

SITKEI GYÖRGY

KEVERÉKKÉPZÉS ÉS ÉGÉS
LEFOLYÁSA
DIESEL-MOTOROKBAN



1960

SITKEI GYÖRGY

KEVERÉKKÉPZÉS
ÉS ÉGÉS LEFOLYÁSA
DIESEL-MOTOROKBAN

A Diesel-motorok elterjedése napjainkban világszerte mind nagyobb méreteket ölt. A mezőgazdaságban használt traktorok mintegy 90%-ának erőforrása Diesel-motor, de e motorfajta a gépjárműközlekedésben és a vasúti vontatásban is mind szélesebb körben terjed. A dieselesítési program hazánkban is a népgazdasági terv fontos részét alkotja, s ennek sikeres végrehajtásához hivatott a jelen szakmunka kutatóinknak segítséget nyújtani.

A Diesel-motorok gazdaságos üzeme jó keverékképzéssel és a tüzelőanyag füstnélküli teljes elégetésével biztosítható. A kutatómunka világszerte zömében erre a két folyamatra összpontosul — ezzel is jelezvén fontosságukat. Az igen nagyszámú tudományos közlemény ellenére, a fenti problémakör egységes szempontok szerinti feldolgozása a világirodalomban is hiányzik. E szakmunka szerzője ezért azt a célt tűzte ki maga elé, hogy a keverékképzéssel és égéssel kapcsolatos eddigi tudományos eredményeket egységes szempontok szerint dolgozza fel.

A könyv többek között részletesen tárgyalja a befecskendezési folyamat számítási módszereit, a befecskendezett tüzelőanyag cseppekre való szétesésének okait és formáit, a tüzelőanyag-cseppek párolgási viszonyait, valamint az égésfolyamat alapvető törvényszerűségeit.

A KEVERÉKKÉPZÉS
ÉS ÉGÉS LEFOLYÁSA
DIESEL-MOTOROKBAN

A KEVERÉKKÉPZÉS ÉS ÉGÉS LEFOLYÁSA DIESEL-MOTOROKBAN

ÍRTA
SITKEI GYÖRGY



1960

Lektorálták
RÁZSÓ IMRE
a Magyar Tudományos Akadémia levelező tagja

K U N D E D E
a műszaki tudományok kandidátusa

Szerkesztette
RÁZSÓ IMRE

ELŐSZÓ

A Diesel-rendszerű motorok térhódítása, előnyös tulajdonságaiknál fogva, egyre fokozódó ütemben folyik. A mezőgazdasági traktorok — eltekintve az egészen kis, 10 LE alatti egységektől — úgyszólván kizárólag Diesel-motorokkal készülnek, de a Diesel-motorok jelentősége a járműiparban és a vasúti vontatásban, valamint az ipar egyéb területén is egyre inkább növekszik.

Ez a nagyarányú fejlődés természetesen nem nélkülözheti azt a szakadatlan kutató tevékenységet, amely a Diesel-motorokat gyártó országokban mindenütt folyamatban is van. A Diesel-motorok konstrukciós paramétereinek megállapítása, amelyek mellett azok a leggazdaságosabban dolgoznak, ma is túlnyomórészt kísérletekkel történik, jóllehet számos tapasztalat utal arra, hogy előzetes számítások útján sok kísérleti munka takarítható meg. A motorban lejátszódó fizikai-kémiai folyamatok ismerete lényegesen megkönnyítheti a kutató dolgát a kísérlet tárgyának helyes kiválasztásában, s ezzel kevesebb költséggel a várt eredmények gyorsabb elérését teheti lehetővé.

A Diesel-motorszerkesztés általános alapelvei ma már eléggé kiforrottak, s a fő problémát inkább csak a jó keverékképzés és a kedvező égési folyamatok megvalósítása jelenti. Ennek a problémakörnek összefüggő és egységes szempontok szerinti feldolgozása azonban a világirodalomban is hiányzik. Egyedül Pischinger foglalkozik részletesebben vele, de több fontos fejezetet ő is csak röviden, leíró jelleggel tárgyal.

