncentracije molekula u zavisnosti od difuzije, maseni protok i hemijsku reakciju, kao i promene brzine struje, pritiska i entalpije u bilo kom vremenu i bilo kojoj tački talasa. Poznato je iz hidrodinamike da ubrzanje mase prouzrokovano toplotnom ekspanzijom gasa u talasu izaziva vrlo malu promenu pritiska. Takođe se može zanemariti uticaj promene pritiska na promenu koncentracije entalpije, tako da se u primeni jednačine kretanja kroz talas, pritisak smatra konstantnim.

U bilo kom momentu vremena front plamena zauzima vrlo uzak sloj. Ovaj sloj se može podeliti na beskonačan broj podslojeva kroz koje se vrši transformacija materije, tj. svaki sloj ima svoju temperaturu, koncentraciju nosioca reakcije, količinu oslobodjene toplote, kao i brzinu formiranja ili razbijanja određenih molekula kroz proces hemijske reakcije. Ove reakcije se odigravaju u formi određenih lanaca zavisno od pritiska razmatranog sistema mešavine. Površina ovog elementarnog sloja fronta plamena može biti odabrana tako da uzduž ove površine nema promene u koncentraciji pojedinih molekula ili pak brzine nekog procesa vezanog sa hemijskom reakcijom. Ako oblik ovog sloja, kao i gradijenti pojedinih parametara ostaju konstantni u zavisnosti od vremena, onda je takav talas stacionirani talas sagorevanja.

Strukturu fronta plamena koji obuhvata zonu predgrevanja i zonu reakcije u najvećoj meri određuje tip gorive materije koju uvodimo u sistem za sagorevanje i njeno agregatno stanje, tj. da li sagorevamo čvrsto, tečno ili gasovito gorivo. Na strukturu fronta plamena u značajnoj meri utiče i proces difuzije, naročito u slučajevima razvijene turbulentne difuzije.

Za jednu uprošćenu analizu zona fronta plamena i kvalitativnu promenu parametara koji karakterišu front plamena razmotriće se sagorevanje pripremljene smeše gasnog goriva i vazduha koja je idealno homogenizovana po temperaturi i brzini na ulazu u zonu predgrevanja. Ovako idealizovani front plamena predstavljen je na slici 5.1.



Pretpostavlja se da su slojevi fronta plamena paralelni jedan drugom i da je pravac strujanja gorive smeše normalan na front plamena.

Zona fronta plamena ograničena je granicama $T_0 - T_{sag}$. U ovim granicama odigravaju se hemijske reakcije i transport molekula ne samo pod uticajem smera struje, već i pod uticajem molekularne difuzije koja smanjuje koncentracije.

Molekuli reaktanata difundiraju u smeru struje mešavine, a molekuli konačnih produkata difundiraju u suprotnom pravcu. Brzina difuzije treba da bude dodata ili oduzeta od brzine struje, tako da izgleda da se molekuli reaktanata brže kreću od molekula produkata i mešaju se sa njima u nekom višku.

Molekuli međjuprodukata reakcije dostižu svoju maksimalnu vrednost negde između zone T_1 i zone T_{sag} i difundiraju u oba pravca. U stacionarnom slučaju svi ovi procesi se odigravaju tako da je protok po jedinici površine za dati interval vremena jednak u svim procesima.

Ako sada sledimo element mešavine kroz sve zone u granicama $T_0 - T_{sag}$, vidimo da će temperatura u zoni predgrevanja da raste od T_0 do T_1 . Karakter ove krive je konveksan u odnosu na X-osu, što odgovara pozitivnom znaku drugog izvoda temperature po pravcu X, tj.

$$+ \frac{\partial^2 T}{\partial X^2}$$

Iz teorije provodjenja toplote poznato je da je porast temperature za jednodimenzionalni toplotni tok dat sa

$$+ \frac{\lambda \partial^2 T}{\partial X^2}$$

gde je λ koeficijent provodjenja toplote, a pozitivni znak znači da element gasa prima putem provodjenja više toplote od vrelih elemenata, bliže zoni reakcije nego što odaje hladnim elementima iza sebe. Prolaskom elementa kroz prevojnju tačku, tj. ulaskom u zonu reakcije, element počinje da odaje, putem provodjenja, toplotu elementima koji nadolaze u većem iznosu nego što dalje prima.

Zbog toga je oblik krive u ovoj zoni konkavan i drugi izvod temperature po X je negativan

$$- \frac{\partial^2 T}{\partial X^2}$$

Temperatura gasa kontinualno dalje raste do konačne vrednosti temperature sagorevanja razmatrane mešavine.

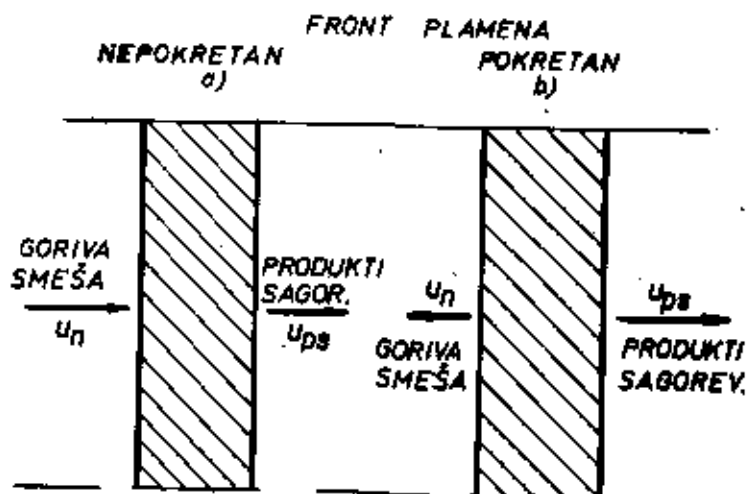
Analogna razmatranja odnose se i na promene koncentracija koje su dirigovane procesom difuzije. Naročito je značajna difuzija međuprodukata kao što su atomi i slobodni radikali koji služe kao nosioci lanaca reakcije. Koncentracija nosioca reakcije raste do nekog maksimuma, a zatim se smanjuje do neke vrednosti koja odgovara toplotnoj ravnoteži između atoma, slobodnih radikala i neutralnih molekula na granici zone reakcija, odnosno pada na nultu vrednost kada je sagorevanje potpuno.

Granice zone pregrevanja i zone reakcije nisu strogo definisane, ali, s obzirom da je promena temperature na ovim granicama takva da temperatura dostiže svoje granične vrednosti, ove granice se asimptotski mogu dosta tačno odrediti.

Iza fronta plamena gas se nalazi u termodinamičkoj ravnoteži ili u nekom metastabilnom stanju u kome su dalje hemijske i fizičke promene tako lagane da se može smatrati da su gradijenti temperature i koncentracije jednaki nuli.

2. NORMALNA BRZINA PROSTIRANJA PLAMENA U LAMINARNOJ STRUJI

Front plamena u kome se vrše hemijske reakcije, a koji predstavlja vrlo tanak sloj kao granicu između neupaljene i sagorele smeše može biti u odnosu na sistem za sagorevanje nepokretan (kod protočnih sistema) ili pokretan (sl. 5.2).



Slika 5.2.

Brzina utroška gorive smeše za slučaj pod a. ili brzina prostiranja plamena za slučaj pod b. naziva se brzina sagorevanja.

Brzina sagorevanja koja predstavlja linearnu brzinu premeštanja fronta plamena u pravcu normale na element plamena nazivamo normalnom brzinom prostiranja plamena.

Normalna brzina sagorevanja je reda veličine nekoliko metara u sekundi i zavisi od tipa gorive materije i pritiska pri kome se proces odvija.

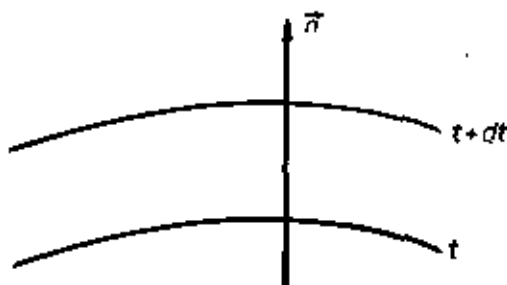
Brzina prostiranja produkata sagorevanja je znatno veća zbog predgrevanja i širenja gasa

$$\frac{u_{psag}}{u_n} = \frac{\rho_s}{\rho_{ps}} \quad 5.1$$

Ako zamislimo neku proizvoljnu konturu plamena koja se pomeri za vreme od t do $t + dt$ za neku veličinu, onda je normalna brzina prostiranja plamena definisana sa

$$\frac{dn}{dt} = u_n \quad 5.2$$

gde dn predstavlja veličinu fronta plamena po normalni na površinu u smeru sveže smeše. Veličina u_n ne zavisi od toga da li se nesagorela smeša kreće ili ne.



Slika 5.3

Za određivanje normalne brzine prostiranja fronta plamena najpogodniji metod je pomoću gorionika. Gorionik predstavlja jednu cev iz koje ističe laminarna struja pripremljene gorive smeše. Ako smešu upalimo na izlazu iz gorionika, formiraće se konus plamena koji ima dve konture (sl. 5.4).

Laminarna struja gorive smeše koja ističe iz gorionika ima paraboličnu raspodelu brzina. Najveća brzina je u osi, a na zidovima ima vrednost nula, što

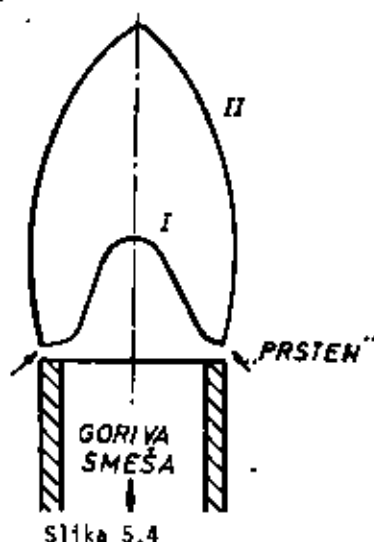
znači da je negde blizu zidova brzina struje gorive smeše jednaka brzini prostiranja plamena, što omogućava stabilno pripaljivanje novonadošle smeše.

Po konturi I odigrava se najveći deo hemijskih reakcija, dok se na konturi II dovršava proces dogorevanja uz učešće kiseonika iz okoline.

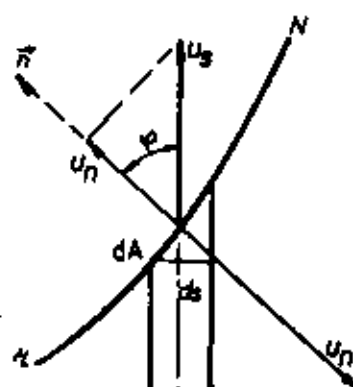
Za laminarni plamen imamo da je

$$u_n = u_s \quad 5.3$$

gde je u_s projekcija vektora brzine gorive smeše u pravcu normale.



Slika 5.4



Slika 5.5

Dimenzije i oblik unutrašnje konture I zavisi od veličine protoka gorive smeše kroz gorionik.

Iz uslova stacionarnosti konture II koja predstavlja geometrijsko mesto tačaka gde je brzina prostiranja plamena jednaka projekciji vektora brzine smeše, može se odrediti normalna brzina prostiranja plamena.

Uzmimo sada element konture II i postavimo na njega normalu. Ugao koji zaklapa normala i vektor brzine gorive smeše označen je sa φ , tada je normalna brzina prostiranja plamena jednaka

$$u_n = u_s \cos \varphi \quad 5.4$$

Projekcija elementa površine dA normalno na vektor brzine smeše je

$$dS = dA \cos \varphi \quad 5.5$$

W

Iz jednačina (5.4) i (5.5) imamo

$$dS = dA \frac{u_n}{u_s}, \text{ ili} \quad 5.6$$

$$u_s dS = dA u_n$$

Pošto smo prepostavili da je u_n konstantno, po celoj površini konture II imamo

$$u_n A = \int_S u_s dS$$

Integral $\int_S u_s dS$ predstavlja sekundni protok kroz gorionik, pa je

$$u_n = \frac{\dot{G}_s}{A} \quad 5.7$$

Poznavajući visinu konusa konture II i prepostavljajući pravilan konus, normalna brzina prostiranja plamena je

$$u_n = \frac{\dot{G}_s}{\pi r \sqrt{r^2 + h^2}} \quad 5.8$$

gde su:

r - radijus gorionik,

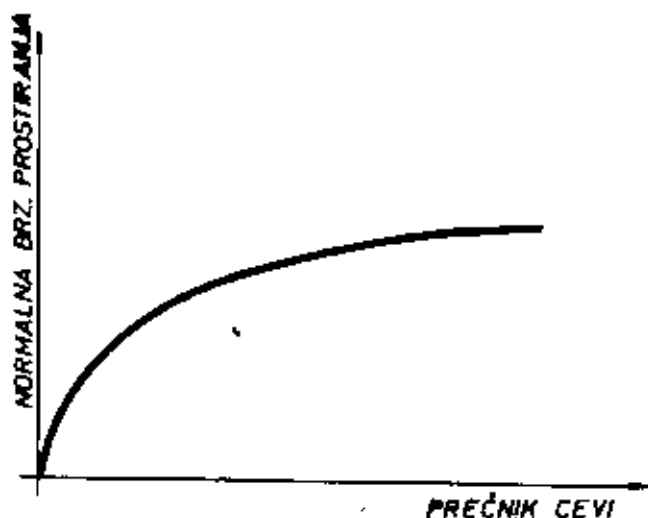
h - visina konusa II,

\dot{G}_s - sekundni protok smeše kroz gorionik.

3. UTICAJ FIZICKIH PARAMETARA I SVOJSTAVA GASNE SMEŠE NA NORMALNU BRZINU SAGOREVANJA

Eksperimentalni podaci pokazuju da normalna brzina prostiranja plamena u_n zavisi od svojstava komponenti smeše koja sagoreva, od koncentracija, pritiska i temperature, kao i od karakteristika gorionika. Pri povećanju toplotnih gubitaka snižava se temperatura sagorevanja, a s tim u vezi i normalna brzina prostiranja plamena.

Kritični prečnik pri kom se prekida sagorevanje u cevi zavisi od teorijske brzine prostiranja plamena i od pritiska gasa.



Slika 5.6. Uticaj prečnika gorionika na normalnu brzinu prostiranja plamena

Što je veća teorijska brzina prostiranja plamena i što je veći pritisak uz što manje toplotne gubitke, tim je manji kritični prečnik

$$d_{kr} = \frac{C \cdot \text{const}}{u_n \cdot p} \quad 5.9$$

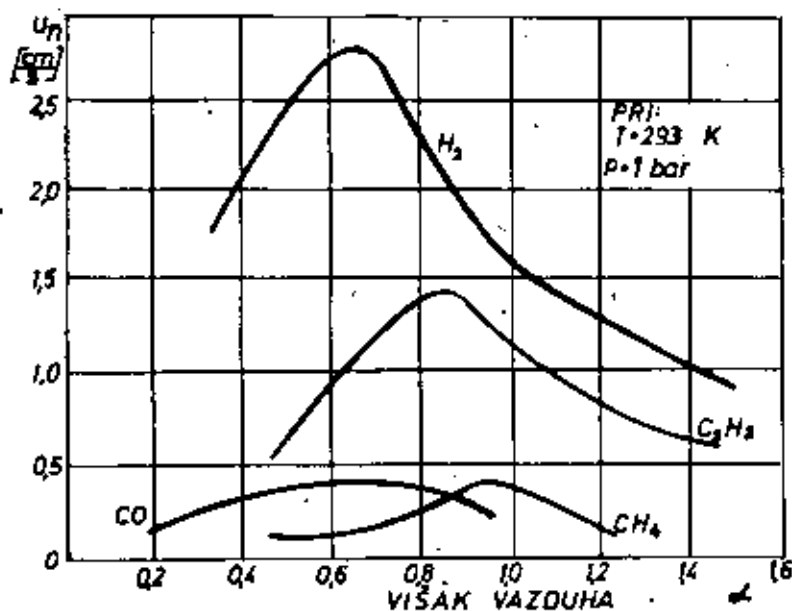
Sa povećanjem prečnika reakcione cevi uticaj toplotnih gubitaka se smanjuje, pa pri nekom dovoljno velikom prečniku cevi normalna brzina prostiranja postaje konstantna za određenu smešu.

Na slici 5.7 data je zavisnost normalne brzine prostiranja plamena u zavisnosti od sastava smeše za neke mešavine goriva i vazduha. Najveća brzina prostiranja plamena dobija se pri mešavini bliskoj stehiometrijskoj.

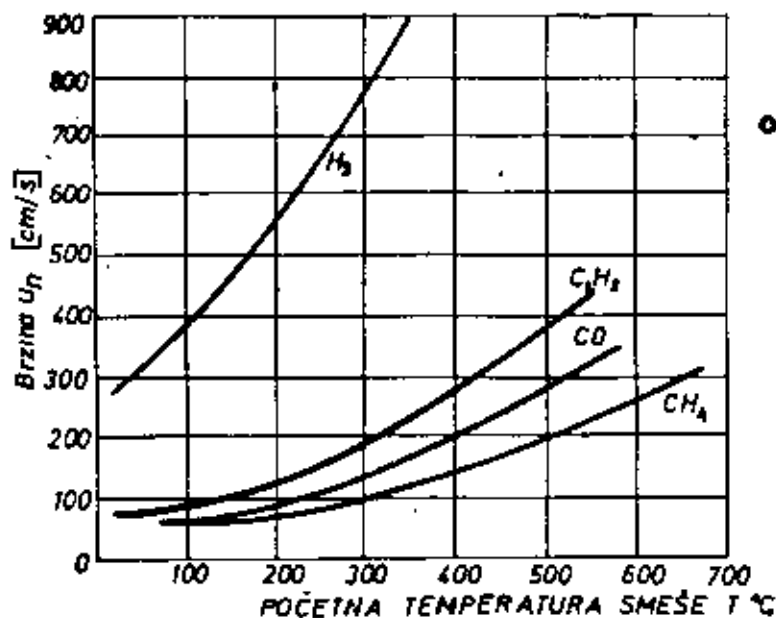
Vrlo veliki uticaj na normalnu brzinu prostiranja plamena ima početna temperatura mešavine. Na slici 5.8 prikazan je uticaj temperature mešavine na normalnu brzinu prostiranja plamena.

Na slikama 5.9 i 5.10 prikazan je uticaj sastava mešavine i početne temperature za smeše vodonik-vazduh i metan-vazduh.

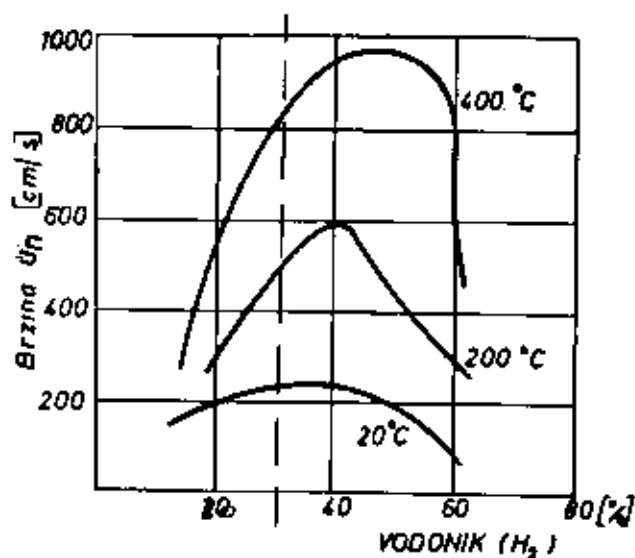
Značajan je takodje uticaj pritiska na vrednost normalne brzine prostiranja plamena i to kod mešavina sa vazduhom. Kod ovih smeša normalna brzina prostiranja plamena umanjuje se sa porastom pritiska proporcionalno stepenu 0,25-0,3 dok se masena brzina sagorevanja povećava sa povećanjem pritiska proporcionalno stepenu 0,7 do 0,75. Kod smeša sa kiseonikom pritisak ne utiče na normalnu brzinu prostiranja plamena.



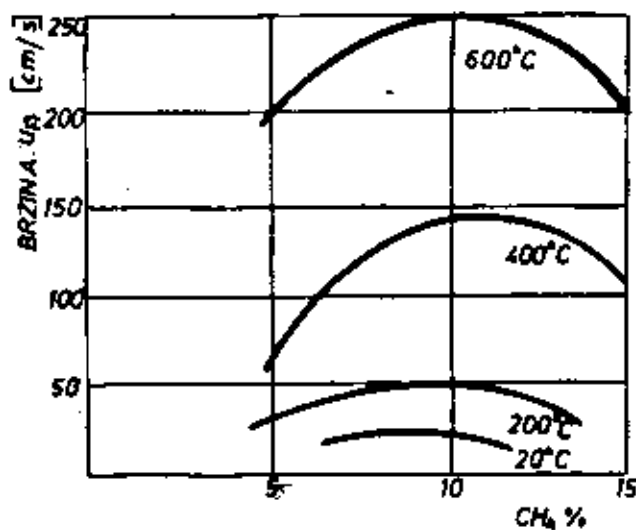
Slika 5.7. Zavisnost normalne brzine prostiranja plamena od viška vazduha u smeši //



Slika 5.8. Uticaj početne temperature mešavine na normalnu brzinu prostiranja plamena //

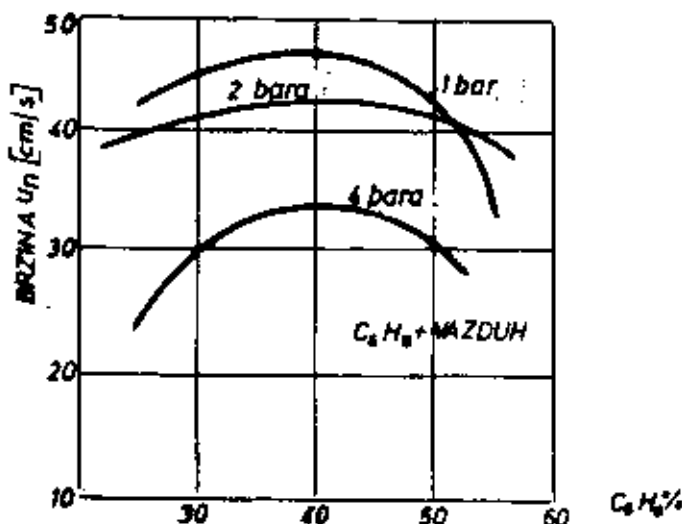


Slika 5.9. Uticaj temperature i sadržaja vodonika na brzinu u_H za smešu vazduh-vodonik

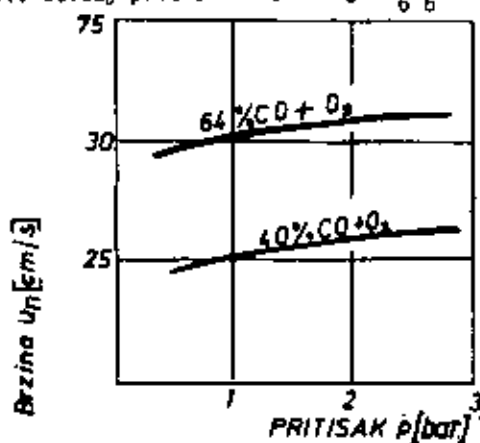


Slika 5.10. Uticaj temperature i sadržaja CH₄ na brzinu u_H za smešu CH₄-vazduh

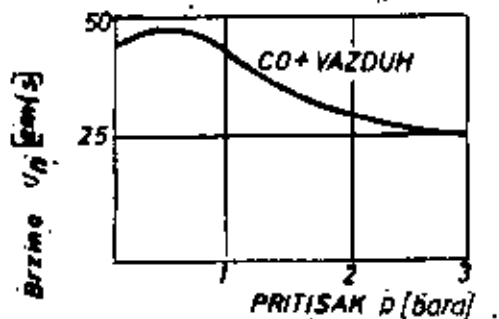
Na slikama 5.11, 5.12 i 5.13 prikazan je uticaj pritiska na normalnu brzinu prostiranja plamena kod nekih mešavina goriva i vazduha, odnosno goriva-kiseonika.



Slika 5.11. Uticaj pritiska i sadržaja C_6H_6 na brzinu u_n

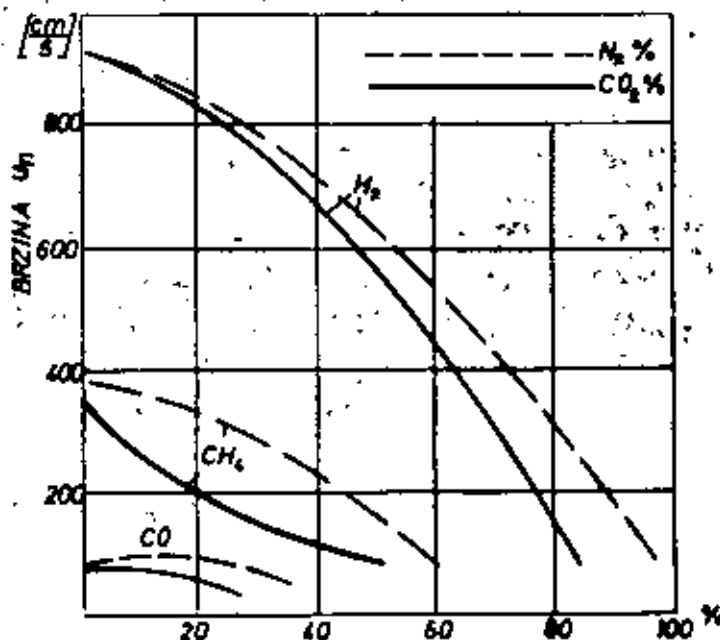


Slika 5.12. Uticaj pritiska na brzinu u_n za različite sadržaje $CO+O_2$



Slika 5.13. Uticaj pritiska na brzinu u_n za $CO +$ vazduh

Na slici 5.14 prikazan je uticaj inertnih primesa ako zamenimo sadržaj O_2 sa N_2 ili CO_2 .



Slika 5.14. Uticaj inertnih primesa na brzinu u_n

Za tehničke gasove koji predstavljaju mešavinu više komponenti, maksimalna brzina prostiranja plamena određena je relacijom

$$u_{nmax} = \frac{C_1 u_{n1} + C_2 u_{n2} + \dots}{C_1 + C_2 + \dots} \quad 5.10$$

gde su:

u_{n1}, u_{n2} - normalne brzine prostiranja plamena za date komponente,

C_1, C_2 - procentni sadržaj datih komponenti.

U slučaju prisustva inertnih primesa maksimalna brzina prostiranja plamena je:

$$u'_{nmax} = K u_{nmax} \quad 5.11$$

gde je:

$$K = \frac{100 - N_2 - 1,1 CO_2}{100} \quad 5.12$$

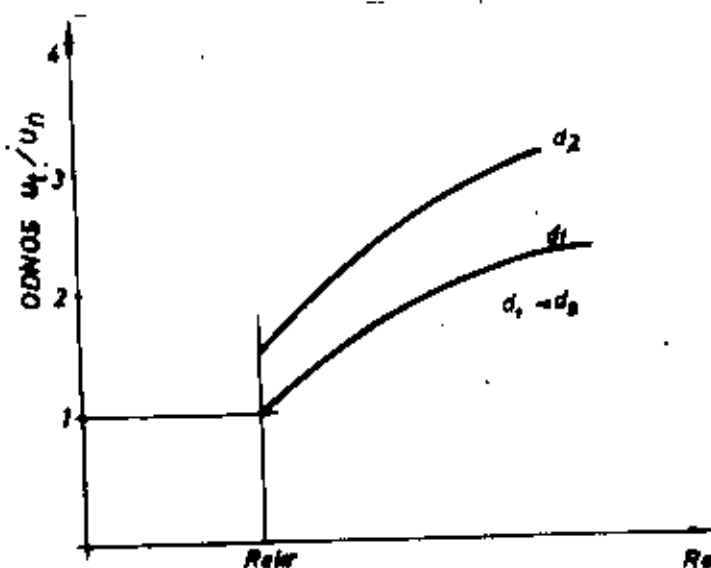
u_{nmax} - brzina bez inertnih primesa.

4. PROSTIRANJE PLAMENA U TURBULENTNOJ STRUJI

Prostiranje plamena u turbulentnoj struji predstavlja značajniji praktični interes u odnosu na laminarni plamen. Izgled turbulentnog plamena iz nekog gorionika predstavljen je na slici 5.15.



Slika 5.15

Slika 5.16. Uticaj Re i prečnika gorionika na priraštaj brzine

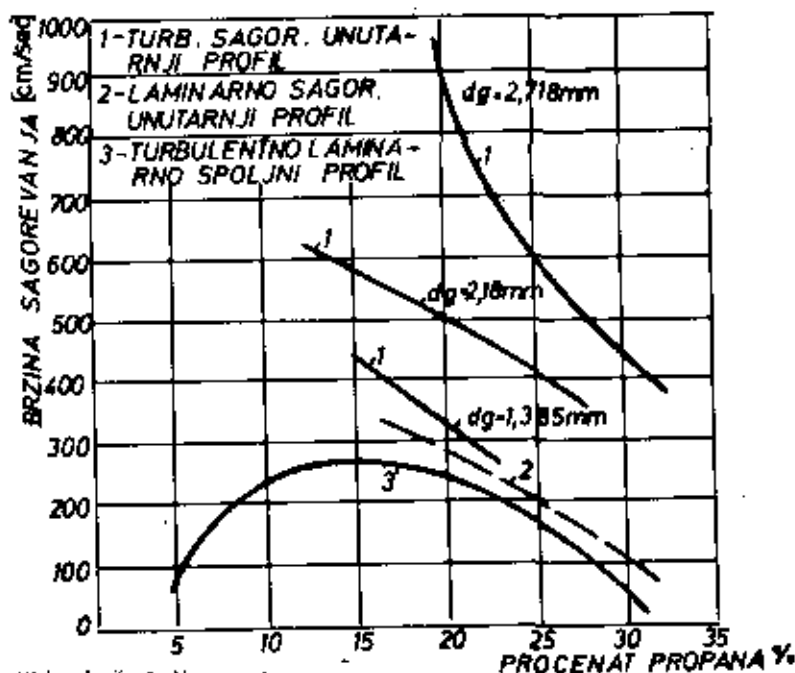
Osnovna razlika između laminarnog i turbulentnog plamena je što se proces izmene toplote odvija kroz premeštaj čitavih elementarnih zapremina. Proces je intenzivniji. Brzina prostiranja plamena kod turbulentnog sagorevanja je znatno veća.

$$u_T > u_n$$

5.13

Na slici 5.16 prikazan je priraštaj brzine u zavisnosti od Re i prečnika gorionika.

Prva istraživanja uticaja efekta turbulencije na front plamena izvedena su od Danköhler-a. Za ova istraživanja on je uzeo mešavinu komercijalnog propana i kiseonika i sa tri gorionika raznih prečnika (1,385, 2,18 i 2,718 mm) u za brzine struje izražene preko Re od laminarnog režima do turbulentnog. Rezultati ovih istraživanja dati su na slici 5.17.



Slika 5.17. Uticaj prečnika gorionika na brzinu sagorevanja za razne sadržaje propana

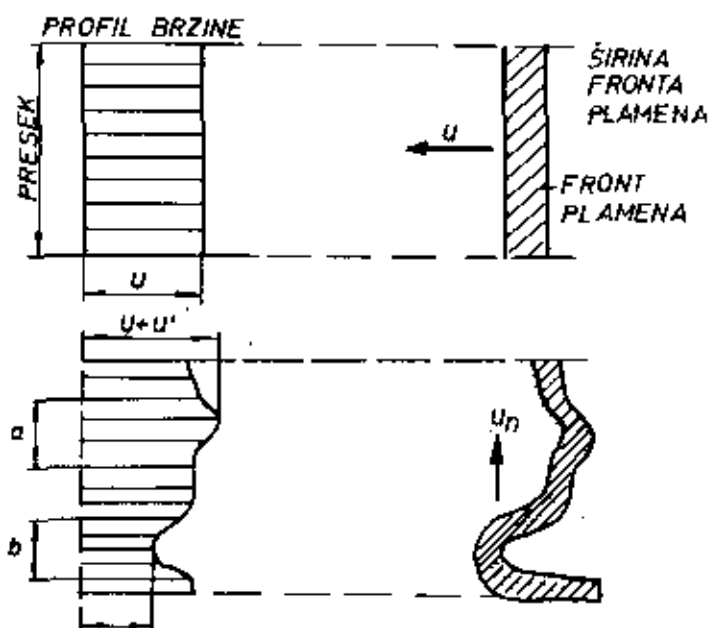
Brzina sagorevanja određena je kao odnos količine gasa koja protiče kroz spoljni profil u savim dobroj je saglasnosti sa brzinom sagorevanja određenoj preko površine konusa kod laminarnog plamena. Izmerena brzina na unutrašnjem profilu je u stvari najveća brzina zavisna od stepena turbulencije.

Danköhler-ov teorijski model za izračunavanje efekta turbulencije je sledeći: On polazi od dva ekstremna slučaja i to prvo kada je stepen turbulencije znatno veći od širine zone reakcije, i drugi, kada je stepen turbulencije zanemarljiv u odnosu na širinu zone reakcije.

Gornjim delom slike 5.18 dat je profil brzina za laminarnu struju i širina zone reakcije. Front plamena je ravan i ostaje stacionaran ako je brzina gasa jednaka brzini sagorevanja.

Ako se sada neke od čestica kreću brže ili sporije u odnosu na brzinu u , tada će brzinski profil izgledati kao na donjem delu slike. Front plamena će slediti promenu brzinskog profila u pozitivnom ili negativnom smislu kao što se vidi na slici (segmenti a i b).

Analogno prednjem može se zaključiti da je front plamena u laminarnom režimu jedna "glatka" ravna površina i da se za turbulentni režim, zavisno od stepena turbulencije, front plamena manje ili više povija ili se razbija u veći broj nezavisnih segmenata.



Slika 5.18. Šematski izgled laminarnog i turbulentnog plamena

Na osnovu ovoga može se zaključiti da se neki turbulentni plamen može održati stacionarnim samo pod uslovom da se brzina struje povećava u saglasnosti sa vrednošću turbulentne brzine sagorevanja u_T .

Površine fronta plamena koje se odnose na pozitivne ili negativne konuse proporcionalne su fluktuaciji brzine $\pm u$.

Ako pretpostavimo da je stepen turbulencije konstantan i da je turbulentna brzina sagorevanja proporcionalna priraštanju brzine, tj.

$$u_T \sim u' \quad 5.14$$

te da je stepen turbulencije definisan sa

$$\epsilon = l_1 u' \quad 5.15$$

gde je l_1 elementarni pomak čestice, tada je

$$u_T \sim \epsilon \quad 5.16$$

Merenja koja je izveo Nikuradze u turbulentnoj struji u cevi pokazuju da je ϵ približno proporcionalno proizvodu Re i kinematske viskoznosti

$$\epsilon \sim Re \nu \quad 5.17$$

No, pošto je ν zavisno samo od prirode gasa, sledi

$$u_T \sim Re \quad 5.18$$

Shelkin je proširio teorijska razmatranja Danköhler-a na taj način što je za mali stepen turbulencije, tj. za $l < \delta$ uzeo u obzir i proces molekularnog transporta, tako da je izraz za turbulentnu brzinu sagorevanja definisao sa:

$$u_T = u_n \sqrt{1 + \frac{\epsilon}{\alpha}} \quad 5.19$$

$$u_T = \sqrt{\frac{\alpha}{t}} \quad 5.20$$

gde je: t - vreme reakcije.

Za turbulentni plamen ϵ treba zameniti sa koeficijentom turbulentne izmene

$$\epsilon = l u' \quad 5.21$$

Vreme reakcije je vreme potrebno da mali element gasa sagori

$$t = \frac{u}{A u_n} \quad 5.22$$

gde je: A - stvarna površina plamena.

Plamen počinje sa elementarnom površinom, ali se brzo razbija, zavisno od stepena fluktuacije.

Razbijanje se nastavlja za sve vreme dok se plamen pomera normalnom brzinom sagorevanja na dužini koja je jednaka stepenu turbulencije. Potrebno vreme za ovo pomeranje je:

$$\frac{l}{u_n}$$

Za vreme ovog intervala vremena ukupni put koji element prodje biće:

$$L = \left(\frac{l}{u_n}\right) u' \quad 5.23$$

Odnos L/l pokazuje koliko puta razmatrani volumen je pomaknut fluktuacijom dok ne sagori.

Na taj način nova površina plamena za sagorevanje volumena gasa je:

$$A = l^2 \frac{u'}{u_n} \quad 5.24$$

Sa ovom vrednošću vreme reakcije je:

$$t = \frac{1}{u'}$$

i za turbulentnu brzinu sagorevanja kod velike turbulencije

$$u_T = \sqrt{\frac{\epsilon}{t}} = \sqrt{\frac{1}{t} \frac{u'}{u'}} = u' \quad 5.25$$

Za slabu turbulenciju izraz za površinu plamena je:

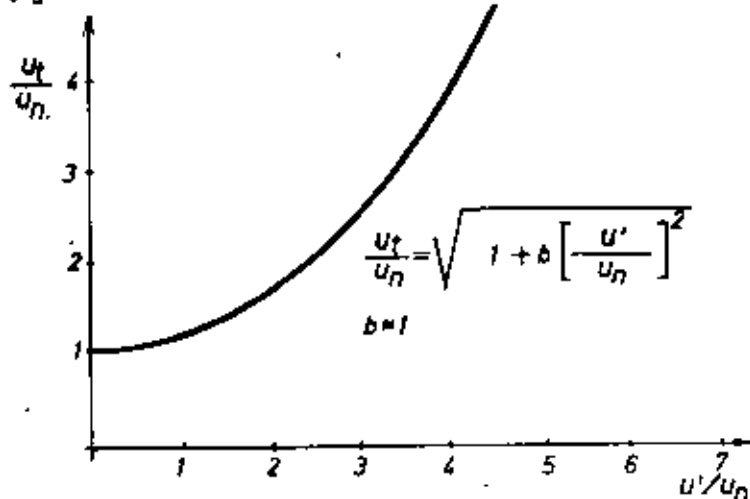
$$A = l^2 \sqrt{1 + b \left(\frac{u'}{u_n}\right)^2} \quad 5.26$$

i

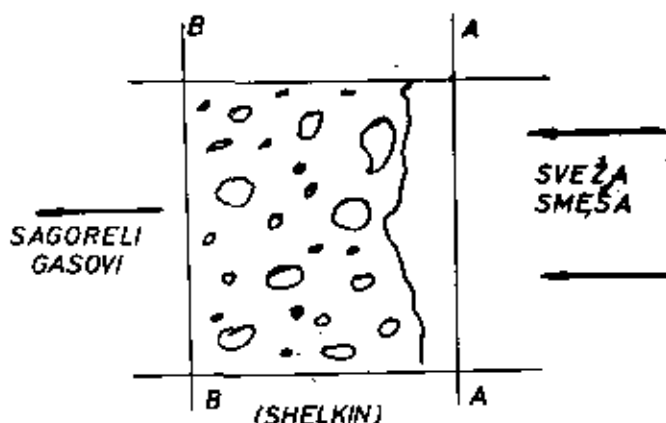
$$\frac{u_T}{u_n} = \sqrt{1 + b \left(\frac{u'}{u_n}\right)^2} \quad 5.27$$

Za veliku turbulenciju:

$$u_T \sim u' \quad 5.28$$



Slika 5.19. Turbulentna brzina sagorevanja u funkciji od intenziteta turbulencije (Shelkin)



Slika 5.20. Struktura turbulentnog plamena za slučaj velike turbulencije (Shelkin)

Generisana turbulencija od turbulentnog plamena odvodi se dalje strujanjem. Međutim, zbog skokovitog povećanja turbulencije jedan deo turbulencije difundira unatrag u obližnji deo struje. Ovo izaziva pojavu da kod turbulentnog plamena donji delovi su relativno slabo pobudjeni i da se pun efekat turbulencije razvija na određenoj visini plamena.

Debljina turbulentnog plamena je znatno veća u odnosu na laminarni plamen. Kao što je već napomenuto, turbulencija se generiše u neposrednoj blizini laminarnog fronta plamena, tako da se dalje kontinualno povećava do svoje maksimalne vrednosti. U neposrednoj blizini nesagorelog gasa intenzitet turbulencije je znatno manji od neke srednje vrednosti turbulencije u plamenu. Turbulentna brzina sagorevanja u ovom delu je takodje manja od normalne komponente brzine struje, tako da dolazi do povijanja plamena u smeru struje, da bi nakon kratkog vremena zbog jake fluktuacije došlo do suprotnog povijanja plamena. Debljina turbulentnog plamena povećava se efektom turbulentne difuzije.

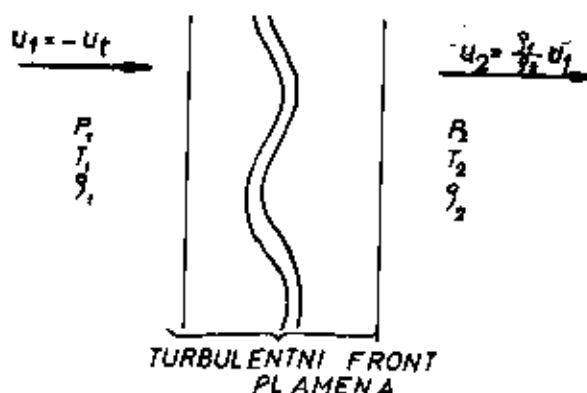
5. PAD PRITISKA OKO PLAMENA

U slučaju jako turbulentnog plamena veći deo kinetičke energije izazvane oko laminarnog fronta plamena transformiše se u energiju turbulencije.

Pad pritiska za laminarni plamen je:

$$\Delta P_{lam} = \rho_1 \left(\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2} \right) u_{lam}^2 \quad 5.29$$

Za povećanje srednje vrednosti brzine oko plamena potreban je neki dodatni pad pritiska.



Slika 5.21

Iz prethodne slike može se naći da se normalna komponenta brzine na turbulentni front plamena povećava sa vrednosti u_1 na vrednost u_2

$$u_1 = -(u_T + u_1) \quad 5.30$$

$$u_2 = - \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right) u_T + u_2 \quad 5.31$$

gde su: u_1 i u_2 - turbulentne fluktuacije brzine.

Potreban pad pritiska za povećanje ove brzine je:

$$\Delta p_t = \rho_2 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} u_T + u_2 \right)^2 - \rho_1 (u_T + u_1)^2 \quad 5.32$$

$$\Delta p_t = \rho_2 \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^2 u_T^2 + \rho_2 u_2^2 - \rho_1 u_T^2 - \rho_1 u_1^2 \quad 5.33$$

$$\Delta p_t = \rho_1 \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2} u_T^2 + \rho_2 u_2^2 - \rho_1 u_1^2 \quad 5.34$$

Zanemarivanjem $\rho_1 u_1^2$ u odnosu na $\rho_2 u_2^2$ i uzimajući u obzir intenzitet generacije turbulencije

$$u_2^2 = \frac{1}{3} \left(\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2} \right)^2 u_{lam}^2 \quad 5.35$$

sledi:

$$\Delta p_t = \rho_1 \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2} u_T^2 + \frac{1}{3} \left(1 - \frac{\rho_2}{\rho_1} \right) u_{lam}^2 \quad 5.36$$

ili, sa daljom aproksimacijom:

$$\Delta p_t = \rho_1 \left(\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2} \right) u_T^2 \quad 5.37$$

Ukupni pad pritiska $p_1 - p_2$ je suma pada pritiska laminarnog i Δp_t .

$$p_1 - p_2 = \Delta p_{lam} + \Delta p_t = \rho_1 \left[\left(\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_2} \right) u_{lam}^2 + u_T^2 \right] \quad 5.38$$

Ovaj izraz važi za plamen u otvorenom prostoru, tj. za slučaj kada je normalna komponenta poremećena samo od plamena. Za plamen u zatvorenim kanalima potreban je dopunski pad pritiska koji odgovara smanjenju gustine produkata sagorevanja.

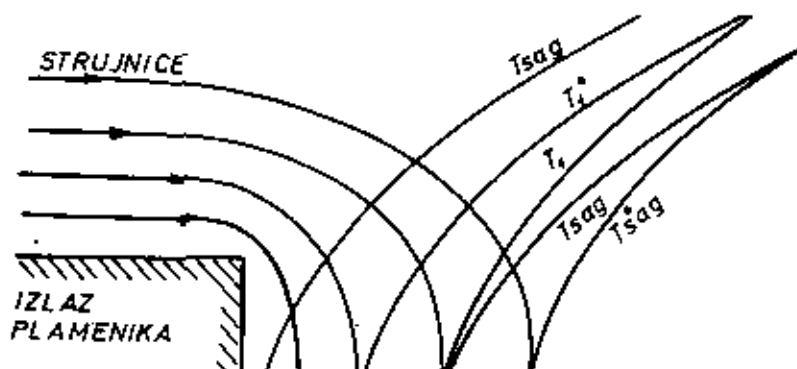
6. ZAVISNOST BRZINE SAGOREVANJA OD BRZINE STRUJE

Front plamena ili talas sagorevanja je obično nagnut prema struji gasa, a pojedini slojevi fronta plamena nisu uvek paralelni jedan drugom. Kao primer uzmimo Bunzen-ov plamenik. Neka izlaz plamenika bude u horizontalnom položaju. Pripremljena mešavina struji iz cevi i formira konusno oblikovan talas sagorevanja u slobodnoj atmosferi. Na slici 5.22 prikazan je *položaj strujnica mešavine koja dotiče iz plamenika, izoterme i zone reakcije talasa sagorevanja.*

Toplotna ekspanzija gasa koji sagoreva izaziva povijanje strujnih linija u odnosu na paralelni tok u cevi. Čvrsti metalni izlaz plamenika deluje kao neki toplotni ponor, kako u smislu apsorpcije toplote, tako i u smislu gubitka nosioca reakcije atoma i slobodnih radikala. Ovo znači da izvesni deo razvijene toplote nestaje u ovom toplotnom ponoru, međjutim, uticaj izlaza plamenika opada sa povećanjem udaljenosti od izlaza plamenika i od njegovih strana, tako da se može smatrati da se u sredini struje oslobadjanje toplote odigrava adijabatski. Ako označimo sa indeksom "o" adijabatsku ekspanziju, tada imamo dve izoterme T_1 i T_1^o , tj. za slučaj adijabatske i neadijabatske ekspanzije.

U označenom području između izoterme T_1 i T_{sag} veličina $\Delta^2 T$ je negativna, dok je izvan ove zone pozitivna ili jednaka nuli. Ovo je u saglasnosti sa već iznetim zaključkom da element gasa u ovoj zoni gubi putem provodjenja više

toplote odate hladnim elementima nego što je primi od vrelih elemenata gasa. Drugim rečima, toplotni tok od označene zone uzduž površine T_1 je veći nego toplotni tok ka zoni uzduž površine T_{sag} . Rezultirajući neto gubitak toplote izbalansiran je daljom evolucijom hemijske reakcije.



Slika 5.22. Raspored strujnih linija i izoterma na izlazu iz plamenika

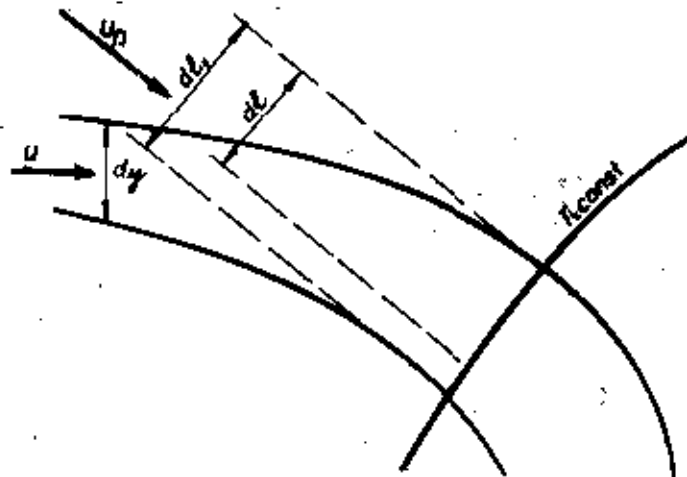
Zona koju obuhvataju izoterme T_1 i T_{sag} je, u stvari, zona toplotnog izvora u gasnoj struji. Može se pretpostaviti da svaki element gasa potpuno sagori pošto predje liniju T_1 . Svakako, ovo je uprošćena slika stvarnog zbivanja, pošto se neke hemijske reakcije odigravaju van površine T_1 , a takodje i uticaj difuzije izaziva izvesne promene u produktima sagorevanja i samim reaktantima. Na osnovu prednjeg može se uzeti da je površina T_1 front zone reakcije i da nju uzimamo kao referentu površina čije relativno kretanje u odnosu na gasnu struju, pravac i brzinu talasa sagorevanja. Pravac talasa sagorevanja uvek je normala na front zone reakcije, a brzina talasa je normalna komponenta masene brzine relativna u odnosu na front.

Za stacionarno stanje može se naći uzajamna zavisnost izmedju brzine strujanja i brzine sagorevanja.

Ako uzmemo element gasa ograničen sa dve strujnice, njegova masa po jedinici vremena biće $\rho u dy$. Za stacionarno stanje ova masa mora biti jednaka masi gasa koja prolazi kroz element dl_1 na liniji $T_1 = \text{const}$. Za definiciju brzine talasa sagorevanja pretpostavimo da je aksijalna komponenta brzine konstantna, u tom slučaju imamo:

$$u dy = \rho_1 u_n dl_1$$

5.39



Slika 5.23. Zavisnost brzine strujanja mešavine od brzine sagorevanja.

Brzina u_n je brzina fronta zone reakcije u odnosu na nesagorelu mešavinu i naziva se brzina sagorevanja.

Pošto je

$$\rho_{\text{meš}} u_{\text{meš}} dy = \rho_1 u_n dl_1 = \rho_{\text{meš}} u_n dl_1 \quad 5.40$$

iz ove jednakosti je:

$$u_n = u \frac{dy}{dl_1} \quad 5.41$$

Ako su linije struje ostale paralelne na čelu fronta, biće $dl < dl_1$.

Ako označimo sa α ugao između vektora u i u_n , onda je:

$$u_n = u \frac{dl}{dl_1} \cos \alpha \quad 5.42$$

Ako element dl produžimo do površine $T_{\text{sag}} = \text{const}$, dobićemo volumen zone reakcije.

Ako sa q označimo toplotu oslobodjenu po jedinici ovog volumena, ukupna toplota biće:

$q \times$ širina zone.

Ova vrednost mora biti jednaka toplotni sagorevanja, ili:

$$Q \rho u_n$$

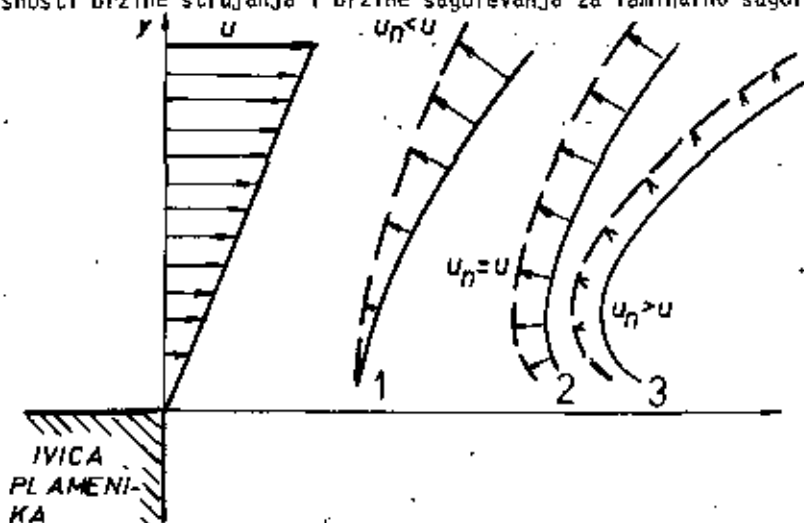
gde je: Q - toplota sagorevanja po jedinici mase nesagorelog gasa.

Ako zonu reakcije približimo toplotnom ponoru, vrednost q -a se smanjuje, pošto se smanjuje temperatura i koncentracija nosioca reakcije, a takodje i brzina hemijske reakcije. Pošto Q i ρ ostaju konstantna vrednost, u se smanjuje dok ne iščezne, tako da možemo govoriti o dijapazonu iščezavanja brzine sagorevanja kao i o ivici talasa sagorevanja.

6. STRUJNA STABILIZACIJA FRONTA PLAMENA

Medjuzavisnost brzine strujanja i brzine sagorevanja odredjuju položaj fronta plamena u odnosu na izlaz plamenika.

Na slici 5.24 dat je položaj kontura fronta plamena za razne slučajeve zavisnosti brzine strujanja i brzine sagorevanja za laminarno sagorevanje.



Slika 5.24. Položaj fronta plamena u odnosu na brzinu strujanja

Profil fronta plamena prikazan je u tri položaja. Brzina sagorevanja predstavljena je vektorom. U prvom položaju kontura fronta plamena je vrlo blizu izlaza plamenika. Brzina strujanja u svim tačkama je veća od brzine sagorevanja i front plamena se povija unazad pod dejstvom struje gasa (položaj 1).

Pomeranjem konture plamena u pravcu strujanja smanjuje se gubitak toplote i nosioca reakcije kao posledica toplotnog ponora, što izaziva povećanje brzine sagorevanja sve do momenta kada brzina sagorevanja postaje jednaka brzini strujanja (položaj 2). Front plamena je sada u ravnoteži u odnosu na izlaz plamenika. Ako je front plamena pomeren na veću udaljenost (položaj 3) brzina

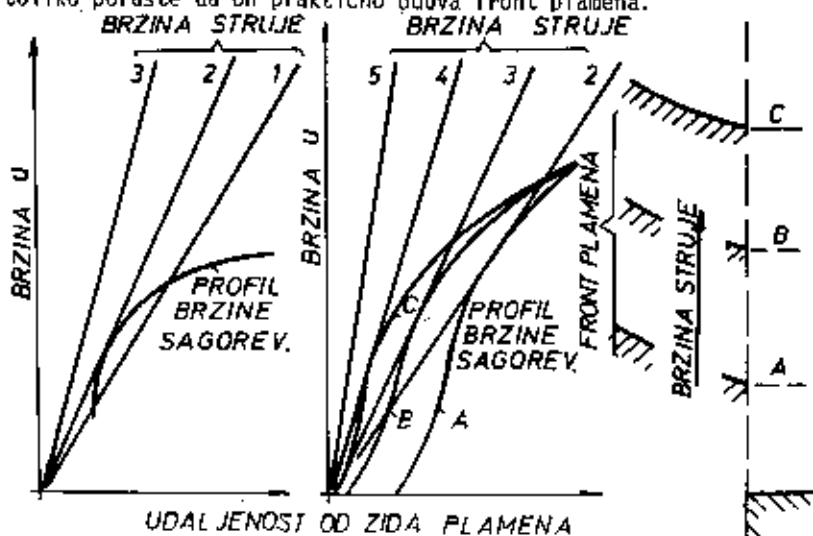
sagorevanja postaje veća od brzine strujanja, tako da front plamena počinje da se povija prema ravnotežnom položaju.

Kada je prečnik cevi (gorionika) dovoljno veliki tako da profil strujanja na konturi fronta plamena postaje linearan, može se za brzinu strujanja napisati jednačina

$$u = g y$$

gde je: y - udaljenost od granice struje, a g - konstanta, a uzima se kao gradijent granične brzine. Ako se struja gasa redukuje, veličina g se smanjuje i ravnotežni položaj (2) se primiče bliže ivici plamenika. Dalja redukcija struje gasa dovodi do stanja da brzina strujanja postaje manja od brzine sagorevanja, tako da se front plamena širi suprotno struji ka izlazu u cev i u njoj. Ovo stanje nazivamo "povlačenje fronta plamena" (flash back), a kritična vrednost pri kojoj se ovaj fenomen odigrava je g_F . Druga kritična vrednost graničnog gradijenta brzine odnosi se na stanje "oduvavanja" (blow-off). Ovu vrednost označavamo sa g_b .

Kada se protok povećava ravnotežni položaj fronta plamena se pomera dalje od ulaza plamenika. Ako je protok struje toliko veći granični gradijent brzine toliko poraste da on praktično oduva front plamena.



Slika 5.25. Šematski prikaz stanja povratka plamena i oduvavanja

Ova dva granična slučaja mogu biti ucrtana u zavisnosti od udaljenosti od granice struje.

Na prvom dijagramu levo tri prave linije predstavljaju brzine struje, a krive linija brzinu sagorevanja. Linija 1 seče krive brzine sagorevanja, tako da se brzina sagorevanja veća u celom opsegu i talas sagorevanja se kreće unatrag, tj. imamo stanje "povraćanja fronta plamena".

Kriva 2 tangira krivu brzine sagorevanja i daje granično stanje kada još uvek dolazi do "povraćanja fronta plamena".

Kriva 3 nalazi se van krive brzine sagorevanja, tako da je brzina strujanja svuda veća od brzine sagorevanja i front plamena se odbacuje dalje. Stanje u slobodnom mlazu izvan cevi prikazano je na dijagramu desno. Bilo kom profilu brzine strujanja iznad stanja (2) imamo stabilna stanja označena sa A, B i C. Kako se brzina strujanja povećava, profil fronta plamena se udaljava sve do kritične vrednosti brzine strujanja označene sa (4) kada dolazi do "oduvavanja" fronta plamena. Kritična vrednost g_F i g_B date su uglom krivih 2 i 4.

Kako je pokazano, za

$$u_{str} < u_n$$

plamen se povija unatrag i dolazi do pojave uvlačenja plamena i obratno za:

$$u_{str} > u_n$$

dolazi do pojave kidanja plamena.

Znači, za male poremećaje brzine dostrujavanja gorive smeše, plamen počinje da osciluje oko svog ravnotežnog položaja i ukoliko su poremećaji brzine u_{str} veći dolazi do jedne ili druge pojave.

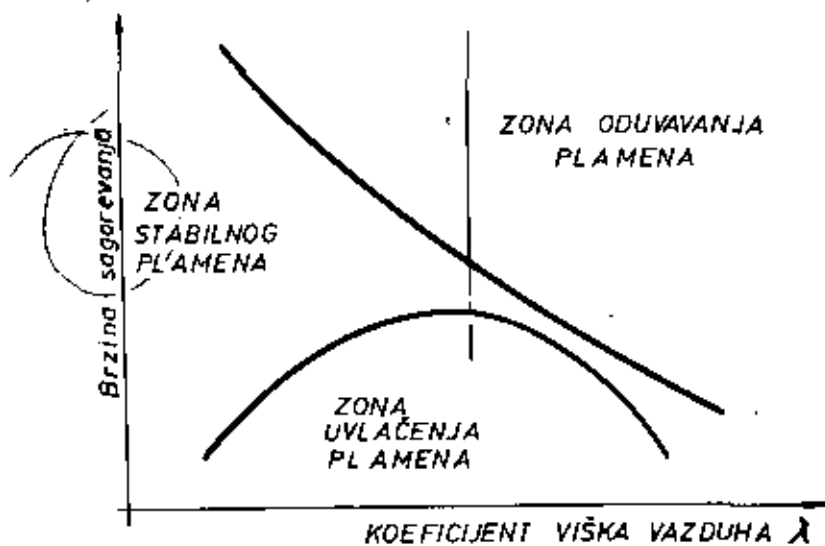
Iz prednjeg proizilazi da se pod stacionarnim plamenom podrazumeva takav položaj plamena koji se nakon uspostavljanja ne menja u prostoru, održavajući stalno uslov

$$u_{str} = u_n$$

Opiti su pokazali da postoje izvesni dijapazoni stabilnog plamena za određene promene brzine isticanja. Dijapazon mogućih promena brzine isticanja najveći je kod difuznog plamena, kao i kod plamena gde se delimično meša gas izvan gorionika.

Značajan uticaj na dijapazon stabilnog plamena ima koeficijent viška vazduha, i to tako da se sa povećanjem viška vazduha smanjuje dijapazon stabilnog plamena.

Za stehiometrijsku mešavinu te granice su tako niske, da kod kinetičkog plamena najmanji poremećaj u brzinama dovodi do oduvavanja ili uvlačenja plamena (sl. 5.26).



Slika 5.26.

Ukoliko brzina isticanja gasne smeše u blizini zidova gorionika teži ka 0, trebalo bi očekivati da se pojavi uvlačenje plamena. Međutim, zbog hladjenja plamena u blizini zidova takodje imamo da je brzina prostiranja plamena 0

$$u_{str}(z) \rightarrow 0$$

$$u_n(z) \rightarrow 0$$

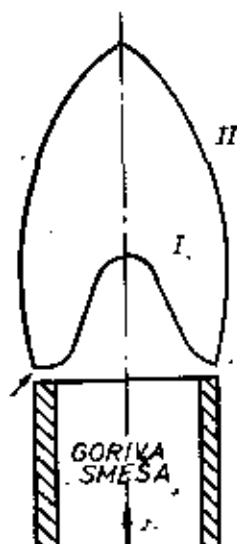
Na taj način stabilizacija plamena zavisi od dve okolnosti:

1. Od prisustva prstenastog dela plamena ispred gorionika, koji obezbeđuje efikasno potpaljivanje sveže nadošle smeše (sl. 5.27)
2. Od prisustva prstenaste zone hladjenja u blizini zida gorionika koji sprečava uvlačenje plamena.

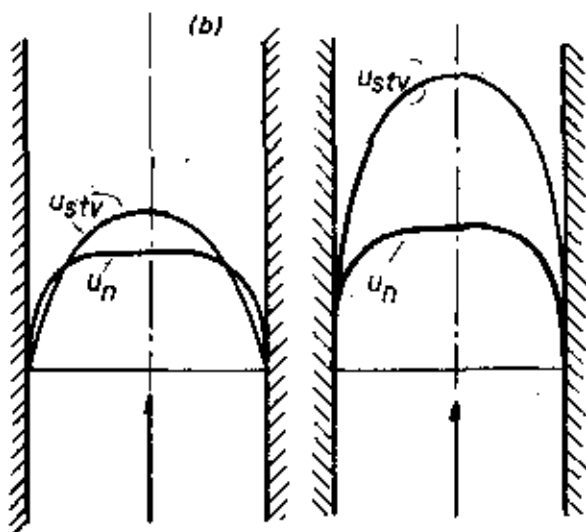
Na slici 5.28 prikazan je profil brzina u_{str} i u_n za slučaj oduvavanja plamena i slučaj plamena sa pojavom uvlačenja.

Kritični uslovi za uvlačenje plamena javljaju se pri istim gradijentima brzina, tj. preseccima krivih u_n i u_{str}

$$\left(\frac{d u_{str}}{d r}\right)_{r=R} = \left(\frac{d u_n}{d r}\right)_{r=R} \quad 5.43$$



Slika 5.27. Izgled profila plamena na izlasku iz gorionika



Slika 5.28. Profil brzine plamena i struje
a - slučaj uvlačenja plamena
b - slučaj odnavanja plamena

Kod laminarnog strujanja u cevi struja ima paraboličnu raspodelu brzina:

$$u_{str} = u_{str.ose} \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \quad 5.44$$

pa je srednja vrednost

$$u_{str} = \frac{1}{2} u_{str.ose} \quad 5.45$$

odakle je:

$$\left(\frac{d u_{str}}{d r}\right)_{r=R} = \frac{-2 u_{str.ose}}{R} = \frac{-4 u_{str}}{R} \quad 5.46$$

što znači da su kritični uslovi:

$$-\left(\frac{d u_n}{d r}\right)_{r=R} = \frac{4 u_{str}}{R} \quad 5.47$$

Za datu gorivu smešu

$$\left(\frac{d u_n}{d r}\right)_{r=R}$$

je konstantno, što znači da za gorionik proizvoljnih dimenzija, pri zadanoj gorivoj smeši, kritični parametar

$$\frac{4 u_{str}}{R} \text{ mora takodje biti konstantan.}$$

Ovo znači da pri sagorevanju gasa u laminarnoj struji pri povećanju brzine u_{str} treba proporcionalno povećati radijus gorionika.

Na osnovu prednjeg, za dva gorionika radijusa R_1 i R_2 kritični odnos brzina isticanja biće:

$$\frac{\bar{u}_{str1}}{\bar{u}_{str2}} = \frac{R_1}{R_2} \quad 5.48$$

ili, izraženo preko količina smeše gasa i vazduha:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{R_1^3}{R_2^3} \quad 5.49$$

U turbulentnoj struji na izlasku iz gorionika profil brzine je ravniji sa ostrim prirastom brzine u blizini zida gorionika, pa je takav gorionik i stabilniji u odnosu na pojavu uvlačenja plamena.

Da bi se izbegla pojava povratka plamena brzina isticanja smeše iz gorionika treba da je:

$$u_{str} < u_{str.krit.} \quad 5.50$$

Ova brzina zavisi od brzine prostiranja plamena, prečnika i konstrukcije gorionika.

U tabeli 5.1 dati su podaci o kritičnoj brzini isticanja za neke gorive smeše.

U gorionicima većeg prečnika pri sagorevanju gasa sa većim brzinama prostiranja plamena (koksni, vodeni i dr.) preporučuje se brzina isticanja veća od 12-15 m/s. Pri većem predgrevanju smeše ove brzine moraju biti još veće.

Vrlo je značajno za stabilan rad gorionika ravnomerno polje brzina struje i odsustvo bilo kakvog spoljnog uticaja na izlaz iz gorionika. Takođe je vrlo važno obezbediti hladjenje izlaznog dela gorionika kod manjih gorionika - to se postiže vazduhom, a kod većih vodom.

• što se tiče pojave oduvavanja plamena, najstabilniji je difuzioni plamen.

Stabilnost fronta plamena obezbedjuje se kontinualnim upaljivanjem u blizini gorionika. Ako nema specijalnih stabilizatora, proces upaljivanja obezbedjuje prstenasti deo fronta plamena, koji se formira ispred izlaza gorionika.

Tabela 5.1

Vrsta gasa	Sadržaj gorivih komponent [$\%$]	Toplota sagorev. [$\frac{kJ}{mol}$]	Tempor. smeše K	d [mm]	Hladjenje gorionika	$u_{str.kr.}$ [m/s]
Gradski gas	$H_2 = 9-20$	3500-5500	200	18	hladjjen	7
	$CO = 9-16$ $CH_4 = 14-12,5$ $CmHn = 9-15$		350	18		18
Acetilen	-	13800	hladan	25	nehladjen	2,8
Nafta	-	10400	hladan	37	nehladjen	7
			400		hladjjen	20
Generatorski gas	$H_2 = 9-10$	825-920	hladan 200-300	180	hladjjen	3 3,5
Prirodni gas	-	-	vazduh	37	nehladjen	3-4
			300-400	37		
Smeša propan-butan	-	-	vazduh 300-400	37	nehladjen	4

Pri difuzionom sagorevanju gasa na rubovima gorionika pri mešanju gasa sa vazduhom nastaju smeše različitog sastava, pa medju njima i smeša koja ima u_{nmax} , što povoljno utiče na formiranje prstenastog dela fronta plamena, koji obezbedjuje proces pripaljivanja.

Kod kinetičkog sagorevanja stehiometrijska smeša se jako razblažuje na periferiji gorionika pod uticajem okolnog vazduha ili produkata sagorevanja.

Brzina prostiranja plamena i temperatura se tada smanjuju, što degeneriše funkciju prstenastog dela fronta plamena, u kom slučaju plamen počinje da teži pojavi oduvavanja.

Kao obezbedjenje protiv oduvavanja plamena ugradjuju se specijalni stabilizatori.

L I T E R A T U R A

- /1/ Lavrov, Šurigin: "Vvedenije v teoriju i gorenija toplive", Moskva 1962.
- /2/ Lewis, B., Taylor: "Combustion, Flames and Explosions of Gases", New York, 1961.
- /3/ Zeldovič: "Teplovoi vzriv i rasprostiranje plamena v gazah", Moskva, 1947.
- /4/ Summerfield: "Jet Propulsion", 25, 377 (1955).
- /5/ Williams, F.: "Combustion Theory", New York, 1968.

VI SAGOREVANJE GASNIH GORIIVA

U V O D

Svetska energetska kriza, koja zadnjih godina poprima sve ozbiljnije razmere, bez obzira da li se radi o visoko razvijenim industrijskim zemljama ili o zemljama u razvoju, u velikoj meri utiče na prestrukturiranje primene raznih vidova goriva i njihovu medjusobnu zamenu. Krajnje neracionalna primena tečnih goriva u periodu pre energetske krize u skoro svim vidovima industrijske primene, nametala je mnogim zemljama ogromne ekonomske pa i političke probleme. Zbog toga se zadnjih godina imperativno nameće potreba zamene tečnih goriva drugim vidovima goriva, pa između ostalog i gasnim gorivima. Primena gasnih goriva ima velike mogućnosti, naročito za termoelektrane toplane za zagrevanje velikih urbanih centara, agroindustrijskih postrojenja, raznim vrstama peći, sušara pa čak i u nekim vidovima transporta.

Zamena tečnih goriva gasnim gorivima postaje ekonomski vrlo privlačna čak i za regione gde nema izgrađene infrastrukture transporta gasa, jer se ulaganja u infrastrukturu vrlo brzo isplate. Preorijentacija ložišta sa tečnih na gasna goriva ne predstavlja poseban tehnički problem, niti su to neki značajni investicioni zahvati u poredjenju sa svim prednostima koje imaju gasna goriva i ekonomskim efektom njihove primene. Pogodnosti transporta, eksploatacije, mnogo jednostavnija optimalna organizacija procesa sagorevanja, bezbedonosni aspekti, stepen zagadjenja okoline i relativna jednostavnost ovih ložišta daju im značajne prednosti nad ostalim vidovima goriva.

Na proces sagorevanja gasnih goriva analogno kao i kod ostalih goriva utiče veliki broj raznih parametara. Neki autori dele ove parametre na "spoljne" i "unutrašnje" uslove. Svakako, te uticajne parametre možemo podeliti na dve grupe, iako je nemoguće eliminisati njihov medjusobni uticaj, kao na primer parametri koji su funkcije karakteristika gasne smeše i parametri koji su funkcije sistema ložišta.

Na stepen sagorevanja u nekom gasnom ložištu utiču sledeći parametri:

- sastav gasne smeše,
- brzina strujanja gasne smeše u raznim presecima gorionika,

- homogenost mešanja gorive i oksidirajuće komponente,
- početna temperatura goriva i vazduha,
- prisustvo inertnih komponenti u gasnoj smeši,
- razni toplotni gubici,
- način pripaljivanja gasne smeše,
- geometrijske specifičnosti ložišta i fronta plamena,
- temperatura sagorevanja u ložištu, itd.

Proces sagorevanja gasnih smeša u realnim industrijskim postrojenjima u velikoj meri je podložan složenim aerodinamičkim sredinama u kojima se proces odvija, o čemu treba posebno voditi računa pri definisanju organizacije procesa sagorevanja i formiranju najpogodnije strujne slike.

U opštem slučaju vreme sagorevanja gasne smeše obuhvata:

- potrebno vreme za obezbedjenje fizičkog kontakta gasnog goriva i vazduha koje uslovno nazivamo vreme mešanja,
- vreme potrebno da se pripremljena smeša zagreje do temperature pripaljivanja, i
- vreme potrebno za odvijanje hemijskih reakcija, tj.

$$t_{\text{sag}} = t_m + t_{\text{pr}} + t_{\text{HR}}$$

U mnogim slučajevima, vreme potrebno za mešanje i predgrevanje se preklapa, pa se sa dovoljnom tačnošću može uzeti da je

$$t_{\text{sag}} = t_m + t_{\text{HR}}$$

Ukoliko je potrebno vreme za homogenizaciju gasne smeše znatno veće od potrebnog vremena za odvijanje hemijskih reakcija, tada se može uzeti da je

$$t_{\text{sag}} \sim t_m$$

Sagorevanje gasnih goriva može da se odvija u kinetičkoj, difuzionoj i prelaznoj oblasti sagorevanja, zavisno od toga da li se mešanje gasnog goriva i vazduha odvija unutar ili van sistema za sagorevanje. Pod prelaznom oblašću reagovanja podrazumevamo slučaj kada se sa gasnim gorivom pomeša jedan deo vazduha van sistema za sagorevanje, a ostatak tokom procesa sagorevanja posredstvom procesa difuzije. Granicu između prelazne i difuzione oblasti reagovanja je teško povući, pa mnogi autori i uzimaju da postoje samo dve oblasti reagovanja - kinetička i difuziona.

Brzina sagorevanja gasnih smeša je relativno visoka zbog činjenice da prisustvo i dejstvo molekularne i turbulentne difuzije značajno intenzivira proces i skraćuje pripremnu fazu mešanja i predgrevanja gasne smeše.

Lančane reakcije se odvijaju dosta brzo, zbog prisustva vrlo visokih koncentracija i temperature sagorevanja. Intenzifikacija procesa sagorevanja gasnih goriva praktično je limitirana procesima pripaljivanja i stabilizacije fronta plamena. Bez obzira u kojoj oblasti reagovanja proces teče, osnovni problemi koji utiču na efikasnost sagorevanja i širinu dijapazona regulisanja posmatranog sistema za sagorevanje gasnog goriva, su mehanizam pripreme gorive smeše, mehanizam stabilizacije fronta plamena, specifičnost primenjenog tipa gorionika i vrednosti viška vazduha. Za slučaj difuzionog sagorevanja proces obrazovanja gasne smeše u neposrednoj okolini fronta plamena je proces koji nije dovoljno izučen. Način uvođenja gasa i vazduha u prostor za sagorevanje takodje značajno utiče na proces intenzifikacije sagorevanja. Moguća su tri granična slučaja načina uvođenja gasa i vazduha uz prisustvo efekta drobljenja struje:

- paralelna struja gasa i vazduha, ugao susreta struja 0° ,
- poprečna struja gasa ili vazduha na drugu struju, ugao susreta struja od 30 do 90° , i
- suprotnosmerno strujanje gasa i vazduha, ugao susreta struja 180° .

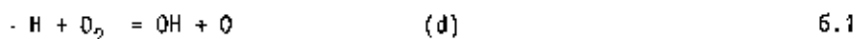
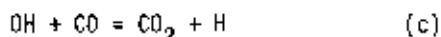
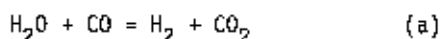
1. MEHANIZAM I KINETIKA GASNIH REAKCIJA SAGOREVANJA

U smeši gasnog goriva i vazduha, kao gorive komponente, zavisno od tipa i porekla gasnog goriva, javljaju se vodonik, ugljenmonoksid, metan i drugi ugljovodonici. U kratkim crtama izneće se mehanizam sagorevanja ugljenmonoksida i metana, dok je mehanizam sagorevanja vodonika obradjen u poglavlju "Lančane reakcije".

1.1. Mehanizam sagorevanja ugljenmonoksida

Na osnovu mnogih eksperimentalnih istraživanja sagorevanja ugljenmonoksida, može se zaključiti da suvi ugljenmonoksid praktično ne reaguje sa kiseonikom do temperature od 973 K. Iznad ove temperature nastaju lagane heterogene reakcije ugljenmonoksida na površinama čvrstog goriva. Izraziti uticaj na brzinu reagovanja ugljenmonoksida ima vodena para i vodonik. Konačna reakcija ugljenmonoksida sa vodenom parom daje ugljendioksid i vodonik.

U prisustvu vodene pare i vodonika ugljenmonoksid reaguje kroz lančane reakcije sledećeg tipa:



Ukoliko imamo smešu sa visokim sadržajem ugljenmonoksida, a sadržaj vodene pare je u granicama do 3 %, brzina reakcije je proporcionalna koncentraciji ugljenmonoksida u zoni gde imamo početne koncentracije vodene pare

$$w = K_{\text{CO}} (C_{\text{H}_2\text{O}})_{\text{poč}} \quad 6.2$$

Za smešu sa viškom kiseonika uticaj vodene pare slabí, a brzina reakcije je proporcionalna veličini $\sqrt{(C_{\text{H}_2\text{O}})_{\text{poč}}}$. Ako se sadržaj kiseonika kreće u granicama od 0 do 5 %, brzina reakcije je proporcionalna prvom stepenu koncentracije kiseonika. Za veće sadržaje kiseonika nema uticaja njegova koncentracija na brzinu reakcije.

Kao i kod ostalih lančanih reakcija, sumarna brzina procesa reagovanja ugljenmonoksida dirigovana je najsporijom reakcijom u lancu, što je u ovom slučaju reakcija (c). (jed. 6.1).

Prisustvo vodene pare i vodonika igra značajnu ulogu u procesu sagorevanja ugljenmonoksida, jer obezbeđuje formiranje nosioca reakcija, u ovom slučaju OH i H, kao uslov za dalji tok i završetak procesa.

1.2. Sagorevanje ugljovodonika

Uopšteno govoreći, sagorevanje složenih ugljovodonika teče kroz čitav niz složenih lančanih reakcija čiji tokovi nisu za sada dovoljno izučeni. Karakteristika ovih reakcija je da imaju dugačak period indukcije, tj. period u kome početne reakcije i porast temperature teku dosta sporo.

Kao tipičan primer toka lančane reakcije nekog ugljovodonika može se uzeti reakcija metana. U prisustvu kiseonika metan lako odaje atom vodonika formirajući radikal CH_3 .

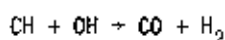


Izdvojeni atom vodonika reaguje sa molekulom kiseonika formirajući nosioca reakcije, radikal OH



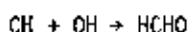
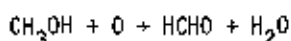
Dalji tok lančane reakcije moguć je ili izdvajanjem vodonika iz CH_3 u kom slučaju se stvara grupa CH ili vezivanjem CH_3 sa grupom OH formirajući CH_3OH .

Prema reakciji



formiraju se stabilni molekuli CO i H_2 .

Dalji tok lančane reakcije sledi:



Na ovaj način stehiometrijska jednačina sagorevanja metana glasi:



Sagorevanje metana kao i ostalih ugljovodonika, znatno se komplikuje jednom pratećom pojavom koja se manifestuje u termičkom razlaganju složenih molekula, a koja otežava korektno praćenje toka lančanih reakcija. Rezultati eksperimentalnih istraživanja procesa termičkog razlaganja metana i drugih ugljovodonika pokazuju da se kao prvi produkti razlaganja javljaju olefini kao rezultat reakcije između slobodnih radikala CH i drugih.

Posle pojave gasnih olefina u produktima razlaganja primećuju se pojave svetle magle, koja pri višim temperaturama postaje tamnija. Ova magla predstavlja ustvari vrlo sitne kapljice ulja koje sadrže ugljovodonični aromat. Stvaranje aromata u kondenzovanom obliku posledica je kondenzacije olefinskih jedinjenja. Aromatični CH podvrgavaju se u zoni reakcije daljoj dehidraciji i formiraju jezgra grafita koji kasnije grade čestice čadji. Čadaj po svojoj strukturi predstavlja mnoštvo haotično postavljenih kristala grafita između kojih postoje izvesne količine amorfne materije. Sastav produkata razlaganja CH_4 određen je temperaturom u zoni reakcije i vremena kontakta reagenata. Sa povećanjem temperature i vremena kontakta povećava se efekat razlaganja, tj. količina obrazovane čadji i vodonika.

Pri umerenim temperaturama reda 1573 K i vremena kontakta od 0,5 s nastaje najveća moguća količina gasovitih olefina. Pri nešto dužem kontaktu nastaje maksimalna koncentracija kondenzovanog ulja (aromat CH).

Pojava čadji javlja se za vreme kontakta većeg od 0,5 s i povećava se sa povećanjem vremena kontakta. Zbog ove pojave se i pretpostavlja da se sagorevanje složenih ugljovodonika može svesti na mehanizam sagorevanja metana, vodonika i heterogenog sagorevanja ugljenika. Poznavanje mehanizma sagorevanja ovih komponenti dozvoljava da u jednoj dovoljno tolerantnoj granici sagledamo mehanizam toka prisutnih lančanih reakcija.

2. OBLICI SAGOREVANJA GASNOG GORIVA

Kao što je u uvodnom delu napomenuto, gasno gorivo može, zavisno od načina primene gasne smeše, da sagoreva na tri načina:

- kinetičko sagorevanje,
- difuziono sagorevanje, i
- kombinovano sagorevanje.

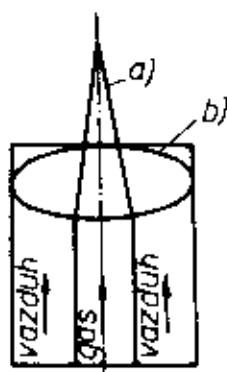
Na koji način će razmatrano gorivo sagorevati utiče način i mesto pripreme gasne smeše, te od uticaja procesa difuzije koja može biti prisutna tokom mešanja goriva i oksidatora ili tokom samog procesa sagorevanja.

2.1. Difuziono sagorevanje

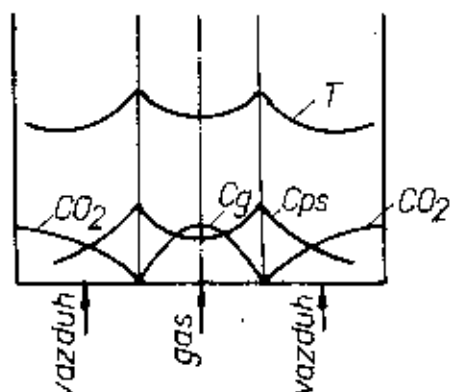
Difuziono sagorevanje je proces gde se priprema gorive smeše odigrava neposredno u zoni odvijanja procesa sagorevanja. Najprostiji gorionik za difuziono sagorevanje je koncentrični cevni gorionik kroz koji se odvojeno dovodi gorivo i oksidator. Zavisno od režima strujanja na izlasku iz gorionika, tj. od nivoa brzina strujanja formiraće se laminarni ili turbulentni plamen. Osnovni fenomen koji diriguje procesom je molekularna difuzija koja, zahvaljujući postojanju razlika u koncentracionim poljima na granici zona gasa i oksidatora, omogućava formiranje gorive smeše.

2.1.1. Difuziono sagorevanje u laminarnoj struji

Najprostiji oblik laminarnog difuzionog plamena dobija se kada se mlaz gasnog goriva uvodi kroz gorionik malog prečnika u vazduh, koji struji kroz neku koncentričnu cev većeg prečnika.



Slika 6.1



Slika 6.2

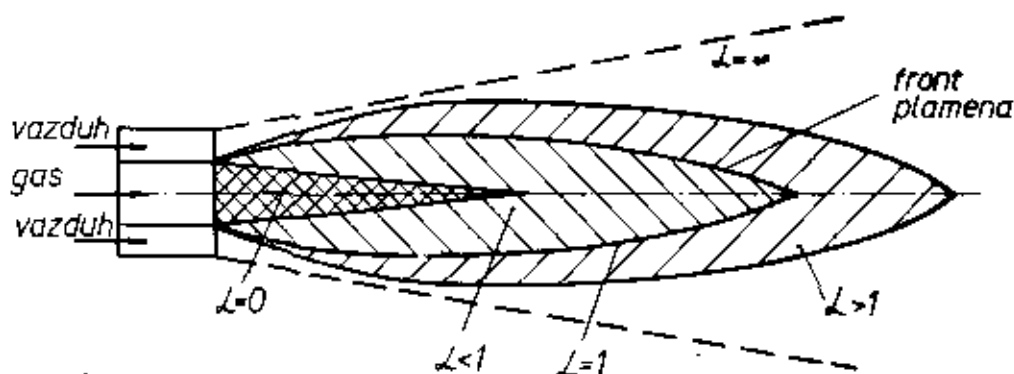
U slučaju prikazanom na slici 6.1.: moguća su dva granična slučaja oblika plamena. Ako je presek cevi takav da je količina vazduha veća nego što je potrebno da sagori uvedena količina gasnog goriva, formiraće se plamen oblika a). Granice plamena definisane su preseccima gde je završen proces sagorevanja. Pošto je proces vrlo brz ove granice predstavljaju površine gde imamo stehiometrijski odnos goriva i vazduha. Oblik plamena je izdužen po osi gorionika u skladu sa razvijanjem procesa mešanja.

Ako postoji višak goriva, tada se širina plamena povećava. Dužina plamena određena je stanjem dodira gasa i zidova cevi. Oblik ovog plamena prikazan je konturom b).

Na osnovu ovog prostog modela može se zaključiti da je koncentracija goriva najveća po uzdužnoj osi plamena i da se smanjuje, dostižući nultu vrednost na granicama konture plamena.

Na slici 6.3 prikazana je struktura laminarnog difuzionog plamena.

Analizom strukture laminarnog plamena može se zaključiti da se posredstvom molekularne difuzije gasa u vazduh, odnosno vazduha u gas, na granici koja deli ove dve struje obrazuje zona mešanja koja obuhvata područje od $\alpha = 0$ do $\alpha = \infty$. Površine jednakih koncentracija oblikovane su u obliku konusa zavisno od intenziteta difuzije i veličine brzine strujanja vazduha, odnosno gasa. Između ovih krajnjih površina nalazi se i površina sa koncentracijama koje odgovaraju stehiometrijskom sastavu, na kojoj je jedino moguće obrazovanje stabilnog fronta



Slika 6.3

plamena. U zoni mešanja, gde imamo višak oksidatora $\alpha > 1$, ne može se održati stabilan plamen. U ovom slučaju oksidator difundira ka unutrašnjosti baklje, što pomera položaj preseka gde se odigravaju najburnije hemijske reakcije. Obratno, za zone gde imamo višak goriva $\alpha < 1$, dolazi do difuzije goriva prema spoljnim zonama pomerajući tako front plamena napred, iz čega proizilazi da se front plamena stabilizuje na granici $\alpha = 1$.

Analizom uticaja dimenzija gorionika i brzine strujanja na dužinu plamena može se zaključiti da je dužina plamena definisana izrazom:

$$L \sim \frac{d^2 U}{D} \quad 6.7$$

Za laminarni plamen gde se proces mešanja definiše molekularnom difuzijom, koeficijent molekularne difuzije ne zavisi od dimenzija cevi i brzine, smeše, pa će dužina plamena biti zavisna samo od prečnika gorionika i brzine strujanja:

$$L \sim d^2 U \quad 6.8$$

Obzirom na uticaj prečnika gorionika moguće je jednostavno regulisati dužinu plamena zamenom odredjenog prečnika gorionika sa većim brojem gorionika manjeg prečnika, što u graničnom slučaju daje tzv. "bezplameno sagorevanje". Na dužinu plamena utiče takodje i sastav gasa kao i vrednost temperature sagorevanja. Primena laminarnog plamena ograničena je skoro isključivo na laboratorijska istraživanja i nema značaja u realnim industrijskim postrojenjima.

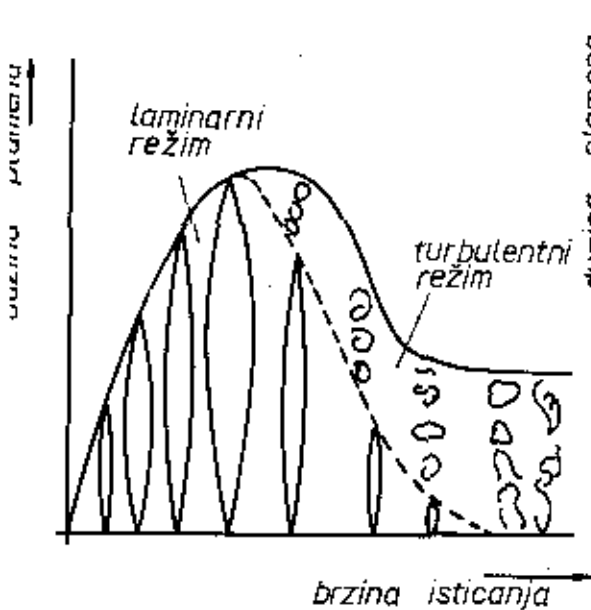
2.1.2. Difuziono sagorevanje u turbulentnoj struji

Sagorevanje gasnog goriva u turbulentnoj struji, zbog složenosti aerodinamičke sredine, znatno je složenije u odnosu na laminarnu struju, kako sa

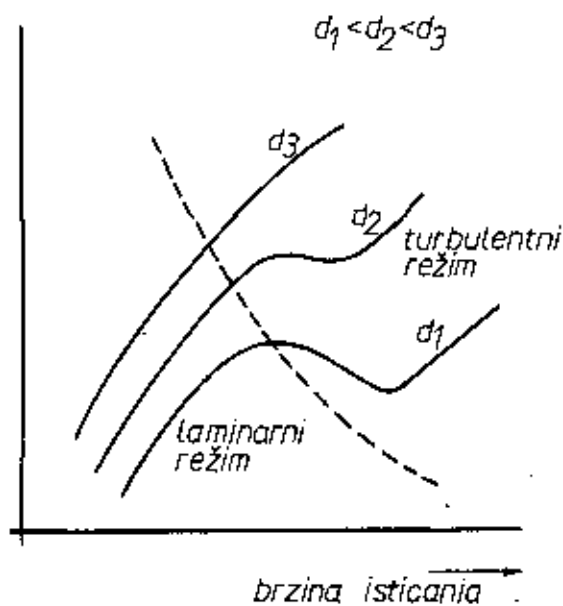
aspekta uticaja fizičko-hemijskih pojava, naročito difuzije, tako i sa aspekta razvoja hemijske kinetike odgovarajućih reakcija. Osnovni parametar koji utiče na prirodu i razvoj procesa je brzina i stepen turbulencije. Ako posmatramo samo promenu geometrije i prirodu dužine plamena kao funkciju brzine struje mogu se uočiti drastične razlike u geometriji i veličini plamena sa povećanjem stepena turbulizacije struje. Ovaj uticaj prikazan je kvalitativno na slici 6.4. Prelazak laminarnog u turbulentni plamen odigrava se pri $Re_{ekr} = (2,5) \cdot 10^3$ zavisno od tipa gasnog goriva i vrednosti primarnog vazduha.

Dužina plamena raste sa povećanjem brzine isticanja do neke maksimalne vrednosti, pa bi sa daljim porastom brzine strujanja dužina plamena počela da se smanjuje uz istovremenu pojavu efekta drobljenja plamena. Maksimalna vrednost dužine plamena predstavlja i granicu izmedju laminarnog i turbulentnog režima strujanja. Prelaskom u turbulentni režim strujanja, dužina plamena opada do neke vrednosti da bi kasnije ostala konstantna, ali uz izraziti fenomen drobljenja plamena.

Na dužinu plamena takodje utiče i prečnik mlaznice, čiji uticaj takodje pokazuje karakterističan prelaz iz laminarnog u turbulentni režim strujanja. Karakter ove promene prikazan je na slici 6.5.



Slika 6.4



Slika 6.5

Za turbulentni plamen koeficijent turbulentne difuzije D_t predstavlja koeficijent turbulentnog mešanja i ima istu dimenziju kao i koeficijent molekularne difuzije, dužina x brzina i zavisi od kretanja makro čestica. Koeficijent turbulentne difuzije jednak je proizvodu puta smicanja i srednje vrednosti kvadrata promene turbulencije

$$D_{tur} = U^* l \quad 6.9$$

Put smicanja je proporcionalan prečniku, i srednjoj brzini, pa je dužina plamena određena izrazom

$$L = \frac{d^2 U}{d} \sim d \quad 6.10$$

što pokazuje da je dužina turbulentnog plamena proporcionalna prečniku, a nezavisna od brzine gasa. Ovaj zaključak se dobro slaže sa eksperimentalnim rezultatima mnogih autora.

Jedna grupa autora razvila je teoriju mešanja mlaza za turbulentni režim sagorevanja na bazi teorije promene impulsa, pod pretpostavkom da mlaz ima oštru granicu i da je profil brzina uniforman po preseku mlaza. Polazeći od ovih pretpostavki dobijen je izraz za dužinu turbulentnog plamena kao funkcija sledećih parametara

$$L = f(d, C_t, T_s, T_m, \alpha, M_D, M_R) \quad 6.11$$

Druga grupa autora dala je empirijsku relaciju za koeficijent turbulentne difuzije u obliku

$$D_{tur} = l U^{**} = 0,00255 U d \quad 6.12$$

odnosno za dužinu plamena

$$L = \frac{D_{tur}}{16(0,00255 K C_t)} \quad 6.13$$

Izučavanje karakteristika laminarnog, a posebno turbulentnog plamena mnogi autori su posvetili veliku pažnju kako teorijski, tako i eksperimentalno. Postoji više poluempirijskih relacija koje određuju dužinu plamena kao funkciju brzine strujanja i prečnika mlaznice. Prema Kitajevu, dužina plamena data je izrazom

$$\frac{L}{d} = 20 K \left(\frac{w_s}{g d} \right)^{0.17} \quad 6.14$$

gde koeficijent k obuhvata uticaje kao što su: višak vazduha, fizička svojstva gasnog goriva, specifična gustina koeficijent molekularne difuzije, kinematska viskoznost, itd. Prema Gausornu, ova zavisnost data je u obliku:

$$\frac{L_{pl}}{d_m} = 5,3 \sqrt{\frac{T_{ad}(1 + V_0)}{T_0 \sigma}} \left(1 + \frac{\rho_V}{\rho_g} u_s\right) \quad 6.15$$

gde je:

T_{ad} - adijabatska temperatura sagorevanja,

T_0 - temperatura hladnog gasa,

σ - odnos broja molova reagujuće materije i broja molova produkata reakcije za stehiometrijsku smešu,

V_0 - teorijski potrebna količina vazduha.

Postoje i relacije drugih autora, no, praktično, one su manje-više slične, jer uključuju iste veličine, tj. fizičko-hemijske karakteristike gasnog goriva i uslove pripreme smeše. U opštem slučaju, može se uzeti da je dužina plamena funkcija sledećih veličina:

$$L_{pl} = f(d_m, u_s, V_0, \alpha, \gamma_g, D, \eta) \quad 6.16$$

Uticaj koeficijenta molekularne difuzije i kinematske viskoznosti je značajan i približno je dat relacijom

$$\frac{L_{pl}}{d_m} \sim \left(\frac{V_0}{D}\right)^{0,3}$$

odnosno

$$\frac{L_{pl}}{d_m} / \left(\frac{V_0}{D}\right)^n = f\left(\frac{u_s^2}{g d_m}\right) \quad 6.17$$

Ova relacija za propan poznata je u obliku:

$$\frac{L_{pl}}{d_m} = 56,3 \left(\frac{u_s^2}{g d_m}\right)^{0,165} \left(\frac{V_0}{D}\right)^{0,3} \quad 6.18$$

a za vodonik

$$\frac{L_{pl}}{d_m} = 56,3 \left(\frac{u_s^2}{g d_m}\right)^{0,121} \left(\frac{V_0}{D}\right)^{0,3} \quad 6.19$$

Teoriju turbulentnog difuzionog plamena razvio je Semikin na osnovu teorije slobodne turbulentne struje. Po Semikinu, dužina turbulentnog difuzionog plamena sastoji se iz dva dela

$$L_{p1} = L_1 + L_2 \quad 6.20$$

gde je:

L_1 - dužina na kojoj struja gasnog goriva zahvata teorijski potrebnu količinu vazduha, i

L_2 - dužina na kojoj se odigvara mešanje gasnog goriva i vazduha.

Za stehiometrijsku smešu ove dužine su približno date sledećim izrazima:

$$L_1 \approx 3,17 \left(1 + \frac{u_s \gamma_v}{\gamma_g}\right) d_m \quad 6.21$$

$$L_2 \approx 6 d_m = 5,8 \cdot 0,43 L_1 \quad 6.22$$

pa je ukupna dužina plamena

$$L_{p1} \approx 11 \left(1 + \frac{u_s \gamma_v}{\gamma_g}\right) d_m \quad 6.23$$

Ova relacija daje orijentacionu vrednost dužine plamena zbog toga što ne obuhvata uticaje parametara koji definišu proces pripreme gorive smeše i specifičnosti procesa sagorevanja kao posledica prisustva uticaja fizičko-hemijskih karakteristika goriva.

2.2. Kinetičko sagorevanje

Pod kinetičkim sagorevanjem podrazumevamo sagorevanje prethodno pripremljene smeše gasnog goriva i vazduha u stehiometrijskom odnosu.

Zavisno od režima strujanja ovako pripremljena smeša u zoni formiranja plamena može da sagoreva u laminarnom ili u turbulentnom režimu.

2.2.1. Kinetičko sagorevanje u laminarnoj struji

Brzinu sagorevanja u ovom slučaju nazivamo normalna brzina sagorevanja koja se definiše preko osnovne brzine strujanja sveže smeše i geometrijskih veličina plamena metode gorionika

$$u_N = \frac{u_s}{1 + r_0 \sqrt{r_0^2 + L_{p1}}} \quad 6.24$$

Iz ove relacije može se dobiti dužina plamena koja je direktno proporcionalna brzini strujanja sveže smeše i prečnika mlaznice gorionika, a obrnuto proporcionalna normalnoj brzini sagorevanja

$$L_{pl} \approx \frac{r_m w_s}{U_N} \quad 6.25$$

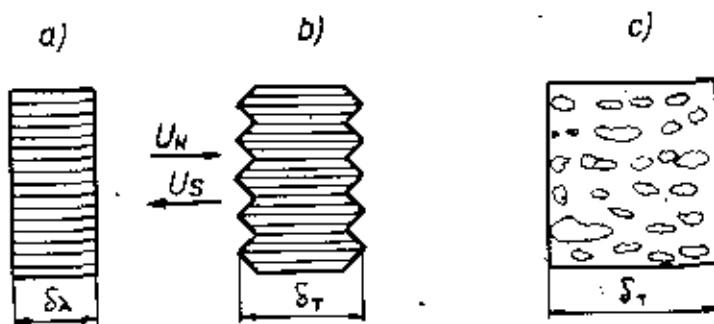
Za slučaj da je normalna brzina sagorevanja konstantna, dužine dva različita kinetička laminarna plamena proporcionalni su prečnicima mlaznica odgovarajućih gorionika

$$\frac{L_{p11}}{L_{p12}} = \frac{r_{m2}}{r_{m1}} \quad 6.26$$

2.2.2. Kinetičko sagorevanje u turbulentnoj struji

Za razliku od laminarnog režima strujanja, kinetičko sagorevanje u turbulentnoj struji ima primenu u realnim industrijskim postrojenjima. Prostiranje plamena u turbulentnoj struji detaljnije je data u poglavlju "prostiranje plamena".