A könyv szerzője ezért célul tűzte ki azt, hogy a Diesel-motorok keverékképzési és égési folyamatait érintő kérdéseket a különböző nyelveken eddig közzétett tudományos eredmények alapján egységes szemlélettel dolgozza fel, kiegészítve azokat a hazai kísérletek során nyert adatokkal és megállapításokkal. A könyv a fentebb vázoltaknak megfelelően, elsősorban a Diesel-motorok fejlesztési kérdéseivel foglalkozó kutató mérnökök számára készült, és ezért bizonyos előismereteket feltételez. Természetesen azonban hasznos lehet minden szakember számára, aki a Diesel-motorok kérdéseivel elmélyedtebben kíván foglalkozni. Gépszerkezettani kérdéseket a könyv nem tárgyal, minthogy erre egyéb, jól használható forrásmunkák rendelkezésre állanak.

Remélhető, hogy a Magyar Tudományos Akadémia e szakmunka megjelenésével értékes tudományos segítséget nyújt népgazdaságunk nagyszabású díeseletési programjának megvalósításához.

Budapest, 1959. április 21-én

Dr. RÁZSÓ IMRE
műegyetemi tanár

TARTALOMJEGYZÉK

Gyakrabban használt jelölések jegyzéke	9
Bevezetés	13

I. A BEFECSKENDEZÉS FOLYAMATA DIESEL-MOTOROKBAN

1. § A befecskendezésről általában	15
2. § A tüzelőanyag befecskendezési folyamatának számítása	21
a) A szivattyúnál lejátszódó jelenségek számítása	22
b) A porlasztónál lejátszódó jelenségek számítása	30
c) A befecskendezés folyamata nyitott porlasztóval	35
d) A <i>Jendrassik</i> -szivattyú számítása	35
3. § Adagoló berendezések munkájának elemzése. Eloszlási ábrák	37
4. § Az adagoló berendezés alapvető paramétereinek megválasztása	41
5. § Az adagoló rendszer konstrukciós paramétereinek hatása az adagolási karakterisztikára	50
a) A dugattyúátmérő és a bütyökprofil hatása az adagolási karakterisztikára	50
b) A fordulatszám hatása az adagolási karakterisztikára	51
c) A porlasztófuratok keresztmetszetének hatása az adagoló rendszer munkájára	53
d) A nyomóvezeték befolyása az adagolási karakterisztikára	55
6. § Porlasztók karakterisztikái és hasonlósági törvényei	56

II. A SUGÁRPORLASZTÁS ELMÉLETE

1. § Általános követelmények	67
2. § A sugár szétesésének okai és formái	68
3. § Belső erőik	69
4. § Külső erőik	71
5. § A cseppek dinamikája	75
6. § A közepes cseppátmérő	79
7. § A sugár behatolóképesége	80
8. § A sugár kúpszöge	85
9. § A tüzelőanyag eloszlása a sugárban	87

III. A TÜZELŐANYAGCSEPPEK PÁROLGÁSI FOLYAMATAI

1. § Hőátadás a cseppeken	92
2. § A cseppek felmelegedése	94
3. § A párolgási folyamat és törvényszerűségei	97
4. § Párolgás és diffúzió	99

5. § A cseppek párolgási folyamata.....	101
6. § Párolgás légáramban	104
7. § Cseppek izotermikus párolgási folyamata	106
8. § Diesel-tüzelőanyagok párolgási képessége	113
9. § A párolgási képesség hatása a munkafolyamatra	118

IV. AZ ÉGÉS LEFOLYÁSA DIESEL-MOTOROKBAN

1. § Az égésfolyamatról általában.....	122
2. § Szénhidrogén—levegő keverékek öngyulladásí folyamata	123
a) Láncolatós-termikus öngyulladás	123
b) Öngyulladás különböző hőmérsékleti zónákban	124
c) Hidegláng-folyamatok mechanizmusa	125
d) Az égés lefolyása a „MAN-M” és az izzófejes motorokban	131
3. § Fizikai-kémiai és hidrodinamikai jellemzők hatása a gyúlási és égési folyamatra 134	
a) A kezdeti hőmérséklet hatása az öngyulladásí és égési folyamatra	136
b) A kezdeti nyomás hatása az öngyulladásí és égési folyamatra.....	137
c) Hidrodinamikai tényezők hatása az öngyulladásí és égési folyamatra	138
4. § Az égés fázisai Diesel-motorban	138
5. § A gyúlási késedelem	140
6. § Az égés sebessége. Az indikátordiagram megszerkesztése	143
7. § A ciklus dinamikája	149