Kao posledica turbulizacije struje, struktura turbulentnog plamena značajno se razlikuje od laminarnog. Zavisno od intenziteta turbulencije menja se geometrija i stepen razdrobljenosti plamena, što je kvalitativno prikazano na slici 6.6.



Slika 6.6

- a) laminarni plamen; b) turbulentni plamen sa malim stepenom turbulencije; c) turbulentni plamen sa velikim stepenom turbulencije.

Kod razvijene turbulencije front plamena se sastoji iz velikog broja razdrobljenih plamena, pa se i proces sagorevanja odvija kroz elementarne volumene gasne smeše. Mehanizam i struktura ovakvog plamena nije dovoljno istražena ni teorijski ni eksperimentalno. Front plamena je u celini vrlo nedefinisan

kako prostorno, tako i vremenski.

Prema Šeikinu, brzina sagorevanja u turbulentnom plamenu definisana je izrazom.

$$u_s = u_N \sqrt{1 + \frac{w_{pul} \lambda}{a}} \quad 6.27$$

gde je:

w_{pul} - pulzaciona brzina strujanja,

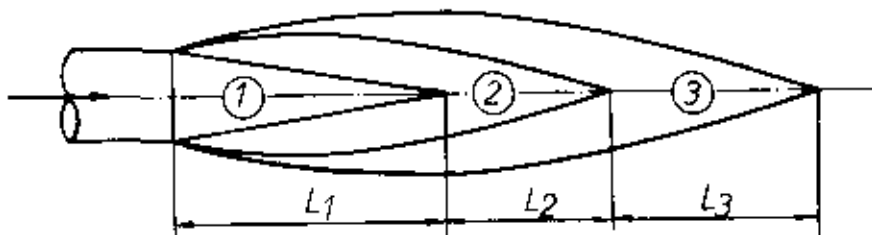
λ - intenzitet turbulencije,

a - koeficijent temperaturne provodljivosti.

Debljina turbulentnog kinetičkog plamena data je izrazom

$$\delta_T = \delta_\lambda \sqrt{1 + \frac{w_{pul} \lambda}{a}} \quad 6.28$$

Ukupna dužina turbulentnog kinetičkog plamena prema sl. 6.7 sastoji se iz tri dela: hladnog dela, zone najveće izmene materije i zone dogorevanja.



Slika 6.7

Dužina ovih zona direktno je proporcionalna brzini strujanja i prečniku mlaznice gorionika, a obrnuto proporcionalna brzini sagorevanja, gde su

$$L_1 \sim k_1 \frac{u_s r_0}{u_{FP}}$$

$$L_2 \sim k_2 \frac{u_s r_0}{u_H} \quad 6.29$$

$$L_3 \sim k_3 u_{ps}$$

k_1, k_2, k_3 - koeficijenti proporcionalnosti.

3. UREDJAJI ZA SAGOREVANJE GASNIH GORIVA

Način odvijanja procesa razmene toplote u radnom prostoru određuje proizvodnost, ekonomičnost i kvalitet zagrevanja toplotnog uređaja. Pravilno organizovanje procesa sagorevanja goriva igra najvažniju ulogu i u znatnom stepenu određuje intenzitet razmene toplote. Organizovanje procesa sagorevanja pre svega zavisi od konstrukcije i režima rada gorionika, njihovog broja, dimenzija i rasporeda, konstrukcije sistema za sagorevanje, konfiguracije radnog prostora, dimenzija i položaja dimnih kanala, itd. Prema praktičnoj važnosti i svom uticaju na eksploatacione pokazatelje rada sistema za sagorevanje, problem pravilnog izbora tipa i konstrukcije gorionika je od najveće važnosti. Pravilan izbor tipa uređaja za sagorevanje zavisi od tehnoloških, energetskih i eksploatacionih potreba u skladu sa konkretnim konstrukcijama peći, odnosno kotlova.

Pod gasnim gorionikom se podrazumeva uređaj namenjen za dovodjenje određene količine gasa i vazduha do mesta sagorevanja, sposoban da stabilizuje front paljenja gotove ili tek obrazovane smeše. Gasni gorionici, instalirani u industrijskim postrojenjima treba da zadovolje sledeće zahteve:

- da propuštaju neophodnu količinu gasa i vazduha,
- da imaju dovoljan dijapazon regulisanja potrošnje gasa,
- da obezbede sagorevanje gasa željenom metodom, kako bi se omogućilo zagrevanje u radnom prostoru u kiseloj, obnovljenoj ili neutralnoj atmosferi,
- da obezbede dobijanje stabilnog plamena koji poseduje određene toplotne i aerodinamičke karakteristike,
- da obezbede bezbedan i dugotrajan rad,
- da budu kompaktni, jednostavne konstrukcije i postupka pri eksploataciji, da imaju minimalnu masu po jedinici toplotne moći,
- da u automatskim pećima obezbede normalan i bezbedan rad pri automatskom regulisanju u celom dijapazonu promena toplotnog opterećenja,
- da obezbede minimalan sadržaj toksičnih komponentata u produktima sagorevanja, itd.

Prema postojećim standardima, osnovne parametre koji definišu gorionike, čine:

- nominalna toplotna snaga,
- koeficijent graničnog i radnog regulisanja gorionika po toplotnoj snazi,

- nominalni pritisak gasa i vazduha ispred gorionika,
- nominalna relativna dužina plamena,
- pritisak u prostoru za sagorevanje,
- karakteristika buke gorionika,
- specifični materijalni i toplotni kapacitet, i dr.

Nominalna toplotna snaga predstavlja maksimalno postignutu trajnu snagu pri trajnom radu gorionika uz obezbeđivanje takvih vrednosti potpunosti sagorevanja da se zadovolje propisi o dozvoljenim vrednostima produkata nepotpunog sagorevanja za minimalni koeficijent viška vazduha. Toplotna snaga gorionika, bliže, definisana je količinom toplotne energije koja se ostvari gorionikom u jedinici vremena. Toplotna snaga gorionika zavisi od količine gasa koja sagoreva u jedinici vremena \dot{V} , toplotne moći goriva H_d i stepena transformacije hemijske energije gasa u toplotnu η_g :

$$N = \eta_g \dot{V} H_d \quad 6.30$$

Koeficijent η_g uzima u obzir gubitke pri sagorevanju i predstavlja koeficijent korisnog dejstva gorionika. Vrednost nominalne toplotne snage može se odrediti i izrazom

$$N_{\text{nom}} = \eta_{\text{nom}} \dot{V}_{\text{nom}} H_d \quad 6.31$$

gde je \dot{V}_{nom} potrošnja gasa u jedinici vremena pri nominalnom pritisku.

Osim pojma nominalne toplotne snage koriste se i maksimalna i minimalna toplotna snaga.

Maksimalna toplotna snaga gorionika predstavlja 0,9 snage, koja odgovara gornjoj granici stabilnog sagorevanja, a minimalna - 1,1 od snage koja odgovara donjoj granici stabilnog sagorevanja gorionika.

Koeficijent graničnog regulisanja gorionika u odnosu na toplotnu snagu predstavlja odnos maksimalne i minimalne toplotne snage.

Koeficijent radnog regulisanja gorionika " η_p " u odnosu na toplotnu snagu predstavlja odnos nominalne i minimalne toplotne snage.

Nominalni pritisak gasa pre gorionika je pritisak gasa neposredno ispred gorionika, koji odgovara nominalnoj toplotnoj snazi pri atmosferskom pritisku u ložištu. Pritisak gasa ispred gorionika koji odgovara maksimalnoj (minimalnoj) toplotnoj snazi gorionika naziva se maksimalnim (minimalnim) pritiskom gasa.

Nominalni pritisak vazduha ispred gorionika predstavlja pritisak vazduha ispred gorionika koji odgovara toplotnoj snazi pri atmosferskom pritisku u ložištu.

Nominalna relativna dužina plamena predstavlja rastojanje duž ose plamena od izlaznog preseka gorionika, mereno pri nominalnoj toplotnoj snazi u dimenzijama izlaznog otvora, do tačke gde koncentracija CO_2 pri koeficijentu viška vazduha $\alpha = 1$ iznosi 95 % od maksimalne vrednosti.

Specifični kapacitet gorionika definisan je odnosom mase gorionika i nominalne toplotne snage gorionika.

Pritisak u ložištu predstavlja pritisak u ložištu u zoni izlaznog preseka gorionika pri nominalnoj toplotnoj snazi.

Karakteristika buke gorionika predstavlja nivo buke koju stvara gorionik u radu zavisno od spektra učestanosti.

Pored navedenih karakteristika gorionika koje definišu performanse ložišta, postoji čitav niz parametara koji u izvesnom smislu definišu specifičnosti gorionika, kao što su: prečnik izlaznog otvora gorionika, prečnik mlaznice, koeficijent viška vazduha, dozvoljena temperatura predgrevanja gasa i vazduha, toplotna moć i gustina gasa koji sagoreva, ugao širenja plamena, koeficijent injekcije, geometrijske dimenzije gorionika. Ove karakteristike suštinski dopunjavaju neophodne informacije o gorionicima, čime se omogućava izbor najpogodnijeg gorionika za odgovarajuću namenu.

3.1. Klasifikacija gorionika

Klasifikacija gorionika za gasovita goriva može se izvršiti po nizu kriterijuma koji definišu procese koji se u njima odvijaju. JUS ne propisuje norme za gasne gorionike, odnosno gasovita goriva, tako da u ovoj oblasti koristimo inostrane norme. Rukovodeći se prvenstveno odgovarajućim inostranim normama i poznatim podelama u literaturi, klasifikacija gasnih gorionika se može izvršiti prema sledećim osnovnim karakteristikama:

- načinu mešanja gasa i vazduha,
- načinu dovodjenja vazduha,
- nominalnom pritisku gasa i vazduha,
- toploti sagorevanja gasa,

- nominalnoj toplotnoj moći,
- relativnoj dužini plamena,
- lokalizaciji i rasporedu plamena,
- vrsti plamena,
- vrsti gasa,
- načinu regulisanja, i dr.

Prema nekim normama, osnovni kriterijumi za klasifikaciju gasnih gorionika su način mešanja gasa i vazduha i način dovodjenja vazduha koji karakterišu fizičku suštinu procesa u samom gorioniku.

Vazduh koji se dovodi u gasni gorionik i u samom gorioniku meša sa gasom, naziva se *primarnim*, a vazduh koji dolazi iz ložišnog prostora potreban za sagorevanje naziva se *sekundarnim*.

Osnovni načini mešanja gasa i primarnog vazduha su sledeći:

- a) Gas se dovodi u komoru za sagorevanje bez primarnog vazduha i meša se na račun difuzije sa sekundarnim vazduhom u oblasti plamena ($\alpha_p = 0$).
- b) Gas pomešan sa delom primarnog vazduha dolazi u komoru za sagorevanje, a ostali deo, neophodan za sagorevanje, u vidu sekundarnog vazduha dolazi do izlaznog otvora gorionika na račun difuzije, a mešanje se završava u predelu plamena ($\alpha_p < 1$).
- c) Gas se sa svim usisanim (ejektovanim) vazduhom neophodnim za sagorevanje dovodi kroz gorionik, a proces mešanja se završava već na izlazu, tako pripremljene smeše za sagorevanje, iz gorionika u ložište ($\alpha_p > 1$).
- d) Gas sa svim prinudno dovedenim vazduhom u gorionik, neophodnim za sagorevanje, ne uspeva da se potpuno izmeša do izlaza iz gorionika ($\alpha_p > 1$).

Sledeća podela je izvedena u skladu sa navedenim činjenicama.

1. Difuzioni gorionici niskog i srednjeg pritiska ($\alpha_p = 0$).
2. Ejektorski gorionici:
 - ejektorski gorionici niskog pritiska (atmosferski gorionici) $\alpha_p < 1$ (0,3-0,7)
 - ejektorski gorionici srednjeg i visokog pritiska ($\alpha_p > 1$).
3. Gorionici sa prinudnim dovodjenjem vazduha; kombinovani i gasni niskog i visokog pritiska ($\alpha_p > 1$).

U gorionicima prva dva tipa vazduh se dovodi pod dejstvom podpritiska koji se postiže uz pomoć gasnih struja i podpritiskom u komori za sagorevanje. U gorionicima trećeg tipa sav vazduh koji učestvuje u hemijskoj reakciji sagorevanja dovodi se prinudno uz pomoć ventilatora i sl.

Prema klasifikaciji Medjunarodnog saveza za gas, industrijski gorionici podeljeni su prema sledećim osnovama:

- prema stepenu pripreme gorive smeše - 3 grupe,
- prema načinu pripreme smeše goriva i vazduha - 8 grupa,
- prema karakteristikama izlaznog preseka protoka, stabilizacije plamena - 7 grupa,
- prema mestu sagorevanja - 7 grupa,
- prema stepenu prethodnog zagrevanja vazduha za sagorevanje - 3 grupe,
- prema toplotnom opterećenju ložišnog prostora - 3 grupe.

Prema stepenu pripreme gorive smeše:

- GRUPA 1 - sa potpunim prethodnim mešanjem gasa i vazduha
 2 - sa delimičnim prethodnim mešanjem gasa i vazduha
 3 - bez prethodnog mešanja gasa i vazduha.

Prema načinu pripreme gorive smeše:

- GRUPA 1 - injekcijom gas injektira vazduh, vazduh se nalazi na pritisku, bliskom atmosferskom,
 2 - injekcijom - vazduh injektira gas, gas se nalazi na atmosferskom pritisku,
 3 - injekcijom vazduha ili gasa, gas ili vazduh su pod pritiskom,
 4 - u komori za mešanje, vazduh i gas su pod pritiskom,
 5 - mehaničko prethodno mešanje, vazduh i gas su pod pritiskom bliskim atmosferskom,
 6 - gas je pod pritiskom, vazduh pod delovanjem prinudne vuče (konvekcije) ili podsisavanja struje,
 7 - gas i vazduh su pod pritiskom bliskim atmosferskom,
 8 - gas i primarni vazduh su pod pritiskom, sekundarni vazduh pod delovanjem prirodne vuče ili podsisavanja struje.

Prema karakteristikama izlaznog preseka, načinu stabilizacije plamena:

- GRUPA 1 - otvori (kružni ili prorezi) jednaki ili niz otvora,
 2 - stabilizacija dopunskim plamenom,

- 3 - stabilizacija slobodnom ili ograničenom turbulencijom (u ograničenim ili slobodnim strujama),
- 4 - pravolinijski protok,
- 5 - zakrenuti protok,
- 6 - vihorni tok,
- 7 - obrtno kretanje.

Prema mestu i načinu sagorevanja:

- GRUPA 1 - slobodni plamenovi,
- 2 - konični vatrootporni tunel,
 - 3 - na kontaktu sa poroznim ili granuliranim vatrootalnim materijalom,
 - 4 - na površini vatrootalnog materijala,
 - 5 - u vatrootalnom tunelu,
 - 6 - u keramičkoj ili metalnoj cevi,
 - 7 - u kontaktu sa masom katalizatora.

Prema stepenu prethodnog zagrevanja vazduha za sagorevanje:

- GRUPA 1 - gorionici bez prethodnog zagrevanja vazduha,
- 2 - gorionici koji rade sa vazduhom zagrejanim do 673 K,
 - 3 - gorionici čiji je rad uvek sa zagrejanim vazduhom.

Prema toplotnom opterećenju ložišta:

- GRUPA 1 - do $1,055 \cdot 10^8$ kJ/m³h
- 2 - od $1,055$ do $5,275 \cdot 10^8$ kJ/m³h
 - 3 - iznad $5,275 \cdot 10^8$ kJ/m³h.

Opšti tehnički zahtevi koji se postavljaju gorionicima

Zajedno sa specifičnim zahtevima koji se odnose na sagorevanje gasa, uslovljenim specifičnostima ostvarivanja ovog ili onog tehnološkog procesa, razmotriće se opšti tehnički zahtevi koji se postavljaju gorionicima. Ovi zahtevi se mogu svrstati u sledeće grupe:

- termotehničke,
- konstruktivne,
- bezbedonosne, i
- sanitarne.

Termotehnički zahtevi se odnose na:

- obezbeđivanje predviđene toplotne snage, pri pritisku gasa i vazduha koje poseduje potrošač,
- obezbeđivanje nužnog temperaturnog režima ložišnog prostora,
- obezbeđivanje stabilnosti sagorevanja i neophodnih granica regulisanja u intervalu promene opterećenja,
- dobijanje takvog sastava produkata sagorevanja u radnom prostoru koji bi zadovoljavao zahteve tehnološkog procesa (u najvećem broju slučajeva odnosi se na maksimalno moguće, s obzirom na potpunost sagorevanja goriva)
- održavanje zadanog koeficijenta viška vazduha u zadanim granicama promene snage,
- dobijanje plamena karakteristika neophodnih za tehnološki proces (brzine isticanja produkata sagorevanja, dužine plamena i sl.),
- obezbeđivanje minimalnih aerodinamičkih gubitaka u gasnim i vazдушnim vodovima,
- mogućnost rada sa rezervnim gorivom.

U cilju obezbeđivanja bezbednog rada gorionika koristi se uglavnom automatika, kojom se prekida dovod gasa pri odstupanju pritiska gasa od predviđenog, izostanka plamena, prekida dovoda vazduha i dr.

Sanitarni zahtevi se odnose uglavnom na sastav produkata sagorevanja (toksične komponente) i buku koja prilikom rada gorionika (sagorevanja goriva) nastaje.

3.2. Elementi konstrukcije gorionika

Gasni gorionici svih tipova imaju sledeće osnovne elemente: mlaznik, komora za homogenizaciju smeše i gorionični nastavak sa stabilizacionim uredjajem.

Difuzni gorionici sastoje se od mlaznika (koji je istovremeno i gorionični nastavak) obično od metalne ili keramičke cevi sa stabilizacionim uredjajem.

Ejektorski gorionici niskog pritiska (atmosferski) imaju mlaznik, komoru za mešanje, gorionični nastavak i na izlazu stabilizacioni uredjaj. Deo za homogenizaciju smeše se sastoji od cevnog priključka, komore za mešanje i difuzora.

Ulazni cevni priključak služi kao usmeravajući uređaj za ejakciju vazduha i omogućava smanjenje hidrauličnih gubitaka na ulazu u komoru za homogenizaciju smeše. Gubici pritiska malo zavise od oblika ulaznog cevnog priključka, pa može imati prost konični oblik.

Komora za homogenizaciju smeše služi za izravnavanje brzina struja koje se mešaju ispred difuzora. Osim toga u komori za mešanje postiže se delimična koncentraciona ravnoteža između gasa i ejektovanog vazduha. Ova komora obično je cilindričnog oblika sa blagim konusnim izlazom. Njena dužina se određuje iz uslova ujednačavanja brzinskog polja. Kod ejektorskih gorionika za prirodni gas ravnomernost brzina ispred difuzora postiže se pri dužini komore $l_2 = (5-6) d_2$ (d_2 - prečnik komore za mešanje). Dužina ove komore kod ejektorskih gorionika niskog pritiska znatno je manja i kreće se oko $l = (1-2) d_2$.

Difuzor služi za dalju homogenizaciju smeše, omogućuje bolju ejakciju vazduha i transformiše dinamički pritisak smeše u pritisak neophodan za savladivanje otpora plamenog gorioničnog nastavka. U njemu se izravna koncentracija i obrazuje gasno-vazдушna smeša. Ugao širenja difuzora ne sme biti veći od 90° , kako bi se izbegao efekat odvajanja struje od zidova difuzora.

Postoje tri oblika komore za mešanje.

Komore kod kojih je početni deo izradjen dovoljno širok sa postepenim sužavanjem i prelaskom na cilindrični deo. Brzinu vazduha na ulaznom delu možemo zanemariti. Takve komore nazivamo ejektorskim sa malom brzinom ejakcije. Za povećanje pritiska u cilindričnom delu komore potreban je u nastavku difuzor.

Deo za homogenizaciju struje kod koга je početni deo izradjen blago konfuzoran, prelazi u cilindrični oblik. Pri ulazu u komoru mešanja brzina ejektovanog vazduha je srazmerna brzini gasa. Takvi mešači nazivaju se ejektorima sa velikom ejakcijom. Za cilindrični deo takodje je potreban difuzor.

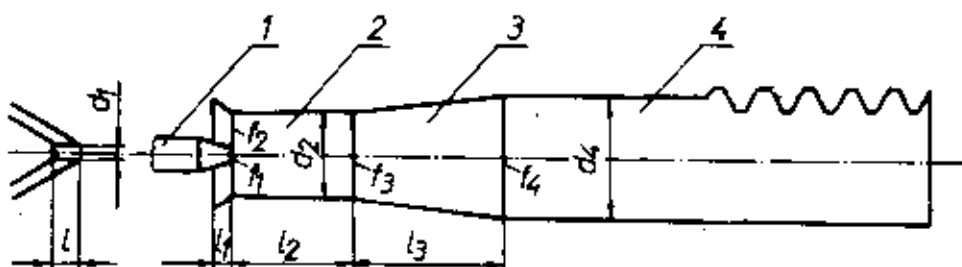
Komore za mešanje u vidu cilindrične cevi:

Ovaj tip komore primenjuje se za ejektorske gorionike gde imamo prethodno mešanje gasa i vazduha, a takodje i za gorionike sa prinudnim dotokom vazduha.

Gorionici sa prinudnim dovodjenjem vazduha imaju jednu, a najčešće više mlaznica u vidu izlaznog otvora za dovod gasa, mešač strujnog principa dejstva, delimičnog mešanja, metalni ili keramički gorionični nastavak, koji se završava gorioničkim nastavkom.

Stabilizacija plamena obezbeđuje se formiranjem odgovarajuće strujne slike u zoni gorioničkog nastavka.

Mlaznica služi za dovod određene količine gasa u deo gorionika koji služi za mešanje struje vazduha i gasa. Mlaznica kod efektorskih gorionika mora biti smeštena strogo u osi da bi se izbeglo sniženje koeficijenta ejakcije, neravnomerna brzina strujanja u mešaču, a takodje i mogućnost uvlačenja plamena u gorionik. Opiti su pokazali da optimalno rastojanje (l_1) - sl. 6.8, od mlaznice do komore za mešanje, raste sa povećanjem efekta homogenizacije strija. To rastojanje se može birati u granicama od 0,5-1,4, prečnika komore za mešanje. Medjutim, pravilnije bi bilo to rastojanje odredjivati na osnovu prečnika izlaznog otvora mlaznice. Smanjenje rastojanja od mlaznice do komore, tj. "uvlačenje" mlaznice u komoru za mešanje smanjuje koeficijent ejakcije.



Slika 6.8

Gorionički nastavak d_4 (sl. 6.8) služi za izravnavanje brzine po preseku posle difuzora, zato što sloj struje koji naleže na čvrste zidove gorionika ima smanjenu brzinu usled čega, po periferiji gorionika, dolazi do uvlačenja plamena. Oblik konfuzora obezbeđuje i izravnava brzinsko polje gorive smeše.

Kod gorionika sa prinudnim dovodjenjem vazduha komore za mešanje su cilindričnog oblika i služe za obrazovanje smeše za sagorevanje, koja je neophodna za otpočinjanje i odvijanje procesa sagorevanja. Komore kod gorionika sa prinudnim dovodom vazduha u najvećem broju slučajeva služe za obezbeđenje potpunog mešanja gasa. Osnovni zadaci koje ima komora za mešanje gorionika sa prinudnim dovodjenjem vazduha su: raspored gasnih struja u vazdušnom toku, tako da se u ustima gorionika obrazuje goriva smeša u količini dovoljnoj za pripaljivanje i stvaranje plamena zadatih dimenzija i karakteristika, pri obezbeđenju potpunog sagorevanja i odgovarajućeg koeficijenta viška vazduha.

Kod gorionika sa prinudnim dovodjenjem vazduha proces mešanja struja vazduha i gasa na putu ka ustima gorionika odvija se u više faza. Različiti stepen nezavršenosti procesa mešanja dve struje jeste osnovni regulator dužine plamena pri konstruisanju gorioničnih uređaja za gasna goriva. Dva činjenica omogućava da se dobije plamen različitih dužina. Treba naglasiti da je proces mešanja gasa i vazduha u predelu plamena funkcija procesa rasporedjivanja struja u preseku usta gorionika, mešanja struje duž njihovih osa i početnih dimenzija struja. Promenom veličine struja i njihovog broja može se efektivno uticati na dužinu plamena. Zato, pri optimalnom početnom rasporedu struja karakteristike plamena zavise od relativne izmešanosti duž osa struja, kako na putu ka ustima gorionika, tako i u predelu plamena. Kod čisto difuznog gorionika ulogu komore za mešanje preuzima sistem gorionika, gde se pogodnim formiranjem prostora obezbedi efikasan uticaj procesa difuzije.

Gorionični nastavak rasporedjuje gas ili gasno-vazdušnu smešu po izlaznom preseku ili otvorima gorionika. Osim toga, on služi za stabilizaciju procesa sagorevanja ili za ugradjivanje stabilizatora.

Stabilizatori su namenjeni za obezbedjenje stabilnog procesa sagorevanja - sprečavanja oduvavanja i uvlačenja plamena u gorionik. Oduvavanje plamena je moguće samo u odredjenim uslovima kod gorionika svih vrsta, a uvlačenje samo kod gorionika sa prethodnim obrazovanjem gorive smeše.

Stabilizatori koji sprečavaju uvlačenje u gorionik, a sjedinjeni su obično sa gorioničnim nastavkom, izvode se u tri varijante. Prva varijanta stabilizacije ostvaruje se sužavanjem izlaznog preseka ispod kritičnih razmera, što onemogućuje rasprostiranje plamena pri nižim opterećenjima.

Druga varijanta stabilizacije sastoji se u intenzivnom odvodjenju toplote od gorioničnog nastavka. Za ovo se ugradjuju rebra za dovodjenje toplote i dr., a kao rezultat toga dobija se manja brzina rasprostiranja plamena od brzine isticanja smeše.

Treća varijanta su stabilizatori kod kojih su iskorišćena oba navedena načina stabilizacije, odnosno gorionični nastavak je konfuzoran sa vodenim ili vazdušnim hladjenjem.

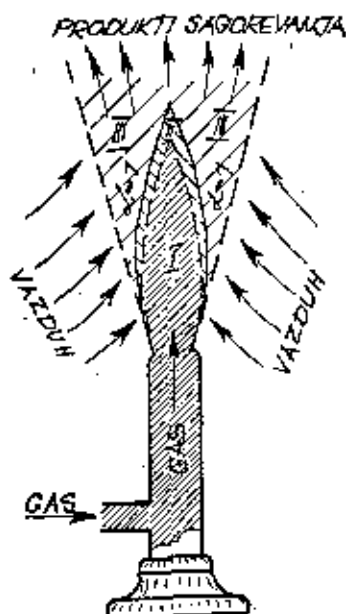
3.3. Difuzni gorionici

Kod difuznih gorionika do dodira između gasa (dovedenog uz pomoć gorionika) i vazduha (oksidatora), dolazi tek u komori za sagorevanje ($\alpha_p = 0$). Pri

tome se mešanje, a samim tim i sagorevanje odvija relativno sporo kao rezultat molekularne difuzije. Ovi gorionici imaju svetao plamen koji može da bude velike dužine (ponekad 3-4 m).

Pri sagorevanju gasa u ovim gorionicima pored molekularne difuzije, mešanje gasa može da se odvija i kao rezultat vrtložnog kretanja posebnih masa - molekula kao što je slučaj kod podnih gorionika, gde se sekundarni vazduh dovodi prinudno.

Na slici 6.9 je prikazan presek plamena kod difuznih gorionika sa označenim zonama sagorevanja. Pri isticanju gasa u oksidator (vazduh) pojavljuje se zona difuznog mešanja koja posle potpaljivanja i pojave stabilnog fronta plamena predstavlja granicu kroz koju prolaze molekuli goriva i molekuli vazduha iz gasne struje i vazdušne sredine. Taj proces spore molekularne difuzije je izražen izduženim plamenom sa oštrim vrhom. Početni sloj gasa na vrlo kratkom putu dobija količini kiseonika neophodnu za sagorevanje i sagori. Tako se stvara prvi

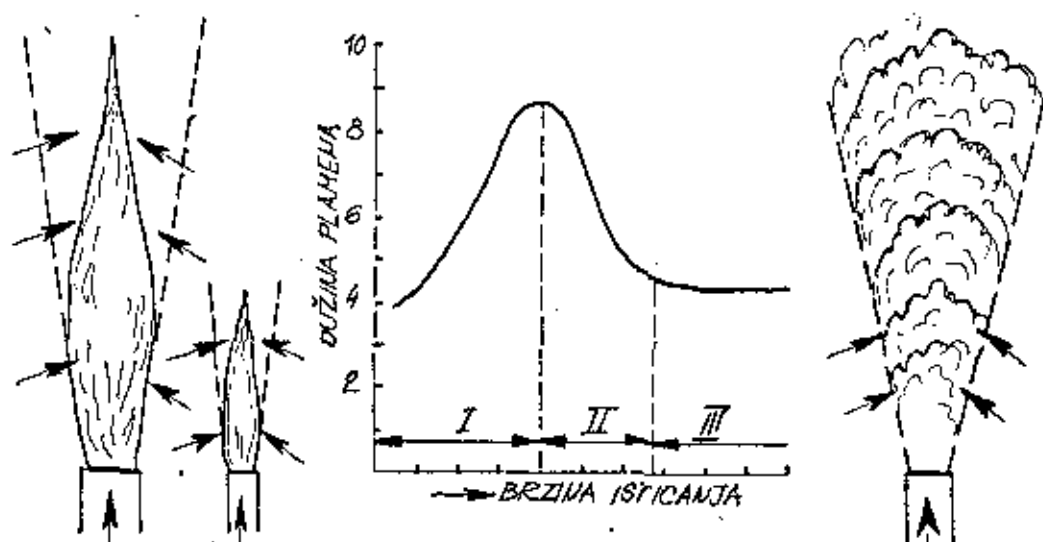


- zona I - čist gas
 - zona II - smeša gasa i produkata sagorevanja
 - zona III - smeša vazduha i produkata sagorevanja
- Između zona II i III prostire se površina fronta plamena gde je $\alpha = 1$.

Slika 6.9

sloj produkata sagorevanja kroz koji sada prolaze molekuli kiseonika kako bi došlo do sjedinjavanja sa molekulima sledećeg sloja goriva. Na ovaj način gorivo nešto kasnije stupa u dodir sa potrebnom količinom kiseonika, a samim tim molekuli kiseonika dopiru kasnije (na kraju plamena) do centralnog sloja goriva.

Dužina plamena može se menjati u zavisnosti od forsiranja gorionika. Sa povećanjem brzine isticanja povećavamo dužinu plamena. To povećanje plamena možemo vršiti sa povećanjem brzine isticanja sve do jedne određene granice kada počinje da nam se javlja i turbulentno strujanje. Tada dolazi do intenzivnijeg obrazovanja smeše na račun pomeranja slojeva poprečno u odnosu na struju. Pri čisto turbulentnom režimu povećanjem brzine isticanja dužina plamena ostaje nepromenjena (sl. 6.10).



Slika 6.10

U frontu plamena razvijaju se visoke temperature, pa hemijska reakcija protiče veoma brzo - koliko goriva i smeše uspe da se obrazuje toliko praktično brzo i sagori. Zona dogorevanja je u tim uslovima mala.

Može se zaključiti da kod difuznih gorionika regulisanje dužine plamena i brzine obrazovanja smeše, a samim tim i brzine sagorevanja može da se izvodi promenom brzine isticanja. Razumljivo, to može da se odvija samo do određene granice koja je određena mogućnošću odvajanja i oduvanja plamena. Pored toga, brzina obrazovanja smeše, a samim tim i brzina sagorevanja, može da se reguliše u širokim granicama i drugim merama kao što su konstruktivne - dalje-njem struja na manje, promenom ugla gasne i vazdušne struje, povećanjem odno-sa brzine gasa i vazduha, itd.

Stabilnost rada gorionika karakteriše se granicama regulisanja u vidu odnosa minimalnog i maksimalnog toplotnog opterećenja. Ta opterećenja odgovaraju stabilnom, normalnom radu gorionika bez oduvavanja, odnosno uvlačenja plamena pri minimalnoj i maksimalnoj potrošnji gasa i uzimanjem u obzir promene pritiska i toplote sagorevanja $\pm 10\%$. Granice regulisanja difuznih gorionika ne bi smele da budu manje od 1:2,5.

3.4. Ejektorski gorionici

3.4.1. Ejektorski gorionici niskog pritiska

Kod atmosferskih gorionika u komoru za sagorevanje dolazi gas prethodno izmešan sa delom vazduha tzv. primarnim ($\alpha_p = 0,3-0,7$) dok ostali deo neophodan za sagorevanje, tzv. sekundarni vazduh, dolazi iz prostora gde se formira odredjeni podpritisk, a delimično i posredstvom difuzije.

Primarni vazduh se uvodi u gorionik zahvaljujući ejektivnom dejstvu gasne struje koja deluje kao pogonski fluid. Sekundarni vazduh dolazi u zonu plamena zahvaljujući podpritisaku u ložištu, odnosno ejektivnom dejstvu samog plamena i procesa difuzije.

Sam proces sagorevanja je kod atmosferskih gorionika znatno brži u odnosu na čisto difuzne, jer je gas delimično izmešan sa vazduhom. Na ovaj način se dobija kraći plamen, tzv. nesvetleći. Eventualno prisustvo svetlih zona u plamenu govori o nepotpunosti sagorevanja.

Dijapazon stabilnog rada gorionika je ograničen sa jedne strane mogućnošću uvlačenja plamena unutar gorionika, a sa druge strane mogućnošću oduvavanja plamena od gorionika. U zoni sagorevanja uspostavlja se dinamička ravnoteža između težnje plamena da se kreće u susret struji i težnje struje da odnese plamen od gorionika. Stabilnost sagorevanja zavisi od toplotnih i hidrodinamičkih uslova. Stabilan rad se može postići doterivanjem oblika mlaznica i ejektora.

U slučaju da dodje do oduvavanja plamena, nastaje prljanje ložišta i dimnjaka, a postoji mogućnost izazivanja eksplozije. U slučaju uvlačenja plamena može da dodje do prekomernog zagrevanja gorionika i njegovog izbacivanja iz rada, stvaranja prekomernih količina čadji, a i eventualne eksplozije ložišta.

Povećana opasnost od uvlačenja plamena kod gasovitih goriva koja imaju veću brzinu sagorevanja je znatno veća, a takodje i pri predgrevanju primarnog vazduha.

Povećanjem količine primarnog vazduha povećava se i brzina prostiranja plamena i najveća je pri 90 % od teoretske. Iz toga sledi da pri opterećenju gorionika treba prvo povećati dovod gasa, a zatim vazduha, a pri smanjenju opterećenja prvo se smanjuje dovod vazduha, a zatim gasa. Zbog toga se u momentu stavljanja gorionika u pogon ne sme dovoditi primarni vazduh i pripaljivanje gasa se vrši kao rezultat stvaranja smeše uz pomoć sekundarnog vazduha, a zatim se prelazi na postepeno dovodjenje primarnog vazduha.

U većini gorionika sa unutrašnjim mešanjem koji se primenjuju u ložištima, smeša gasa i vazduha iz gorionika ističe turbulentno i time se postiže bolje mešanje, a takodje i potpunije sagorevanje. Često se primenjuju uređaji za poboljšanje homogenizacije smeše.

Kao posledica velikih izlaznih brzina smeše iz gorionika (od 10 do 30 m/s), neophodnih da se spreči uvlačenje plamena, stabilnost plamena je vrlo mala i primena stabilizatora je neophodna.

Atmosferski gorionici se odlikuju jednostanošću konstrukcije i jednostavnim opsluživanjem; mogu da rade na niskom pritisku gasa i ne traže specijalne uređaje i potrošnju energije za dovodjenje primarnog vazduha.

Kao nedostatak ovih gorionika je da rade sa povećanim viškom vazduha ($\alpha = 1,2-1,5$ pa i više), posebno ako se sekundarni vazduh ne dovodi u zonu plamena gorionika, već se uvodi u ložište neorganizovano kroz pukotine, otvore za pripaljivanje, itd. U tim slučajevima nepotpuno sagorevanje može da bude i znatno, a smanjen je i koeficijent korisnosti.

Treba imati u vidu da pravilno raspoređeni i konstruisani gorionici niskog pritiska pri stručnom opsluživanju mogu da rade i sa manjim koeficijentom viška vazduha do $\alpha = 1,15$ pri neznatnim gubicima usled nepotpunog sagorevanja.

Proizvodnost atmosferskih gorionika je do $23\text{m}^3/\text{h}$ za gasove čija je toplota sagorevanja 16.000 kJ/m^3 i $10-12\text{ m}^3/\text{h}$ za prirodni gas.

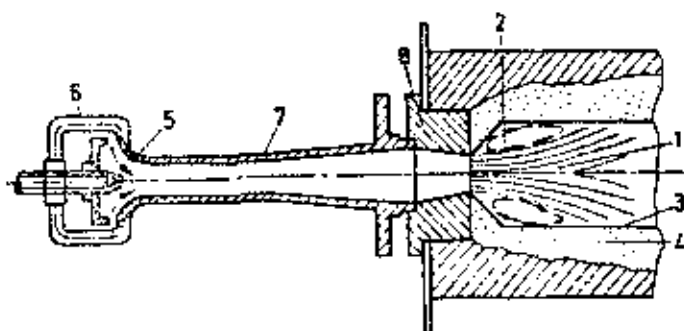
3.4.2. Ejektorski gorionici srednjeg i visokog pritiska

Kod ejektorskih gorionika srednjeg i visokog pritiska gas se sa svim usisanim (ejektovanim) vazduhom, neophodnim za sagorevanje meša u samom gorioniku gde se i završava započeti proces mešanja.

Ovako pripremljena smeša (šreće se i kod gorionika sa prinudnim dovodom vazduha u uslovima dovodjenja sve količine vazduha neophodne za sagorevanje kao primarnog) sagoreva vrlo brzo kratkim, skoro bezbojnim plamenom.

Kao posledica velikih izlaznih brzina smeše iz gorionika (od 10-30 m/s) neophodnih da se spreči uvlačenje plamena, stabilnost plamena je vrlo mala i primena stabilizatora je neophodna.

Raznolika primena sagorevanja gasovitih goriva je pokazala da se stabilnost plamena potpuno pripremljene smeše gasa i vazduha može povećavati ako se sagorevanje vrši u sredini usijanih vatrootpornih materijala (sl. 6.11).



Slika 6.11

- 1 - smeša gasa i vazduha; 2 - zona vrtloga;
- 3 - zid tunela; 4 - vatrootporni materijal;
- 5 - gasna mlaznica; 6 - regulatorska pločica;
- 7 - mešač; 8 - glava gorionika

Sagorevanje smeše u usijanim tunelima se odvija tako brzo da plamen, posebno na zidu tunela, nije vidljiv, pa se ovaj način sagorevanja naziva besplamenim.

Ekperimenti i praksa su pokazali da se sagorevanjem gasa u tunelima dobija potpuno sagorevanje pri manjim koeficijentima viška vazduha, što znači da je i najekonomičniji način sagorevanja. Pri tome sagorevanje može da se odvija sa velikim opterećenjem zapremine ložišta.

Naročite efekte pokazuje sagorevanje niskokaloričnih gasova - generatorskog, podzemne gasifikacije, i prirodnog gasa. Metan, koji je osnovni sastojak prirodnih gasova sagoreva sporo, pa je potreba za što većim koeficijentom viška vazduha.

Pri besplamenom sagorevanju može da se dobije potpuno sagorevanje sa manjim koeficijentom viška vazduha ($\alpha = 1,02-1,05$).

Stabilnost procesa sagorevanja i brzina sagorevanja smeše gasa i vazduha u tunelima, zahvaljujući kojima se obezbeđuje potpuno sagorevanje, postiže se kao rezultat pojave cirkulacija dela zagrejanih gasova u uglovima tunela koji se odvajaju od osnovnog toka smeše. Ti vrtložni delovi usijanih gasova omogućavaju predgrevanje smeše i njeno pripaljivanje na izlazu gorionika, čime se postiže intenzivno i potpuno sagorevanje, a takodje i sigurna stabilizacija plamena. Eksperimentima je utvrđeno da stabilnost sagorevanja u tunelima može da bude tako velika da dozvoljava sagorevanje smeše pri izlaznim brzinama iz gorionika znatno većim i od 100 m/s.

Kao što su pokazali eksperimenti, unutrašnji prečnik vatrostalnog tunela za sagorevanje prirodnog gasa treba da bude 2,5 a dužina 12 puta veća od prečnika izlaznog otvora gorionika. Za sintetičke gasove dužina tunela može da bude manja, oko 6-7 puta veća od prečnika izlaznog otvora gorionika. Oblik unutrašnjeg dela tunela treba da bude cilindričan ili konusan šireći se prema izlazu (ugao 8°), a položaj izlaznog otvora gorionika treba da bude u centru tunela u pravcu njegove ose. Povećanje stabilizacije plamena gorionika tunelom i njegovo skraćivanje može da se postigne postavljanjem u centar tunela, duž ose struje smeše, stabilizatora od vatrostalnog materijala u obliku konusa. U tom slučaju, pri udaru smeše u konus stvaraju se dopunski vrtlozi zagrejanih gasova čime se povećava turbulencija i površina fronta pripaljivanja smeše. Zbog ovoga je pripaljivanje i sagorevanje brže. U skladu sa tim, toplotno opterećenje tunela može da bude povećano dva puta, a dužina skraćena na polovinu.

Kako stabilan rad gorionika ne može da bude garantovan (svojstvo samoregulacije je samo u granicama normalnih opterećenja) pa u gorionik ne treba dovoditi svu količinu primarnog vazduha dok se tunel ne zagreje do crvenog usijanja (potrebno 20-30 min.) i u tom periodu gorionik treba da radi pri malom opterećenju i sa dovodjenjem 50-60 % primarnog vazduha. Ostatak se dovodi pod pritiskom u ložištu.

Nedostaci besplamenog načina sagorevanja gasa u dugačkim tunelima su ti, što zidovi tunela ometaju direktno zračenje od plamena usijanih gasova ka

grejnim površinama kotla. Sam plamen i produkti sagorevanja nemaju vidno zračenje. Kao posledica toga, razmena toplote između plamena i produkata sagorevanja i površina zagrevanja kotla, rasporedjenih u ložištu, može da bude manja nego pri radu kotla sa čvrstim ili tečnim gorivom, čiji plamen poseduje najveću svetlost i direktno odavanje. Skoro potpuno odsustvo plamena kod ovakvih gorionika sužava oblast njihove primene u poredjenju sa gorionicima kod kojih postoji plamen čija se dužina može regulisati.

Neke konstrukcije ejektorskih gorionika (bez tunela) u gorioničkom plamenom nastavku kružnog ili kvadratnog preseka imaju različite oblike stabilizatora, koji obezbeđuju sigurno pripaljivanje gasno-vazdušne smeše, stabilnost sagorevanja i zaštitu od uvlačenja plamena u ejektor.

3.4.3. Ejektorski gorionici sa aktivnom vazdušnom strujom

Ovo su gorionici sa potpunim prethodnim mešanjem gasa i vazduha. Pritisak vazduha ispred gorionika je od 1 kPa do 7 kPa. Pritisak gasa se na ulasku u gorionik reducira na pritisak blizak atmosferskom.

Osnovne karakteristike gorionika su:

1. Sposobnost rada gorionika pri znatnom otporu u vazdušnom traktu (u pojedinim delovima u slučaju postavljanja rekuperatora, itd.) i u slučaju nadpritiska u peći (ložištu).
2. Mogućnost dobijanja velikih brzina isticanja smeše gasa i vazduha, što povećava dajapazon stabilnog rada.
3. Jednostavna automatizacija.

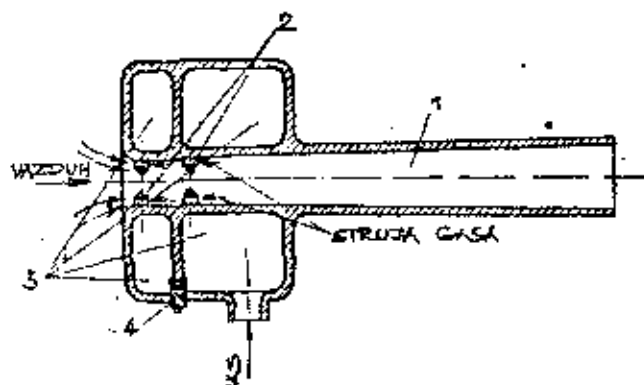
Nedostaci ovih gorionika su u postavljanju specijalnog regulatora na svaki gorionik ili grupu gorionika.

3.4.4. Ejektorski vihomni gorionici

Ejektorski vihomni gorionici sa perifernim dovodom gasa su vrlo slični konstrukcijama strujne pumpe. Od nje se razlikuju u dva dopunska elementa: regulacionom prigušnom klapnom i izlaznim konfurornim nastavkom. Ovi elementi su se pojavili kao potreba prilagodjavanja strujne pumpe sagorevanju gasa.

Konstrukcijom višestrujnih gorionika dobija se na smanjenju dužine komore za mešanje, ali se zato smanjila i ejektirajuća sposobnost gorionika, a pored toga kod višestrujnih gorionika su izraženi gubici usled prigušenja.

Vodeći računa da se dobijanjem na jednom kvalitetu ne oslabi drugi, došlo se do nove aerodinamičke šeme gorionika sa perifernim dovodom gasa (sl. 6.12).



Slika 6.12

Komora za mešanje (1) gorionika malog hidrauličnog prečnika je istovremeno i usmerivač za ulaz vazdušne struje. Jedan gorionik može imati više komora za mešanje.

Mlaznice za gas (2) raspoređene su šahovskim rasporedom u dva reda po čitavoj periferiji mešača radi obezbedjenja perifernog dovoda gasa. Kolektori (3) služe za dovod gasa ka mlaznicama prvog i drugog reda. Propusna klapna (4) omogućava dobijanje različitog odnosa pritisaka gasa, u kolektorima prvog i drugog reda mlaznica. Regulisanjem ejakcije propusnom klapnom omogućeno je izmeniti koeficijent ejakcije bez pogoršavanja hidrodinamičkih karakteristika, povećati koeficijent korisnog dejstva uređaja na račun boljeg iskorišćenja energije gasa, izabrati koeficijent ejakcije po želji, u zavisnosti od odnosa površina otvora mlaznica prvog i drugog reda, potpuno iskorišćenje mogućnosti ejektora pri svim režimima njegovog rada.

4. TENDENCIJE RAZVOJA GORIONIKA

Razvoj gorionika pre svega zavisi od njihove namene. Nove konstrukcije gorionika za peći i kotlove moraju da zadovolje nekoliko osnovnih faktora vezanih za sadašnje opšte težnje u cilju boljeg iskorišćenja energetskih izvora, štednje uopšte, kao i zaštite čovekove okoline.

Nove konstrukcije gorionika treba da obezbede:

- ekonomično sagorevanje,
- sagorevanje većeg intenziteta, i
- produkte sagorevanja male toksičnosti.

Što se tiče sagorevanja većeg intenziteta, znatna poboljšanja u istorijskom razvoju sagorevanja postignuta su prelaskom sa difuzijskog na prethodno izmešani sistem gorivo-oksidator, a takodje i izvesnim konstruktivnim poboljšanjima. Poboljšanje sistema mešanja goriva i oksidatora povećalo je intenzitet sagorevanja, što pre svega zavisi od koeficijenta viška primarnog vazduha. Povećanjem mešanja prethodno pripremljene smeše i recirkulacijom toplote povećava se intenzitet sagorevanja do izvesne granice i dalja poboljšanja nisu moguća, jer recirkulacija produkata sagorevanja kao nosilaca toplote izaziva smanjenje koncentracije goriva i oksidatora, pa samim tim i povećanje dovodjenja toplote ne daje dalja poboljšanja. Zbog toga u daljim istraživanjima treba ići na prethodno izmešani sistem gorivo-oksidator i invarijantnost brzine reakcije od početnog odnosa goriva i oksidatora.

Što se tiče dobijanja ekonomičnijeg sagorevanja i produkata sagorevanja male toksičnosti, rešavanje problema je veoma teško, obzirom da poboljšanje jednog parametra izaziva pogoršanje drugog, i obrnuto. Da bi se smanjila količina toksičnih komponenata u produktima sagorevanja, potrebno je pre svega obezbediti:

- odgovarajuću toplotu sagorevanja,
- dovoljno vremena za sagorevanje,
- dovoljno oksidatora,

a nasuprot tome, osnovni faktori za poboljšanje ekonomičnosti su:

- smanjenje koeficijenta viška vazduha,
- niže postavljena grejna tela, itd.

L I T E R A T U R A

- /1/ Lavrov, Šurigin: "Vvedenie v teoriju i gorenija toplive", Moskva, 1962.
- /2/ Lewis, B., Elbe, G.: "Combustion, flames and explosions of gases", New York, 1961.
- /3/ Zeldovič: "Teorija gorenija i detonacija gazov", Moskva, 1944.
- /4/ Kitajev, B.: "Rasčot dlini gorjaščeg fakela", Moskva, 1958.

- /5/ Gausorn: "Smesivanje i gorenje v turbulentnih gazovih strujih", Moskva, 1955.
- /6/ Semikin: "Ispolzovanie prirodnoqa gaza v metalurzičeskih pečah", Moskva, 1960.
- /7/ Ivanov : "Gazogoreločni ustroištva", Moskva, 1972.



VII SPECIFIČNOSTI SAGOREVANJA TEČNIH GORIVA

Iako je prognoziranje sve manje uspešno što je zahvat u budućnost veći, ipak je moguće praviti sasvim realne pretpostavke za relativno bliske periode od nekoliko desetina godina.

Tečna goriva će imati i dalje univerzalnu primenu i, bez obzira na očekivana variranja u nivou potrošnje u pojedinim oblastima, koristiće se prevas- hodno u oblasti transporta, industriji i za proizvodnju električne energije. U odnosu na klasična tečna ugljovodonična goriva doći će do određenih promena:

- goriva će biti sve lošijeg kvaliteta,
- tečna goriva će se delom dobijati iz uljnih škriljaca,
- doći će do šireg uvođenja sintetskih tečnih goriva na bazi ugljeva i zemnog gasa,
- porast primene alternativnih goriva, uglavnom alkohola.

Istovremeno, ovaj razvoj će biti uzajamno povezan sa promenama tehnike sagorevanja (razvoj gorionika, kotlova, peći, gasnih turbina, motora i sl.) i zahtevima ekološke zaštite.

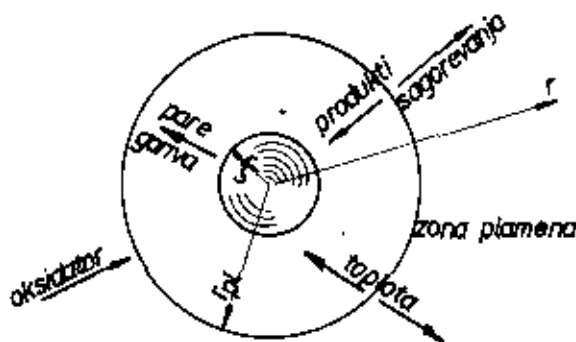
Osnovu ove oblasti čini analiza sagorevanja izdvojene kapljice tečnog goriva.

1. SAGOREVANJE KAPLJICE GORIVA

Fizički model procesa sagorevanja kapljice goriva biće zasnovan na sle- dećim pretpostavkama:

- sferna simetrija,
- proces je kvazistacionaran,
- zanemaruju se prinudna i prirodna konvekcija,
- zanemarljiv je uticaj susednih kapljica,
- proces je izobarni, $p = \text{const}$,
- temperatura je uniformna u celoj kapljici,
- $D = \text{const}$,
- $C_p = \text{const}$,

- $\lambda = \text{const}$,
 - $Le = 1$; Le - Luísov broj = $\frac{\lambda}{\rho c_p D}$
 - sagorevanje se odvija u zoni veoma male debljine, jer se pretpostavlja da je brzina hemijske reakcije mnogo veća od brzine kojom se odvija difuzija,
 - nema akumulacije goriva u prostoru između kapljice i plamena.
- Na slici 7.1 šematski je prikazan proces sagorevanja kapljice goriva.



Slika 7.1

Iz zone plamena dovodi se toplota potrebna za isparavanje kapljice i zagrevanje para goriva. Pare goriva se difuzijom kreću prema frontu plamena, a oksidator iz okoline, takodje difuzijom, ka frontu plamena. Produkti sagorevanja se iz zone plamena difuzijom transportuju ka kapljici i u spoljni prostor. Na slici 7.2 prikazana je raspodela masenih udela goriva g_{gor} , oksidatora g_{oks} , produkata g_{prod} i temperature duž koordinate r .

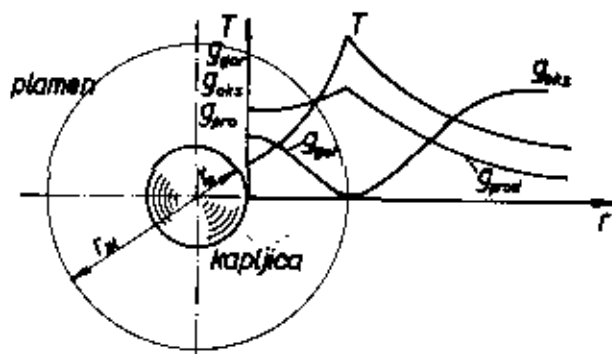
Pošto je pretpostavljena vrlo tanka zona reakcije, tj. front plamena, van kapljice postoje dve karakteristične oblasti:

I - između kapljice i plamena $r_s < r < r_{pl}$

II - van plamena $r_{pl} < r < \infty$

U oblasti I prisutni su samo pare goriva i produkti sagorevanja, a u oblasti II oksidator i produkti sagorevanja.

Za rešavanje ovog problema biće korišćeni odgovarajući zakoni i jednačine:



Slika 7.2

- jednačina kontinuiteta

$$m = \text{const} \quad 7.1$$

$$\frac{dm}{dr} = 0$$

Kako je $G = \frac{m}{4\pi} r^2$

sledi

$$Gr^2 = \text{const} \quad 7.2$$

1.1. Zona I

Neka se za oblast I ($r_s \leq r \leq r_{pl}$) postavi Zakon o konzervaciji mase, tj. Fikov zakon u integralnom obliku (3.21), i imajući u vidu da se samo pare goriva kreću, dobija se

$$G g_{\text{gor}} - D \rho \frac{d g_{\text{gor}}}{dr} = \text{const} = G \quad 7.3$$

Rešavanjem ove diferencijalne jednačine uz granični uslov

$$r = r_s : g_{\text{gor}} = g_{\text{gor}(s)}$$

dolazi se do sledeće relacije

$$\frac{m}{4\pi D \rho} \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r} \right) = \ln \left(\frac{g_{\text{gor}} - 1}{g_{\text{gor}(s)} - 1} \right) \quad 7.4$$

Detaljnija izvodjenja iz ovog poglavlja data su u prilogu A na kraju knjige.

Ako se primeni zakon o konzervaciji energije

$$4 \pi r^2 \lambda \frac{dT}{dr} = m C_p (T - T_s) + m Q_L \quad 7.5$$

toplota koja se dovodi iz okoline = zagrevanje para goriva + toplota potrebna za zagrevanje i isparavanje kapljice

gde je sa Q_L označena toplota koja se troši na zagrevanje i isparavanje jedinice mase goriva:

$$Q_L = Q_{L1} + Q_{L2}$$

\swarrow \swarrow
 zagrev. + isparav. isparav.
 kapljice kapljice

uz granični uslov

$$\text{za } r = r_s : T = T_s$$

dobija se nakon rešavanja

$$\frac{C_p m}{4 \pi \lambda} \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r} \right) = \ln \left(\frac{T - T_s + Q_L/C_p}{Q_L/C_p} \right) \quad 7.6$$

1.2. Zona II izmedju plamena i okoline

$$r_{pl} \leq r < \infty$$

Zakon o konzervaciji oksidatora (pretpostavka je da protiče stehiometrijska količina oksidatora)

$$G g_{oks} - D \rho \frac{d g_{oks}}{dr} = - \psi G \quad (\psi - \text{stehiometrijska količina oksidatora})$$

za granični uslov $r = \infty : g_{oks} = g_{oks(\infty)}$ dobija se rešenje

$$- \frac{m}{4 \pi \rho D} \frac{1}{r} = \ln \left(\frac{g_{oks} + \psi}{g_{oks(\infty)} + \psi} \right) \quad 7.7$$

Zakon o konzervaciji energije

gde su:

H - toplotna moć goriva,

ψ - stehiometrijska količina oksidatora,

tada je brzina sagorevanja kapljice m jednaka

$$m = 4\pi\rho D r_s \ln(1+B) \quad 7.13$$

Vrednosti broja B , za sagorevanje nekih goriva u vazduhu, date su u tabeli 7.1.

Tabela 7.1

Gorivo	B
Motorni benzin	5,3
Gorivo za mlazne motore	3,4
Dizel-gorivo	2,5
Teško ulje za loženje	1,7

Gornje rešenje je univerzalno, jer obuhvata i isparavanje i sagorevanje. Ako je u pitanju samo isparavanje, bez sagorevanja, tada je $g_{\text{gor}(pl)} = g_{\text{gor}(\infty)}$ i $g_{\text{oks}(\infty)} = 0$. Potrebna energija za isparavanje se dobija iz okoline, tj. formalno $T_{pl} = T_{\infty}$ i $r_{pl} = \infty$ pa se B javlja u jednostavnijem obliku

$$B = \frac{c_p(T_{\infty} - T_s)}{Q_L} \quad 7.14$$

za slučaj sagorevanja $g_{\text{gor}(pl)} = 0$.

Temperatura površine kapljice T_s je bliska temperaturi ključanja goriva, pa se usvaja

$$T_s = T_{klj}$$

1.3. Analiza dobijenih rezultata

1.3.1. Brzina gorenja kapljice

$$m = 4\pi\rho D r_s \ln(1+B) = 4\pi \frac{\lambda}{c_p} r_s \ln(1+B) \quad 7.15$$

$$B = \frac{C_p (T_\infty - T_{klj}) + H g_{oks(\infty)} / \psi}{Q_L}$$

Uticaj r_s , gustine gasa i koeficijenta difuzije je linearan, dok se uticaj koeficijenta B javlja kao logaritamska funkcija, znači, u znatno blažoj formi.

Povećanje brzine gorenja se javlja u slučajevima većeg B , tj. povišene temperature okoline T_∞ , veće toplotne moći goriva H , manje minimalno potrebne količine oksidatora, većeg udela oksidatora u atmosferi u kojoj sagoreva kapljica, manje toplote promene faze Q_L i niže T_{klj} , tj. isparljivijeg goriva. Međutim, s obzirom na logaritamsku zavisnost brzine gorenja od koeficijenta B , njegov uticaj na brzinu gorenja tečnih goriva nije veliki. Primera radi, sagorevanje u atmosferi čistog kiseonika povećava brzinu gorenja od nepunih 40 % u odnosu na sagorevanje u atmosferi vazduha.

Pravi uticaj r_s na brzinu sagorevanja je u izvesnoj meri prikriven u jednačini 7.15.

Ako neku zapreminu tečnog goriva V raspršimo na n_1 , odnosno n_2 kapljica sfernog oblika poluprečnika r_1 , tj. r_2 , tako da je $n_1 \gg n_2$, tj. $r_1 \ll r_2$, tada je

$$r_1 = \left(\frac{3V}{4\pi n_1} \right)^{1/3} \quad \text{i} \quad r_2 = \left(\frac{3V}{4\pi n_2} \right)^{1/3}$$

pa je

$$m_1 = n_1 4\pi \rho D \left(\frac{3V}{4\pi n_1} \right)^{2/3} \ln(1+B)$$

$$m_2 = n_2 4\pi \rho D \left(\frac{3V}{4\pi n_2} \right)^{2/3} \ln(1+B)$$

$$\frac{m_1}{m_2} = \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2/3} \quad \text{odnosno} \quad m_1 \gg m_2, \quad \text{tj. brže sagorevanje se postiže raspršivanjem goriva u kapljice što manjeg prečnika.}$$

Do ovog zaključka se elegantnije stiže određivanjem vremena potrebnog za potpuno sagorevanje kapljice.

✓ 1.3.2) Vreme sagorevanja kapljice

Neka je kapljica prečnika d_s , a d_{s0} - početni prečnik, tada je

$$m = \frac{d(V \rho_{gor})}{dt} = - \frac{d}{dt} \left(\frac{d_s^3}{6} \pi \rho_{gor} \right) = 2\pi \rho D d_s \ln(1+B)$$

Rešavanjem ove jednačine (videti prilog A) dolazi se do sledeće zakonitosti

$$d_s^2 = d_{s0}^2 - Kt \quad 7.16$$

Ona predstavlja poznati "d² zakon" isparavanja, tj. sagorevanja kapljice goriva, po kome se kvadrat prečnika kapljice linearno menja sa vremenom

$$K = \frac{8 \rho D}{\rho_{gor}} \ln(1 + B)$$

Ova konstanta, K se obično naziva konstanta ili koeficijent isparavanja.

Vreme sagorevanja se određuje iz jednačine 7.16 kada je $d_s = 0$

$$t = \frac{d_{s0}^2}{K} = \frac{d_{s0}^2 \rho_{gor}}{8 \rho D \ln(1 + B)} \quad 7.17$$

Sada se direktno vidi koliki je uticaj prečnika kapljice d_{s0} na brzinu sagorevanja.

Za tečna ugljovodonična goriva približno je pri sagorevanju u vazduhu

$$t \approx d_{s0}^2 \cdot 10^6 \text{ [s]}$$

1.3.3. Položaj plamena, r_{p1}

$$\frac{r_{p1}}{r_s} = \frac{\ln(1 + B)}{\ln(1 + g_{oks(\infty)}/\psi)} = 1 + \frac{\ln[1 + C_p(T_{p1} - T_s)/Q_L]}{\ln(1 + g_{oks(\infty)}/\psi)}$$

U pogledu veličine temperature plamena T_{p1} lako se dobija sledeća relacija

$$H \approx Q_L + C_p(T_{p1} - T_s) + \frac{C_p(T_{p1} - T_\infty)}{g_{oks(\infty)}/\psi}$$

što pokazuje da se energija koju poseduje gorivo, tj. toplotna moć, troši na zagrevanje oksidatora od T_∞ do T_{p1} , zagrevanje i isparavanje goriva i zagrevanje para goriva do T_{p1} . To znači da je T_{p1} stehiometrijska adijabatska temperatura sagorevanja.

Detaljnija izvodjenja videti u prilogu A.

Kako se B kreće za tečna goriva od 1,7 do blizu 7, $g_{oks(\infty)} = 0,23$ (za vazduh), $\psi > 1$, to je i $r_{p1}/r_s \gg 1$.

Recimo, za benzin r_{p1}/r_s je oko 30.

Vidi se da je plamen relativno daleko od kapljice.

1.3.4. Profili temperature i masenih udeła goriva i oksidatora

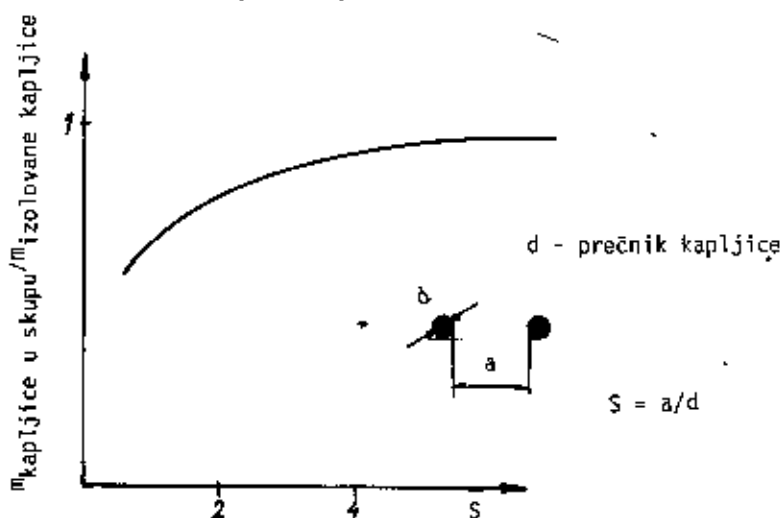
Izvedene jednačine omogućuju da se odrede profili temperature i masenih udeła goriva i oksidatora pri sagorevanju uzdvojene kapljice tečnog goriva u funkciji rastojanja r .

Karakterističan izgled ovih profila dat je na slici 7.2.

2. SAGOREVANJE SKUPA KAPLJICA TEČNOG GORIVA

Razlika između sagorevanja izdvojene kapljice i skupa kapljica tečnog goriva proističe iz činjenice da srazmerno međusobnoj udaljenosti kapljice, više ili manje deluju jedna na drugu. Taj uticaj se ogleda pre svega u činjenici da kapljice "smetaju" jedna drugoj "krađući" toplotu i kiseonik.

Ovaj teorijski prilaz je potvrđen eksperimentalno, kako kvalitativno, tako donekle i kvantitativno (sl. 7.4).



Slika 7.4

Pri sagorevanju ugljovodoničnih goriva, ako se pretpostavi uniformna raspodela kapljica istih prečnika pri stehiometrijskoj smeši, faktor $S = 25$, pa je međusobni uticaj kapljica relativno mali, međutim, u zoni uvođenja goriva S je znatno manje, jer je koncentracija kapljica velika, pa to može da

ima efekat na položaj fronta plamena, odnosno, tada kapljice sagorevaju u zajedničkom plamenu koji ih obuhvata.

U praksi se pri raspršivanju goriva dobijaju kapljice različitih prečnika, koje se obično karakterišu srednjim prečnikom, i to najčešće takozvanim Sauterovim srednjim prečnikom SMD

$$SMD = \frac{\sum n_i d_i^3}{\sum n_i d_i^2} \quad 7.18$$

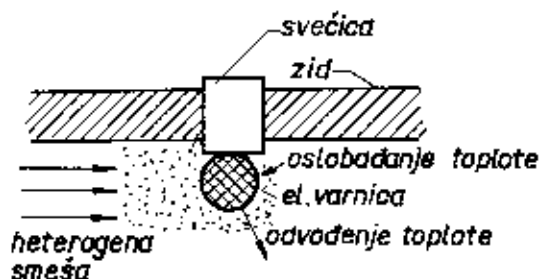
gde je: n_i - broj kapljica istog prečnika d_i .

3. PALJENJE ELEKTRIČNOM SVEČICOM

Električna svećica se javlja kao lokalni izvor energije čiji je osnovni cilj da u željenom trenutku, na definisanom mestu, oslobodi dovoljnu količinu energije da zagreje heterogenu mešavinu i formira u datim uslovima zonu sagorevanja koja se dalje bez pomoći svećice spontano razvija.

Taj kritični trenutak uspešnog paljenja smeše goriva i oksidatora je zapravo trenutak kada oslobađanje energije procesom sagorevanja prevaziđe toplotne gubitke.

Na slici 7.5 dat je šematski prikaz svećice u struji heterogene mešavine goriva i oksidatora.



Slika 7.5

Kao što je u poglavlju III rečeno, svaki proces je moguće tretirati i kroz njegovo karakteristično vreme. U ovom slučaju oslobađanje toplote se javlja kroz faze isparavanja kapljica tečnog goriva i hemijske reakcije

$$t_{ot} = t_{hr} + k \cdot t_{isp} \quad 7.19$$

vreme oslobadjanja toplote = vreme hem. reakcije goriva + vreme isparav. kapljice

Faktor proporcionalnosti k se uvodi u slučaju kada se želi i kvantitativno poredjenje karakterističnih vremena, jer su sama vremena suštinski samo kvalitativna interpretacija procesa.

Toplotni gubici se javljaju kao posledica provodjenja toplote (za mirnu smešu) ili konvektivne razmene toplote pri strujanju smeše,

$$t_g = \frac{A}{a} = \frac{d^2 \pi}{a} ; \text{ za mirnu smešu } \quad t_g = \frac{d}{u} ; \text{ pri strujanju; (Pošto je$$

lokalno brzinsko polje nedovoljno poznato, usvaja se da je $t_g \sim$ nekoj karakterističnoj dimenziji $i \sim 1/u$).

gde su: t_g - karakteristično vreme gubitaka toplote; $a = \frac{\lambda}{\rho C_p}$,

d_z - dijаметar sfere heterogene smeše koju zagreje svećica do stehiometrijske adijabatske temperature sagorevanja minimalnom energijom paljenja,

u - brzina smeše u zoni svećice.

Uslov uspešnog paljenja je očigledno

$$t_g \geq t_{ot}$$

(jer veće karakteristično vreme ima proces koji se odvija manjom snagom).

Pri konkretnoj upotrebi ovih jednačina koristi se empirijska relacija za ugljovodonična goriva

$$t_{hr} = \frac{10^{-5}}{\rho_g} \exp(109300/R_0 T_{\alpha=t}) \quad [\text{ms}] \quad 7.20$$

gde je energija aktivacije data u $[\text{J/mol}]$; ρ_g - gustina gasne faze

$$t_{isp} = d_0^2 / K \quad [\text{ms}] \quad 7.21$$

gde su:

d_0 - početni dijаметar kapljica po Sauteru (SMD),

K - koeficijent isparavanja.

Što se tiče karakterističnog dijametara d_z , njega treba izračunati koristeći eksperimentalne podatke za minimalnu energiju paljenja E_{min} koja zavisi od vrste goriva, SMD, temperature i koeficijenta viška vazduha, (sl. 7.6).

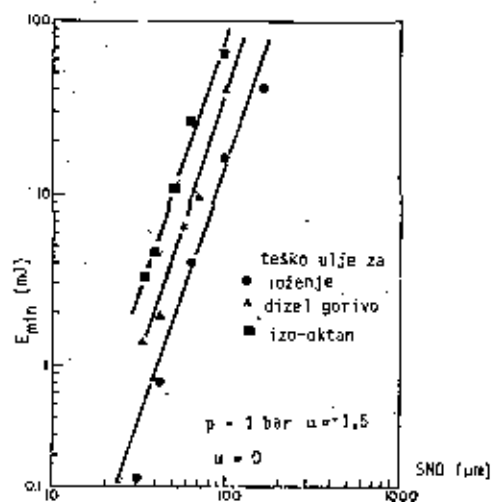
$$d_z = \left[\frac{6 E_{min}}{Cp_a \rho_a \pi \Delta T} \right]^{0,33}$$

7.22

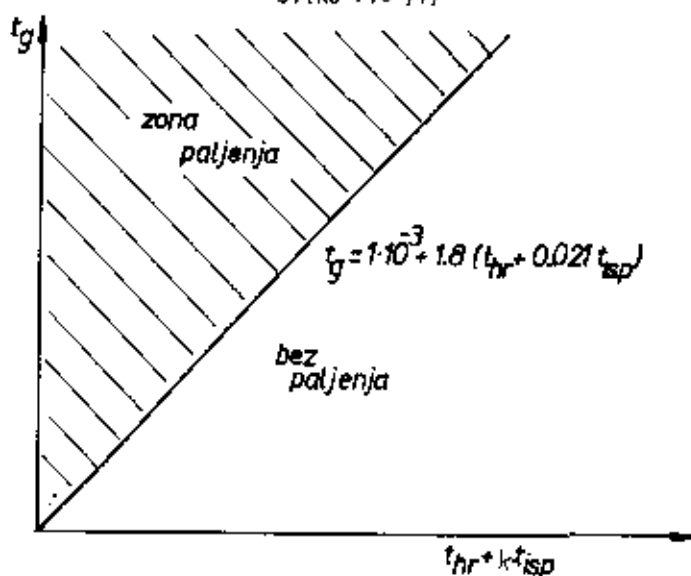
pri čemu je ΔT porast temperature vazduha do adijabatske stehiometrijske temperature sagorevanja.

Iz ovoga proističe da je paljenje lakše ostvariti u slučajevima isparljivijeg goriva, finijeg raspršivanja, pri stehiometrijskoj smeši, manjim brzinama strujanja i pri predgrevanju goriva, tj. vazduha.

Na slici 7.7 prikazan je karakteristični dijagram paljenja heterogene smeše.



Slika 7.6 /7/



Slika 7.7 /5/

4. STABILIZACIJA PLAMENA MODELIRANJEM PRIMARNE ZONE

Kao što je ranije objašnjeno, stabilizacija plamena se, u principu, postiže u sistemima u kojima struji (homogena ili heterogena smeša) neuniformnom brzinom tada, kada u strujnom polju postoji zona gde je brzina strujnog polja jednaka, ali suprotno-usmerena, u odnosu na brzinu prostiranja plamena u datim uslovima.

Organizacija procesa sagorevanja, bez obzira da li je u pitanju kotlovsko ložište, peć, komora za sagorevanje gasne turbine, sprovodi se kroz brižljive procese uvođenja goriva, raspršivanja, mešanja sa vazduhom (oksidatorom), isparavanja, pri čemu se uvodi vazduh sa relativno definisanim strujnim poljem. Najčešće se vazduh uvodi u prostorno više pomenenih faza, čime se postižu odgovarajući povoljni efekti (stabilizacija plamena, predaja toplote, kontrolisanje emisije produkata sagorevanja štetnih po okolinu, hladjenje komore za sagorevanje i dr.), (sl. 7.8).

Zona u kojoj se odigrava osnovni proces sagorevanja je primarna zona, pa i vazduh koji se uvodi u tu zonu naziva se primarni.

Koliko će bilo kakvo postrojenje u kome se odigrava sagorevanje zadovoljiti zahteve u pogledu stabilnosti sagorevanja, potpunosti sagorevanja, definisanog sastava produkata sagorevanja zavisi najvećim delom od pravilnog modeliranja primarne zone.

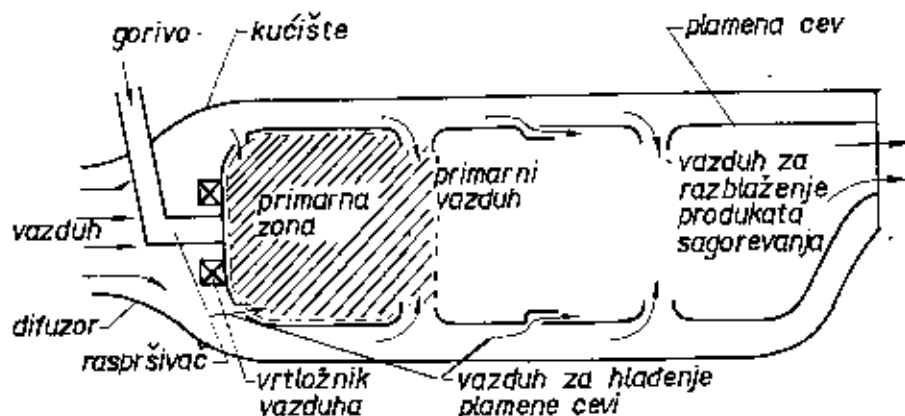
U opštem prilazu sasvim je svejedno da li je u pitanju klasično kotlovsko ložište ili visoko opterećena komora za sagorevanje mlaznog motora, tj. gasne turbine.

Metod karakterističnih vremena može uspešno da se primeni i u slučaju stabilizacije plamena ako se uslov stabilizacije o jednakosti brzina suprotno usmerenih malo analizira. Taj uslov zapravo kaže da hemijska reakcija teče konačnom brzinom i potrebno joj je određeno vreme da bi se ostvarila, dok strujno polje određuje koliko vremena stoji na raspolaganju za hemijsku reakciju. Stabilizacija se postiže kada su ova vremena jednaka.

Pošto kod sagorevanja tečnih goriva raspršivanje goriva teče uglavnom u samoj komori (za predkomorne sisteme može da se javi i problem uvlačenja

plamena) proces stabilizacije je definisan samo oduvavanjem plamena, što po kriterijumu karakterističnih vremena praktično treba da ispunjava uslov da je raspoloživo vreme veće ili najmanje jednako potrebnom vremenu za hemijsku reakciju:

$$t_r \geq t_p \quad (\text{Problem je suštinski blizak paljenju}) \quad 7.23$$



Slika 7.8. Komora za sagorevanje gasne turbine

Potrebno vreme se sastoji od vremena isparavanja kapljica

$$t_{isp} = \frac{d_0^2}{K} \quad [\text{ms}] \quad 7.24$$

i vremena same hemijske reakcije (sagorevanja). Za ugljovodonična goriva i $\alpha \geq 1$

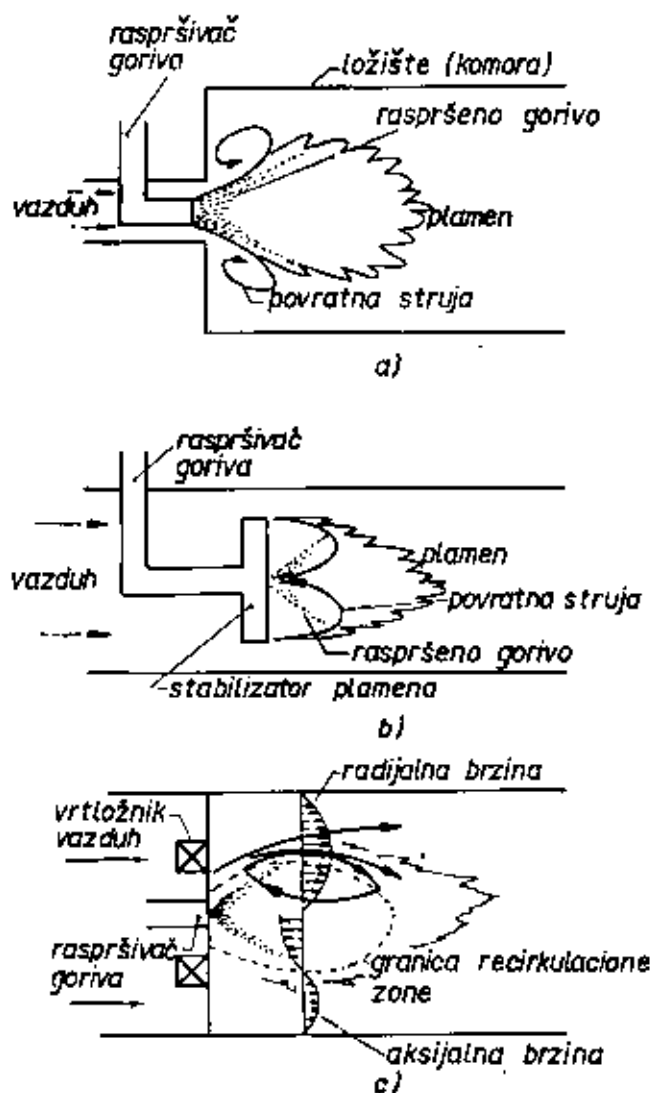
$$t_{hr} = 10^{-4} \exp(87900/RT) \cdot \alpha \quad [\text{ms}] \quad 7.25$$

što predstavlja empirijsku formulu slično kao i kod karakterističnog vremena paljenja svećicom. (T je adijabatska temperatura sagorevanja za konkretno α).

Pošto t_p treba da bude što manje, vidi se da na proces stabilizacije povoljno deluju: mali prečnik kapljica, povećana isparljivost goriva (kroz K), približavanje stehiometrijskoj smeši ($\alpha = 1$) i što viša adijabatska temperatura sagorevanja T . No, za dato gorivo i dati raspršivač vreme t_p je konstantno i na njega ne možemo da utičemo.

Očigledno je da se prava mogućnost pruža u modeliranju strujnog polja primarne zone. Potrebno je omogućiti kapljicama goriva dovoljno dug boravak u primarnoj zoni.

Ovo se postiže formiranjem recirkulacione (povratne) strujne zone nekim od poznatih načina: naglo proširenje; uvođenjem posebnog tela (stabilizatora plamena), formiranjem struje sa relativno velikom tangencijalnom brzinom, i sl. (sl. 7.9).



Slika 7.9

Za svaki od prikazanih slučajeva moguće je odrediti karakteristično vreme $t_r / B/$.

Za konfiguraciju b. raspoloživo vreme je vreme turbulentnog mešanja

$$t_r = \frac{l}{u}$$

gde je: l - dimenzija recirkulacione zone,

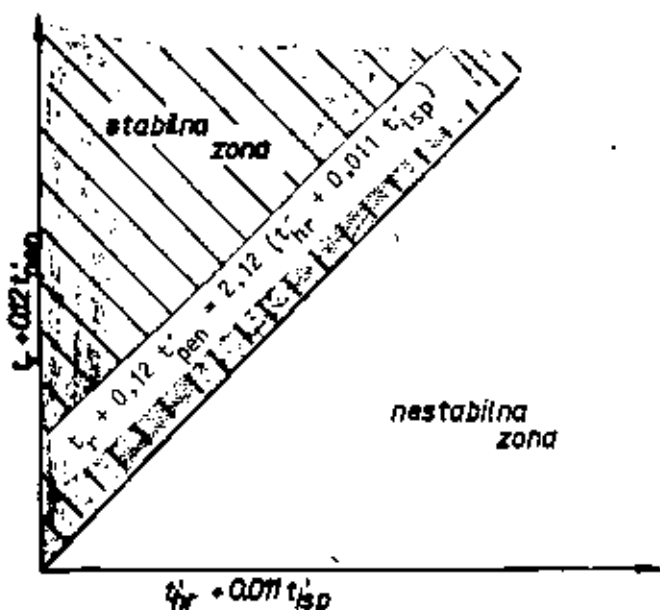
u - karakteristična brzina.

Kako je dimenzija recirkulacione zone reda veličine prečnika stabilizatora D , a brzina na granici povratne i slobodne struje, tj. karakteristična brzina u , brzina u anulusu u_{an} sledi

$$t_r = \frac{D}{u_{an}}$$

Očigledno je sada šta treba učiniti za stabilizaciju plamena - povećavati prečnik stabilizatora, a smanjivati brzinu u anulusu. No, ovo su isključujući zahtevi, pa očigledno postoji neki optimalni slučaj.

Za jedan relativno veći broj slučajeva komora gasnih turbina različitih tipova nadjena je empirijska veza koja može korisno da posluži za preliminarne proračune stabilizacije plamena (sl. 7.10).



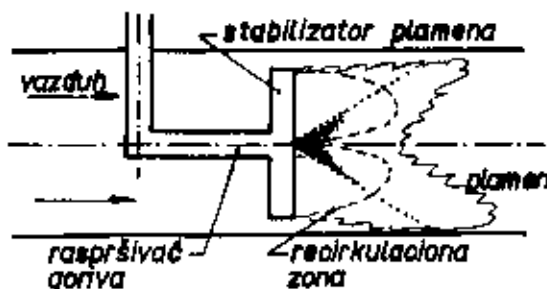
Slika 7.10 /8/

Na desnoj strani jednačine pojavljuje se indeks τ . To je zbog toga što se dovodjenjem toplote podzvučnoj struji ona ubrzava za faktor $T/T_{poč}$ (T - adijabatska, stehiometrijska temperatura), a $T_{poč}$ - temperatura struje vazduha pre ulaska u komoru.

Takodje, prilikom sagorevanja teškoisparljivih goriva (teža dizel goriva ili ulja za loženje), i u slučaju velikog SMD, kapljice goriva ne stignu da sagore u oblasti granice slobodne struje i recirkulacione zone, već prodiru dalje u slobodnu struju (sl. 7.11), čime se povećava raspoloživo vreme za sagorevanje, pa ovo deluje uglavnom povoljno na stabilizaciju plamena. Ova situacija može da se takodje uzme u obzir uvodjenjem karakterističnog vremena penetracije kapljica, $t_{pen} = t_j \cdot t'_{pen}$,

$$t_{pen} = \frac{u_{gor} \cdot t_{isp}}{u_{an}} \quad ; \quad t'_{pen} = t_{pen} \cdot T/T_{poč}$$

gde je: u_{gor} - početna brzina goriva.



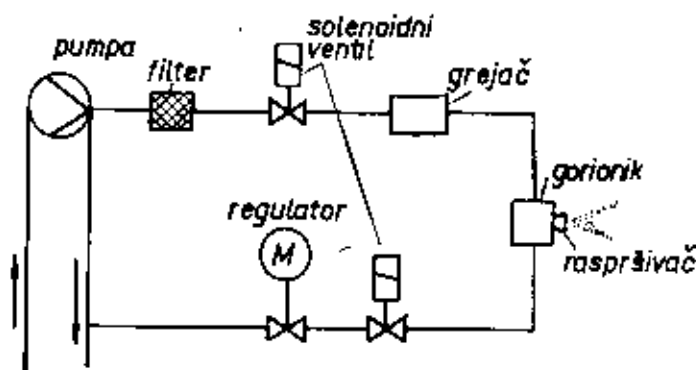
Slika 7.11

5. VRSTE RASPRŠIVAČA GORIVA

Gorionik je uređaj koji dovodi u kontakt gorivo i vazduh, meša ih i omogućuje kontrolisano sagorevanje. Za rad gorionika neophodni su i drugi elementi: pumpe, filtri, ventilatori (kompresori), regulacioni elementi, i dr. (sl. 7.12).

Osnovni elementi gorionika su:

- sistem za uvodjenje vazduha i formiranje željene aerodinamike,
- raspršivač ili brizgaljka kojim se raspršuje gorivo u male kapljice.



Slika 7.12

Detaljno analiziranje svih ovih elemenata bi bilo van opsega ovog kursa, te će se samo malo bliže obratiti pažnja na proces raspršivanja goriva.

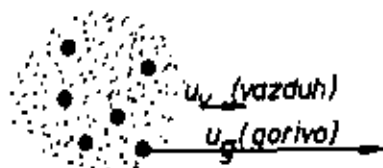
5.1. Raspršivači goriva

Osnovna svrha raspršivača goriva je da rasprši gorivo u što finije kapljice, dozira količinu, i. da mlazu odredjenu formu.

Postoji više metoda raspršivanja goriva, ali praktično se sve zasnivaju na uzajamnom delovanju struje tečnog goriva i okolnog vazduha, pri čemu se radi o složenom fizičkom procesu raspadanja tankog sloja goriva na fine kapljice. Što veća relativna kinetička energija je osnovni faktor uspešnog raspršivanja. Aerodinamičke sile teže da deformišu struju goriva i kidaju dok se sila površinskog napona ovome opire.

Osnovne metode

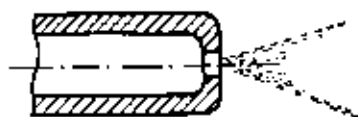
1. Uvodjenje goriva velikom brzinom u mirnu struju vazduha



Slika 7.13

1.1. Strujni raspršivač

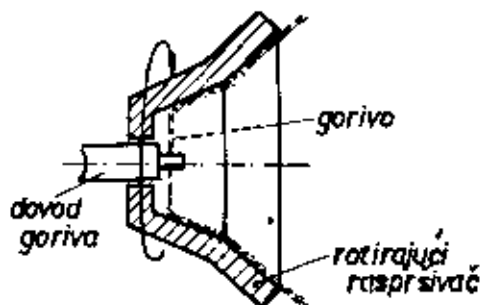
To je slučaj malog otvora kroz koji se raspršuje gorivo uvedeno pod visokim pritiskom, (sl. 7.14), u relativno miran vazduh.



Slika 7.14

1.2. Rotirajući raspršivač

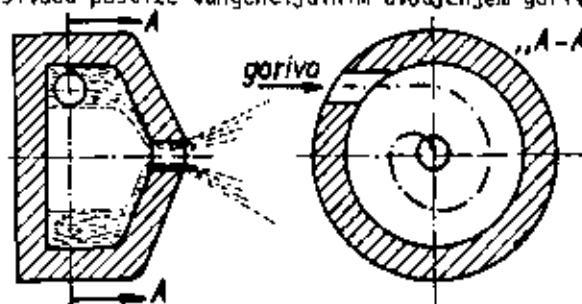
Gorivo se uvodi na konus koji rotira. Usled viskoznih sila gorivo se ubrzava i na izlazu sa konusa raspršuje (sl. 7.15).



Slika 7.15

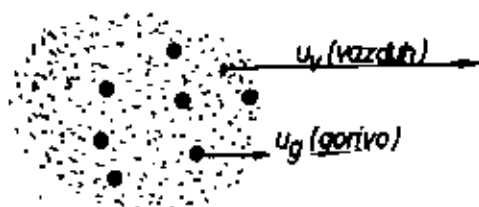
1.3. Centrifugalni raspršivač

U ovom slučaju se tangencijalna komponenta brzine goriva na izlazu iz raspršivača postiže tangencijalnim uvođenjem goriva. (sl. 7.16).



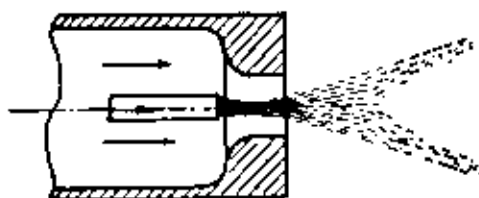
Slika 7.16

2. Uvodjenje goriva malom brzinom u vazдушnu struju ili struju nekog drugog gasa velike brzine (sl. 7.17)



Slika 7.17

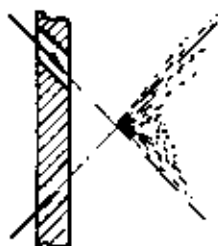
- 2.1. Raspršivanje vazдушnom strujom (sl. 7.18)



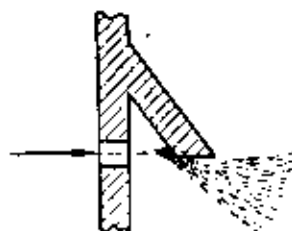
Slika 7.18

3. Raspršivanje sudarom

U ovom slučaju raspršivanje se ostvaruje sudarom dve struje ili udarom u prepreku. Ova se metoda uglavnom koristi u raketnoj tehnici (sl. 7.19, 7.20).



Slika 7.19



Slika 7.20

4. Ostale metode

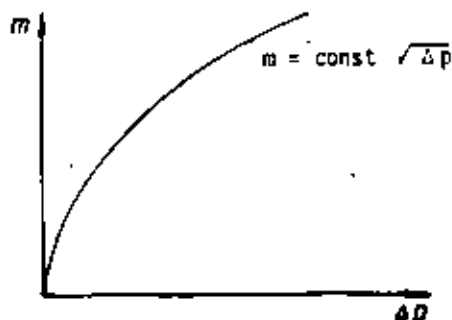
Koriste se, ali u manjem obimu, i druge metode raspršivanja:

- zvukom (akustički raspršivači)
- električnim poljem.

5.2. Osnovne karakteristike pojedinih tipova raspršivača

1. Strujni raspršivači

Maseni protok goriva je funkcija razlike pritiska u mlaznici i ložišta (komore), sl. 7.21.



Slika 7.21

Raspršeno gorivo daje "pun" konus prečnika 5-15°.

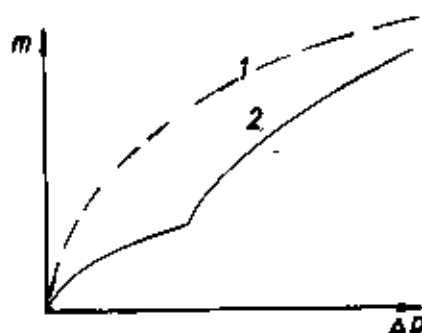
Jednostavne su konstrukcije, jeftine i pouzdane. Mane su, pre svega, što je za slučajeve promenljivog protoka goriva potrebna pumpa velikog opsega radnog pritiska (promena snage gorionika od 5:1 traži promenu pritiska od 25:1) pa kako je za dobro raspršivanje neophodan pritisak reda veličine $4-5 \cdot 10^5$ Pa, to praktično znači da su pri punoj snazi gorionika potrebni pritisci reda veličine 10^7 Pa. Mane su takođe "pun" konus i mali ugao raspršivanja. Primena ovih raspršivača je uglavnom kod dizel motora, oto motora, raketnih motora, upaljača gasnih turbina.

2. Centrifugalni raspršivači

Slični su prethodnim, ali uz neke bitne razlike: ugao konusa raspršenog goriva je do 140°, konus je "šupalj", što je povoljno za formiranje potrebne raspodele goriva u primarnoj zoni sagorevanja ložišta, tj. komore. Karakteristika

protoka je ista kao kod strujnih raspršivača, s tom razlikom što je koeficijent isticanja promenljiv i može da bude relativno mali, što daje relativno veće poprečne preseke izlazne mlaznice čime se sprečava mogućnost njenog začepljenja. Jeftine su i pouzdane. Mane: potreban visok pritisak kao i kod strujnog raspršivača. Raspodela goriva zavisi od pritiska u raspršivaču. Pri maksimalnoj snazi imaju tendenciju čadjenja. Primena: industrijski gorionici, gasne turbine. Radna karakteristika je prikazana na sl. 7.22, kriva 1.

Ukoliko se primene sa dvostrukom vrtložnom komorom sa posebnim mlaznicama, tada se dobija povoljnija mogućnost regulisanja protoka goriva, tj. snage gorionika (sl. 7.22, kriva 2).



Slika 7.22

Moguća je i primena ovog tipa raspršivača kao varijanta sa povratnom strujom (sl. 7.23). Deo goriva, m_2 , namerno se vraća u rezervoar, a deo m_1 se uvodi u komoru i sagoreva. Povoljnost je u tome što se i pri malim protocima goriva m_1 postižu velike brzine u centrifugalnoj komori, pa je i kvalitet raspršivanja bolji.

Radne karakteristike su uopšte vrlo povoljne (sl. 7.24).

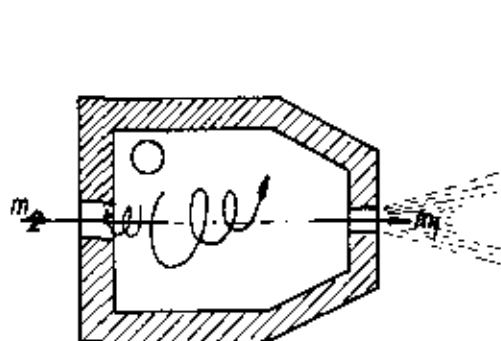
Primena je ista kao kod klasičnih centrifugalnih raspršivača, ali je očigledno veća mogućnost u pogledu regulacije snage i korišćenja goriva većeg viskoziteta, tj. lošijeg kvaliteta.

3. Rotacioni raspršivači

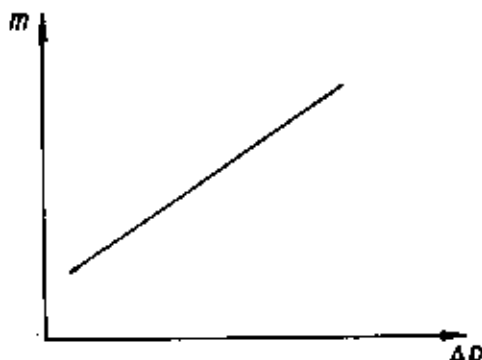
Dobra svojstva: relativno laka kontrola i dobar kvalitet raspršivanja, široki ugao i "šupalj" konus.

Mane: osnovna mana je komplikovanost konstrukcije.

Primenam: industrijski gorionici.



Slika 7.23



4. Raspršivači mlazom vazduha

To su jednostavni i jeftini raspršivači, neosetljivi na začepljenje mehaničkim primesama, mali su pritisci pumpe za gorivo, laki su za modeliranje primarne zone, visok kvalitet raspršivanja, moguć širok konus, neosetljivi na promenu snage, relativno lako omogućuju regulaciju emisije. Osnovna mana: otežan start kod malih brzina vazduha. Primenam: savremen tip raspršivača, uglavnom kod gasnih turbina.

6. PRORAČUN CENTRIFUGALNOG RASPRŠIVAČA

Svaki od tipova raspršivača zahteva poseban pristup i proračun.

S obzirom na ograničenost prostora, ovde će biti data metodika proračuna najjednostavnijeg tipa centrifugalnog raspršivača (sl. 7.25) i to u pojednostavljenoj formi [9].

Kod ovog tipa raspršivača gorivo se uvodi kroz tangencijalne otvore na vrtložnoj komori tako da na izlaznoj mlaznici gorivo ima veliku tangencijalnu brzinu i ističe u vidu šupljeg konusa. Pod dejstvom hidrodinamičkih sila ovaj tanki sloj goriva se ubrzo raspada na kapljice različitih prečnika.