V. A KEVERÉKKÉPZÉS LEFOLYÁSA KÜLÖNBÖZŐ ÉGŐTEREK BEN

1. § A keverékképzés általános kérdései	153
2. § Közvetlen befecskendezésű égőterek	154
a) A kompresszióviszony	155
b) Az égőkamra (dugattyúkamra) térfogatának befolyása a keverékképzésre 156	
c) Az égőtér alakjának hatása a keverékképzésre	156
d) A porlasztó konstrukciója	163
e) A porlasztó hajlásszöge	165
f) A tüzelőanyag-adagolás törvényszerűsége	167
g) Az összekötő-csatorna méretei	168
3. § Örvénykamrás motorok	171
a) A keverékképzés általános kérdései	171
b) Az összekötő-csatorna számítása. Az örvénykamra jellemző számai.....	174
4. § Előkamrás motorok	179
a) A kompresszióütem alatt lejátszódó áramlási jelenségek számítása	181
5. § A keverékképzés energiaszükséglete és gazdaságossága	188
a) A szivattyú által közölt mozgási energia	188
b) Osztott égőtérű motorok keverékképzési munkája a sűrítés üteme alatt ...	190
c) A keverékképzésre fordított munka a kifúvás alkalmával	194
d) A keverékképzés gazdaságossága	196
6. § Diesel-motorok hőterhelése és hőigénybevétele.....	198
Irodalom	204

GYAKRABBAN HASZNÁLT JELÖLÉSEK JEGYZÉKE

I. FEJEZET

- a = hangsebesség
 C = az áramlás sebessége általában
 C_d = a dugattyú sebessége
 C_f = a fejszelep sebessége
 C_k = a folyadék sebessége a fejszelep alatti keresztmetszetben
 C_p = sebesség a porlasztónyílásban
 C_t = a porlasztótű sebessége
 C'_v = a folyadék sebessége a csővezeték elején
 C''_v = a folyadék sebessége a csővezeték végén
 f = a fejszelep keresztmetszete
 f' = a fejszelep alatti szabad átfolyási keresztmetszet
 f_o = a szívó- illetve túlfolyónyílások keresztmetszete
 f_d = az adagoló-dugattyú keresztmetszete
 f_n = a tű alatti átfolyási keresztmetszet
 f_p = a porlasztónyílások keresztmetszete
 f_t = a porlasztótű keresztmetszete
 f'_t = a tű keresztmetszete a zárósíkban
 f_v = a nyomóvezeték keresztmetszete
 h = az adagoló dugattyú által megtett út
 h_o = az adagoló dugattyú által megtett út a szívónyílás alsó széléig
 h_f = a fejszelep elmozdulása
 L = a csővezeték hossza
 M = a fejszelep tömege
 M' = a porlasztótű tömege
 n = fordulatszám
 p = nyomás
 p_f = nyomás a csővezeték végén
 p'_f = nyomás a porlasztótű alatt
 p_n = nyomás a dugattyú feletti térben
 p'_n = nyomás a fejszelepházban
 p_{sz} = nyomás a szívó- illetve túlfolyónyílásban
 p_z = hengernyomás
 P_o = a fejszelep rugójának előfeszítése
 t = idő
 V_n = a dugattyúfeletti térfogat
 V'_n = fejszelepház térfogata
 V_p = porlasztó térfogata
 x = a csővezeték tetszőleges pontjának távolsága a kezdőponttól
 V_t = a nyomóvezeték térfogata
 y = a porlasztótű elmozdulása
 α = az üzemanyag összenyomhatósági tényezője
 δ' = a porlasztórugó rugóállandója
 δ_f = a fejszelep rugójának rugóállandója
 γ_F = az üzemanyag fajtsúlya
 q = a tüzelőanyag sűrűsége

- μ_0 = a szívó- illetve túlfolyónyílások átfolyási tényezője
 μ_k = a fejszelep alatti szabad keresztmetszet átfolyási tényezője
 μ_n = a tű alatti keresztmetszet átfolyási tényezője
 μ_p = a porlasztó furatok átfolyási tényezője
 φ = forgattyúszög-elfordulás