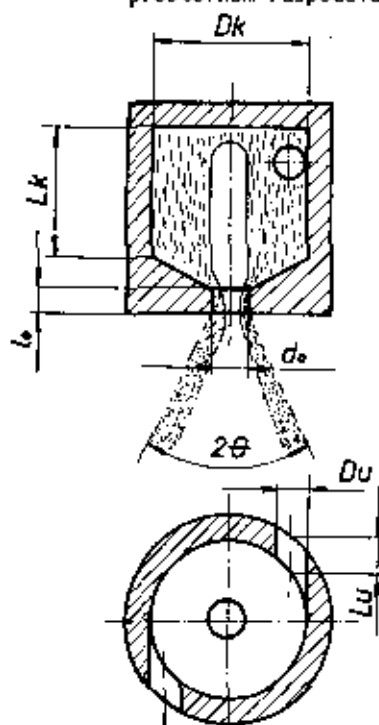
Radne karakteristike raspršivača se definišu

m - protokom goriva

SMD - prečnikom kapljica prema Sauteru

$$SMD = \frac{\sum n_i d_i^3}{\sum n_i d_i^2}$$

- gde je: n_i - broj kapljica istog prečnika d_i ,
 - uglom raspršivanja
 - prostornom raspodelom protoka goriva.



- D_k - prečnik vrtložne komore
 L_k - dužina vrtložne komore
 d_o - prečnik mlaznice
 l_o - dužina mlaznice
 D_u - prečnik ulaznih kanala
 A_u - površina poprečnog preseka ulaznog kanala

Preporučeni odnosi:

$$L_k/D_k < 0,5$$

$$0,25 < l_o/d_o < 1$$

Slika 7.25

Maseni protok goriva izračunava se na osnovu razlike pritiska raspršivač-okolina Δp i ρ - gustine goriva, poprečnog preseka mlaznice A_o i koeficijenta isticanja C_D .

$$m = C_D A_o \sqrt{2 \rho \Delta p}$$

$$A_o = \frac{d_o^2 \pi}{4}$$

$$C_D = 0,35 \sqrt{(\sum A_u / D_k d_o) \left(\frac{D_k}{d_o}\right)^{0,75}}$$

Što se tiče ugla konusa goriva njega je najpogodnije izračunati na osnovu debljine sloja goriva koje ističe iz mlaznice t .

$$t = \sqrt{\frac{1560 \mu \left[1 + \frac{(d_0 - 2t)^2}{d_0^2} \right]}{\rho d_0 \Delta p \left[1 - \frac{(d_0 - 2t)^2}{d_0^2} \right]}}$$

gde je: μ - koeficijent dinamičke viskoznosti.

Pošto t nije eksplicitno dato, ovu jednačinu treba rešavati iterativnim postupkom.

Kada se izračuna t , tada se odredi parametar

$$\delta = \frac{(d_0 - 2t)^2}{d_0^2}$$

i nađe ugao konusa

$$\cos^2 \theta = \frac{1 - \delta}{1 + \delta}$$

U pogledu kvaliteta raspršivanja u literaturi se može naći više formula. Jedna od njih (Jasuja) je sledećeg oblika

$$SMD = 2,25 \sigma^{0,25} \mu^{0,25} m^{0,25} (\Delta p)^{-0,5} \rho_a^{-0,25}$$

Iz jednačine se vidi da se smanjenje SMD postiže:

- što većim padom pritiska Δp i većom gustinom vazduha, ρ_a
- smanjenjem σ - površinskog napona goriva
- μ - viskoznosti goriva
- m - protoka goriva.

Površinski napon u suštini malo utiče, jer se za sva ugljovodonična goriva kreće u opsegu od 0,015-0,030 N/m, a promenom temperature (zagrevanjem goriva za ~ 100 °C) opadne oko 20 %.

Viskoznost, naprotiv, razlikuje se i za nekoliko desetina puta za različita goriva, a takodje zagrevanjem za ~ 100 °C opadne za ~ 5 puta. Zato se teža ugljovodonična goriva predgreavaju, čime im se smanjuje viskoznost, odnosno SMD.

LITERATURA

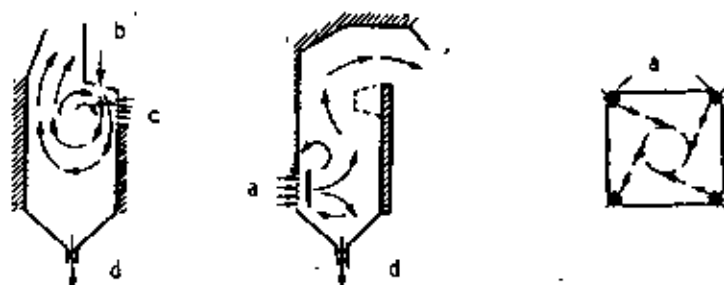
- /1/ Glassman, I.: Combustion, Academic Press, London, 1977.
- /2/ Williams, F.: Combustion Theory, Adison-Wesley, Reading 1969.
- /3/ Zeljdovič, J. i drugi: Matematičeskaja teorija gorenija i vzriva, Nauka, Moskva, 1980.
- /4/ Lefebvre, A.: Gasturbine Combustion, Hemisphere P.C., 1983.
- /5/ Peters, J., Mellor, A.: A Spark Ignition Model for Liquid Fuel Sprays Applied to Gas Turbine Engines, Journal of Energy, Vol. 6, No 4, 1982.
- /6/ Law, C.: Heat and Mass Transfer in Combustion, Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 10, No 3, 1984.
- /7/ Ballal D., Lefebvre, A.: Ignition and Flame Quenching of Flowing Heterogeneous Fuel-Air Mixtures, Combustion and Flame, Vol. 35, No 2, 1979.
- /8/ Leonard P., Mellor, A.: Correlation of Lean Blowoff of Gas Turbine Combustors Using Alternative Fuels, Journal of Energy, Vol. 7, No 6, 1983.
- /9/ Rizk, N., Lefebvre, A.: Internal Flow Characteristics of Simplex Swirl Atomizers, Journal of Propulsion and Power, Vol. 1, No 3, 1985.
- /10/ Alekseev B., Grišin, A.: Fizičeskaja gazodinamika reagurujuščih sred. Moskva, 1985.
- /11/ Ditjakin, J., i drugi: Raspilivanije židkosti, Moskva, 1977.

VIII SAGOREVANJE ČVRSTOG GORIIVA

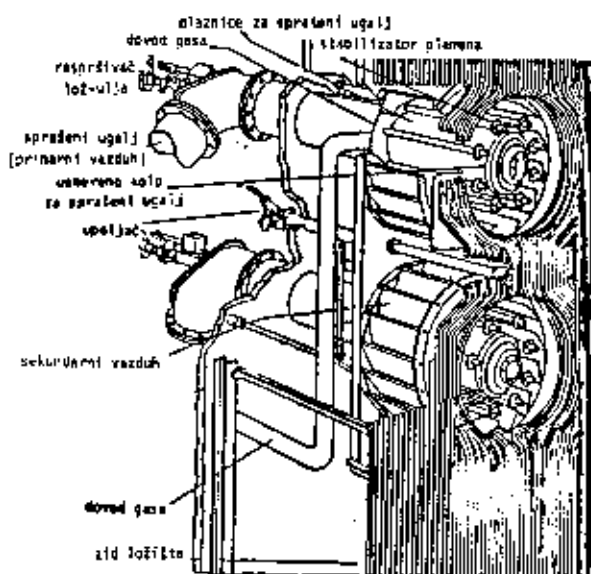
U V O D

Sagorevanje uglja se odvija danas na tri načina:

- kao komad, najčešće na rešeci,
- drobljen, u fluidizovanom sloju (sl. 8.3), i
- sprашen (posle mlevenja) u lebdećem stanju (sl. 8.1 i sl. 8.2).



Slika 8.1. Ložište kotla i položaj gorionika pri sagorevanju u sprашenom stanju:
a - gorionik; b - primarni vazduh sa ugljenim prahom; c - sekundarni vazduh; d - pepeo



Slika 8.2. Gorionik za sprашeni uglj

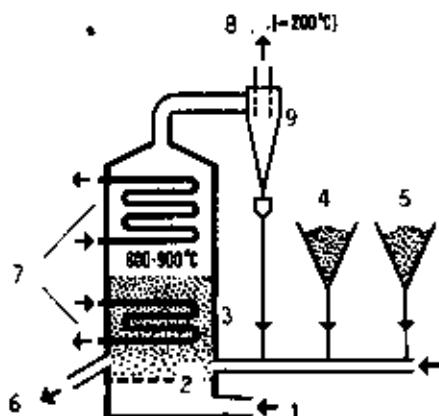
Sagorevanje u fluidizovanom sloju kao nova tehnologija sagorevanja uglja zahteva objašnjavanje osnovnih principa, kao i prednosti i mane u odnosu na postojeće sisteme sagorevanja na rešeci i sagorevanja u spraešenom stanju. Po dostizanju određene brzine vazduha (sl. 8.3) inertni materijali sloja (pesak, pepeo, krečnjak) počinje da lebdi i haotično kreće. Sa povećanjem brzine (brzine fluidizacije) nastaju mehurovi tako da se grubo sloj može uporediti sa ključajućom tečnošću. I pored toga što je ova tehnologija bila poznata još tridesetih godina ovog veka, za sagorevanje je počela da se koristi tek pre desetak godina. Prednosti ovog načina sagorevanja zasnivaju se na ispunjavanju kriterijuma 3T: u ovim uslovima ostvaruje se i dovoljno visoka temperatura, i dovoljna turbulentnost i ima dovoljno vremena za sagorevanje (time). Ukratko, prednosti sagorevanja u fluidizovanom sloju su:

- višegorive karakteristike (moguće je sagorevati ne samo razne vrste goriva, već i loša - niske toplotne moći, sa velikim sadržajem pepela i vlage, kao i niz otpadaka iz različitih procesa);
- izvanredan prenos toplote u sloju, što omogućava manju površinu toplotnog izmenjivača, pa time i kompaktniju i jeftiniju gradnju;
- direktno vezivanje sumpora tokom odvijanja procesa sagorevanja dodavanjem u sloj krečnjaka ($\text{CaCO}_3 = \text{CaO} + \text{CO}_2$ i $\text{CaO} + \text{SO}_2 + 0,5 \text{O}_2 = \text{CaSO}_4$), čime se štedi na celokupnoj instalaciji za odsumporavanje dimnih gasova;
- niža temperatura sagorevanja (1073-1123 K) čime se osetno smanjuje emisija toksičnih oksida azota, a istovremeno izbegava opseg topljenja pepela (nema prljanja grejnih površina);
- manji troškovi za pripremu goriva u poredjenju sa spraešenim ugljem;
- visok stepen sagorevanja (uz recirkulaciju letećeg pepela i do 99 %).

Naravno, kao svaka nova tehnologija mora da se još dokaže, ali dosadašnji rezultati istraživanja dovoljno svedoče o opravdanosti njenog korišćenja. Određeni nedovoljno rešeni problemi vezani su za regulaciju.

Uopšte posmatrano, bilo koja veličina čestice uglja mogla bi se koristiti na bilo koji od tri navedena načina - postojeća saznanja i iskustvo određuju optimalnu veličinu zavisno od vrste ložišta u kome se uglj sagoreva. Pored toga, veličina uglja određuje i dominantan režim sagorevanja (difuzioni, kinetički, prelazni) kao i brzinu zagrevanja, koja određuje količinu i sastav gorivih isparljivih materija.

Preporučena veličina uglja za sagorevanje na rešeci kreće se u granicama 5-50 mm, mada se koriste frakcije ispod i iznad preporučenih. Brzina zagrevanja je mala - reda veličine od nekoliko stepeni u sekundi, što omogućava dovoljno vremena za razlaganje volatila (krekovanje) unutar i izvan uglja. Vreme sagorevanja kreće se u granicama od minuta do jednog časa, zavisno od veličine komada.



Slika 8.3. Sema kotla sa fluidizovanim slojem: 1 - dovod vazduha; 2 - distribuciona ploča; 3 - ložište; 4 - krečnjak; 5 - ugalj; 6 - odvod pepela; 7 - toplotni izmenjivači; 8 - dimni gasovi; 9 - mehanički odvajач pepela (ciklon)

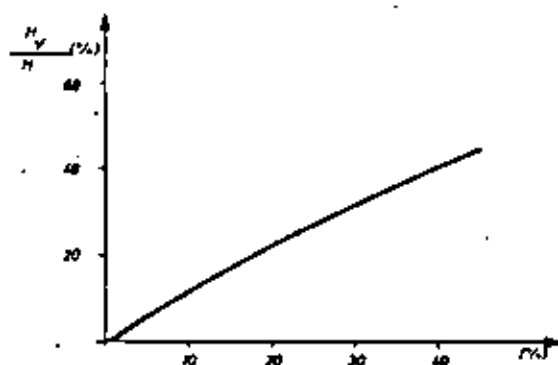
U uslovima sagorevanja u fluidizovanom sloju preporučena veličina čestica uglja je reda veličine 1 do 5 mm, mada se i ovde koriste frakcije iznad navedenih. Brzina zagrevanja je 100 do 1.000 stepeni u sekundi, tako da količina izdvojenih gorivih isparljivih materija može da bude 1 do dva puta veća nego određena prema standardnoj metodi. Vreme sagorevanja je reda veličine minuta.

U uslovima sagorevanja uglja u spraćenom stanju veličina čestica kreće se u granicama reda veličine oko 100 mikrometara (ligniti i nekoliko stotina). Vreme sagorevanja je naravno veoma kratko - manje od 1 sekunde.

Sagorevanje uglja predstavlja mnogo složeniji proces u poredjenju sa sagorevanjem tečnih i gasovitih goriva - najvećim delom i zbog odvijanja heterogenih reakcija. Uvedene u vrelo ložište čestice uglja se termički razlažu obrazujući gasovite produkte - gorive isparljive materije ("volatile") i koks. Sagorevanje volatila može se, uzimajući u obzir specifične uslove u

ložištu, razmatratí kao sagorevanje gasovitog goriva - homogeno sagorevanje. Osnovne postavke iz sagorevanja gasovitih goriva mogu se koristiti i pri sagorevanju volatila. Sagorevanje čestice uglja posle izdvajanja volatila - sagorevanje koksa, predstavlja klasičan slučaj heterogenog sagorevanja. Poznavanje procesa sagorevanja i gasne (pame) i čvrste faze, nastalih razlaganjem uglja, od izuzetne važnosti je kako zbog količine toplote koja se nalazi u volatiliba (sl. 8.4) tako i zbog činjenice da volatili sagorevaju mnogo brže od koksa. Sagorevanje koksa, kao znatno sporije, određuje brzinu sagorevanja ugljene čestice u celini. Istovremeno, najveći deo toplote nastaje sagorevanjem koksa.

Na sledećoj slici (sl. 8.5) šematski je prikazan proces odvijanja različitih faza prilikom sagorevanja ugljene čestice.



Slika 8.4. Odnos toplotnih moći gorivih isparljivih materija i uglja zavisno od sadržaja volatila u uglju (na čistu gorivu masu) [2]

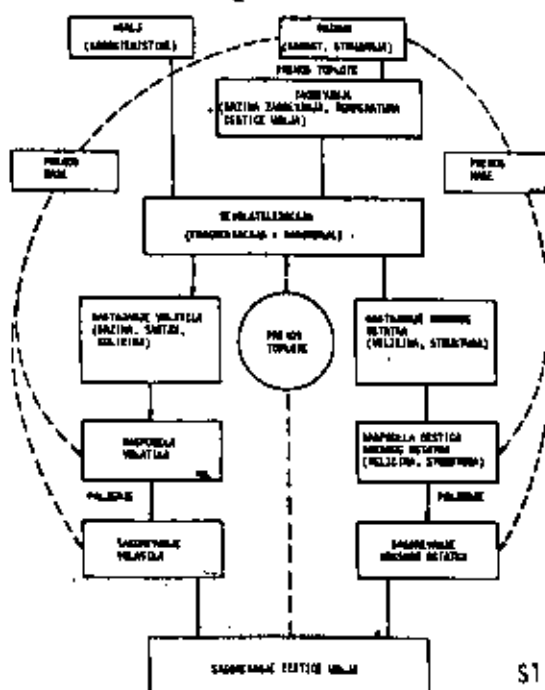
Ne objašnjavajući detaljno navedenu šemu, potrebno je ipak konstatovati da u transformaciji goriva (volatili-koks) dominantnu ulogu imaju:

- uticaj toplotne energije, i
- uticaj aktivnih čestica obrazovanih tokom procesa sagorevanja.

Uticaj toplotne energije je ključan prilikom razlaganja prvobitne mase uglja i njegovo paljenje, dok povratni uticaj aktivnih čestica igra ulogu pri paljenju gorive smeše (volatila i kiseonika iz vazduha, naprimer). Oba procesa istovremeno određuju i stabilnost plamena gorionika.

Različiti su prilazi u literaturi odnosu faza sagorevanja volatila i koksa. Zavisno od brzine mešanja i devolatilizacije proces sagorevanja odvija se kao:

- sagorevanje volatila predmešanim kinetičkim plamenom, u slučaju veoma brzog termičkog razlaganja i veoma brzog mešanja - odvojeno od čestice uglja (sl. 8.6 a),
- sagorevanje volatila difuzionim plamenom "vezanim" za česticu ili na rastojanju u neposrednoj blizini čestice (sl. 8.6 b), i
- sagorevanje koksá po potpunom izdvajanju volatila (sl. 8.6 c).



Slika 8.5



Slika 8.6

Dok se prva dva slučaja javljaju kao alternative (ili-ili) ili zajedno, pri čemu jedan od njih ima dominantnu ulogu, sagorevanje koksa je uvek prisutno.

Sagorevanje uglja u sprasenom stanju zasniva se na poznavanju zakonitosti sagorevanja pojedinačne čestice ugljenog praha i zakonitosti raspodele po veličini polidisperznog skupa čestica ugljenog praha. Mogući matematički model sagorevanja skupa čestica ugljenog praha zasniva se na nizu jednačina:

- jednačine strujanja nosećeg gasovitog fluida (vazduha) za stacionarno turbulentno stanje,
- jednačine kretanja nošenih čestica ugljenog praha,
- jednačine difuzije,
- jednačine sagorevanja pojedinačne čestice ugljenog praha,
- jednačine zakona raspodele čestica po veličini u skupu,
- jednačine razmene toplote pojedinačne čestice ugljenog praha, i
- jednačine razmene toplote skupa čestica ugljenog praha sa okolinom.

Rešavanje ovog sistema diferencijalnih jednačina u opštem slučaju je izuzetno složeno, a dobijena rešenja uvodjenjem uprošćenja nisu dala zadovoljavajuće rezultate. Osnovna pažnja biće, zato, poklonjena rezultatima eksperimentalnih istraživanja.

Koliko je pri sagorevanju uglja u sprasenom stanju prilaz istraživanju sagorevanja putem sagorevanja pojedinačne čestice uglja diskutabilan i često osporavan, toliko pri sagorevanju u fluidizovanom sloju može biti opravdan, s obzirom na malu koncentraciju uglja u odnosu na količinu (polu)inertnog materijala sloja (1-2 %).

Sagorevanje čestice ugljenog praha vrlo često se izražava i ocenjuje vremenom sagorevanja, jednom od polaznih proračunskih komponenata prilikom dimenzionisanja dimenzija ložišta. Vreme sagorevanja čestice uglja deli se, dalje, na vremenski interval u kome se odvija homogeno sagorevanje - sagorevanje gorivih isparljivih materija i vremenski interval u kome se odvija heterogeno sagorevanje - sagorevanje koksnog ostatka, kao i deo vremena koji je potreban za izdvajanje gorivih isparljivih materija i pripremu za njihovo paljenje i sagorevanje.

Podelu vremena sagorevanja dali su Babji i Ivanova /4/, kojom je ceo lokupan proces izdellen u četiri faze:

- period zakašnjenja paljenja gorivih isparljivih materija,
- period sagorevanja gorivih isparljivih materija,
- period zakašnjenja paljenja koksnog ostatka, i
- period sagorevanja koksnog ostatka.

I pored toga što je ovakva podela uslovna, a danas delimično i osporena, u daljem tekstu biće zadržana radi lakšeg izlaganja.

2. SAGOREVANJE GORIVIH ISPARLJIVIH MATERIJIA

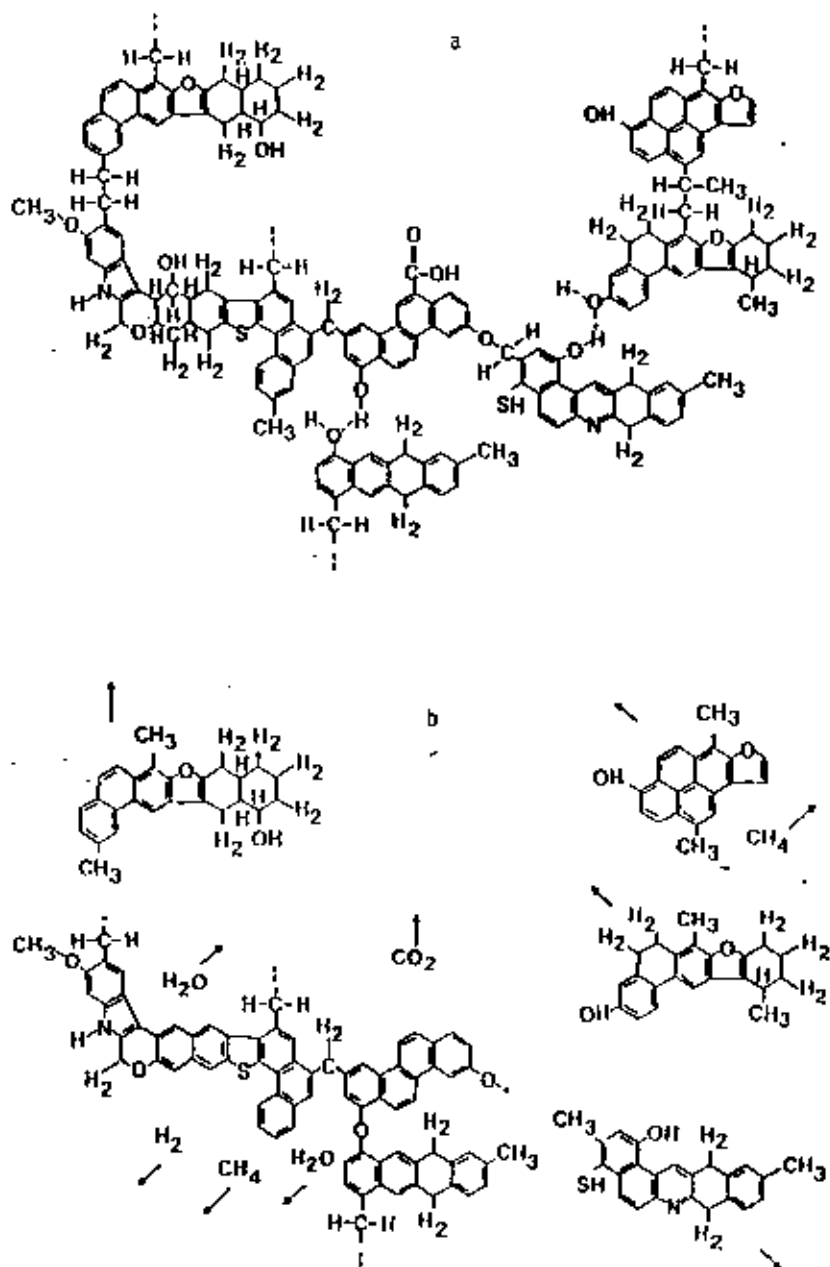
2.1. Period zakašnjenja paljenja gorivih isparljivih materija

Period zakašnjenja paljenja gorivih isparljivih materija predstavlja vremenski interval od trenutka uvođenja čestice uglja u ložište do pojave vidnog paljenja, odn. sagorevanja gorivih isparljivih materija. U toku ovog vremenskog perioda čestica ugljenog praha zagreva se izvanredno brzo i pritom dolazi do njenog termičkog razlaganja (sl. 7 a, 7 b)- devolatilizacije i obrazovanja smeše volatila i vazduha pogodne za paljenje.

Devolatilizacija ili piroliza uglja predstavlja proces termičkog razlaganja uglja. Devolatilizacija takodje predstavlja prvi korak u svim procesima konverzije uglja: sagorevanja, gasifikacije, likvifikacije. Ova pojava je do sada intenzivno istraživana s obzirom da se rezultati dobijeni u određenim uslovima i sa određenom vrstom uglja ne mogu koristiti i za druge okolnosti i ugljeve. Mehanizam izdvajanja volatila je veoma složen i za sada opšti tretman nije još uvek moguć. "I pored toga što je zadnjih godina učinjen značajan korak u razumevanju šta se događa tokom termičkog razlaganja uglja, u cilju stvaranja teoretskog modela, oslanjanje na empirizam je još uvek neophodno" (J.B. Howard). Izdvajanje volatila, definisano brzinom izdvajanja, količinom i sastavom dobijenih produkata može se razmatrati uzimajući u obzir različite ograničavajuće faktore: mesto, vreme, agregatno stanje i dr.

zavisno od mesta izdvajanja volatila razlikujemo:

- spoljašnje izdvajanje i odgovarajuće spoljne volatile, ukoliko se izdvajanje volatila odvija samo na spoljnoj površini čestice uglja,
- unutrašnje izdvajanje, odnosno unutrašnje volatile, ukoliko se ova pojava odvija unutar čestice uglja.



Slika 8.7. a - hipotetički molekul uglja; b - termičko razlaganje istog molekula /5/

Spoljašnje izdvajanje volatila zavisi samo od prenosa toplote (zračenjem, konvekcijom) od okolnog medijuma ka čestici, za razliku od unutrašnjeg, koje direktno zavisi od prenosa toplote unutar čestice (provodjenjem) i indirektno od prenosa toplote od okolnog medijuma ka čestici. Izdvajanje unutrašnjih volatila vezano je dalje za njihov prolaz kroz pore unutar čestice ka površini (prenos mase). Naravno da je količina unutrašnjih volatila znatno veća od spoljašnjih. Zbir unutrašnjih i spoljašnjih volatila čini ukupne volatile.

zavisno od vremena izdvajanja volatila na spoljašnjoj površini razlikujemo:

- primarne volatile, koji prvi dospevaju u neposrednu okolinu čestice uglja, i koje možemo smatrati jednakim spoljašnjim volatilima, i
- sekundarne volatile, koji se na spoljnoj površini javljaju posle određenog vremena potrebnog za njihovo izdvajanje unutar čestice i prolaz do spoljne površine, odnosno posle vremena potrebnog za razlaganje teških, tečnih volatila.

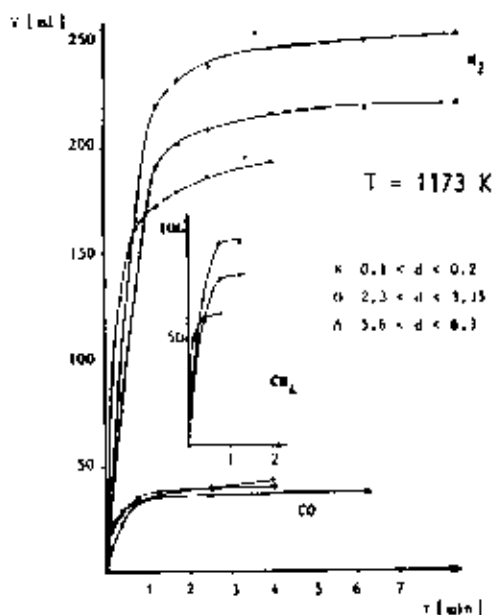
zavisno od agregatnog stanja volatila delimo ih na:

- tečne (ter), i
- gasovite (primarne i sekundarne, nastale termičkim razlaganjem tečnih volatila)

Gorive isparljive materije se sastoje:

- prema elementarnoj analizi iz: isparljivog ugljenika (vezanog najvećim delom za vodonik u okviru C_mH_n), vodonika, azota i kiseonika,
- prema tehničkoj analizi iz ugljovodonika, vodonika i ugljenmonoksida.

Tačnije, sastav gorivih isparljivih materija (u daljem tekstu "volatila") obuhvata različite ugljovodonike (CH_4 , C_2H_4 , C_2H_6 , C_3H_6 , C_3H_8 , C_4H_8 , C_4H_{10}), ugljenmonoksid, vodonik i sumporvodonik. Metan, vodonik i ugljenmonoksid čine skoro uvek više od 80 % ukupne količine volatila (sl. 8.8). Naravno, sastav volatila zavisi od niza uticajnih faktora. U sledećoj tablici (tabl. 8.1) dat je sastav jednog jugoslovenskog lignita zavisno od temperature /6/.



Slika 8.8. Izdvajanje najvažnijih komponenta volatila (CH_4 , H_2 i CO) u funkciji veličine čestice i vremena (Belgijski ugalj, brzina zagrevanja 10-20 K/s) /6/

Najveći deo gorivih isparljivih materija izdvaja se u vremenskom intervalu od trenutka uvođenja čestice ugljenog praha u ložište do postizanja okolne temperature. U ovom periodu se ipak ne izdvaja celokupna količina gorivih isparljivih materija - deo ostaje u nastalom koksnom ostatku.

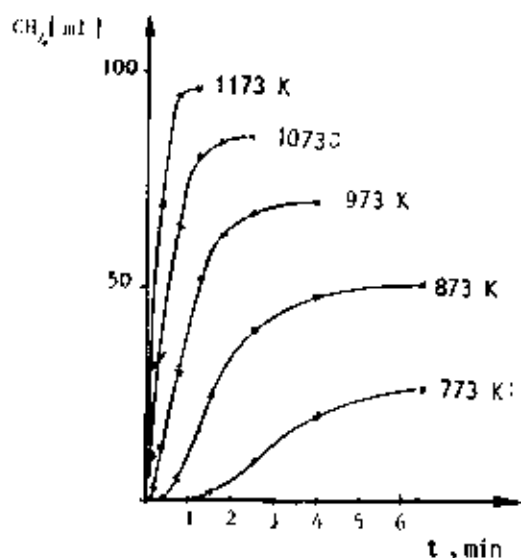
Količina izdvojenih gorivih isparljivih materija u toku ovog intervala obrnuto je srazmerna količini gorivih isparljivih materija u masi uglja, odnosno, količina zaostalih gorivih isparljivih materija u koksnom ostatku biće veća ukoliko je sadržaj gorivih isparljivih materija u polaznoj masi uglja veći. Količina izdvojenih gorivih isparljivih materija u ovom periodu direktno je srazmerna temperaturi (sl. 9). Zakon izdvajanja gorivih isparljivih materija zavisan je od brzine zagrevanja: za brzine jednake ili slične onim u ložištu, zakon izdvajanja je eksponencijalan - za male brzine zagrevanja - linearan.

Za slučaj laganog zagrevanja krajnja temperatura ne utiče na količinu izdvojenih gorivih isparljivih materija, dok se u uslovima brzog zagrevanja sa povišenjem krajnje temperature povećava i količina izdvojenih gorivih

Sastav gorivih isparljivih materija jugoslovenskih lignita ($d = 8 \text{ mm}$)
zavisno od temperature /6/

Tablica 8.1

Sastojci [% vol]	TEMPERATURA [K]			
	773	973	1073	1173
H_2	7,94	26,30	31,72	31,29
CH_4	20,00	24,59	22,27	20,30
CO	35,97	28,66	33,11	39,79
CO_2	31,00	14,86	9,03	5,98
C_2H_6	0,57	1,74	2,11	1,86
C_2H_4	0,62	0,75	0,20	0,02
H_2S	2,04	0,56	0,82	0,42
C_3H_8	0,96	2,03	0,67	0,22
C_3H_6	0,35	0,37	-	0,026
C_4H_{10}	0,01	0,05	0,06	0,014
C_4H_8	0,52	0,07	0,015	0,003
Ukupna zapremina [ml]	74,83	222,75	297,34	438,18

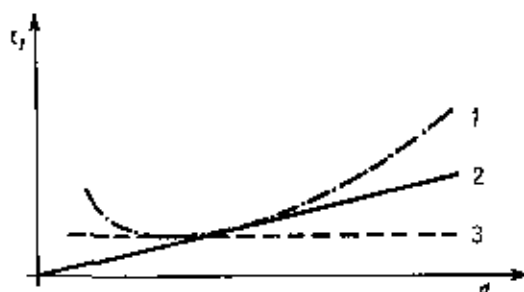


Slika 8.9. Izdvajanje metana u funkciji temperature i vremena (Belgijski ugalj, $d = 6 \text{ mm}$, maksimalna brzina zagrevanja 20 K/s) /6/

isparljivih materija (do određene temperature). Uticaj vremena na izdvojenu količinu gorivih isparljivih materija vođljiv je u drugoj fazi termičkog razlaganja - pri konstantnoj temperaturi i to na nižim temperaturama. Kritična temperatura je 900-1000 °C; iznad ove temperature vreme nije uticajna veličina, dok na nižim temperaturama sa povećanjem vremena raste količina izdvojenih gorivih isparljivih materija, i to utoliko više, ukoliko je temperatura niža /7/.

Osnovne uticajne veličine na period zakašnjenja paljenja gorivih isparljivih materija su zavisne od karakteristika čestica ugljenog praha (sastava i veličine) i okolnih uslova (temperature, pritiska, koncentracije kiseonika i dr.). Period zakašnjenja paljenja gorivih isparljivih materija je manji kod čestica ugljenog praha sa većim sadržajem gorivih isparljivih materija. Rezultati ispitivanja Kacneljsona i Maronea /8/ ukazuju na postojanje minimalnog perioda zakašnjenja paljenja u zavisnosti od prečnika čestice ugljenog praha za određene vrednosti pritiska i temperature. Sa porastom veličine prečnika čestice od ove optimalne veličine, povećava se period zakašnjenja paljenja linearno. Ispod ove optimalne vrednosti prečnika čestice ugljenog praha dolazi do naglog povećanja perioda zakašnjenja paljenja. Prema Bablju i Ivanovoj /4/ linearnost promene perioda zakašnjenja paljenja gorivih isparljivih materija (povećanja) sa porastom veličine čestice ugljenog praha važi za bilo koji opseg veličina čestica. Prema Stalhermu i rezultatima naših istraživanja, period zakašnjenja paljenja gorivih isparljivih materija ne zavisi uopšte od veličine čestica /9, 10/, sl. 10. Povišenjem okolne temperature period zakašnjenja paljenja se smanjuje, dok povišenje pritiska dvojako deluje: period zakašnjenja paljenja se povećava kod čestica ugljenog praha manjih prečnika, a neznatno smanjuje kod većih čestica /8/. Povećanjem brzina zagrevanja čestica, period zakašnjenja paljenja gorivih isparljivih materija se smanjuje.

Dok je problematika izdvajanja volatila za slučaj sagorevanja uglja spraeenom stanju zadnih decenija bila predmet niza istraživačkih radova, malo je poznato o ovoj pojavi u uslovima sagorevanja u fluidizovanom sloju. Staviše, niz objavljenih radova odnosi se na problematiku gasifikacije ili likvefakcije u uslovima fluidizovanog sloja. Radovima, na primer, J.H. Edwardsa i I.W. Smita, /11/, kao i R.J. Tajlera /1/, za čestice uglja u granicama 0,1-0,2 mm, utvrđeno je da u temperaturskim granicama 723-1073 K i za

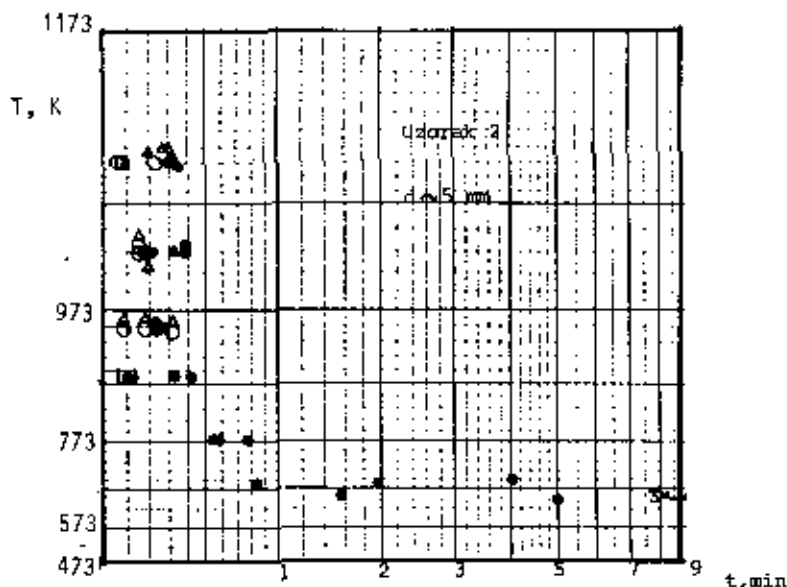


Slika 8.10. Period zakašnjenja paljenja volatila zavisan od prečnika čestice ugljenog praha: kriva 1 - prema Kacheljsonu i Maroneu /8/, kriva 2 - prema Babiju i Ivanovoj /4/, kriva 3 - prema Stalhermu /9/, Radovanoviću /10/ (za spraseni uglalj)

različite ugljeve maksimalna količina tera nastaje u opsegu 853-873 K. Iznad 873 K količina tera se smanjuje, usled krekovanja i nastajanja sekundarnih volatila. Sa povišenjem temperature, kao i prilikom sagorevanja u sprasenom stanju, ukupna količina volatila raste, kao i količina najvažnijih ugljovodonika (C_1-C_3). Na količinu tera i osnovnih ugljovodonika nije bilo uticaja ni atmosfere ni vlage (u granicama 3-12 %). Istraživanjima J.P. Morisa i D.L. Kirnsa /13/, sa veličinom čestica uglja u granicama 0,76-3,68 mm, i na pritisku od 1 MPa, utvrđeno je da vrsta uglja takodje ne utiče bitno na količinu izdvojenih volatila: približno u istim odnosima i u istim vremenskim intervalima. Izdvajanje volatila zavisan od veličine čestice kretalo se u granicama 5-20 s (za veličine čestica uglja 1,5-3,68 mm). Ispitivanjima K. Junga i B.R. Stenmora na mrkom uglju sa velikim sadržajem vlage (57,7 %) za čestice veličine 4-87 mm konstatovano je da izdvajanje volatila može da traje i do 55 s. Merenja izvršena u Holandiji (M. Radovanović /15/, V. Prins) jugoslovenskih lignita sa sadržajem vlage do 50 %, ukazuju da izdvajanje volatila, zavisan od temperature, može da traje do 1 minuta (sl. 8.11).

Analizirajući izdvajanje volatila, R.D. La Noz /16/ zaključuje da brzina izdvajanja volatila u uslovima sagorevanja u fluidizovanom sloju unutar čestice i njihov prolaz do spoljne površine - unutrašnje izdvajanje volatila, predstavlja mehanizam koji kontroliše izdvajanje volatila uopšte - posebno za čestice uglja većeg prečnika. Ovim se verovatno potvrđuje jedan od mogućih modela razmatranih od strane R.H. Esenhaja /17/: termičko razlaganje uglja unutar čestice odvija se veoma brzo, tako da nastaje pritisak

koji dalje određuje uslove prinudnog kretanja volatila kroz poroznu česticu. Dalje izdvajanje volatila određeno je pritiskom, koji se menja ne samo unutar čestice, već i sa vremenom.

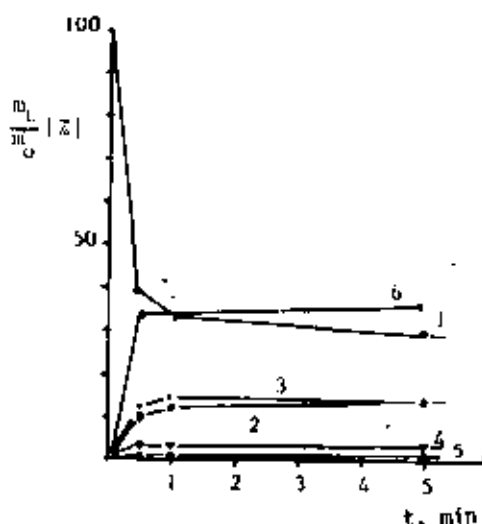


Slika 8.11. Period zakašnjenja paljenja (o), period sagorevanja volatila (Δ) i period zakašnjenja paljenja koksa (●) zavisno od temperature fluidizovanog sloja /15/

Poizazeći od veoma velike zavisnosti vremena devolatilizacije - vremena izdvajanja volatila od veličine čestice, može se zaključiti da je poznavanje stvarnog prečnika čestice ili raspodele čestica po veličini unutar komercijalnih granica veličine čestica uglja izuzetno važno, ne samo za izdvajanje i sagorevanje volatila, već i za sagorevanje skupa čestica uglja uopšte. To znači da je, pre nego što se predje na dalju analizu izdvajanja volatila, neophodno je poznavati da li i u kolikoj meri dolazi do fragmentacije (sitnjenja) uglja pre nego što čestice uglja dospeju do fluidizovanog sloja i tokom prvog minuta u fluidizovanom sloju. Ukoliko se usvoje definicije za fragmentaciju i atriciju, prema R. Kironeu i Masimili /18/: "Fragmentacija predstavlja pojavu sitnjenja uglja ili koksa od relativno velikih komada u sitnije usled devolatilizacije, termičkog ili mehaničkog šoka ili usled sagorevanja. Atricija predstavlja pojavu trošenja - habanja početnih čestica kojom nastaje veća količina čestica veoma malog prečnika usled sudara sa

materijalom sloja, zidovima ložišta ili površina toplotnih izmenjivača." može se dalje utvrditi da u uslovima sagorevanja u fluidizovanom sloju do ovih pojava dolazi usled mehaničkog, termičkog i hemijskog uticaja (sagorevanja).

Izvršena ispitivanja ukazuju da je mehanički uticaj materijala sloja i ostalih čvrstih površina sa kojima čestice dolaze u dodir veoma mali, 1-2 %. Nasuprot tome, termički uticaj ima dominantnu ulogu. Za vreme devolatilizacije zavisno od vrste uglja, dolazi do znatne promene srednjeg prečnika čestica. Za ispitivani Belgijski ugalj /19/ posle 30 s ostalo je u granicama prvobitne frakcije (6,3-8,0 mm) svega 34 %, a posle jednog minuta - 30 %. Tokom daljeg ispitivanja u toku još četiri minuta nije uočena nikakva dalja promena. Kao što se i pretpostavljalo, najveći deo ove pojave odigrao se tokom izdvajanja volatila u prvih 30 s (sl. 8.12).



Slika 8.12. Termički i mehanički uticaj na fragmentaciju uglja u fluidizovanom sloju ($N = 2$) za belgijski ugalj: kriva 1 - početna veličina čestica između 6,3-8,0 mm, kriva 2 - početna veličina čestica između 2,8-3,35 mm, kriva 3 - $d = 3,35-4,75$ mm, kriva 4 - $d = 4,75$ do 6,3 mm, kriva 5 - $d = 1,4-2,36$ mm, kriva 6 - $d = 1,4$ mm /19/

Čini se da ovi eksperimenti mogu potvrditi prethodnu teoriju o nastajanju pritiska tokom izdvajanja volatila unutar čestice uglja, a istovremeno se njome mogu i objasniti.

Raspodela volatila se zasniva na poznavanju izdvajanja volatila i strujnih karakteristika u neposrednoj okolini čestice. Brzina raspodela volatila određena je brzinom izdvajanja volatila, kada je proces mešanja veoma brz, ili brzinom mešanja, kada je brzina devolatilizacije veoma velika. Opšti zaključak u ovom smislu nije moguć; potrebno je uzeti u obzir i realnu veličinu čestica uključujući i fragmentaciju, i vrstu uglja. Obično se pretpostavlja da je mešanje čvrstih čestica u fluidizovanom sloju dobro (radijalno mešanje je ipak sporije u poredjenju sa aksijalnim). Ova postavka je uglavnom važeća za devolatizovanu česticu uglja (koksni ostatak), dok je nezadovoljavajuća za volatile. O raspodeli volatila u sloju nema mnogo rezultata. Više svetlosti uneo je Jovanović G. /20/ za slučaj relativno sporog kretanja mehurova.

Merenjima K.K. Pilaja /21/ u poluredukovanoj atmosferi za dvanaest vrsta ugljeva (veličina čestica od 0,25-8,0 mm) na osnovu vidljivog plamena volatila utvrđena je veza između vremena devolatilizacije i prečnika čestice u obliku

$$t_v = a d_0^n$$

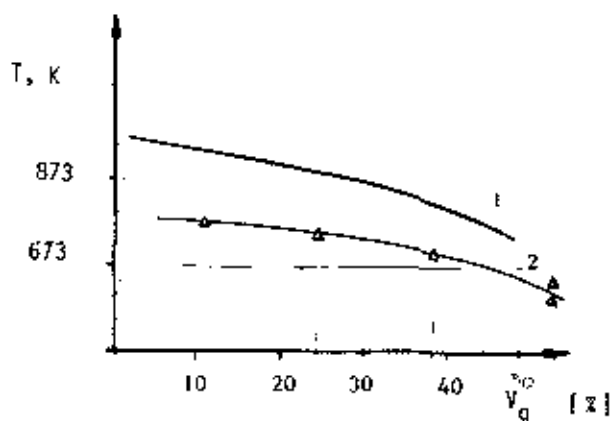
gde se n kreće u granicama 0,32 do 1,76.

2.2. Period sagorevanja gorivih isparljivih materija

Period sagorevanja gorivih isparljivih materija počinje njihovim paljenjem i traje do kraja njihovog vidnog sagorevanja. Paljenje gorivih isparljivih materija objašnjava se toplotnom teorijom paljenja i kao takvo zavisi od odnosa količine toplote nastale termohemijskom reakcijom i količine toplote odvedene okolinom. Paljenje je određeno kinetičkim režimom, jer se difuzioni uticaj može zanemariti. Goriva sa većim sadržajem gorivih isparljivih materija pale se na nižim temperaturama (sl. 8.13), a količina toplote nastale sagorevanjem gorivih isparljivih materija povišava temperaturu čestice ugljenog praha toliko da je moguće kontinualno paljenje i sagorevanje koksnoeg ostatka /17/. Deo količine toplote nastao sagorevanjem gorivih isparljivih materija (u odnosu na toplotnu moć uglja) za gasne i dugoplamene ugljeve iznosi skoro 40 %, još je veći za mrke ugljeve, a jedva dostiže 5 % kod antracita (sl. 8.4).

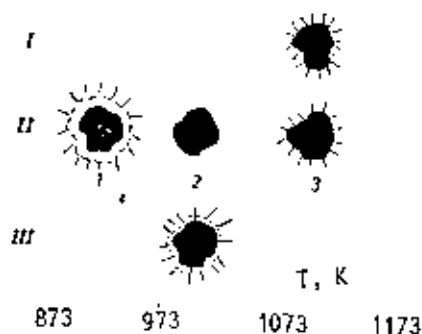
Pri sagorevanju u sprasenom stanju period sagorevanja gorivih isparljivih materija ne zavisi ni od temperature (u opsegu 1000-1300 K) ni od

pritiska (u opsegu 98-784 kPa). Pored uticaja goriva, period sagorevanja gorivih isparljivih materija zavisi od veličine čestice ugljenog praha na drugi stepen, što ukazuje da se proces sagorevanja odvija u difuzionom režimu reagovanja /4/, /8/, /22/. Uticaj gorivih isparljivih materija na dalje odvijanje sagorevanja je dvostruk: neposredan, jer se njihovim sagorevanjem postiže temperaturski nivo čestice ugljenog praha, i posredan, jer se i koksni ostatak lakše i brže pali zbog zaostale količine gorivih isparljivih materija u njemu.



Slika 8.13. Temperature paljenja različitih vrsta ugljeva zavisdod od sadržaja volatila: kriva 1 - za ugalj u sprasenom stanju (prema Mironovu) /2/, kriva 2 - prema Radovanoviću, Prinsu /15/ za ugalj u fluidizovanom sloju

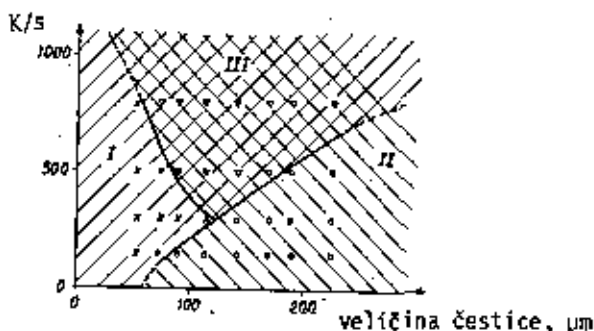
Na osnovu radova Štalherma, Juntgena i Petersa /23/ uočena su tri mehanizma paljenja prilikom sagorevanja uglja u sprasenom stanju (sl. 14):



Slika 8.14. Mehanizam paljenja za ugalj u sprasenom stanju /23/

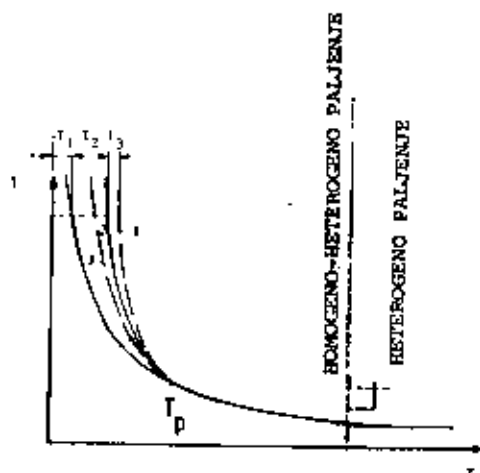
- do paljenja dolazi samo na površini čestice uglja (mehanizam I),
- prvo dolazi do paljenja volatila, a zatim posle njihovog sagorevanja (posle određenog vremena) pali se nastala čestica koksa (mehanizam II), i
- paljenja volatila i u toku sagorevanja volatila dolazi do paljenja koksnog ostatka (mehanizam III).

Kod antracita dolazi isključivo do paljenja prema mehanizmu I. Na isti način dolazi do paljenja koksa, s obzirom da su volatili već izdvojeni. Nasuprot antracitu i koksu, ugljevi sa većom količinom volatila u svom sastavu pale se na sva tri navedena načina zavisno od opitnih ili realnih uslova. Na sledećoj slici (sl. 8.15) data su sva tri područja mogućih mehanizama paljenja zavisno od veličine čestica i brzina zagrevanja. Kod malih čestica i malih brzina zagrevanja dolazi do paljenja samo na površini čestica - opseg I. Sa povećanjem prečnika čestice ugljenog praha dolazi prvo do paljenja i sagorevanja volatila, a zatim, vremenski odvojeno, do paljenja koksnog ostatka - opseg II. Sa povećanjem brzine zagrevanja oba opsega (I i II) gube značaj, do paljenja dolazi prema mehanizmu III: posle paljenja volatila dolazi kontinualno do paljenja koksnog ostatka.



Slika 8.15. Oblasti kvalitativno različitih mehanizama paljenja zavisno od brzine zagrevanja i veličine čestica spraešenog uglja /23/

Karakteristike paljenja u fluidizovanom sloju biće definisane periodom zakašnjenja volatila, vremenom sagorevanja volatila, periodom zakašnjenja paljenja koksa i temperaturom paljenja. Na osnovu niza izvršenih istraživanja /15/ može se uspostaviti opšta relacija prikazana na sl. 16.



Slika 8.16. Tipična slika paljenja u uslovima sagorevanja u fluidizovanom sloju
 t_1 - period zakašnjenja paljenja, t_2 - period sagorevanja volatila,
 t_3 - period zakašnjenja paljenja koksa, T_p - temperatura paljenja /3/

Do paljenja dolazi kada se lokalna koncentracija volatila u mešavini sa okolnim vazduhom nalazi u okviru koncentracionih granica samopaljenja. Na relativno visokim temperaturama jasno se uočava prvo paljenje volatila, njihovo sagorevanje i za vreme sagorevanja volatila ili neposredno po njihovom sagorevanju, paljenje koksnog ostatka. Ovakav vid paljenja nazivamo homogeno-heterogenim paljenjem. Snizavajući temperaturu fluidizovanog sloja izdvaja se sve manja količina volatila, period zakašnjenja paljenje volatila postaje veći, vreme sagorevanja volatila kraće, a vreme do paljenja koksnog ostatka se produžava. Na nekoj kritičnoj temperaturi, paljenje volatila izostaje - dolazi do paljenja samo koksnog ostatka. Ovakav vid paljenja nazivamo heterogenim paljenjem.

Analizirajući dalje pojavu paljenja preko usvojenih karakteristika može se konstatovati:

- što je temperatura viša, period zakašnjenja paljenja volatila i koksa je kraći, a vreme sagorevanja volatila veće;
- sagorevanje volatila se dešava unutar mehura i na površini sloja žutim difuzionim plamenom (lociranim za česticu u oba slučaja) i na površini sloja plavim kinetičkim plamenom dok je čestica duboko u sloju (sl.8.17) /3/.

Zuti difuzioni plamen

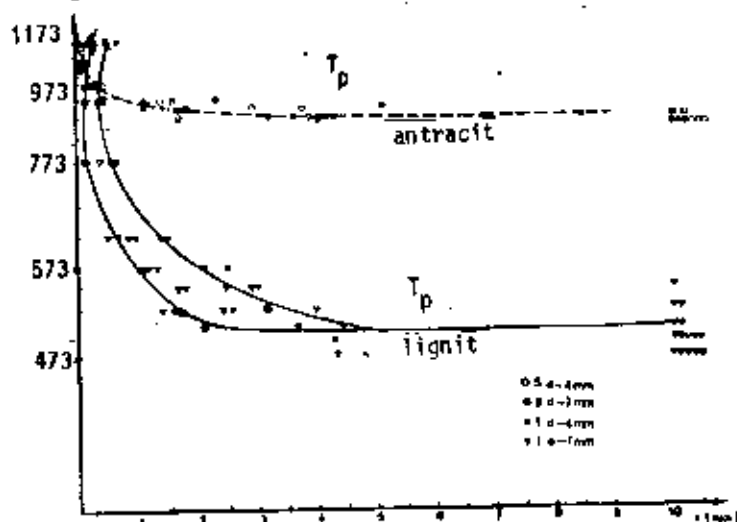
Plavi kinetički plamen



Slika 8.17

Sagorevanje volatila nije kontinualno već isprekidano, bilo usled delovanja čestica sloja, bilo usled diskontinualnog izdvajanja volatila (hipoteza Strunikova). Na visokim temperaturama u sloju (1120 K) čini se da sagorevanje volatila usporava paljenje koksa.

Kao što se moglo i očekivati, na temperaturu paljenja u ovom slučaju najveći uticaj ima sastav uglja - najniža temperatura paljenja utvrđena je kod lignita (reda veličine 520-620 K zavisno od vrste), a najviša kod antracita (oko 873 K). Opšta veza između temperature paljenja i sadržaja volatila data je na slici 8.13 za opseg od lignita do antracita, a perioda zakašnjenja paljenja koksnog ostatka i temperature paljenja - na slici 8.18.



Slika 8.18. Period zakašnjenja paljenja koksnog ostatka i temperatura paljenja za antracit i lignit zavisno od temperature /3/

3. SAGOREVANJE KOKSNOG OSTATKA

3.1. Period zakašnjenja paljenja koksno^g ostatka

Period zakašnjenja paljenja koksno^g ostatka je vremenski period od kraja sagorevanja gorivih isparljivih materija do početka sagorevanja koksno^g ostatka. Period zakašnjenja paljenja koksno^g ostatka može a ne mora da postoji. Sagorevanjem gorivih isparljivih materija kod ugljeva sa većim sadržajem gorivih isparljivih materija nastaje količina toplote dovoljna za paljenje koksno^g ostatka, pa period zakašnjenja paljenja koksno^g ostatka ne postoji - paljenje gorivih isparljivih materija predstavlja paljenje čestice ugljenog praha uopšte. Ukoliko je količina toplote nastala sagorevanjem gorivih isparljivih materija mala, posle sagorevanja gorivih isparljivih materija potrebno je dovesti "dopunsku" količinu toplote za paljenje i sagorevanje koksno^g ostatka. Period zakašnjenja paljenja čestice koksno^g ostatka direktno je zavisan od veličine čestice, a obrnuto od temperature. Prisustvo mineralnih materija u većem procentu povećava period zakašnjenja paljenja. Veći sadržaj gorivih isparljivih materija u ishodnoj masi uglja smanjuje period zakašnjenja paljenja koksno^g ostatka.

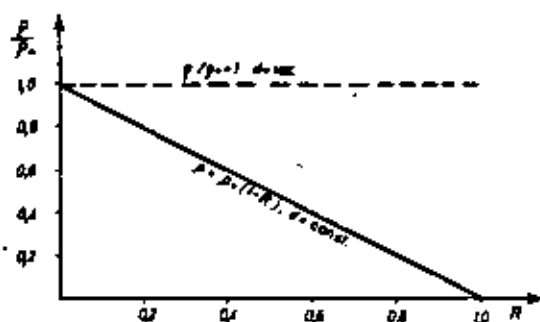
3.2. Period sagorevanja koksno^g ostatka

Period sagorevanja koksno^g ostatka je, analogno prethodnom, vremenski interval od početka paljenja koksno^g ostatka pa do kraja njegovog sagorevanja. Period sagorevanja koksno^g ostatka predstavlja najznačajniju fazu sagorevanja čestice ugljenog praha, ne samo zato što sagorevanjem koksno^g ostatka nastaje najveća količina toplote u odnosu na ostale gorive komponente, već i zato što na vreme sagorevanja ugljenika iz koksno^g ostatka otpada najveći deo vremena sagorevanja uglja i što, kao najsporija faza, određuje trajanje celokupnog procesa sagorevanja čestice ugljenog praha.

Na odvijanje procesa sagorevanja koksno^g ostatka izuzetno veliki uticaj ima struktura koksno^g ostatka. Kao što je već bilo konstatovano, bilo tokom termičkog razlaganja, bilo za vreme sagorevanja kod svih čvrstih goriva dolazi do promene strukture. Prema Javorskom /34/ najveći broj ugljeva menja

svoju strukturu u temperaturskom intervalu 525-825 K i to utoliko više ukoliko je stepen ugljenisanja veći. Kvalitativna razlika nastaje pritom između spičućih i nespīčućih ugljeva. Kod nespīčućih ugljeva dolazi do narušavanja perifernih makromolekula, ali bez korenite promene prvobitne strukture. Nasuprot ovom, spīčući ugljevi prelaze potpuno ili delimično u tečno ili polutečno stanje, a nastali gasoviti produkti termičkog razlaganja unutar omekšale mase izlaze obrazujući nove pore. Zbog toga se poroznost bitno razlikuje od prvobitne. Radovima Kenona, Trifita i Hirsta, utvrđeno je da, u sličnim uslovima, do povećanja pora dolazi na 630-650 K bez promene osnovne strukture /25/. U početku procesa sagorevanja nema osetne promene, a sa daljim odvijanjem procesa, sve više raste zapremina i to manjih pora. Odsustvo promene prečnika koksnih ostataka ukazuje na odvijanje procesa sagorevanja unutar zapremine čestice /25/, /26/.

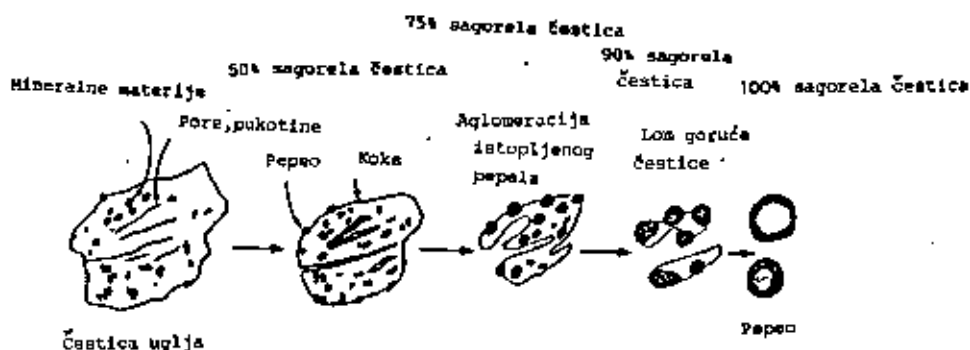
Kao posledica veće ili manje poroznosti, proces sagorevanja čestice koksnog ostatka može se odvijati, u ekstremnim slučajevima, ili na spoljnoj površini čestice ili unutar nje. Realan proces se nalazi između ova dva granična slučaja (sl. 8.19).



Slika 8.19. Ekstremne mogućnosti sagorevanja koksa: na spoljnoj površini samo (gustina konstantna) i samo na unutrašnjoj površini unutar pora (prečnik konstantan). R predstavlja stepen sagorevanja

Period sagorevanja koksnog ostatka uglja u sprasenom stanju, uopšte posmatrano, je veličina direktno proporcionalna veličini čestice koksnog ostatka (kvadratna zavisnost), što pokazuje da se proces sagorevanja, u temperaturskom intervalu koji se sreće u ložištima, odvija u difuzionom režimu. Sa porastom koncentracije kiseonika u okolnoj atmosferi, kao i sa povećanjem relativne brzine strujanja čestice i vazduha, period sagorevanja koksnog

ostatka se smanjuje /16/, /24/, /25/, /32/. Sema sagorevanja koksa i nastajanja pepela prikazana je na sl. 8.20.



Slika 8.20. Sagorevanje koksa

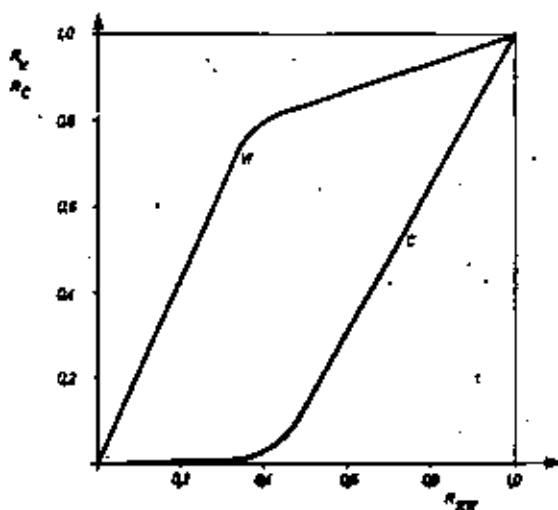
4. ODNOS PERIODA SAGOREVANJA GORIVIH ISPARLJIVIH MATERIJAMA I PERIODA SAGOREVANJA KOKSNOG OSTATKA

Pitanje redosleda odvijanja pojedinih faza sagorevanja čestica ugljenog praha danas se smatra, konačno, rešenim. Jasno podeljenih stadijuma sagorevanja nema. Sagorevanje gorivih isparljivih materija i koksnoeg ostatka nastaje uporedo, ali sa različitim brzinama i intenzitetom: u periodu vidnog sagorevanja gorivih isparljivih materija izdvaja se i sagoreva najveći deo gorivih isparljivih materija (do 85 % u proseku), dok ostatak sagoreva zajedno sa koksnoim ostatkom (sl. 8.21). Osnovni deo gorivih isparljivih materija sagoreva od početka sagorevanja koksnoeg ostatka, a u slučaju većih čestica i većih relativnih brzina moguće je i njihovo istovremeno sagorevanje. Za slučaj da je relativna brzina čestica ugljenog praha u odnosu na brzinu strujanja vazduha mala, sagorevanje gorivih isparljivih materija i koksnoeg ostatka odvijaje se jedno za drugim.

5. UKUPNO VREME SAGOREVANJA

Ukupno vreme sagorevanja može se dobiti sabiranjem vremena pojedinačnih faza ($t = t_1 + t_2 + t_3 + t_4$). U praktičnim inženjerskim proračunima često se

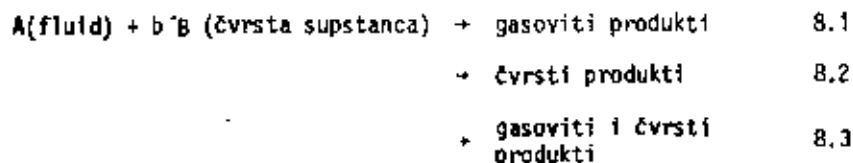
koristi zavisnost ukupnog vremena sagorevanja od veličine čestice, oblika $t = a \cdot d^n$ ili datog dijagramski. Na sl. 8.22 data je ova veza za različite vrste ugljeva.



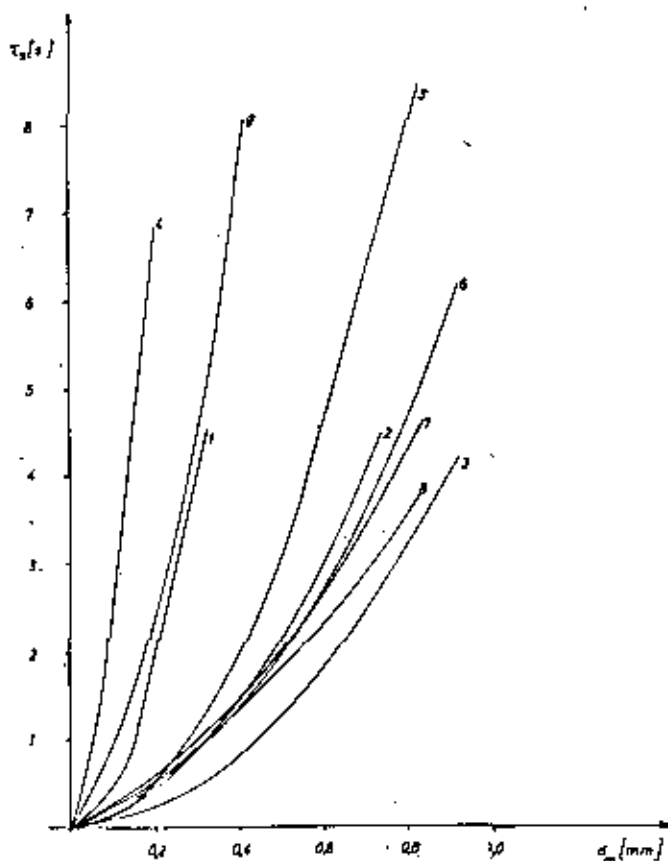
Slika 8.21. Stepens sagorevanja volatila (R_V) i koksno ostataka (R_C) zavisno od ukupnog stepena sagorevanja (R_{TOT}) - opšta relacija /28/

6. MOGUĆNOSTI PRORACUNA SAGOREVANJA ČESTICE KOKSNOG OSTATKA (PREMA LEVENSPIEL-U)

Heterogene reakcije - reakcije u kojima gas (ili tečnost) reaguju sa čvrstom supstancom stvarajući određene produkte reakcije mogu se u opštem slučaju predstaviti izrazima:



U daljem razmatranju izlaganje će se odnositi samo na reakcije gas-čvrsta supstanca. Pod gasom će se podrazumevati vazduh, mešavina vazduha i produkata sagorevanja, kiseonik, a pod čvrstom supstancom - sva čvrsta goriva (ugalj, drvo i dr.).

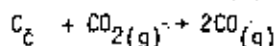
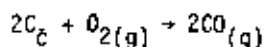
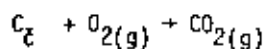


Slika 8.22. Ukupno vreme sagorevanja zavisno od veličine čestica: 1 - koks gasnog uglja /8/, 2 - mrki ugalj /4/, 3 - mlađji mrki ugalj, 4 - kameni ugalj prema Rosin-Fehlingu, 5 - prosečne vrednosti deset uzoraka /29/, 6 - Pljevlja - mrko-lignitski ugalj /10/, 7 - Kosovski lignit /10/, 8 - Suvodol /10/, 9 - kameni ugalj /10/

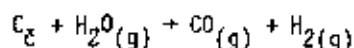
Uopšte posmatrano, moguća su dva slučaja prilikom reakcije:

- čvrsta čestica ostaje nepromenjena po veličini ukoliko se proces odvija unutar nje (slučaj porozne čestice) ili ukoliko čestica sadrži veliku količinu mineralnih primesa ili pak nastaju čvrsti produkti sagorevanja - ($d = \text{const}$),
- čestica se smanjuje tokom odvijanja reakcije - kada se stvara ljus-past pepeo ili kada sagoreva čista supstanca - ugljenik, naprimer ($d = \text{variable}$).

Klasičan primer reakcija pri kojima dolazi do promene veličine čestice je sagorevanje čvrstih goriva - supstanci koje sadrže ugljenik i to naročito kada je sadržaj mineralnih primesa mali. Prilikom nedovoljne količine kiseonika dolazi do reakcija



a u prisustvu vodene pare i reakcije nastajanja vodenog gasa



Uopšteno posmatrano mogu se, na osnovu izloženog, postaviti dva idealizovana modela sagorevanja čestice uglja:

- model progresivne konverzije (Progressive conversion model) kojom prilikom dolazi do reakcije po celoj zapremini unutar čestice: gas prodire u unutrašnjost čestice pri čemu reakcija menja i brzinu sa vremenom, i
- model nereagovanog jezgra (unreacted core model), pri čemu se reakcija odvija samo na spoljnoj površini čestice, Zona reakcije pomera se ka centru čestice stvarajući pepeo oko nereagovanog jezgra. U svakom trenutku reakcije, znači, postoji nereagovano jezgro, koje se smanjuje tokom odvijanja reakcije.

Poredeći ova dva modela sa realnom situacijom prilikom sagorevanja uglja, odnosno koksnog ostatka može se konstatovati da je model nereagovanog jezgra bliži stvarnosti nego model progresivne konverzije. U daljem razmatranju pažnja će biti posvećena ovom modelu.

Razmatranje sagorevanja pomoću modela nereagovanog jezgra uključuje dva slučaja:

- pri konstantnom prečniku, i
- pri promeni prečnika čestice.

Model nereagovanog jezgra za sfernu česticu pri konstantnom prečniku

Ovaj model prvi su razvili Jagi i Kuni 1955. godine uvodeći pet faza koje se javljaju prilikom reakcije:

- faza 1 - difuzija fluida (vazduha) A kroz gasni film oko čestice ka površini čestice,
- faza 2 - prodiranje i difuzija fluida A kroz sloj pepela ka nereagovanom jezgru,
- faza 3 - reakcija fluida A sa čvrstom supstancom na reakcionoj površini,
- faza 4 - difuzija gasovitih produkata kroz sloj pepela ka spoljnoj površini čestice, i
- faza 5 - difuzija gasovitih produkata kroz gasni sloj u okolinu čestice.

Sve ove faze predstavljaju odgovarajuće "otpore" koji manje ili više usporavaju brzinu reakcije; ovi otpori su medjusobno različiti. U opštem slučaju brzinu reakcije određuje najsporija faza, odnosno najveći otpor. Takođe, određene faze mogu se, s obzirom na njihov mali uticaj na brzinu reakcije, zanemariti (4 i 5, naprimer).

Razmotrimo dalje uticaj svake od ovih faza za posmatrani model sa i bez promene prečnika čestice tokom reakcije, a zatim i njihov kombinovan uticaj.

Uticaj 1. faze - brzina reakcije određena je difuzijom vazduha kroz sloj oko čestice

Za ovaj slučaj, profil koncentracija za vazduh izgleda kao što je na sl. 8.23 predstavljen. To znači da je koncentracija kiseonika na površini jednaka nuli. Maseni fluks biće direktna funkcija razlike koncentracija $C_{Ag} - C_{As}$ i biće konstantan za sve vreme reakcije čestice. Površina reakcije je A. Polazeći od jednačina 8.2 ili 8.3, može se napisati:

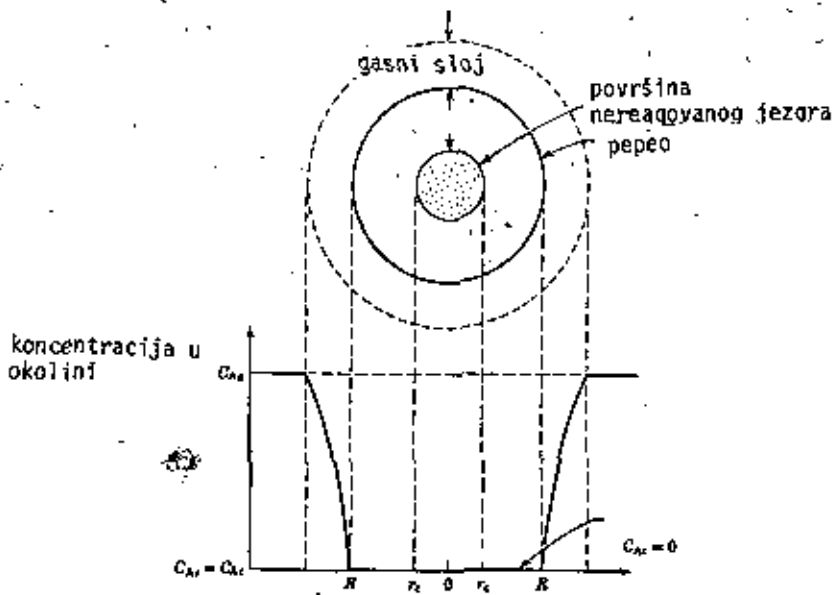
$$d N_B = b d N_A$$

odnosno

$$\begin{aligned}
 - \frac{1}{A} \frac{d N_B}{dt} &= - \frac{1}{4 \pi R^2} \frac{d N_B}{dt} = - \frac{b}{4 \pi R^2} \frac{d N_A}{dt} = b \beta (C_{Ag} - C_{As}) = \\
 &= b \beta C_{Ag} = \text{const.}
 \end{aligned}
 \tag{8.4}$$

Ako sa ρ_B i V obeležimo molarnu gustinu i zapreminu čestice, količina (mola) B prisutna u čestici biće:

$$N_B = \rho_B \left[\frac{\text{mol}}{\text{cm}^3} \right] V \text{ [cm}^3\text{]} \tag{8.5}$$



Slika 8.23

Smanjenje zapremine, odnosno poluprečnika nereagovanog jezgra, praćeno smanjenjem broja mola dN_B čvrste supstance ili $b dN_A$ broja mola kiseonika, može se predstaviti:

$$-dN_B = -b dN_A = -\rho_B dV = -\rho_B d\left(\frac{4}{3}\pi r_c^3\right) = -4\pi\rho_B r_c^2 dr_c \quad 8.6$$

Zamenom jednačine (8.6) u jednačinu (8.4) dobijamo brzinu reakcije u zavisnosti od smanjenja nereagovanog jezgra

$$-\frac{1}{A} \frac{dN_B}{dt} = -\frac{\rho_B r_c^2}{R^2} \frac{dr_c}{dt} = b \beta C_{Ag} \quad 8.7$$

gde je: β - koeficijent prenosa mase izmedju gasa (vazduha) i čestice.

Dalje,

$$-\frac{\rho_B}{R^2} \int_{R}^{r_c} r_c^2 dr_c = b \beta C_{Ag} \int_0^t dt$$

ili

$$t = \frac{\rho_B R}{3b\beta C_{Ag}} \left| 1 - \left(\frac{r_c}{R}\right)^3 \right| \quad 8.8$$

Vreme potrebno za potpuno sagorevanje (t_s) biće dato izrazom (8.9) za

$$r_c = 0$$

$$t_s = \frac{\rho_B R}{3b \beta C_{Ag}} \quad 8.9$$

Poluprečnik nereagovanog jezgra u bilo kom trenutku vremena dobija se deljenjem jednačine (8.8) i (8.9):

$$\frac{t}{t_s} = 1 - \left(\frac{r_c}{R}\right)^3$$

Delimična konverzija može se onda predstaviti izrazom

$$1 - X_B = \frac{\Delta V}{V} = \frac{V - V_R}{V} = \left(\frac{\text{zapremina ner. jezgra}}{\text{ukupna zapremina čestice}}\right) =$$

$$= \frac{\frac{4}{3} \pi r_c^3}{\frac{4}{3} \pi R^3} = \left(\frac{r_c}{R}\right)^3 \quad 8.10$$

odakle sledi opšta veza između poluprečnika nereagovanog jezgra, konverzije i vremena

$$\frac{t}{t_s} = 1 - \left(\frac{r_c}{R}\right)^3 = X_B \quad 8.11$$

Uticao 2. faze - brzina reakcije određena je difuzijom kroz sloj pepela

Ovaj slučaj predstavljen je na sl. 8.24 za delimično reagovanu česticu. Gas A (vazduh, kiseonik) i granica nereagovanog jezgra kreću se, odnosno pomeraju prema centru čestice uglja. Brzina smanjivanja nereagovanog jezgra je mnogo manja od brzine strujanja fluida A ka nereagovanom jezgru, za faktor hiljadu puta. S obzirom na ovaj podatak, i s obzirom na gradijent koncentracije fluida A u bilo kom trenutku, može se pretpostaviti da se prečnik nereagovanog jezgra ne menja. Ova pretpostavka jako uprošćava dalje matematičko izvodjenje. Brzina reakcije gasa A u bilo kom trenutku određena je brzinom difuzije gasa ka reakcionoj površini, ili

$$-\frac{dN_A}{dt} = 4\pi r^2 \dot{Q}_A = 4\pi R^2 \dot{Q}_{AS} = 4\pi r_c^2 \dot{Q}_{Ac} = \text{const.} \quad 8.12$$

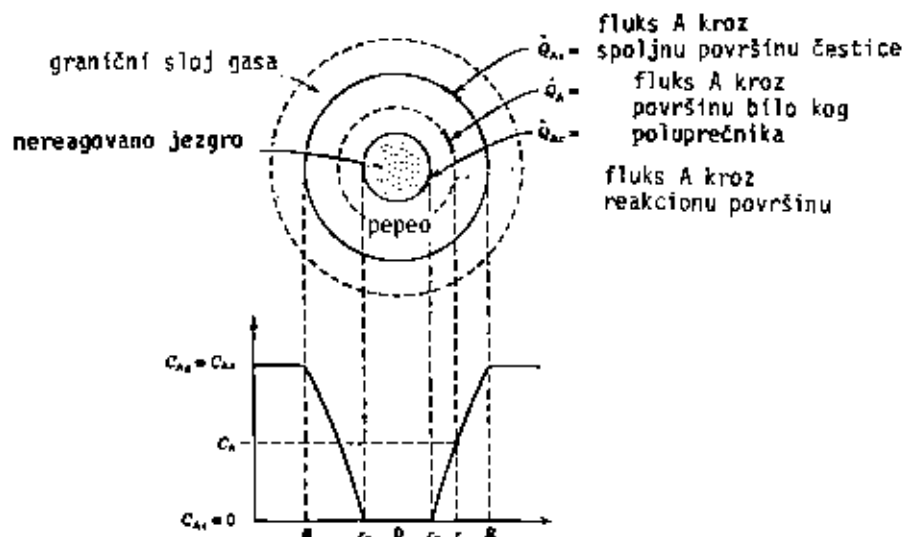
Koristeći Fikov zakon, može se napisati

$$\dot{Q}_A = -D_e \frac{dC_A}{dr} \quad 8.13$$

gde je: D_e - efektivni koeficijent difuzije gasa A kroz sloj pepela.

Kombinujući jednačine (8.12) i (8.13) dobijamo

$$-\frac{dN_A}{dt} = -4\pi r^2 D_e \frac{dC_A}{dr} = \text{const.} \quad 8.14$$



Slika 8.24

Integracijom od R do r_c (kroz sloj pepela), dobijamo

$$-\frac{dN_A}{dt} \int_R^{r_c} \frac{dr}{r^2} = -4\pi D_e \int_{C_{Ag} = C_{As}}^{C_{Ac} = 0} dC_A \quad 8.15$$

11i

$$-\frac{dN_A}{dt} \left(\frac{1}{r_c} - \frac{1}{R} \right) = 4\pi D_e C_{Ag} \quad 8.15 a$$

Ovaj izraz daje uslove reagujuće čestice u bilo kom trenutku vremena.

U drugom delu analize pretpostavimo da se veličina nereagovanog jezgra menja sa vremenom. Za datu veličinu nereagovanog jezgra, dN_A/dt je konstantno. Ipak, sa smanjenjem jezgra, sloj pepela postaje deblji smanjujući difuziju gasa A. Integracijom jednačine 15 uzimajući u obzir vreme i druge

promenljive, može se naći tražena zavisnost. Kako ista jednačina sadrži tri promenljive t , N_A i r_c , jedna od njih se mora eliminisati ili napisati u funkciji od ostalih, pre nego što je moguće izvršiti integraciju. Kao i u prethodnom slučaju (faza 1) eliminišimo N_A funkcijom od r_c . Ova veza definisana je jednačinom (8.6). Zamenom u (8.15), razdvajajući promenljive i integrišući, dobijamo

$$-\rho_B \int_{r_c=R}^{r_c} \left(\frac{1}{r_c} - \frac{1}{R} \right) r_c^2 dr_c = b D_e C_{Ag} \int_0^t dt$$

ili

$$t = \frac{\rho_B R^2}{6b D_e C_{Ag}} \left| 1 - 3\left(\frac{r_c}{R}\right)^2 + 2\left(\frac{r_c}{R}\right)^3 \right| \quad 8.16$$

Vreme potrebno za potpuno sagorevanje ($r_c = 0$) biće

$$t_s = \frac{\rho_B R^2}{6b D_e C_{Ag}} \quad 8.17$$

Razvoj reakcije, u zavisnosti od vremena potrebnog za potpunu konverziju (sagorevanje), dobija se deljenjem jednačina (8.16) i (8.17)

$$\frac{t}{t_s} = 1 - 3\left(\frac{r_c}{R}\right)^2 + 2\left(\frac{r_c}{R}\right)^3 \quad 8.18 a$$

ili delimične konverzije

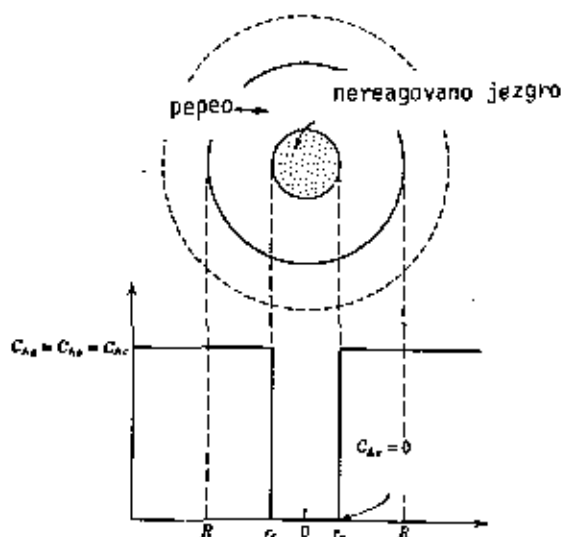
$$\frac{t}{t_s} = 1 - 3(1 - X_B)^{2/3} + (1 - X_B) \quad 8.18 b$$

Faza 3 - brzina reakcije određena je brzinom hemijske reakcije

Na sl. 8.25 dati su gradijenti koncentracije unutar čestice kada je reakcija sagorevanja određena brzinom hemijske reakcije. Pošto nema uticaja graničnog sloja ili sloja pepela, odvijanje reakcije je određeno raspoloživom površinom nereagovanog jezgra. Jedinična brzina reakcije (po jedinici površine nereagovanog jezgra) shodno jednačinama (8.1), (8.2) ili (8.3) biće

$$-\frac{1}{4\pi r_c^2} \frac{dN_B}{dt} = -\frac{b}{4\pi r_c^2} \frac{dN_A}{dt} = b k_s C_{Ag} \quad 8.19$$

gde je: k_s - konstanta brzine reakcije prvog reda za površinsku reakciju.



Slika 8.25

Izražavajući N_B u funkciji promenljivog poluprečnika (prema jednačini (8.6), dobijamo

$$-\frac{1}{4\pi r_c^2} \rho_B 4\pi r_c^2 \frac{d r_c}{dt} = -\rho_B \frac{d r_c}{dt} = b k_s C_{Ag} \quad 8.20$$

ili posle integracije

$$-\rho_B \int_R^{r_c} d r_c = b k_s C_{Ag} \int_0^t dt$$

odnosno

$$t = \frac{\rho_B}{b k_s C_{Ag}} (R - r_c) \quad 8.21$$

Shodno prethodnim odeljcima, vreme potpunog sagorevanja iznosi

$$\tau_s = \frac{\rho_B R}{b k_s C_{Ag}} \quad 8.22$$

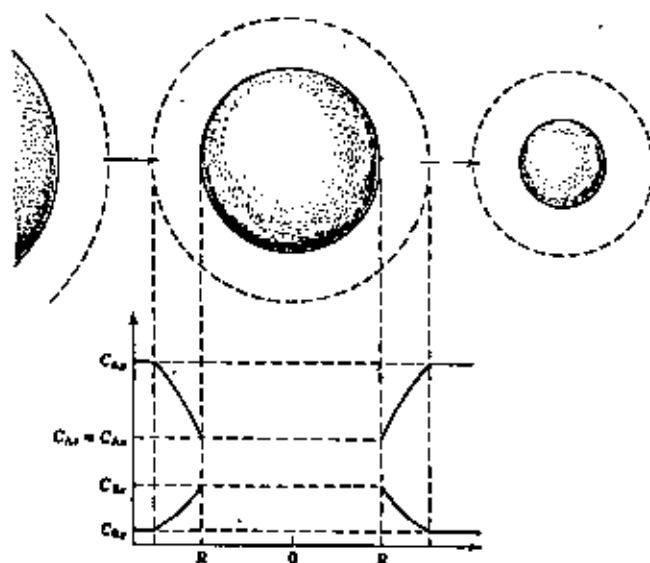
Na isti način, kombinujući jednačine (8.21) i (8.22) dobijamo veze za konverziju i smanjenje prečnika u zavisnosti od vremena (tokom odvijanja procesa):

$$\frac{t}{t_s} = 1 - \frac{r_c}{R} = 1 - (1 - X_B)^{1/b} \quad 8.23$$

Ovi rezultati, kao i prethodni (faza 1 i 2) predstavljeni su uporedo na slikama 8.27 i 8.28.

Brzina reakcije za slučaj promenljivog prečnika čestice

Za slučaj kada ne dolazi do formiranja sloja pepela na spoljnoj površini čestice (slučaj sagorevanja čistog ugljenika u vazduhu), čestica se tokom procesa smanjuje i konačno, po završenom procesu sagorevanja, nestaje. Ovaj slučaj ilustrovan je na sl. 8.26. Za ovakvu reakciju možemo uočiti sledeće faze:



Slika 8.26

- faza I - difuzija fluida A iz okoline kroz granični sloj oko čestice,
- faza II - reakcija između gasa i čvrste supstance na površini čestice, i
- faza III - difuzija nastalih produkata od površine čvrste čestice kroz gasni sloj u okolinu (pepela nema i ne postoji otpor u ovom smislu).

U daljoj analizi koristićemo postupak kao i u prethodnom odeljku, tj. razmatraćemo slučajeve kada samo jedan od otpora definiše brzinu reakcije.

Slučaj kada je brzina reakcije određena brzinom hemijske reakcije

Za ovaj slučaj ponašanje je isto kao i za česticu nepromenljivog prečnika, tako da se jednačine (8.7), (8.21) i (8.23) mogu koristiti i za ovaj slučaj.

Slučaj kada je brzina reakcije određena difuzijom vazduha kroz sloj oko čestice

U ovom slučaju otpor kroz sloj vazduha oko čestice zavisi od niza faktora kao što su: relativna brzina između čestice i gasa, veličine čestice i osobina gasa, što opet zavisi u kojim uslovima dolazi do sagorevanja: na rešeci (fiksni sloj čestica), u fluidizovanom sloju ili pak u lebdećem stanju (sagorevanje u sprašenom stanju). Za slučaj slobodnog pada čvrstih čestica u nekom gasu, prenos mase dat je Rancovim (Ranz) i Marsalovim (Marshall) (1952. god) izrazom

$$\frac{\beta}{D} d_p = 2 + 0,6(S_c)^{1/3} (Re)^{1/2} = 2 + 0,6\left(\frac{\mu}{\rho_B}\right)^{1/3} \left(\frac{d_p u \rho}{\mu}\right)^{1/2} \quad 8.24$$

Kako se čestica tokom sagorevanja (potpunog ili nepotpunog) smanjuje menja se i β . U opštem slučaju β raste sa povećanjem brzine gasa i smanjenjem čestice (vidi sl. 8.12). Na osnovu jednačine (8.24) dobija se

$$\beta \sim \frac{1}{d_p} \quad \text{za male vrednosti } d_p \text{ i } u \quad 8.25$$

$$\beta \sim \frac{u^{1/2}}{d_p^{1/2}} \quad \text{za velike vrednosti } d_p \text{ i } u \quad 8.26$$

Uspostavimo potrebne relacije za slučaj malih čestica (sagorevanje u sprašenom stanju).

U trenutku kada se čestica početne veličine R_0 smanjila na R , može se napisati

$$dN_B = \rho_B dV = 4\pi \rho_B R^2 dR$$

Analogno jednačini (8.7) dobija se

$$-\frac{1}{R} \frac{dN_B}{dt} = -\frac{\rho_B}{4\pi R^2} \frac{dR}{dt} = -\rho_B \frac{dR}{dt} = b \beta C_{Ag} \quad 8.27$$

Kako se za male čestice jednačina (8.24) redukuje na

$$\beta = \frac{2D}{\rho} = \frac{D}{R} \quad 8.28$$

dobija se integracijom

$$\int_{R_0}^R R \, dR = \frac{b C_{Ag} D}{\rho_B} \int_0^t dt$$

ili

$$t = \frac{\rho_B R_0^2}{2b C_{Ag} D} \left[1 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 \right]$$

Vreme potrebno za potpuno sagorevanje čestice ($R = 0$), biće

$$t_s = \frac{\rho_B R_0^2}{2b C_{Ag} D} \quad 8.29$$

ili

$$\frac{t}{t_s} = 1 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^2 = 1 - (1 - X_B)^{2\beta} \quad 8.30$$

U dosadašnjim razmatranjima, kao što se može uočiti, učinjen je niz pretpostavki prilikom postavljanja i rešavanja modela sagorevanja (reakcije) čestice. Realne čestice uglja su nepravilnog geometrijskog oblika i to utoliko više razudjene specifične površine ukoliko je ugalj mlađji. Model se ipak može razraditi i za drugi, ali pravilan geometrijski oblik (cilindar, ravna ploča). Takodje, u dosadašnjim razmatranjima izračunavanja vremena sagorevanja, konverzije i dr. vršeno je pod pretpostavkom da samo jedan od otpora postoji - u realnom slučaju javljaju se svih pet faza pretpostavljenih od strane Jagija i Kunija. Takodje, tokom vremena menja se i odnos važnosti pojedinih otpora, odnosno faza pri sagorevanju. Tako, naprimer, za nepromenljivu veličinu čestice (model 1) otpor usled difuzije kroz sloj gasa oko čestice ostaje nepromenjen, ali se povećava otpor hemijskoj reakciji. U početku procesa celokupna spoljna površina je raspoloživa - već posle određenog trenutka javlja se sloj pepela. I sloj pepela se takodje menja - raste,

čine se tokom procesa sagorevanja povećava ovaj otpor i postaje sve značajniji što se proces sagorevanja više odvija. Znači, u opštem slučaju se ne može pretpostaviti da samo jedan uticaj igra ulogu prilikom odvijanja procesa sagorevanja.

Da bi se proračunao uticaj svih faza, pretpostavićemo, dalje, da oni deluju u seriji i da su svi linearno zavisni od koncentracije gasa (vazduha). Kombinujući jednačine (8.7), (8.15) i (8.20) i eliminišući medju-koncentracije, može se pokazati da je vreme u bilo kom trenutku odvijanja procesa jednako zbiru vremena kao da svaki otpor deluje ponaosob, ili

$$t_{\text{tot}} = t_{\text{samo sloja vazduha}} + t_{\text{samo pepela}} + t_{\text{samo hemijske reakcije}} \quad 8.31$$

odnosno, ukupno vreme sagorevanja

$$t_{\text{stot}} = t_s \text{ samo sloja vazduha} + t_s \text{ samo pepela} + t_s \text{ samo hemijske reakcije} \quad 8.32$$

Pojedinačni otpori mogu se i direktno kombinovati

$$-\frac{1}{A} \frac{dN_B}{dt} = \frac{b C_A}{\frac{1}{\beta} + \frac{R(R-r_c)}{r_c D_e} + \frac{R^2}{r_c^2 k_s}} \quad 8.33 \text{ a}$$

ili

$$-\frac{dr_c}{dt} = \frac{b C_A / \rho_B}{\frac{r_c^2}{R^2 \beta} + \frac{(R-r_c) r_c}{R D_e} + \frac{1}{k_s}} \quad 8.33 \text{ b}$$

Kao što se može videti, relativan uticaj ova tri individualna otpora menja se tokom odvijanja (konverzije, sagorevanja) procesa, odnosno sa smanjenjem r_c .

Pretpostavljajući da se proces završio (od "sveže" čestice do potpuno sagorele pri nepromenjenom prečniku), može se utvrditi da je medjusobna veza sva tri uticajna parametra data izrazom

$$-\frac{1}{A} \frac{dN_A}{dt} = k_s C_A = \frac{C_A}{\frac{1}{\beta} + \frac{R}{2 D_e} + \frac{3}{k_s}} \quad 8.34$$

Za čistu ugljeničnu supstancu (bez pepela), koja se smanjuje sa odvijanjem reakcije, postoje samo dva otpora

$$-\frac{1}{A} \frac{dN_A}{dt} = \frac{1}{\beta + \frac{1}{k_s}} C_A \quad .8.35$$

Odredjivanje faze procesa koja odredjuje reakciju

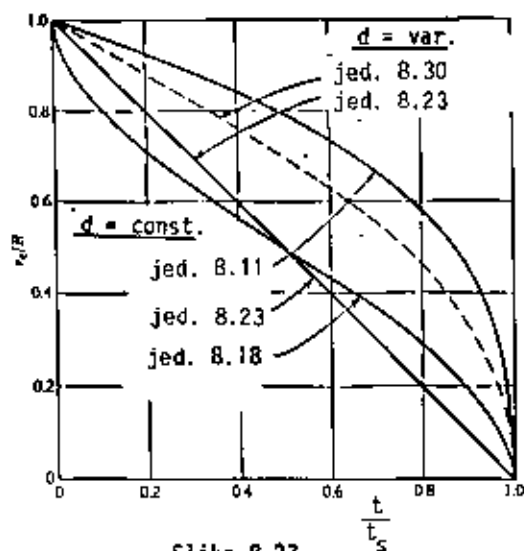
Kinetika odvijanja reakcije, kao i ocenjivanje koja od faza ima odlučujući uticaj, vrši se na osnovu podataka kako na odvijanje reakcije sagorevanja utiču veličina čestice i temperatura. Potrebni podaci dobijaju se samo eksperimentalnim putem.

Uticaj temperature

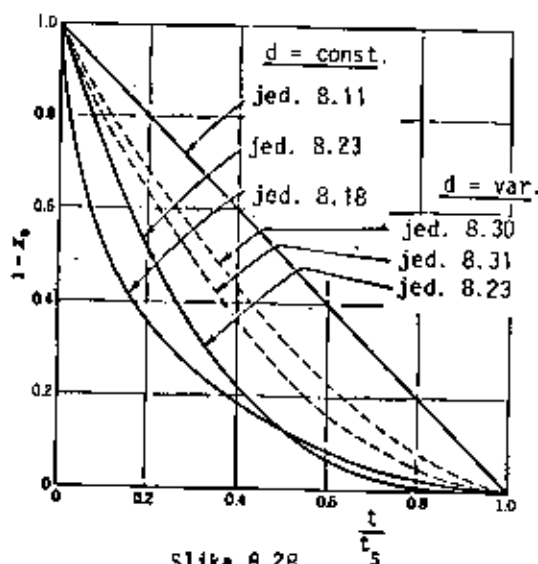
Hemijski deo uticaja na odvijanje procesa sagorevanja je obično mnogo osetljiviji na promenu temperature nego fizički deo. Eksperimenti na različitim temperaturama mogu dati odgovor koja faza ima presudan uticaj na odvijanje reakcije - fizička (difuzija kroz sloj gasa oko čestice, difuzija kroz sloj pepela) ili hemijska.

Uticaj vremena

Na slikama 8.27 i 8.28 date su sve do sada razmatrane mogućnosti.



Slika 8.27



Slika 8.28

Prilikom poređenja sa eksperimentalno dobijenim podacima određene probleme čine relativno mala razlika između kinetički i slojev pepela određenih reakcija.

Veličina čestice

Jednačine (8.16), (8.21) i (8.6) zajedno sa jednačinama (8.24) i (8.25) pokazuju da je vreme postizanja iste delimične konverzije (sagorevanja) za čestice različitih ali nepromenjenih veličina (prečnika) proporcionalno

$t \sim R^{1.5-2.0}$ za reakciju kontrolisanu difuzijom u sloju oko čestice (eksponent se smanjuje sa povećanjem Re),

$t \sim R^2$ za reakciju kontrolisanu difuzijom kroz sloj pepela,

$t \sim R$ za reakciju kontrolisanu brzinom hemijske reakcije.

Znači da izvršeni eksperimenti sa različitim veličinama čestica uglja daju dovoljno podataka da se oceni da li je sagorevanje određeno fizičkom ili hemijskom fazom.