II. FEJEZET

- d_c = a porlasztónyílás átmérője
 d_s = a sugár átmérője
 d_T = cseppátmérő
 $\frac{l}{d}$ = a porlasztófurat hosszának és átmérőjének viszonya
 f = fajlagos üzemanyagáram
 f_Q = üzemanyagáram
 f_y = fajlagos üzemanyagáram egy tetszőleges y sugáron
 h = eloszlási állandó
 E = a cseppek osztódására fordítható energia
 i = osztódások száma
 P = porlasztónyomás
 P_a = a cseppre ható külső nyomás
 P_d = a cseppre ható dinamikus nyomás
 P_k = a közeg nyomása
 P_i = a cseppre ható belső nyomás
 r = a csepp sugara
 r_0 = a cseppek közepes sugara a porlasztónyílásból való kijövetnél
 R = a légellenállásból származó erő
 Re = *Reynolds*-szám
 S = a sugár által megtett út
 t = idő
 Δt = a cseppek osztódási ideje
 u' = turbulencia intenzitás
 w = a turbulens áramlás pillanatnyi sebessége
 \bar{w} = a közepes áramlási sebesség
 w' = a sebesség közepes értéktől való eltérése
 v_0 = kifolyási sebesség
 a = felületi feszültség
 γ_k = a közeg fajsúlya
 $\gamma_{\bar{u}}$ = az üzemanyag fajsúlya
 ε = kompresszióviszony
 ρ = sűrűség
 ε_r = a turbulens pulzáció energiája
 φ_k = a cseppek ellenállástényezője
 φ_s = a sugár homlokfelületének ellenállástényezője
 μ = dinamikai viszkozitás
 ν_k = a közeg kinematikai viszkozitása
 $\nu_{\bar{u}}$ = Az üzemanyag kinematikai viszkozitása
 τ' = a befecskendezés ideje

III. FEJEZET

- a = akkomodációs tényező
 b = *Van der Waals*-féle térfogati állandó
 c = koncentráció
 c_s = a telített gőz koncentrációja
 c_T = a csepp fajhője
 d = cseppátmérő
 D = diffúzió tényezője

- f_T = a csepp felszíne
 G = az elpárolgott folyadék mennyisége a hőmérsékletcsökkenés figyelembevételével
 G_0 = az elpárolgott folyadék mennyisége
 l_i = párolgási hő
 n = a cseppek átmérőszerinti eloszlásának jellemzője
 Nu = *Nusselt*-szám
 Re = *Reynolds*-szám
 Nu' = *Nusselt*-szám párolgás esetén
 Pr' = *Prandtl*-szám párolgás esetén
 Gr' = *Grashof*-szám párolgás esetén
 p_0 = parciális nyomás a környezetben
 p_k = a közeg nyomása
 p_s = a telített gőz nyomása
 r = a cseppek sugara
 T_0 = a cseppek hőmérséklete, K°
 t = idő
 u_x = a molekulasebesség felületre merőleges komponense
 v = moltérfogat
 w = a cseppek sebessége, párolgási sebesség
 Z = a párolgási képességet jellemző *Ostwald*-féle szám
 α = hőtadási tényező diffúzió esetén
 α_k = hőtadási tényező
 β = párolgási tényező
 γ_k = a közeg fajsúlya
 γ_T = a cseppek fajsúlya
 λ = a levegő hővezetési együtthatója
 ν = a levegő kinematikai viszkozitása
 μ = molekulasúly
 θ_k = a közeg hőmérséklete
 θ_T = a csepp hőmérséklete

IV. FEJEZET

- C_B = az üzemanyag koncentrációja
 C_{O_2} = oxigén koncentrációja
 E = aktivációs energia
 k = sebességi állandó
 H_u = alsó fűtőérték
 m = az égésre jellemző kitevő
 n = fordulatszám
 p = nyomás
 p_a = a kompresszióütem kezdetén fellépő nyomás
 t_z = az égés ideje
 x = az üzemanyag elégett része
 V = a henger pillanatnyi térfogata
 V_h = lökettérfogat
 w = reakciósebesség
 α = légfeleslegtényező
 ε = kompresszióviszony
 σ = az üzemanyag befecskendezett hányada
 γ_r = szennyezési tényező
 φ = a forgattyús tengely elfordulási szöge
 λ = nyomásemelkedési fok
 Θ = előbefecskendezés szöge
 μ = molváltozás koefficiense
 μ_b = az üzemanyag molekulasúlya
 μ_{O_2} = az oxigén molekulasúlya
 τ = gyúlési késedelem
 τ_{II} = az égés alapfázisának hossza

V. FEJEZET

- b_e = fajlagos fogyasztás
 D = dugattyútátmérő
 f = elő- és örvénykamra összekötő csatornájának keresztmetszete
 F_d = dugattyú keresztmetszete
 F_{cs} = a dugattyúkamra szájnnyílásának keresztmetszete
 G = az átáramló levegő súlya
 G_k = a kamrában levő gáz súlya
 G_h = a hengerben levő gáz súlya
 M = Mach-szám
 N_e = effektív teljesítmény
 n = fordulatszám
 p_e = effektív középnyomás
 p_o = nyomás a kompresszióütem kezdetén
 p_h = hengernyomás
 p_k = nyomás az előkamrában
 Δp_h = hidraulikai veszteség-középnyomás
 p_{we} = a keverékképzésre fordított többletmunkának megfelelő középnyomás, osztott égőtér esetén
 r = forgattyúsugár, cseppek sugara
 R_1 = az örvénykamrába belépő levegősugár sugara
 R_2 = az örvénykamra inerciasugara
 R_k = az örvénykamra sugara
 R_Σ = a gáz és hűtőközeg közötti hőellenállás
 q = hőáram
 u = belső energia
 t = idő
 T_o = a henger hőmérséklete a kompresszió ütem kezdetén, K°
 T_h = a henger hőmérséklete, K°
 v = fajtérfogat
 V_k = a dugattyúkamra, örvénykamra ill. előkamra térfogata
 V_h = lökettérfogat
 V_x = a henger pillanatnyi térfogata
 w = az áramlás sebessége
 w_a = a dugattyúkamrába beáramló levegő sebessége
 w_{kr} = kritikus sebesség
 α = légfeleslegtényező
 α_k = viszonylagos légfeleslegtényező
 β = vonalas hőtágulási együttható
 $\gamma_{\bar{h}}$ = az üzemanyag fajsúlya
 I = cirkuláció
 ε = kompresszióviszony
 ϱ = előzetes expanzió tényezője, sűrűség
 μ = átfolyási tényező
 φ_k = cseppek ellenállás tényezője
 φ^* = a kritikus nyomásviszony kezdetét jelző forgattyúszog állás
 φ = a kifolyás sebességi tényezője, forgattyúszog elfordulás
 α_g = a gázok hőtágulási tényezője
 λ = a dugattyú anyagának hővezetési együtthatója, nyomásemelkedési fok
 η_t = termikus hatásfok
 $\Delta \Theta$ = hőmérsékletkülönbség a dugattyúfenéken
 ϑ_g = a gázok közepes hőmérséklete
 ϑ_h = a hűtőközeg hőmérséklete
 ω = szögsebesség
 Ω = relatív örvényszám

BEVEZETÉS

Új Diesel-motorok létrehozásakor a legnehezebb feladat a keverékképzés és az égési folyamatok megfelelő módon való irányítása. A probléma megoldását az nehezíti meg, hogy a nagyszámú kísérleti munkáknak csak igen kis töredéke tűzi ki maga elé célul a keverékképzési és égési folyamat alatt lejátszódó fizikai-kémiai folyamatok részletesebb tanulmányozását, s így a számos kísérlet ellenére is kevés kísérleti anyag áll rendelkezésre.

A fenti kérdéskomplexum egységes elméleti feldolgozása is hiányzik, s ezért a szerkesztő sokszor találgatásokra van utalva.

A keverékképzés folyamata a befecskendezéssel kezdődik. A befecskendezési törvényszerűség meghatározásának módszereit az I. fejezetben tárgyaljuk.

A keverékképzés következő szakaszát az üzemanyagsugár kialakulása, cseppekre való szétesése és a cseppek levegővel való elkeveredése (cseppek mozgása) alkotja. E jelenségek leírása a II. fejezetben történik.

A III. fejezetben a cseppek párolgási folyamataival foglalkozunk. Erre a kérdésre viszonylag kevés figyelmet fordítanak, pedig gyorsjárású motorok kifejlesztésénél a párolgás sebességének és az üzemanyag párolgási képességének nagy jelentősége van.