Odnos reakcija kontrolisanih difuzijom kroz sloj vazduha i difuzijom kroz sloj pepela

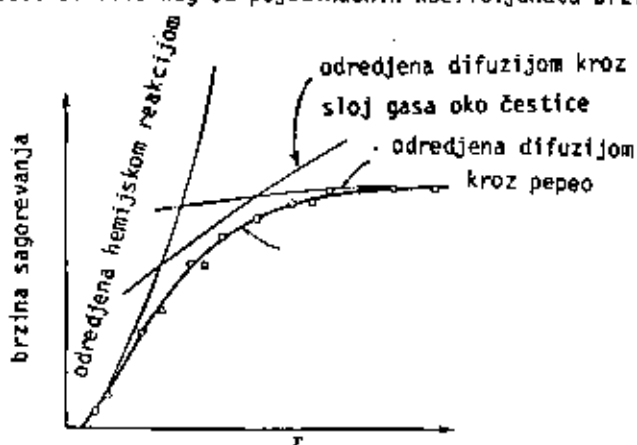
Kada se tokom reakcije sagorevanja stvara sloj čvrstog tvrdog pepela, otpor koji se javlja pri difuziji kroz njega je obično mnogo veći nego kroz granični sloj vazduha oko čestice. Zato se, kada postoji stvoren neljuspasti pepeo, može otpor kroz gasni sloj, zanemariti.

Predviđanje otpora usled difuzije kroz sloj vazduha oko čestice

Velicina ovog otpora može se odrediti iz bezdimenzionih korelacije (kao kod jednačine 8.24). Uočena brzina približno jednaka izračunatoj, sugeriše da je brzina reakcije određena difuzijom kroz sloj oko čestice.

Ukupni otpor u odnosu na pojedinačne

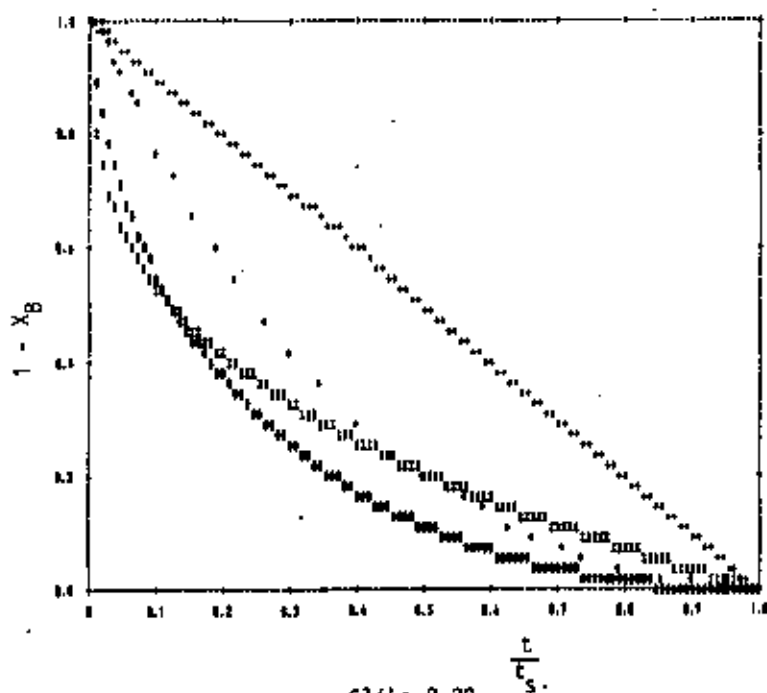
Ako se pojedinačni koeficijenti brzine reakcije predstave na dijagramu (sl. 8.29) u zavisnosti od temperature, opšti koeficijent brzine reakcije ne može biti veći od bilo kog od pojedinačnih koeficijenata brzine reakcije.



Slika 8.29

Na osnovu dosadašnjih zapažanja može se uvek bržljivo isplanirati relativno jednostavan eksperiment na osnovu koga se može dobiti utisak o dominantnoj fazi u procesu sagorevanja.

Na slici 8.30 dat je uporedo realan slučaj sagorevanja uglja i prema usvojenim modelima /30/.



Slika 8.30

Ugalj - Kolubara, temperatura 1123 K, veličina
čestice 9 mm./30/

- Reakcija određena difuzijom kroz sloj oko čestice.
- Reakcija određena difuzijom kroz sloj pepela.
- Reakcija određena hemijskom reakcijom.
- Eksperimentalne vrednosti

LITERATURA

- /1/ Radovanović, M., *Pogonske materije - Goriva*, Mašinski fakultet, Beograd, 1978.
- /2/ Mironov, S.M., *Organizacija i reguliranje režimov*, Energija, Moskva, 1972.
- /3/ Radovanović, M., *Combustion in Fluidized Bed*, Hemisphere Publishing Corporation, New York, Springer Verlag, Berlin, 1985.
- /4/ Ivanova, I.I., Babyj, V.I., *Izuchenie mehanizma vygorania ugolnoj pyli*, *Teplotenergetika*, 1/1966.
- /5/ Saunders, K.G., *Microstructural Studies of Chlorine in some British Coals*, *Journal of the Institute of Energy*, Vol. 53, no 416, pp 109-115, 1980.
- /6/ Radovanović, M., Visser, G., Hovenstad, Vincent, Ch., *Devolatilisation of Yugoslav lignits*, *pripremljeno za štampu*.
- /7/ Radovanović, M., *Analiza parametara i kinetike procesa sagorevanja uglja u prahu*, IBK-1259, mart 1979.
- /8/ Kacmeljson, B.D., Marone, L.J., *Issledovanie vosplamenenija i gorenija, malikih častie tverdogo topliva*, *Gorenye tverdogo topliva*, Novosibirsk, 1969.
- /9/ Stahlherm, *Zündmechanismus und Abbrand von Kohle Körnern*, *Erdöl und Kohle*, 2/74.
- /10/ Radovanović, M., *Prilog proučavanju sagorevanja spraćenog uglja u uslovima sličnim u ložištu*, doktorska disertacija, Beograd, 1977.
- /11/ Edwards, J.H., Smith, I.W., *Flash Pyrolysis of Coals in a 20 kg/h Fluidized-Bed Pyrolyser*, *Fuel*, no 10, 1980.
- /12/ Tyler, R.J., *Flash Pyrolysis of Coals: Devolatilization of Bituminous Coals in a Small Fluidized-Bed Reactor*, *Fuel*, no 4, 1980.
- /13/ Morris, J.P., Keairns, D.L., *Coal Devolatilization Studies in a Support of the Westinghouse Fluidized-Bed Coal Gasification Process*, *Fuel*, no 6, 1979.

- /14/ Jung, K. Stanmore, B.R., Fluidized-bed combustion of wet Brown coal, Fuel, no 2, 1980.
- /15/ Radovanović, M., Prins, W., Siemons, R., Ignition Characteristics of Lignites in a Fluidized-bed. Symposium - Use of Lignites in a Thermoenergetics, Beograd 1983
- /16/ La Nauze, R.D., Coal Devolatilization in Fluidized-bed Combustors, Fuel, no 8, 1982.
- /17/ Essenhigh, R.A., Fundamentals of Coal Combustion in Chemistry of Coal Utilization, edited by M.A. Elliot, John Wiley & Sons, New York, 1981.
- /18/ Chirone, R., Cammarota, A. D'Amore, M., Massinilla, L., Fragmentation and Attrition on the Fluidized-bed Combustion of Coal, 7th International Conference on FBC, Philadelphia, 6 October 1982.
- /19/ Radovanović, M., Valk, M., Albläss, B., Attrition and Fragmentation of Coal in Fluidized-bed
- /20/ Jovanović, G., The effects of Devolatilization kinetics on the injector region of Fluidized-bed, 7, FBC Conference, Philadelphia, 1982.
- /21/ Pillaai, K.K., The influence of Coal Type on Devolatilization and Combustion in Fluidized-beds, Journal of the Institute of Energy, no 420, 1981.
- /22/ Finaev, J.A., Kantorovič, B.V., Zakonomernosti, nabljudajemye v procesah gorenija, Teploi massoperends, Minsk, 1965.
- /23/ Stahlem, D., Juntoen, H., Peters, W., Zündmechanismus und Abbrand von Kohlekörnern, Erdöl und Kohle, 2/74.
- /24/ Javorskiy, J.A., Nekotorye obščie zakonomernosti, Gorenje tverdogo topliva, Novosibirsk, 1969.
- /25/ BCURA ANNUAL REPORT 1966, 67, 68.
- /26/ Anson, D., Moles, F.F., Street, P.J., Structure and Surface Area of Pulv. coal during Combustion, Combustion and Flame, 3/71.

- /27/ Levenspiel, G., Chemical Reactor Engineering, John Wiley & Sons, 1984.
- /28/ Derman, D.B., Jevsejeva, S.A., Kantorovič, B.V.K., O nekotoryh zakon-
mernosti gorenija, Novosibirsk, 1969.
- /29/ Essenhigh, R.A., Thring, M.V., Measurements of Burning times of a Single
Coal Particles, Conference of Science in the use of
Coal, Birmingham, 1958.
- /30/ Memetović, S., Radovanović, M., Combustion of Coal with high Volatile
Matter Content in FBC, TH Twente, July, 1985.

IX OSNOVE TEHNIKE ISPITIVANJA PROCESA SAGOREVANJA

Uvod

Optimalno projektovanje bilo kakvog uređaja u kome se obavlja sagorevanje, verifikacija nazivnih performansi, eksploatacija i poboljšanja konstrukcije zahtevaju praćenje više parametara direktnim merenjem u realnim postrojenjima ili na modelima ili elementima postrojenja.

Osnovu ovih ispitivanja čine merenja:

- brzine
- protoka
- temperature
- pritiska
- prenosa toplote
- koncentracije materije.

U ovom poglavlju će nešto više pažnje biti posvećeno specifičnim merenjima u oblasti sagorevanja i to u informativnom obimu, dok se čitalac zainteresovan za opštu problematiku merenja upućuje na specijalizovanu literaturu /1, 2, 3/.

1. MERENJA BRZINE I PROTOKA

1.1. Pito (Pitot) sonda

Pito sonda (sl. 9.1) koristi se za merenja lokalne vrednosti brzine u struji fluida, a takodje može da posluži za merenje zapreminskog protoka ukoliko se po poprečnom preseku struje u više tačaka izmeri brzina.

Rad Pito sonde se zasniva na činjenici da, ako se u struji fluida postavi cev sa otvorom okrenutim ka struji, tada će fluid koji se u cevi praktično zaustavi, svoju kinetičku energiju pretvoriti u energiju pritiska, pa

če u cevi vladati pritisak koji odgovara zaustavnom pritisku struje, p_t . Ako se istovremeno na zidu cevi meri strujni pritisak p , tada se lokalna brzina u izračunava iz poznate zavisnosti

$$\frac{p_t - p}{u^2 \rho / 2} = \left[\left(1 + \frac{k-1}{2} M \right)^{\frac{k}{k-1}} - 1 \right] \frac{2}{kM^2}$$

gde su:

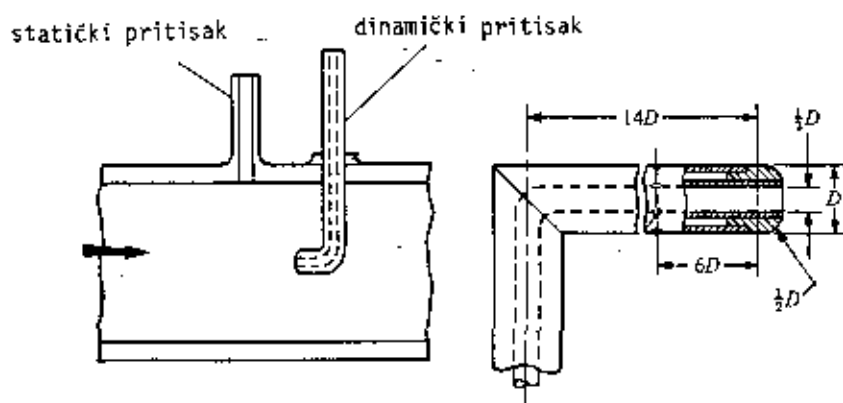
ρ - gustina gasa,

M - Mahov broj

$k = C_p/C_v$

Ovakav postupak je primenljiv do $M = 0,7$. U slučaju malih Mahovih brojeva

$$u = \sqrt{\frac{2(p_t - p)}{\rho}}$$

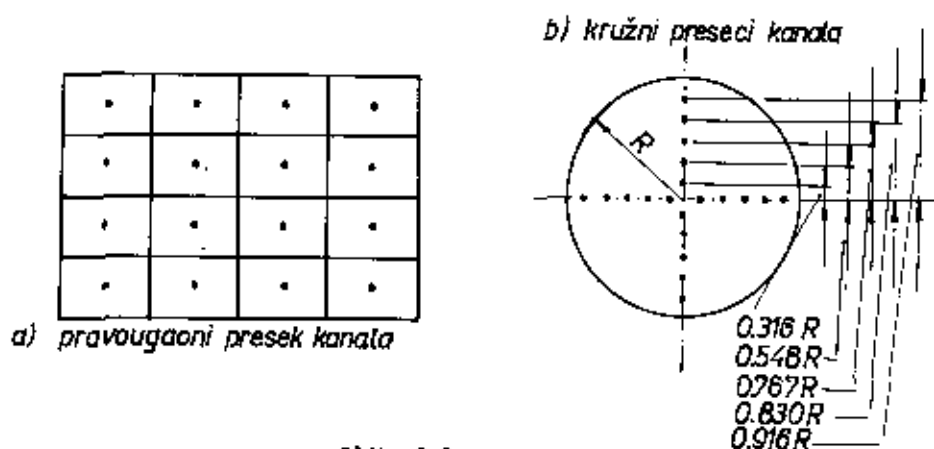


Slika 9.1

Postoje i standardne sonde koje značajno pomažu istraživaču u izboru i konstrukciji sonde, kao i u tehnici merenja.

Pored veličine brzine, često je važno odrediti i napadni ugao brzine strujanja. Za ovo se koriste posebne sonde (Pito sonda sa pet otvora).

Kada se meri protok pomoću Pito sonde, tada se kanal kroz koji struji fluid traverzira, tako da se merenja brzine obavljaju u centru svake od jednakih manjih površina (sl. 9.2).



Slika 9.2

Nakon obavljenih merenja izračuna se srednja brzina i množenjem sa ukupnom površinom dobija zapreminski protok.

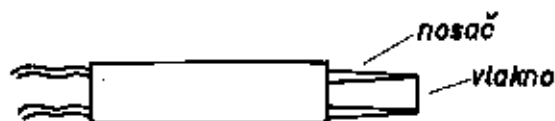
Kada su u pitanju nestacionarna strujanja, Pito sonda, s obzirom na svoju dinamičku karakteristiku, uglavnom ne može da se koristi. Tada se primenjuju anemometri sa zagrejanim vlaknom ili laser-Dopler anemometri.

1.2. Anemometar sa zagrejanim vlaknom (sl. 9.3)

Rad ovog anemometra se zasniva na funkcionalnoj zavisnosti odvedene toplote (hlađenja vlakna) i brzine strujanja fluida. Usled promene temperature vlakna menja se i njegova električna otpornost, pa ako se jačina struje održava konstantnom, to izaziva srazmernu promenu napona, odnosno javlja se funkcionalna zavisnost napona i brzine strujanja. Moguća je i druga varijanta - da vlakno održava konstantnu temperaturu automatskim menjanjem jačine struje kroz vlakno.

Vlakno je najčešće od platine prečnika reda veličine desetak mikrona, a dužine inekoliko milimetara. Vlakno se zavaruje za dva tanka metalna nosača.

Ovaj anemometar može da se koristiti i za određivanje napadnog ugla brzine strujanja.

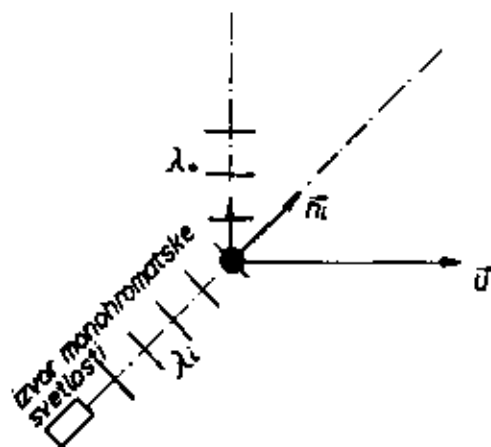


Slika 9.3

1.3. Laser-Dopler anemometar (LDA)

Svoj rad LDA zasniva na poznatom Doplerovom efektu. Izvor svetlosti, nepokretni laser, emituje monohromatsku svetlost talasne dužine λ_0 i brzine c , (sl. 9.4.). Smer svetlosti je definisan jediničnim vektorom \vec{n}_i . Neka svetlost osvetljava česticu koja se kreće brzinom \vec{u} , pri čemu je $|\vec{u}| \ll c$. Ukoliko se čestica ne kreće, tada je broj svetlosnih talasa koji udare u česticu, po jedinici vremena, $k_0 = c/\lambda_0$. Ukoliko se kreće, tada je razlika između brzine čestice i svetlosnog fronta

$$c - \vec{u} \cdot \vec{n}_i$$



Slika 9.4

Broj talasa koji udare u česticu, k_p , sada je

$$k_p = \frac{(c - \vec{u} \cdot \vec{n}_1)}{\lambda_1}$$

To je takodje broj talasa koji se odbiju po jedinici vremena od čestice u pokretu. Neka postoji nepokretni posmatrač prema kome čestica emituje odbijenu svetlost u smeru definisanom jediničnim vektorom \vec{n}_0 . Očigledno je da se sledeći talas odbije, posle vremenskog intervala $1/k_p$, prvi talas je na ras-
tojanju

$$\frac{(c - \vec{u} \cdot \vec{n}_0)}{k_p}$$

u odnosu na česticu. Na taj način, za nepokretnog posmatrača, prividna talasna dužina odbijene svetlosti iznosi

$$\lambda_0 = \frac{(c - \vec{u} \cdot \vec{n}_0)}{k_p} = k_1 \frac{(c - \vec{u} \cdot \vec{n}_0)}{(c - \vec{u} \cdot \vec{n}_1)}$$

a frekvencija

$$k_0 = \frac{c}{\lambda_0} = \frac{c}{\lambda_1} \frac{(c - \vec{u} \cdot \vec{n}_1)}{(c - \vec{u} \cdot \vec{n}_0)} = k_1 \left[\frac{1 - (\frac{\vec{u} \cdot \vec{n}_1}{c})}{1 - (\frac{\vec{u} \cdot \vec{n}_0}{c})} \right]$$

Doplerov pomeraj k_D je sada $k_D = k_0 - k_1$

$$k_D = k_1 \left[\frac{1 - (\frac{\vec{u} \cdot \vec{n}_1}{c})}{1 - (\frac{\vec{u} \cdot \vec{n}_0}{c})} \right] - k_1 = \frac{k_1}{c} \left[\frac{\vec{u} \cdot (\vec{n}_0 - \vec{n}_1)}{1 - (\frac{\vec{u} \cdot \vec{n}_0}{c})} \right]$$

Pošto je $|\vec{u}| \ll c$

$$k_D = \frac{n \vec{u}}{\lambda_0} \cdot (\vec{n}_0 - \vec{n}_1) \quad 9.1$$

gde je: λ_0 - talasna dužina u vakuumu upadne svetlosti, a n indeks refrakcije u sredini koja okružuje česticu.

U odnosu na druge metode merenja brzine, LOA ima svoje prednosti,

ali i nedostatke:

Prednosti:

- ne unosi nikakav poremećaj u struju,
- nije potrebno baždarenje anemometra,
- odgovarajućim izvodjenjem samog anemometra moguće je simultano meriti sve tri komponente brzine,
- linearnost jednačine (9.1) omogućuje merenja fluktuacije brzine,
- LDA meri praktično brzinu tačke strujnog polja.

Nedostaci:

- neophodno je veštački u struju uvoditi čvrste čestice,
- LDA meri brzinu čestice i koja, u slučajevima strujanja gasa, može u značajnoj meri da odstupa od brzine same struje,
- zidovi prostora u kome se vrši merenje moraju biti providni,
- sam anemometar je složen i skup.

1.4. Rotacioni protokomer

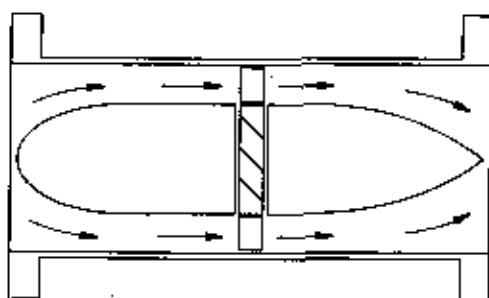
Rotacioni protokomer meri zapreminu proteklog fluida, tako što formira definisanu zapreminu za svaki obrtaj uređaja između kućišta i rotacionog elementa (sl. 9.5). Ukoliko se traži zapreminski protok, potrebno je meriti i vreme.



Slika 9.5

1.5. Turbinski protokomer

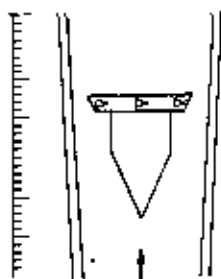
Za merenje se koristi turbinsko kolo (sl. 9.6) koje, kao i u prethodnom slučaju, meri zapreminu proteklog fluida.



Slika 9.6

1.6. Rotametar

Rotametar meri zapreminski protok. Uredjaj je jednostavan i sastoji se (sl. 9.7), od vertikalne cevi blago konusnih zidova koja se širi prema vrhu i u kojoj je smešten plovak. Pri strujanju fluida na plovak deluju sila potiska i sila težine. Plovak, pri strujanju fluida, zauzima neko ravnotežno stanje, koje je proporcionalno protoku, što praktično, znači da se merenje protoka svodi na merenje ploščaja plovka. Za svaki fluid potrebno je izvršiti baždarenje rotametra.



Slika 9.7

1.7. Prigušnice

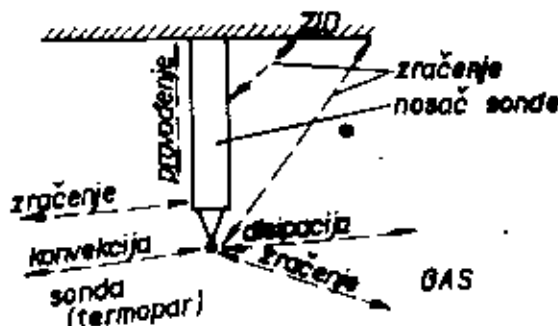
Princip rada prigušnica se zasniva na merenju razlike pritiska koja se javlja u struji kada se fluidu postavi prepreka, tj. prigušenje. Koriste se uglavnom blende, venturi i mlaznice. Ovi merni instrumenti su standardizovani.

2. MERENJE TEMPERATURE

Merenje temperature gasa pri većim brzinama strujanja i temperatura-
ma > 200 °C nije trivijalan problem. Uzrok ovome su:

- razmena toplote zračenjem između merne sonde i okoline,
- nedovoljna konvektivna razmena toplote između gasa i sonde,
- provodjenje toplote kroz držač sonde,
- viskozna disipacija u graničnom sloju sonde.

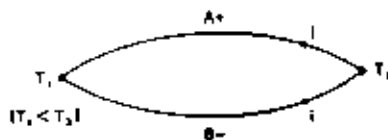
Ovi uticajni faktori su šematski prikazani na sl. 9.8.



Slika 9.8

Za merenje temperature koriste se stakleni termometri, bimetalni, termistorski, elektrotoparni, termoparovi, i dr. Ovi zadnji se uglavnom najčešće koriste u merenjima u oblasti sagorevanja.

Osnovni princip rada se zasniva na Zebekovom (Seebeck) efektu (slika 9.9).



Slika 9.9

Ako se formira kolo od dva različita provodnika električne struje A (pozitivni) i B (negativni) sa spojevima na temperaturama T_1 i T_2 , tada će

će u kolu javiti struja smera prikazanog na slici (9.9). Ukoliko se kolo pre-
kine, tada se na krajevima javlja elektromotorna sila koja je funkcija razli-
ke temperatura T_2 i T_1 . To znači da se, mereći elektromotornu silu, indirek-
tno meri temperatura. Moguće su različite kombinacije materijala provodnika,
od kojih je jedan deo standardizovan.

Pri strujanju fluida razlikuju se dve temperature: strujna T i tota-
lna ili zaustavna T_t .

Strujna temperatura je stvarna temperatura fluida bilo da miruje ili
se kreće. Nju je moguće izmeriti adijabatskom sondom koja je u toplotnoj rav-
noteži i u miru i u odnosu na fluid.

Totalnu temperaturu čine zbir strujne temperature i temperaturski ek-
vivalent (nekada se naziva dinamička temperatura) kinetičke energije fluida
 $u^2/2 C_p$

$$T_t = T + u^2/2 C_p$$

Totalnu temperaturu meri idealna sonda, u miru u odnosu na granice
sistema, kojom se idealno zaustavlja fluid.

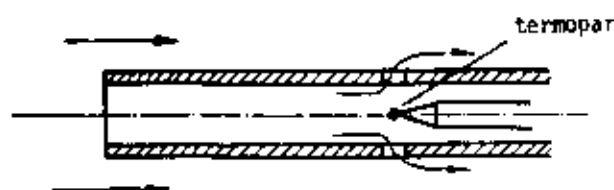
Pošto sama sonda lokalno utiče na struju, ona meri neku sopstvenu
temperaturu T_x koja je različita u odnosu na T_t

$$T_x = T + \frac{\xi u^2}{2C_p}$$

Faktor ξ je funkcija Mahovog broja.

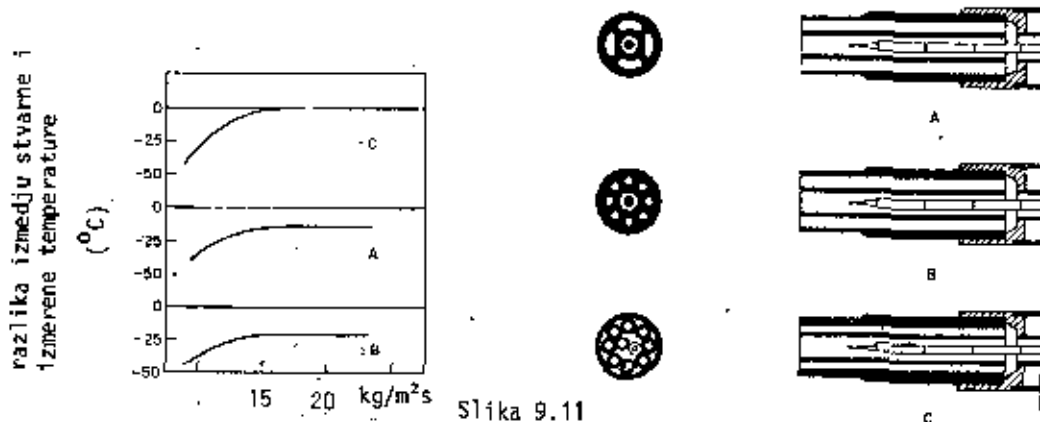
Pogodnom konstrukcijom sonde, tzv. zaustavne sonde (sl. 9.10) moguće
je ostvariti situacije bliske idealnim i meriti totalnu temperaturu

$$T_x \sim T_t$$



Slika 9.10

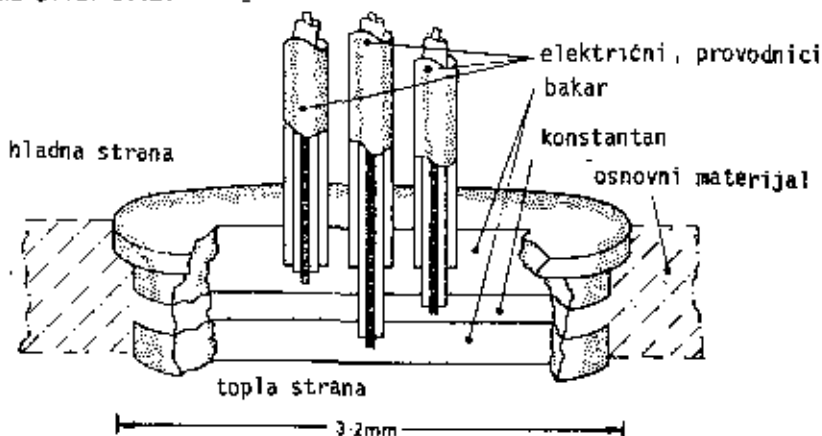
Za uslove visokih temperatura $>650^{\circ}\text{C}$, efekat zračenja ne može da se zanemari, pa se problem rešava zaštitom sonde nekim refraktorskim materijalom i povećanjem konvektivnog prenosa toplote (sl. 9.11).



Pored pobrojanih metoda merenja temperature koriste se i optičke metode - širen, interferometrija, pirometri, kao i spektroskopske metode.

3. MERENJE TOPLJOTNOG FLUKSA

Ima uređaja različitih konstrukcija. Jedan od jednostavnijih prikazan je na slici 9.12.



Slika 9.12

Sondu u suštini čine tri termopara u obliku pločica. Kako je debljina ovih pločica vrlo mala u odnosu na prečnik, toplotni fluks je praktično jednodimenzioni, pa se fluks izračunava koristeći jednodimenzionu Furijeovu jednačinu za provodjenje toplote

$$\frac{q}{A} = \frac{-\bar{\lambda} \Delta T}{\Delta x}$$

4. KARAKTERIZACIJA TURBULENCIJE

Poznavanje turbulentnog polja sa hemijskom reakcijom ili bez reakcije je važan aspekt istraživanja procesa sagorevanja u realnim sistemima. Pri tome se misli na poznavanje fluktuacije brzine, koncentracije reaktanata, statičkog pritiska, temperature, gustine i koeficijenta zračenja. Većina ovih merenja zahteva obradu podataka na direktno vezanom računaru koji često predstavlja i sam integralni deo instalacije.

4.1. Brzina

Za merenje fluktuacije brzine koriste se različite tehnike, uglavnom prilagodjene visokotemperaturnom polju.

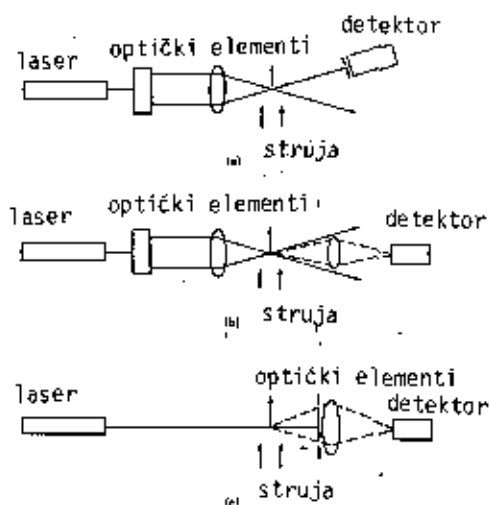
4.1.1. Anemometar sa zagrejanim vlaknom

Zapravo, radi se o varijanti metode gde se umesti metalnog tankog vlakna koristi tanka kvarcna ili keramička cevčica na čijoj je spoljnoj površini nanosen tanki sloj platine koji se hladi vodom koja struji kroz cevčicu.

4.1.2. Laser-Dopler anemometar (LDA)

Osnovni tehnički problem primene LDA leži u potrebi veštački uvedeni malih čvrstih čestica (aluminijum, magnezijum, cirkonijum, titandioksid) mikronskih dimenzija u struju koja se ispituje. Ove čestice imaju svoja ograničenja u pogledu dinamičkog ponašanja (praćenje fluktuacije brzine). Međutim, LDA i druge optičke metode pružaju izgledne i široke mogućnosti, te se sve više primenjuju.

Na slici 9.13 data je šema LDA.

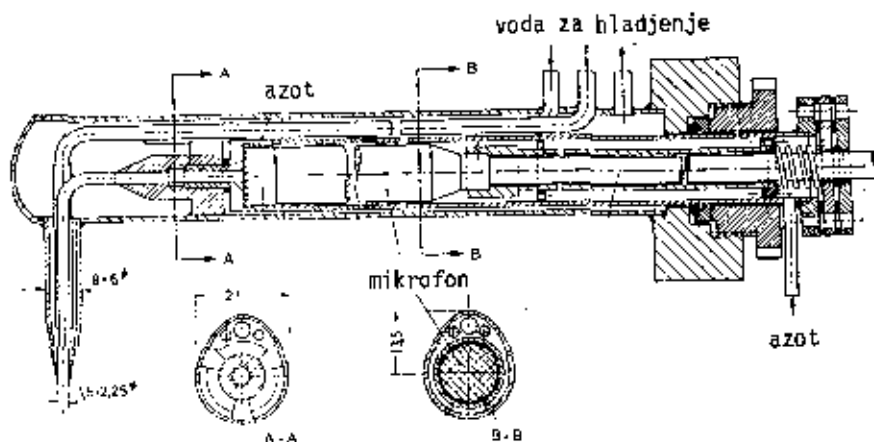


Slika 9.13

4.1.3. Mikrofonska sonda

Mikrofonska sonda (sl. 9.14) se sastoji od malog mikrofona smeštenog u hladjenom kućištu koji se tankom, takodje hladjenom, cevi povezuje sa komorom za sagorevanje. Mikrofonom se meri pritisak, a brzina odredjuje iz

$$p = \rho u^2.$$



Slika 9.14

Uvodjenjem kompenzacionog otvora sa zadnje strane membrane mikrofona mere se samo fluktuacije.

Osnovni problem primene ove metode je u složenom baždarenju i njenim ograničenim dinamičkim karakteristikama, pa je sve više potiskuje metoda LDA.

4.2. Koncentracija

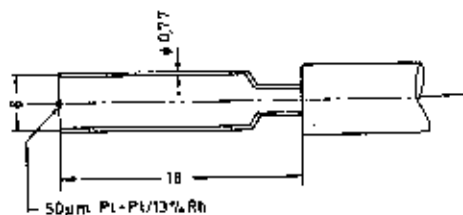
Za merenje fluktuacije koncentracija reaktanata, međuprodukata i produkata reakcije razradjen je i primenjen jedan broj uglavnom optičkih metoda: koherentno anti-Stoks Raman rasejanje, merenje spektralne emisije (apsorpcije i dr.).

4.3. Statički pritisak

Sonde za merenje fluktuacije statičkog pritiska baziraju rad na vezi ovih fluktuacija i količine kretanja. Na tačnost merenja značajno utiče geometrija sonde.

4.4. Temperatura

Za ova merenja koriste se mikro-termoparovi sa kompenzacijom (slika 9.15). Osnovu metode čini proračun razmene toplote između termopara i gasa i disipacije električne energije u termoparu.



Slika 9.15

Takodje je moguće koristiti optičke metode šliren, interferometriju, itd.

4.5. Gustina

I ovde su optičke metode nezamenljive. Koriste se šliren, interferometrija, i dr.

4.6. Veličina kapljica

Jedan od uticajnih parametara u procesima sagorevanja tečnih goriva je veličina raspršenih kapljica i njihova raspodela u zoni sagorevanja, o čemu je bilo više reči u poglavlju VII. Merenje veličina kapljica je tehnički težak problem, s obzirom da se u tipičnoj situaciji formira oko 10^6 kapljica u sekundi, koje su malih dimenzija, prostorno rasporedjene i kreću se relativno velikom brzinom od nekoliko desetina metara u sekundi i isparavaju, menjajući prečnik.

Metode merenja veličine kapljica mogu se svrstati u tri grupe:

- prikupljanje kapljica,
- fizičke sonde,
- optičke metode.

4.6.1. Prikupljanje kapljica

Uglavnom se koriste tri metode:

- gorivo se zamenjuje rastopljenim voskom koji se nakon raspršivanja hladi, a zatim se vrši klasična sitovna analiza;

- raspršeno gorivo se naglo rashladjuje, zamrzava i analizira pod mikroskopom;

- prikupljanje kapljica na površini tečnosti ili čvrste materije koja se ne rastvara u dodiru sa gorivom, fotografisanje i analiza uvećanih fotografija.

Prednosti ovih metoda su u jednostavnosti, a osnovni nedostaci - deformacija kapljica, isparavanje kapljica, dugotrajnost analize (treba izmeriti najmanje 10^3 kapljica).

4.6.2. Fizičke sonde

- merenje količine kretanja kapljica sudarom sa sondom,
- zagrejano vlakno i njegovo hladjenje usled kapljica koje udaraju u vlakno,
- naelektrisanje kapljica i merenje količine naelektrisanja.

Pogodnost ovih sistema je u brznoj obradi podataka i relativnoj jednostavnosti, a mane direktan uticaj na mlaz goriva i potrebe baždarenja i mogućnost i većih grešaka.

4.6.3. Optičke metode

U zadnje vreme ove metode potpuno potiskuju ostale. Same metode mogu da budu vrlo različite:

- Direktno fotografisanje, snimanje filmskom ili video-kamerom.

Ova metoda zahteva brze izvore svetlosti reda veličine 10^{-7} - 10^{-8} sekunde, što tehnički nije jednostavan problem. Sama metoda je tačna, ali zahteva dugu i mukotrpnu obradu podataka. Moguća je upotreba automatskih sistema za analizu slike uz pomoć računara. Takođe, s obzirom na ograničenu dubinski oštrinu, dobija se samo informacija o relativno malom delu raspršenog goriva u jednom merenju.

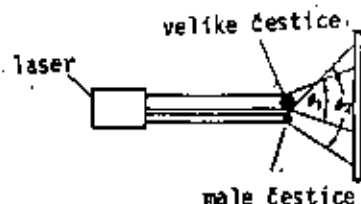
- Holografija.

Osnovna prednost ove metode je u trenutnom dobijanju informacije o karakteristikama raspršenog goriva po celoj zapremini, a mane su, pre svega, složenost uređaja i njegova visoka cena, kao i teškoće kod velikih "gustina" kapljica u prostoru.

- Koherentno anti-Stoks Raman rasejanje svetlosti, Fraunhoferova difrakcija svetlosti, i dr.

Ove metode su veoma pogodne za ispitivanje kvaliteta raspršivanja tečnih goriva, ne utiču na samo raspršivanje, izbaždareni instrumenti daju apsolutnu tačnost od oko 5 %, merenja su kratkotrajna, a obrada podataka takodje kratka. Osnovni nedostaci su složenost opreme i visoka cena.

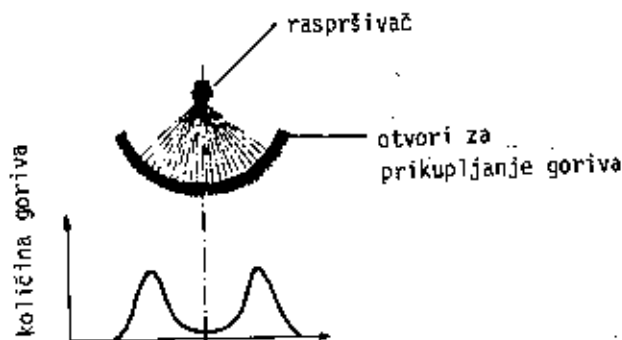
Na slici 9.16 šematski je prikazan princip rada metode difrakcije svetlosti.



Slika 9.16

4.7. Raspodela raspršenog goriva

Ova raspodela definiše količinu goriva po preseku mlaza raspršenog goriva. Obično se određuje jednostavnim prikupljanjem goriva u malim cevima radijalno postavljenim (slika 9.17).



Slika 9.17

4.8. Prikupljanje uzoraka čvrstih čestica iz struje gasa

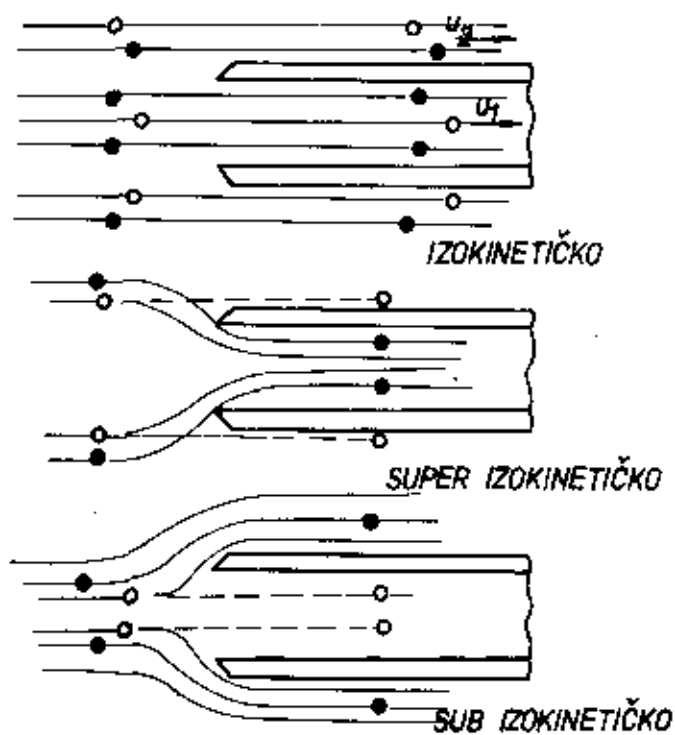
Prikupljanje čvrstih čestica zahteva brižljivo konstruisanje sonde i vodjenje eksperimenta. Reprezentativni uzorci mogu da se dobiju samo ako su brzine gasa koji ulazi u sondu i brzina osnovne gasne struje iste; takav slučaj je tzv. izokinetički (sl. 9.18). U slučajevima subizokinetičkog i super izokinetičkog prikupljanja moguće su značajne greške.

Ako je brzina $u_1 \gg u_2$ biće manja koncentracija prikupljenih čestica jer će usled inercije veće čestice proći pored sonde. U suprotnom, kada je $u_1 \ll u_2$, sonda će prikupiti veću količinu čestica od stvarne koncentracije jer će veće, takodje usled inercije, ući u sondu, a manje čestice će proći pored sonde.

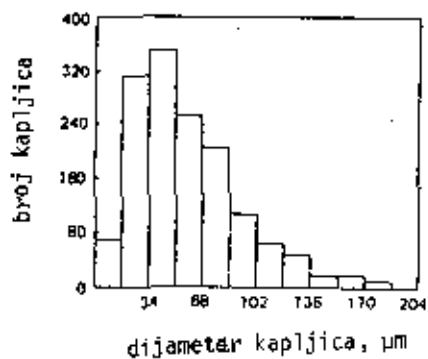
Inercijalne sile postaju značajne za čestice veće od $3 \mu\text{m}$. Smatra se da razlika između brzina u_1 i u_2 ne sme da prelazi $\pm 20\%$.

4.9. Raspodela čestica, tj. kapljica goriva

Raspodelu čestica, tj. kapljica goriva, moguće je prikazati na različite načine. Za brzu informaciju istraživaču najpogodnije je koristiti histogram (sl. 9.19).



Slika 9.18



Slika 9.19

Na ordinati je prikazan broj čestica čije su dimenzije između $r - \Delta r/2$ i $r + \Delta r/2$, a na apscisi je prečnik čestice. Ako se Δr smanjuje, dolazi se do krive frekvencija - raspodela.

Eksperimentalno određivanje ove krive je zametan posao, pa se sa dovoljnom tačnošću, na bazi relativno malog broja izmerenih čestica, zamenjuje najčešće, jednostavnom matematičkom funkcijom po Rosin-Ramleru (Rosin-Rammler)

$$1 - v = \exp(-bx)^k$$

gde je:

v - deo ukupne zapremine koji čine čestice prečnika manjeg od x ,

b i k - konstante.

k pokazuje raspodelu dimenzija čestica. Što je k veće, čestice su uniformnijeg prečnika.

4.10. Analiza sastava produkata sagorevanja

Za analizu sastava produkata sagorevanja koriste se različite metode: absorpcija, masena sprektrometrija, hromatografija, sprektrohemijska, masena sprektrografija, paramagnetizam, i dr.

Ova analiza uglavnom obuhvata O_2 , CO_2 , CO , NO , NO_2 , SO_2 , SO_3 , H_2S , N_2 , nesagorele ugljovodonike i dimni broj.

Jedna od starijih metoda određivanja sadržaja N_2 , CO_2 i O_2 je Orsat metoda. Uzorak gasa koji se ispituje se propušta kroz nekoliko reagenata koji vrše selektivnu absorpciju CO_2 , O_2 i CO , a N_2 se određuje kao dopuna do 100 %. Metoda je jednostavna, ali nije pogodna za kontinualno praćenje sastava gasova.

Infracrveni analizatori koriste se za određivanje CO , CO_2 i CH_4 . Za merenje sadržaja SO_2 koriste se različite tehnike: fotometrija, titrisanje, UV absorpcija, korelaciona sprektrometrija, infracrveni analizatori, i dr. Širok opseg mogućnosti se pruža takodje i u slučaju NO i NO_2 - infracrveni analizatori, UV fotometrija, elektrohemijske metode, i dr.

LITERATURA

- /1/ Vušković, I.: Osnove tehnike merenja, Mašinski fakultet Beograd, 1977.
- /2/ Esterkin, R., i dr.: Teplotehničke izmerenja, Nedra, Lenjingrad, 1981.
- /3/ Chedaille, J., Braud, Y.: Measurements in flames, Edward Arnold, London, 1972.
- /4/ Pritchard, R., i dr.: Industrial Gas Utilization, London, 1977.
- /5/ Lennert, A., i dr.: Application of Laser Velocimeters for Flow measurements, AIAA Symp., MIT, -1974.
- /6/ Günter, R.: Turbulence Properties of Flames and their Measurements, Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 9, 1983.
- /7/ Chigier, N.: Drop Size and Velocity Instrumentation, Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 9, 1983.

X TOKSIČNE KOMPONENTE U PRODUKTIMA SAGOREVANJA

U V O D

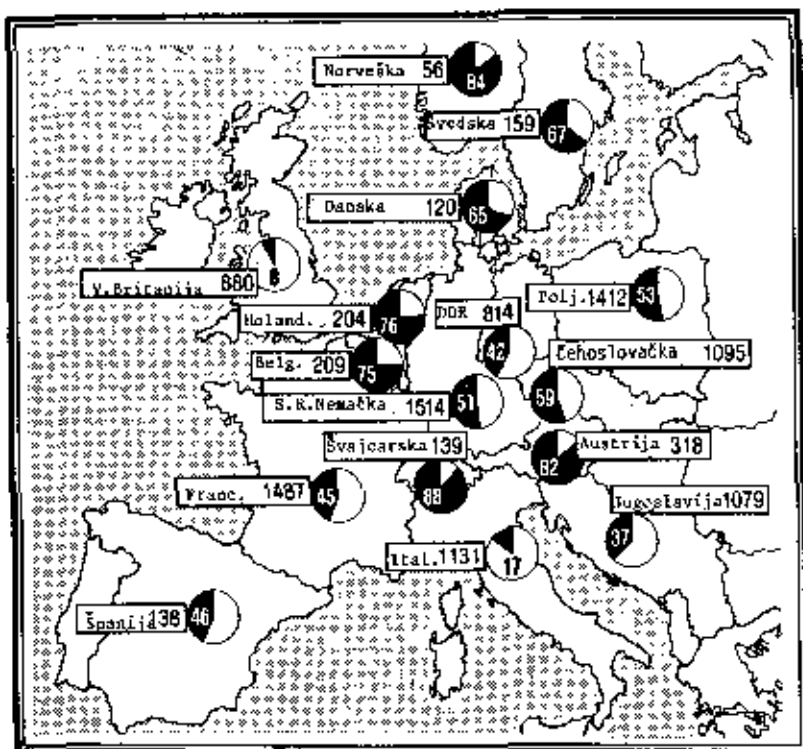
Problematika zagadjenja vazduha produktima sagorevanja nije novijeg datuma kao što se obično misli. Još 1273. godine u Engleskoj je donesen prvi zakon o zagadjenju vazduha. Problem je bio svakako jednostavniji nego danas, s obzirom da se radilo o zagadjenju vazduha sagorevanjem malih količina uglja. Zabrana se odnosila na takozvani "morski" ugalj, koji je u London dovožen preko mora iz Njukastla. Nekoliko godina kasnije jedan prekršilac je osuđen na smrtnu kaznu, koja je i izvršena. Kasnije, ova problematika razmatrana je i u knjizi Dž. Evelina "Fumifugium" (izdata 1661. god.).

Uopšte posmatrano, toksične komponente koje nalazimo u našoj okolini potiču iz:

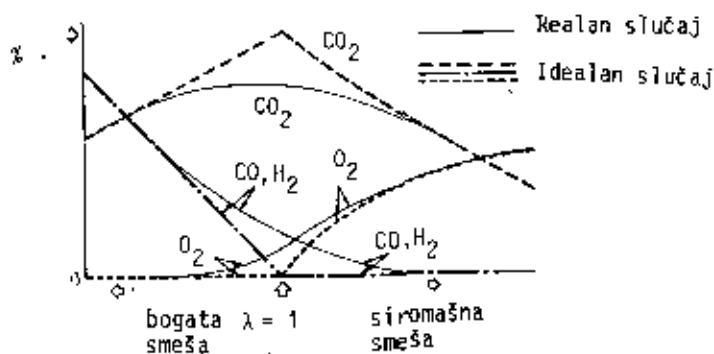
- prirodnih izvora, i
- izvora zagadjenja nastalih delovanjem čoveka.

Prva grupa zagadjivača (vulkanska aktivnost, naprimer) razmatra se relativno malo u stručnoj literaturi, s obzirom da je čovek nemoćan da utiče na njih. Izvorci zagadjenja nastali delovanjem čoveka čine, nažalost, osnovu današnjih ekoloških problema. Sa stalnim povećanjem korišćenja postupaka sagorevanja bilo koje vrste za dobijanje toplotne, mehaničke odn. električne energije, rasla je i količina toksičnih komponenata emitovana dimnim i izduvnim gasovima u atmosferu. Čini se da su odbrambeni kapaciteti prirode iscrpljeni, pogotovo u industrijski razvijenim zemljama, tako da dolazi do znatnih poremećaja, pa čak i pravih katastrofa (pojava "kiselih" kiša kao i posledica izumiranja šuma u Zapadnoj Evropi)(sl. 10.1).

Toksične komponente u produktima sagorevanja javljaju se kao posledica i dobrog (potpunog) i lošeg (nepotpunog) sagorevanja. Usled potpunog sagorevanja obrazuju se, pored ugljendioksida i vodene pare, sumpordioksid, kao i oksidi azota, kojima pogoduju više temperature sagorevanja. Usled nepotpunog sagorevanja obrazuju se ugljenmonoksid, nesagoreli ugljovodonici i čadaj (sl. 10.2).



Slika 10.1. Količina sumpordioksida u Evropi u 1.000 t. Brojevi u krugu predstavljaju procenat istih komponentata koji određena zemlja prima od suseda /3/



Slika 10.2. Sastav produkata sagorevanja (idealni i stvarni) zavisno od koeficijenta viška vazduha

Toksične komponente koje se javljaju kao posledica sagorevanja uopšte, mogu se razvrstati na više načina: prema agregatnom stanju (gasoviti, tečni, čvrsti), prema izvoru zagađenja - stacionarni (kotlovi i peći) i nestacionarni (motori) i sl. Pored sumpordioksida (SO_2) i oksida azota (NO_x) toksične komponente od većeg značaja su još ugljenmonoksid (CO), nesagorelo gorivo - nesagoreli ugljovodonici (C_mH_n), vodonično-halogeni jedinjenja, teški metali i čvrste čestice. Toksične komponente potiču iz:

- nepoželjnih primesa koje se nalaze u gorivu, i
- nastaju nepotpunim i nesavršenim sagorevanjem.

U prvu grupu spadaju jedinjenja sumpora, teški metali (jedinjenja olova kod motornih benzina, jedinjenja vanadijuma kod teških lož-ulja i dr.) i vodonično-halogeni jedinjenja (jedinjenja hlora, naprimer). U drugu grupu spadaju CO i C_mH_n . Njihovo nastajanje se kod stacionarnih postrojenja može smanjiti relativno malim zahvatima i održavati u zadovoljavajućim granicama. Kod motora su intervencije ovog tipa manje moguće zbog relativno kratkog vremena odvijanja procesa.

SO_2 se javlja uglavnom pri sagorevanju goriva koja sadrže sumporna jedinjenja u svom sastavu (uglji, lož-ulja i dr.). Prirodni zemni gas i produkti prerade nafte kao što su tečni gas, benzin, dizel gorivo, gorivo za mlazne motore, sadrže malo sumpora, bilo prirodno, bilo kao posledica procesa prerade u rafinerijama. Kako postoje male mogućnosti za odstranjivanje sumpornih jedinjenja iz uglja i teških frakcija prerade nafte, problem obrazovanja sumpornih oksida prvenstveno se javlja kod postrojenja koja troše ove vrste goriva - kotlova i peći.

NO_x nastaje oksidacijom bilo azota sadržanog u gorivu, bilo azota iz vazduha, najčešće na visokim temperaturama. Količina oksida azota je neprimetljivo visoka čak pri sagorevanju veoma kvalitetnih goriva, pa i pri stehiometrijskom sagorevanju. Izduvni gasovi motora motornih vozila doprinose znatno više zagađenju vazduha oksidima azota u poredjenju sa dimnim gasovima stacionarnih postrojenja.

Teški metali i vodonično-halogeni jedinjenja javljaju se, kao i sumporna jedinjenja, u samom gorivu. U sastavu produkata sagorevanja motora učešće teških metala je veoma malo, izuzev jedinjenja olova, koja potiču iz anti-detonatora (tetrametil- i tetraetil-olova), koji se motornim benzinima dodaju

u cilju poboljšanja oktanskog broja. Osnovna razlika između teških metala i vodonično-halogenih jedinjenja je što se teški metali posle sagorevanja javljaju u neposrednoj okolini kao čvrste čestice, dok se halogena jedinjenja nalaze u gasovitom stanju.

1. NASTAJANJE OKSIDA SUMPORA

Oksidi sumpora potiču od sumpornih jedinjenja koja se nalaze u gorivu. Sumpor se u čvrstim gorivima nalazi u tri oblika, i to kao:

- piritni,
- sulfatni, i
- organski.

Organski i piritni sumpor čine "gorivi" sumpor (tablica 10.1).

Tablica 10.1

Sadržaj sumpora u gorivu 0,2-11,0 % (obično 1,0-3,0 %)		
<i>D i s u l f i d i</i> FeS_2	<i>S u l f a t n i</i> $CaSO_4, FeSO_4$	Vežan sa C, H, N
50-70 % od ukupnog sumpora	zanemarljivo malo učesće	30-50 % ukupnog sumpora
<i>gorivi</i>	<i>negorivi</i>	<i>gorivi</i>

Pri sagorevanju sumpora iz goriva nastaje prvo SO_2 , a onda uz prisustvo katalizatora (naprimer Fe_2O_3) obrazuje se i SO_3 . Na nastajanje SO_3 u određenoj meri deluju i višak vazduha i temperatura u ložištu: niži koeficijent viška vazduha i viša temperatura sagorevanja smanjuju nastajanje SO_3 .

2. NASTAJANJE OKSIDA AZOTA

Od azotnih oksida prvobitno nastaje azotmonoksid (NO). Već posle kratkog vremena manji deo se reakcijom sa kiseonikom transformiše u azotdioksid (NO_2). Zbir NO i NO_2 obeležavamo sa NO_x - na ovaj način se u stručnoj literaturi i iskazuje.

Azotmonoksid nastaje u principu na tri različita načina:

- reakcijom azota iz vazduha sa kiseonikom, takodje iz vazduha - takozvani "termički" azotmonoksid,
- prilikom reakcije radikala - takozvani "brzi" azotmonoksid ("prompt")
- oksidacijom azotnih jedinjenja iz sastava goriva - takozvani "gorivi" azotmonoksid.

Termički NO nastaje reakcijom azota i kiseonika na povišenim temperaturama prema Zeljdovičevom mehanizmu:



Ove reakcije su izrazito endotermične.

Obrazovanje termičkog NO može se smanjiti smanjenjem temperature ispod 1.773 K, skraćivanjem vremena prebivanja na visokim temperaturama i ograničavanjem količine kiseonika.

"Brzi" NO potiče iz reakcija u kojima učestvuju ugljovodonični radikali. Za ove reakcije postoje višestruke mogućnosti, naprimer:



daljim reakcijama sa kiseonikom nastaje NO. Način obrazovanja "brzog" NO je predmet istraživanja još uvek. Primeri nastajanja ovog azotmonoksida utvrđeni su u temperaturnom intervalu 1.873-2.373 K i pri bogatim mešavinama goriva i vazduha ($\lambda < 1$). Kao i kod termičkog NO, količina brzog NO se može smanjiti sniženjem temperature ložišta i skraćivanjem vremena prebivanja reagujućih materija u oblasti visokih temperatura.

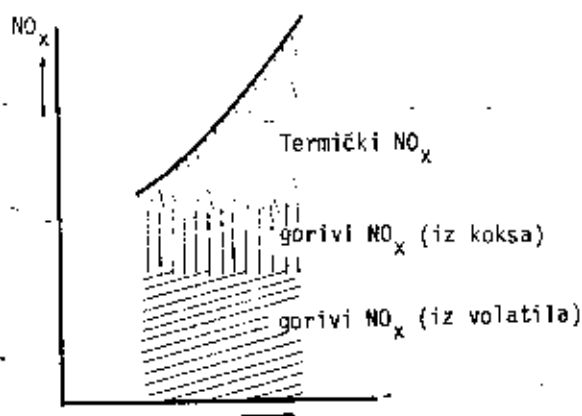
Gorivi NO nastaje reakcijom azota iz goriva (sadržaj azota u gorivu kreće se u opsegu 0,5-2,0 %). Kao što je poznato, prilikom zagrevanja čestice uglja dolazi do njegovog termičkog razlaganja praćenog izdvajanjem volatila - gorivih isparljivih materija i transformacijom ugljene supstance u koks. Pored poznatih sastojaka gorivih isparljivih materija (ugljovodonika, ugljenmonoksida i vodonika) izdvajaju se i azotna jedinjenja NH_3 , HCN i C_2N_2 . Zavisno

od brzine zagrevanja, krajnje temperature, veličine čestice, kao i vrste samog uglja, izdvađa se 20 do 80 % prisutnog azota u uglju u vidu isparljivih sastojaka. Preostali azot ostaje u obrazovanom koksnom ostatku. Ovim se uvodi pojam "isparljivog" i "neisparljivog" azota u gorivu.

Oksidacija isparljivog azota i azota iz koksa odvija se na različiti način. Isparljivi azot obično reaguje sa kiseonikom, pri čemu se obrazuje NO. Dalje, NO može reagovati sa jednim od polaznih produkata, naprimer:



NO može biti reduciran i od strane drugih sastojaka gorivih isparljivih materija. Jedna od mogućih reakcija je i između NO i CO pri čemu kao rezultat nastaju CO_2 i N_2 . Ova reakcija biva katalitički ubrzana na površini koksne čestice. Oksidacija azota iz koksnog ostatka je veoma složena i do danas nedovoljno istražena. U današnjim uslovima široko prihvaćena podela je još uvek samo na gorivi i termički NO. Orijentacione vrednosti odnosa termičkog i gorivog NO_x date su, zavisno od toplotnog opterećenja u zoni gorionika (sl. 10.3).



Toplotno opterećenje u zoni gorionika

Slika 10.3. Odnos termičkog i gorivog NO_x zavisno od toplotnog opterećenja u zoni gorionika //

Iako su temperature pri sagorevanju uglja u sprasenom stanju (1.473 do 1.873 K) mnogo više u odnosu na temperature pri sagorevanju u fluidizovanom

sloju (1073-1173 K), zadnjih godina prihvaćena je teza da NO potiče najvećim delom iz gorivog azota.

3. NASTAJANJE ČVRSTIH ČESTICA

Nastajanje čvrstih čestica u okviru određenog procesa sagorevanja posledica je sastava goriva u prvom redu (sadržaja mineralnih primesa kod čvrstih goriva) nepotpunog sagorevanja težih frakcija ulja za loženje, neregulisanosti pumpe visokog pritiska kod dizel motora i dr.

Emisija čvrstih čestica (letećeg pepela, čadji) iz određenog ložišta ili komore za sagorevanje zavisi od niza faktora: brzine dimnih gasova, veličine i gustine čestica, stepena sagorevanja, temperature dimnih gasova, konstrukcije ložišta, sastava i granulacije uglja, naprimer.

Za određeno ložište sastav goriva je najuticajnija veličina. Stepensagorevanja se obično kreće u granicama 95,0-99,5 %. U idealnom slučaju, čvrste čestice bi predstavljale pepeo; u stvarnosti, zajedno sa pepelom emituje se i 0,5 do 5,0 % gorivog dela uglja (fiksni ugljenik). Prilikom sagorevanja težih ulja za loženje, čestice goriva, izložene visokoj temperaturi ložišta, ne stignu u toku obrazovanja smeše, da ispare, već se razlažu (krekuju) usled čega nastaje čadj.

Način sagorevanja takodje utiče na emisiju. Pri sagorevanju uglja u spršenom stanju, smanjenjem čestice usled sagorevanja povećava se i mogućnost njenog iznošenja dimnim gasovima. Svakako da je ova mogućnost manja pri sagorevanju uglja na rešeci. Kod ciklonskog ložišta količina emitovanih čestica je takodje manja, zbog poznatog načina odvajanja u ciklonu (vidi odeljak Mogućnost sprečavanja emisije čvrstih čestica).

4. MOGUĆNOSTI SPREČAVANJA ZAGADJENJA

Mogućnosti sprečavanja, odn. smanjenja zagadjenja okoline uopšte svoje se na niz mera:

- tehničko-tehnološke,
- zakonske,
- mere preorijentacije na čistije ili čiste izvore energije,

- edukativne, i
- informativne mere.

U daljem izlaganju biće razmatrane samo tehničko-tehnološke mere za sprečavanje zagađenja najvažnijim toksičnim komponentama u produktima sagorevanja u termotehnici i termoenergetici.

U ovom smislu smanjenje zagađenja ostvaruje se:

- sprečavanjem nastajanja toksičnih komponentata,
- izdvajanjem toksičnih komponentata iz dimnih gasova pre ispuštanja u okolnu atmosferu, i
- merama razredjenja dimnih gasova sa ciljem dobijanja prihvatljivih vrednosti kvaliteta vazduha.

4.1. Mogućnosti smanjenja emisije sumpornih oksida

Za smanjenje emisije sumpornih oksida postoji više mogućnosti:

- I - obradom goriva pre procesa sagorevanja - desulfurizacijom goriva,
- II - delovanjem u toku samog procesa sagorevanja, i
- III - delovanjem na dimne gasove posle procesa sagorevanja, a pre ispuštanja u okolinu.

Ove mogućnosti, primenjene na fosilna goriva, svode se realno:

kod prirodnog zemnog gasa - na odstranjivanje eventualno prisutnog sumporvodonika (H_2S) - postupak I,

kod produkata prerade nafte - na odstranjivanje sumpornih jedinjenja postupkom hidrodesulfurizacije - postupak I,

- na gasifikaciju i proizvodnju gorivog gasa sa minimalnom količinom sumpora - postupak I,

- na sagorevanje u fluidizovanom sloju - postupak II,

- na desulfurizaciju dimnih gasova - postupak III.

kod uglja

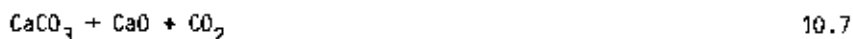
- na odstranjivanje pirita (FeS_2) iz uglja - postupak I.



- na odstranjivanje organskog sumpora prevodjenjem uglja postupcima likvifikacije u tečna goriva - postupak I,
- gašifikaciju i proizvodnju gorivog gasa sa minimalnom količinom sumpora - postupak I,
- na sagorevanje u fluidizovanom sloju - postupak II,
- na desulfurizaciju dimnih gasova - postupak III.

Kako je obrada goriva predmet obrade u okviru predmeta Pogonske materije, u daljem izlaganju težište će biti na mogućnostima smanjenja emisije sumpornih oksida tokom i posle procesa sagorevanja.

Jedini proces sagorevanja u kome je moguće tokom procesa - "in situ" - delovati na količinu sumpornih oksida je proces sagorevanja u fluidizovanom sloju. Kako je o ovom procesu već bilo reči u poglavlju VIII, dalje će biti reči o pogodnostima ovog procesa samo u smislu smanjenja zagadjenja. Uvodjenjem krečnjaka u sloj, dolazi prvo do kalcinacije krečnjaka, shodno reakciji:



a dalje do reakcije vezivanja sumpordioksida i eventualno sumpotrioksida kalcijumoksidom, pri čemu nastaje gips:



i

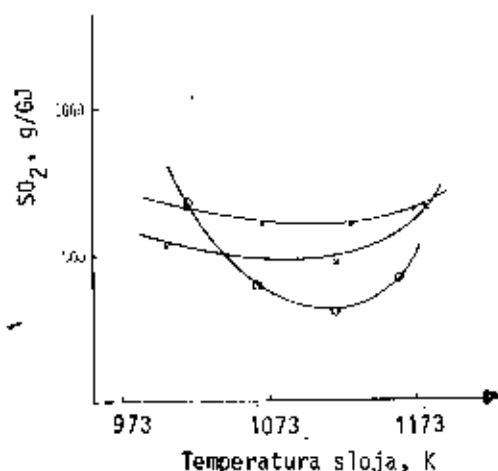


Vezivanje sumpornih oksida na ovaj način zavisi od temperature na kojoj se proces odvija, kao i od količine i vrste krečnjaka koji se u proces uvodi. Do sada izvršena istraživanja u ovoj relativno mladoj oblasti sagorevanja ukazuju na optimalno područje temperatura između 1.073 i 1.123 K. Na sledećoj slici (sl. 10.4) predstavljeni su rezultati istraživanja uticaja temperature, kao i vrste krečnjaka na emisiju sumpornih oksida.

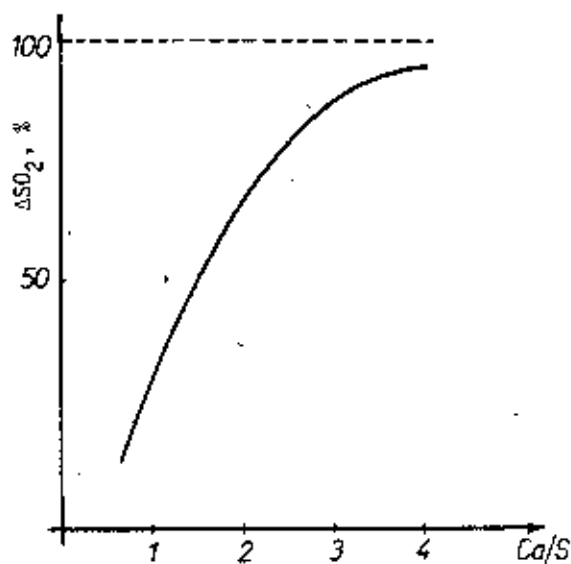
Takodje niz istraživača ukazuju na povoljnije rezultate u vezi emisije sumpornih oksida sa mekšim u poredjenju sa tvrdjim vrstama krečnjaka.

Mera potrebne količine krečnjaka, koju je potrebno uvesti u fluidizovani sloj izražava se molskim odnosom kalcijuma i sumpora iz goriva (Ca/S).

Obično se preporučuje odnos $Ca/S = 3$, koji može da obezbedi i do 90 % smanjenje emisije sumpornih oksida. Na sledećoj slici (sl. 10.5) data je zavisnost smanjenja emisije sumpornih oksida u funkciji odnosa Ca/S .

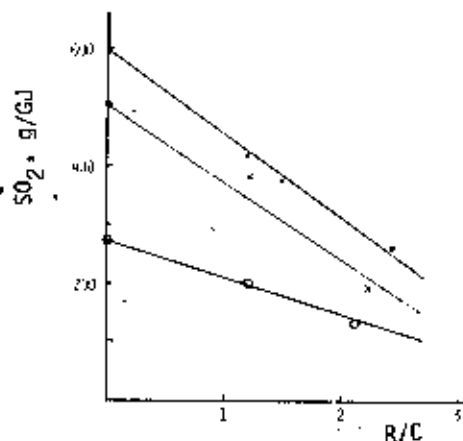


Slika 10.4. Uticaj temperature i vrste krečnjaka na emisiju sumpordioksida. Snaga postrojenja - 1 MW_t. Vrste krečnjaka: 1 - nemački krečnjak, 2 - holandski krečnjak, 3 - belgijski krečnjak. Ugalj: američki - Virđžinija /9/

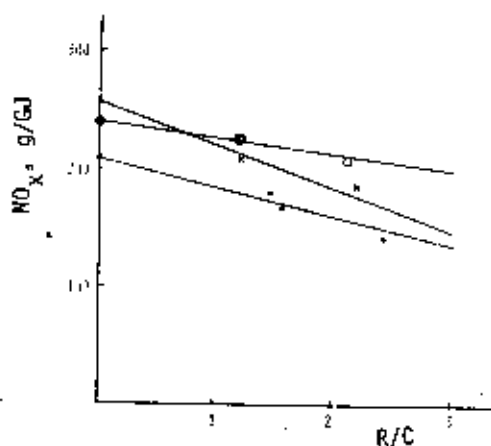


Slika 10.5. Uticaj Ca/S odnosa na smanjenje emisije sumpordioksida. Smanjenje emisije definisano je odnosom promene i početne vrednosti sumpordioksida

Novija istraživanja () ukazuju da se recirkulacijom letećeg pepela, u kome se nalazi i deo nereagovanog kalcijumoksida, pored znatnog poboljšanja stepena sagorevanja, može znatno uticati i na smanjenje emisije sumpordioksida (sl. 10.6). Ovo svakako doprinosi poboljšanju ekonomičnosti samog procesa, jer je moguće postići smanjenje emisije sa manjom količinom krečnjaka, a takodje i "proizvodnju" manje količine gipsa (uštete pri transportu i skladištenju). Istovremeno, recirkulacijom letećeg pepela smanjuje se količina emitovanih oksida azota (sl. 10.7).



Slika 10.6



Slika 10.7

- Sl. 10.6. Uticaj stepena recirkulacije (R/C) na smanjenje emisije sumpornih oksida. Postrojenje 1 MW_t; koeficijent viška vazduha 1,2; temperatura fluidizovanog sloja 1123 K; Ca/S = 3. Virđžinija uglj. 1 - nemački krečnjak, 2 - holandski krečnjak, 3 - belgijski krečnjak. Stepem recirkulacije je definisan odnosom masenog protoka letećeg pepela i potrošnje uglja /9/
- Sl. 10.7. Uticaj stepena recirkulacije na smanjenje oksida azota. Isti uslovi kao na prethodnoj slici /9/

Tretmanom posle procesa sagorevanja odsumporavanje dimnih gasova vrši se postupkom koji se već dugo koristi, tako da postojeća saznanja i iskustvo omogućuju izgradnju pouzdanih instalacija.

Odsumporavanje dimnih gasova primenjuje se kod kotlova loženih ugljem ili težim lož-uljima, odnosno kod postrojenja koja troše goriva sa većim sadržajem sumpornih jedinjenja. Korišćeni procesi mogu se podeliti na "mokra"

i "suve". Kod "mokrih" procesa dimni gasovi se dovode u kontakt sa vodenim rastvorom ili suspenzijom, pri čemu sumporni oksidi bivaju hemijski vezani. Po pravilu, dimni gasovi se hlade do oko 60 °C pri čemu dolazi do zasićenja vodenom parom. Direktna emisija ovakvih, relativno hladnih dimnih gasova izaziva koroziju. Da bi se sprečilo korodivno delovanje vrši se po pravilu ponovno zagrevanje dimnih gasova. Naravno, ponovno zagrevanje dimnih gasova predstavlja gubitak energije, pa kao takvo ima direktan uticaj na ukupni stepen korisnosti postrojenja. Kod suvih procesa sumporni oksidi se vezuju za spoljnu površinu čvrste supstance pri čemu hladjenje dimnih gasova nije potrebno.

Pored podele na suve i mokre procese, postupke odsumporavanja dimnih gasova moguće je razvrstati zavisno od vrste i mogućnosti korišćenja konačnog proizvoda koji sadrži sumpor. Tri najvažnije grupe ovih postupaka su:

- postupci pri kojima konačni proizvod predstavlja otpad,
- postupci pri kojima se kao konačni proizvod dobija gips, i
- regenerativni postupci.

Prva grupa postupaka daje kao konačni produkt potpuno neupotrebljiv proizvod, koji se kontrolisano ili nekontrolisano mora skladištiti - u napuštenom rudniku, okeanu, naprimer. U ovim postupcima koristi se isključivo krečnjak ili kreč, a konačan proizvod je mulj koji se sastoji iz kalcijumsulfita i kalcijumsulfata (CaSO_3 , CaSO_4). Drugom grupom procesa dobija se kao konačan proizvod gips, potencijalna alternativa prirodnom gipsu. Kao dobro poznata supstanca gips se može kontrolisano skladištiti ukoliko nema mogućnosti za njegovu primenu. I u ovoj grupi procesa koristi se kao vezivo sredstvo krečnjak ili kreč. Kod regenerativnih procesa, prvobitni reagens, koji se koristi kasnije u procesu odsumporavanja i vezuje sa sumpornim oksidima, ponovo se dobija. Po pravilu, u ovim procesima nastaje koncentrovani SO_2 , koji se poznatim hemijskim procesima prevodi u, naprimer, sumpor ili sumpornu kiselinu. U opštem slučaju, ova grupa postupaka obavlja se u tri faze:

- apsorpcija sumpordioksida



- desorpcija SO_2



- transformacija sumpordioksida u željeni proizvod.

4.2. Mogućnosti smanjenja emisije oksida azota

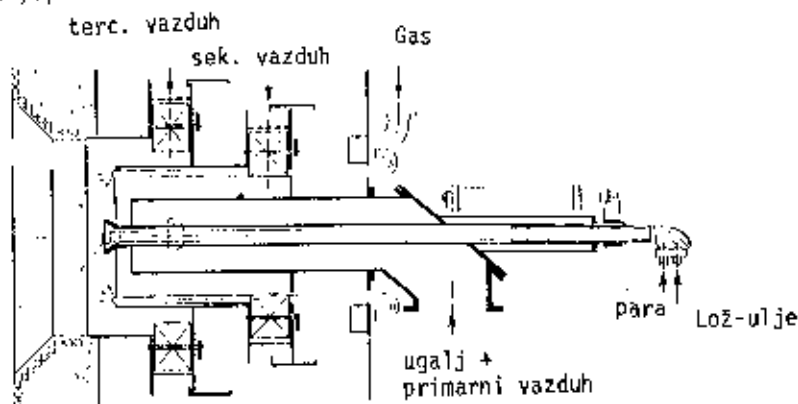
Uopšteno posmatrano, smanjenje emisije oksida azota moguće je razmatrati na isti način kao i kod sumpornih oksida. Praktično se ipak koriste samo procesi i postupci kojima se na obrazovanje oksida azota deluje tokom i posle procesa sagorevanja. Detaljnije, prva grupa mogućih intervencija svodi se na:

- razvoj novih tipova gorionika, i
- razvoj novih sistema sagorevanja.

Razvoj novih tipova gorionika zasniva se na korišćenju poznatih podataka fundamentalnih istraživanja u ovoj oblasti. Mere koje se primenjuju svode se na:

- stvaranje bogate smeše u centru plamena u cilju smanjivanja mogućnosti obrazovanja i termičkog i gorivog NO_x ,
- dovođenje sekundarnog vazduha osnovi plamena, čime se smanjuje temperatura i mogućnost obrazovanja termičkog NO_x , i
- obrazovanje jakog vrtložnog kretanja u centru plamena u cilju obezbeđivanja potrebne stabilnosti plamena, dok relativno velika brzina sekundarnog vazduha povoljno utiče na potpunost procesa sagorevanja.

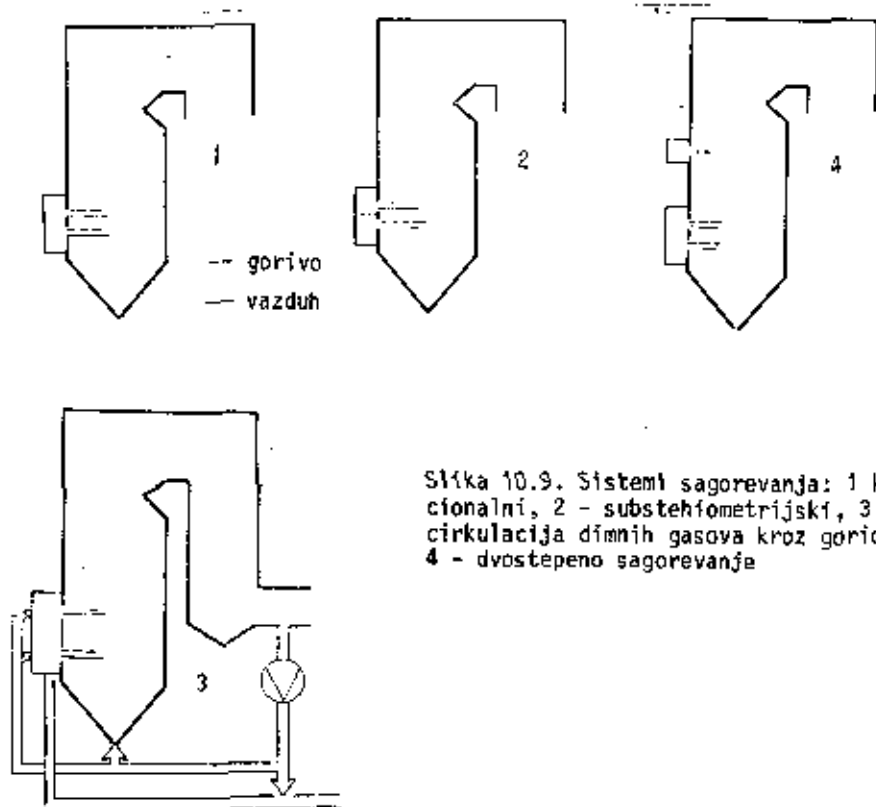
Na sledećoj slici dat je primer modernog višegorivog niskotoksičnog gorionika sa gledišta oksida azota, razvijenog i konstruisanog od firme Stork, Holandija [7]



Slika 10.B. NO_x niskotoksični trogorivi gorionik

Novi sistemi sagorevanja za slučaj spraešenog uglja, lož-ulja i gasovitog goriva, pored korišćenja novih gorionika, ostvaruju se na sledećim postavkama:

- primarnom substehiometrijskom sagorevanju u zoni gorionika,
- recirkulaciji dimnih gasova kroz gorionik,
- dvostepenom sagorevanju (uvodjenjem sekundarnog vazduha) i dr. (sl. 10.9).

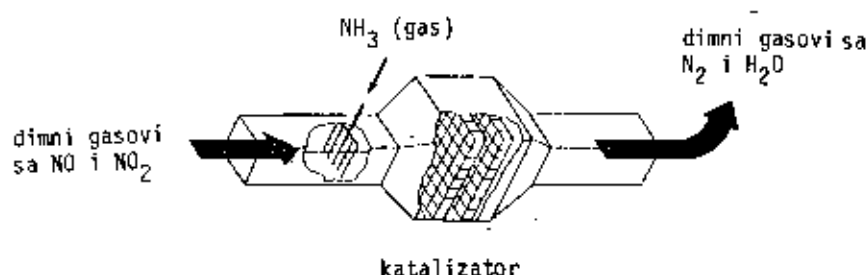
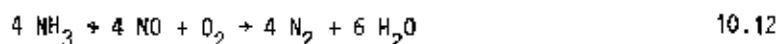


Slika 10.9. Sistemi sagorevanja: 1 konvencionalni, 2 - substehiometrijski, 3 - recirkulacija dimnih gasova kroz gorionik, 4 - dvostepeno sagorevanje

Novi sistem sagorevanja predstavlja i sagorevanje u fluidizovanom sloju. Pored sagorevanja niskokvalitetnih i kvalitetnih ugljeva sa visokim sadržajem sumpora, ovaj sistem omogućava i sagorevanje čitavog niza čvrstog i tečnog otpada. Sagorevanje u fluidizovanom sloju omogućava, znači, i direktno i indirektno smanjenje zagađenja okoline. Što se tiče oksida azota,

emisija je znatno manja u poredjenju sa sagorevanjem, naprimer, uglja u sprasenom stanju, što je posledica osetno nižih temperatura sagorevanja. Takodje se, recirkulacijom leteceg pepela, pored smanjenja emisije sumpornih oksida, ostvaruje pozitivan efekat na emisiju oksida azota (sl. 10.7).

I pored činjenice da Evropa još uvek traži rešenja za smanjenje emisije oksida azota u podešavanju i poboljšavanju procesa sagorevanja, u SAD i Japanu, gde su problemi zagađenja mnogo više izraženi i veoma ostrim zakonskim merama već ograničeni, prilazi se rešavanju ovih problema i sa gledišta "obrade" dimnih gasova postupcima posle procesa sagorevanja. Pored niza kombinovanih uređaja za istovremeno smanjenje i emisije sumpornih oksida i oksida azota, čini se da određene prednosti nudi i katalitička redukcija oksida azota amonijakom (sl. 10.10)



Slika 10.10. Princip katalitičke redukcije oksida azota

Pregled stanja po pitanju smanjenja emisije oksida azota poboljšanjem procesa sagorevanja i gorionika ponaosob, dat je na slici 10.11.

4.3. Odstranjivanje čvrstih čestica




Odstranjivanje čvrstih čestica je relativno stara tehnologija. Ostvaruje se na više načina. U principu, suspenzija (mešavina gasne i čvrste faze) dovodi se u potencijalno polje u kome se usled određene jačine polja javlja sila koja deluje na čvrstu česticu. Korišćena sila može onda biti:

- sila zemljine teže - $F = m g$
- centrifugalna sila - $F = m r \omega^2$,

- električna sila - $F = q E$.

Pored ovoga, čvrste čestice se mogu izdvojiti i usled sudara sa čvrstim telom. I ovde postoji više mogućnosti:

SISTEM \ GORIVO	GORIVO		
	UGALJ	ULJE	GAS
Niskotoksični NO_x gorionik			
malo toplotno opterećenje u zoni gorionika			
Substehiometrijsko sagorevanje u zoni gorionika	*	*	
Recirkulacija dimnih gasova kroz gorionik			
Dvostepeno sagorevanje	*	*	
Redukcija NO_x u ložištu			
Razvojni niskotoksični NO_x gorionik			
Katalitičko smanjenje NO_x			

-  = Operaciona faza
 = Demonstraciona faza
 = Pilot-faza
 * - Samo za gorivo sa malim sadržajem sumpora

Slika 10.11.

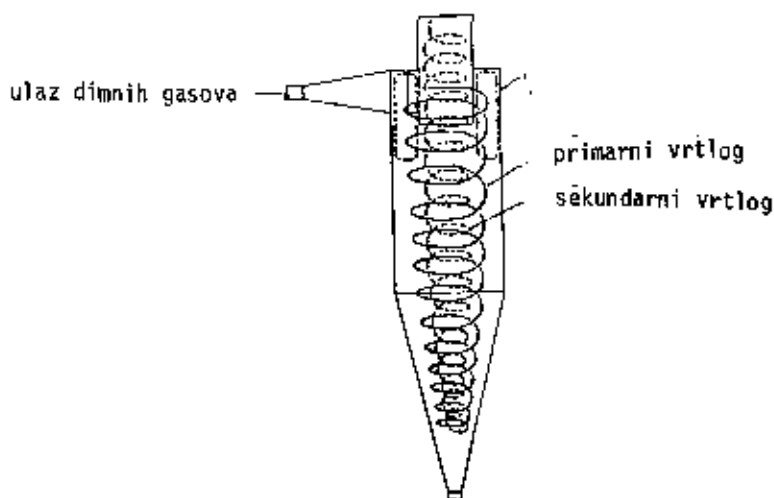
- sudar usled inercije, kada čestica zaostaje za nosećom strujom gasa - ova mogućnost se koristi kod delića većih od $2 \mu m$;
- direktan sudar, kada čestica prati gasnu struju - primenljivo za čestice veličine između $0,1-0,2 \mu m$;
- sudar usled difuzije (Braunovo kretanje) za deliće manje od $0,1 \mu m$.

Uopšte, koristeći u većoj ili manjoj meri navedene principe ili ih kombinujući međusobno, upotrebljavaju se danas cikloni i filteri različitih principa delovanja, zavisno od namene.

Kod uobičajenog ciklona, naprimer, gasna struja dimnih gasova zajedno sa česticama letećeg pepela uvodi se tangencijalno i glavnim vrtložnim kretanjem kreće naniže (sl. 10.12). Usled centrifugalne sile čestice letećeg

pepela dolaze u dodir sa zidom ciklona i klizajući niz njih, padaju naniže pod uticajem zemljine teže. Na dnu ciklona vrtložno kretanje aksijalno menja smer i sada kao unutrašnji vrtlog kreće se naviše do izlaza gde napuštaju ciklon.

izlaz prečišćenih dimnih gasova



Izdvojene čestice

Slika 10.12

Izdvojene čestice na dnu se skupljaju i otpremaju. Stepem korisnosti ciklona raste sa povećanjem veličine i gustine čestica, protoka i dužine ciklona, a sa smanjenjem prečnika ciklona.

5. ODREĐIVANJE EMISIJE TOKSIČNIH KOMPONENATA

Odredjivanje emisije toksičnih komponenata vrši se:

- merenjima,
- proračunima, na osnovu materijalnog bilansa,
- korišćenjem emisisionog faktora,
- procenom.

Pod emisisionim faktorom podrazumeva se emisija, utvrđena merenjima, proračunom ili na drugi način, u jedinici vremena po individualnom uzročniku

emisije. Emisioni faktor je broj koji pokazuje koliko toksične komponente po jedinici koja određuje emisiju dospeva u vazduh ili vodu, a kao posledica aktivnosti prirode ili čoveka.

LITERATURA

- /1/ Brassers, L., J., Verontreiniging van binnen lucht, Gezondheidstesk, 10/81 avd. course.
- /2/ Scholz, F., Entwicklungsstand der Rauchgasreinigung, BWK, 1984, br. 1-2.
- /3/ Biersma, R., De puzzel van de stervende bossen, Algemeindagblad, 17.03.1984.
- /4/ Bruggen, vd, F.V., Rookgasontzaveling, Energiespectrum, br. 5, 1977. (Vol. 1).
- /5/ Brink, ten, H.M., Vate, vd, J.F., Fotochemische luchtverontreiniging, Energiespectrum, br. 5, 1982 (Vol. 6).
- /6/ Bergsma, F., Beperking van de NO_x -emissie van met kolengestookte FB ovens, TNO raport CL 81/190, 1981.
- /7/ Veurink, J., Environment and low NO_x combustion systems, Stork, Hengelo, nov. 5, 1984.
- /8/ Verbeek, A., Bestrijding van luchtverontreiniging, TNO raport 81-0514, januar 1981.
- /9/ Radovanović, M., Vincent, Ch., Brammer, E., Valk, M., The influence of cyclone-ash recycling on the emission of SO_2 and NO_x , Deutsche Flammentag, septembar 1985.
- /10/ Radovanović, M., Combustion in fluidized bed, ICHMT Advanced Course, Dubrovnik, avgust, 1984.
- /11/ Nitrogen oxides from coal combustion, IEA coal research, Nov. 80, London.

1. SAGOREVANJE KAPLJICE GORIVA

1.1. Oblast I, $r_s \leq r \leq r_{pl}$

Rešavanje jednačine koja opisuje zakon o konzervaciji mase imajući u vidu pretpostavku da je $Le = 1$ i $\rho = \text{const}$

$$G g_{gor} - D \rho \frac{dg_{gor}}{dr} = G,$$

$$\frac{G}{D \rho} (g_{gor} - 1) = \frac{dg_{gor}}{dr}$$

$$\frac{m}{4 \pi r^2 D \rho} (g_{gor} - 1) = \frac{dg_{gor}}{dr}$$

$$\frac{m dr}{4 \pi D \rho r^2} = \frac{dg_{gor}}{(g_{gor} - 1)}$$

daje

$$\frac{m}{4 \pi D \rho} \left(-\frac{1}{r}\right) = \ln(g_{gor} - 1) + \ln C$$

Konstanta C se nalazi iz graničnog uslova $r = r_s$; $g_{gor} = g_{gor}(s)$

$$\ln C = - \left[\frac{m}{4 \pi D \rho r_s} + \ln(g_{gor}(s) - 1) \right]$$

i konačno

$$\frac{m}{4 \pi D \rho} \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r}\right) = \ln \left(\frac{g_{gor} - 1}{g_{gor}(s) - 1} \right)$$

Zakon o konzervaciji energije

$$4 \pi r^2 \lambda \frac{dT}{dr} = m C_p (T - T_s) + m Q_L$$

$$m [C_p (T - T_s) + Q_L] = 4 \pi \lambda r^2 \frac{dT}{dr}$$

$$\frac{m C_p dr}{4 \pi \lambda r^2} = \frac{dT}{(T - T_s) + \frac{Q_L}{C_p}}$$

$$\frac{m \cdot C_p}{4 \pi \lambda} \left(-\frac{1}{r} \right) = \ln \left(T - T_s + \frac{Q_L}{C_p} \right) + \ln C$$

iz graničnog uslova $r \ll r_s$; $T = T_s$ dobija se konstanta

$$\ln C = \frac{-m C_p}{4 \pi \lambda r_s} - \ln \frac{Q_L}{C_p}$$

i time na kraju

$$\frac{C_p m}{4 \pi \lambda} \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r} \right) = \ln \left(\frac{T - T_s + \frac{Q_L}{C_p}}{\frac{Q_L}{C_p}} \right)$$

1.2. Oblast II, $r_{p1} \ll r \ll \infty$

Postupak rešavanja jednačina o konzervaciji mase i energije je isti kao i za oblast I, tako da neće biti ponovo opisivan.

2. JEDNAČINA 7.11

Iz jednačine (7.6) za $r = r_{p1}$

$$\frac{C_p m}{4 \pi \lambda} \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_{p1}} \right) = \ln \left(\frac{T_{p1} - T_s + \frac{Q_L}{C_p}}{\frac{Q_L}{C_p}} \right)$$

a iz jednačine (7.7) za $r \ll r_{p1}$

$$-\frac{m}{4 \pi \rho D r_{p1}} = \ln \left(\frac{g_{oks}^0 + \psi}{g_{oks}(\infty) + \psi} \right) = \ln \left(\frac{1}{g_{oks}(\infty) / \psi + 1} \right)$$

$$\frac{m}{4 \pi \rho D r_{p1}} = \ln \left(1 + \frac{g_{oks}(\infty)}{\psi} \right)$$

Radi kratkoće pisanja, uvešćemo

$$A_1 = \frac{C_p m}{4 \pi \lambda} \quad \text{i} \quad A_2 = \frac{m}{4 \pi \rho D}$$

Kako je po pretpostavci $Le = 1$, sledi

$$\frac{C_p}{\lambda} = \frac{1}{\rho D} \text{ i time } A_1 = A_2 = A$$

pa je

$$\frac{A}{r_s} \ln \left(1 + \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi} \right) = \ln \left(\frac{T_{p1} - T_s + \frac{Q_L}{C_p}}{\frac{Q_L}{C_p}} \right)$$

$$\begin{aligned} \frac{A}{r_s} &= \ln \left\{ \frac{[T_{p1} - T_s + \frac{Q_L}{C_p}] [1 + g_{oks(\infty)}/\psi]}{\frac{Q_L}{C_p}} \right\} = \\ &= \ln \left\{ 1 + \frac{(T_{p1} - T_s) C_p (1 + \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}) + \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi} Q_L}{Q_L} \right\} \end{aligned}$$

Iz jednačina (7.7 i 7.9) za $r = r_{p1}$

$$\frac{A}{r_{p1}} = \ln \left(1 + \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi} \right)$$

$$\frac{A}{r_{p1}} = \ln \left[\frac{(T_\infty - T_s) C_p + Q_L - H}{(T_{p1} - T_s) C_p + Q_L - H} \right]$$

odakle

$$(T_\infty - T_s) C_p + Q_L - H = C_p (T_{p1} - T_s) + Q_L - H +$$

$$+ C_p (T_{p1} - T_s) \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi} + (Q_L - H) \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}$$

$$C_p (T_{p1} - T_s) \left(1 + \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi} \right) + Q_L \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi} = H \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi} + C_p (T_\infty - T_s)$$

$$\frac{A}{r_s} = \ln \left[1 + \frac{H \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi} + C_p (T_\infty - T_s)}{Q_L} \right]$$

ili konačno

$$\eta = 4 \pi \rho D r_s \ln (1 + B)$$

3. PROMENA PREČNIKA KAPLJICE PRI SAGOREVANJU (ISPARAVANJU)

$$\dot{m} = - \frac{d}{dt} \left(\frac{d_s^3}{6} \pi \rho_{\text{gor}} \right)$$

$$\dot{m} = 4 \pi \rho D r_s \ln(1 + B)$$

$$2 \pi \rho D d_s \ln(1 + B) = - \rho_{\text{gor}} \frac{1}{6} \frac{d}{dt} (d_s^3)$$

$$\frac{d}{dt} (d_s^3) = - \frac{12 \rho D}{\rho_{\text{gor}}} d_s \ln(1 + B)$$

$$\text{Smena } \xi = d_s^2$$

$$- \frac{12 \rho D}{\rho_{\text{gor}}} \xi^{1/2} \ln(1 + B) = \frac{d}{dt} (\xi^{3/2}) = \frac{3}{2} \frac{d\xi}{dt} \xi^{1/2}$$

$$\frac{d\xi}{dt} = - \underbrace{\frac{8 \rho D}{\rho_{\text{gor}}} \ln(1 + B)}_K$$

$$\xi = - Kt + C$$

$$t = 0 \quad \xi = \xi_{s0} = d_{s0}^2$$

$$d_s^2 = d_{s0}^2 - Kt$$

4. POLOŽAJ PLAMENA

Iz jednačine (7.7) za $r = r_{pl}$

$$- \frac{A}{r} = \ln \left(\frac{g_{\text{oks}} + \psi}{g_{\text{oks}(\infty)} + \psi} \right)$$

$$- \frac{A}{r_{pl}} = - \frac{A}{r_{pl}} \frac{r_s}{r_s} - \ln \left(\frac{\psi}{g_{\text{oks}(\infty)} + \psi} \right)$$

$$\frac{A}{r_s} = \frac{r_{pl}}{r_s} \ln \left(1 + \frac{g_{\text{oks}(\infty)}}{\psi} \right)$$

$$\frac{r_{pl}}{r_s} = \frac{A}{r_s \ln \left(1 + \frac{g_{\text{oks}(\infty)}}{\psi} \right)} = \frac{\ln(1 + B)}{\ln \left(1 + \frac{g_{\text{oks}(\infty)}}{\psi} \right)}$$

Iz jednačine 7.6 za $r = r_{pl}$

$$A \left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_{pl}} \right) = \ln \left(\frac{C_p (T_{pl} - T_s) + Q_L}{Q_L} \right) = \ln \left[\frac{C_p (T_{pl} - T_s)}{Q_L} + 1 \right]$$

$$\frac{A}{r_{pl}} = \ln \left(1 + \frac{g_{oks}(\infty)}{\psi} \right)$$

$$\frac{A}{r_s} - \ln \left(1 + \frac{g_{oks}(\infty)}{\psi} \right) = \ln \left[\frac{C_p (T_{pl} - T_s)}{Q_L} + 1 \right]$$

$$\frac{A}{r_s} = \ln \left\{ \left[\frac{C_p (T_{pl} - T_s)}{Q_L} + 1 \right] \left[1 + \frac{g_{oks}(\infty)}{\psi} \right] \right\}$$

$$\frac{r_{pl}}{r_s} = \frac{\ln \left\{ \left[\frac{C_p (T_{pl} - T_s)}{Q_L} + 1 \right] \left[1 + \frac{g_{oks}(\infty)}{\psi} \right] \right\}}{\ln \left(1 + \frac{g_{oks}(\infty)}{\psi} \right)}$$

$$\frac{r_{pl}}{r_s} = 1 + \frac{\ln \left(1 + \frac{C_p (T_{pl} - T_s)}{Q_L} \right)}{\ln \left(1 + \frac{g_{oks}(\infty)}{\psi} \right)}$$

5. TEMPERATURA PLAMENA

Iz jednačina (7.7) i (7.9) za $r = r_{pl}$

$$-\frac{A}{r_{pl}} = \ln \left(\frac{\psi}{g_{oks}(\infty) + \psi} \right)$$

$$-\frac{A}{r_{pl}} = \ln \left[\frac{(T_{pl} - T_s) C_p + Q_L - H}{(T_\infty - T_s) C_p + Q_L - H} \right]$$

Izjednačavanjem ovih dveju jednačina dobija se

$$1 + \frac{g_{oks}(\infty)}{\psi} = \frac{(T_{pl} - T_s) C_p + Q_L - H}{(T_\infty - T_s) C_p + Q_L - H}$$

$$(T_\infty - T_s) C_p + Q_L - H = [(T_{pl} - T_s) C_p + Q_L - H] \left[1 + \frac{g_{oks}(\infty)}{\psi} \right]$$

$$C_p(T_\infty - T_s) = (T_{p1} - T_s) C_p + (T_{p1} - T_s) C_p \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi} + (Q_L - H) \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}$$

$$C_p(T_{p1} - T_s) = \frac{C_p(T_\infty - T_s) + (H - Q_L) \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}}{1 + \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}}$$

$$C_p(T_{p1} - T_s) \left(1 + \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}\right) = C_p(T_\infty - T_s) + (H - Q_L) \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}$$

$$C_p(T_{p1} - T_s) \left(1 + \frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}\right) \frac{1}{\frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}} - \frac{C_p(T_\infty - T_s)}{\frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}} + Q_L = H$$

$$\frac{C_p}{\frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}} (T_{p1} - T_\infty) + [Q_L + C_p(T_{p1} - T_s)] = H$$

$$H = Q_L + C_p(T_{p1} - T_s) + \frac{C_p(T_{p1} - T_s)}{\frac{g_{oks(\infty)}}{\psi}}$$