A IV. fejezetben a Diesel-motorikus égés alapvető kérdéseit foglaljuk össze, az eddigi elméleti és kísérleti vizsgálatok alapján. Az idevágó elméleti számítási módszerek csupán erősen közelítőek, és a számítások legtöbbször csak kvalitatív jellegűek.

Az utolsó fejezetben a különböző keverékképzési eljárások jellegzetességeit tárgyaljuk. Részletesen foglalkozunk az égőtérben létrejövő áramlási jelenségekkel, majd pedig az egyes keverékképzési eljárások gazdaságosságával is.

1. fejezet

A BEFECSKENDEZÉS FOLYAMATA DIESEL-MOTOROKBAN

1. § A BEFECSKENDEZÉSRŐL ÁLTALÁBAN

Diesel-motorok keverékképzési folyamata a tüzelőanyag hengerbe való befecskendezésével kezdődik. A motor gazdaságos és megbízható üzemének elengedhetetlen feltétele, hogy az adagoló berendezés az alábbi kívánalmakat kielégítse. A befecskendezést végző adagoló berendezésnek ciklusonként egyenlő mennyiségű üzemanyagot kell szállítania bizonyos, a motor sajátosságai által megszabott törvényszerűség szerint. A szivattyúnak a megkívánt maximális fordulatszámnál is utólagos befecskendezés nélkül stabilan kell dolgoznia. A minimális (üresjárat) fordulatszámnál a folyadékoszlop elszakadása okozhat instabil üzemet, ami feltétlenül kerülendő. A befecskendezés tartamát s annak időbeni lefolyását a keverékképzés módszere s a motor üzemi jellemzői szabják meg.

A befecskendezés igen bonyolult, instacioner folyamat, amely számtalan konstrukciós tényező függvénye. Valamennyi tényező hatásának pontos figyelembevétele ma még nem lehetséges, így a számítások mindig csak közelítő jellegűek. L'ORANGE [4] 11 tényezőt jelöl meg, amelyek a porlasztó munkáját befolyásolják, s melyek között még nem szerepelnek a nyomóvezeték rugalmas lengései s az üzemanyag viszkozitása.

SASS [8] számítási módszerében már figyelembe veszi a folyadékoszlop rugalmas lengéseit, ellenben elhanyagolja az üzemanyag összenyomhatóságát s a mozgó részek inerciáját.

A számítási módszerek tökéletesítése terén nagy haladást jelentettek PISCHINGER [5] és NATANZON [51] munkái, melyek csaknem egy időben jelentek meg (1935). A különbség csak annyi a két módszer között, hogy NATANZON figyelembe veszi a csővezetékben a fejszelep leüléséig visszaáramló üzemanyag mennyiségét is. Ugyanakkor PISCHINGER feltételezi, hogy a fejszelep pillanat-szerűen zár. A differenciálegyenletek megoldására a PISCHINGER által javasolt grafikus módszer kényelmesebbnek bizonyult, s ezért a későbbiekben ez terjedt el leginkább.

Később GORBOVICKIJ [50] PISCHINGER módszerét azzal egészítette ki, hogy figyelembe vette a fuvókatú előtti és utáni nyomások különbözőségét, s ezzel lehetőséget teremtett a porlasztó instabil üzemi viszonyainak tanulmányozására.

Jelenleg a legtöbb tényező számbavétele ASZTAHOV [47, 48, 49] munkáiban található, s ezért a továbbiakban azok alapján ismertetjük a befecskendezési törvényszerűség számítási módszereit.

Gyorsjáratú Diesel-motorokban a befecskendezés tartama 0,0015—0,003 sec között változik, 150—600 kg/cm² nyomás mellett. Az adagoló dugattyú, valamint a nyomóvezeték és a porlasztófuratok keresztmetszeteinek nagykülönbsége miatt a nyomótérben levő üzemanyag gyors összenyomódása jön létre. Az összenyomódás nyomásemelkedéssel jár együtt, ami nyomáshullám alakjában hangsebességgel terjed tova a nyomóvezeték mentén. Ennek alapján az adagolás folyamatát egyes impulzusokként foghatjuk fel, melyek a nyomóvezeték belépő keresztmetszeténél keletkeznek a folyadék összenyomása következtében.

Összenyomható folyadék csővezetékben történő instacioner áramlását a fent leírt esetre a következő differenciálegyenletek írják le:

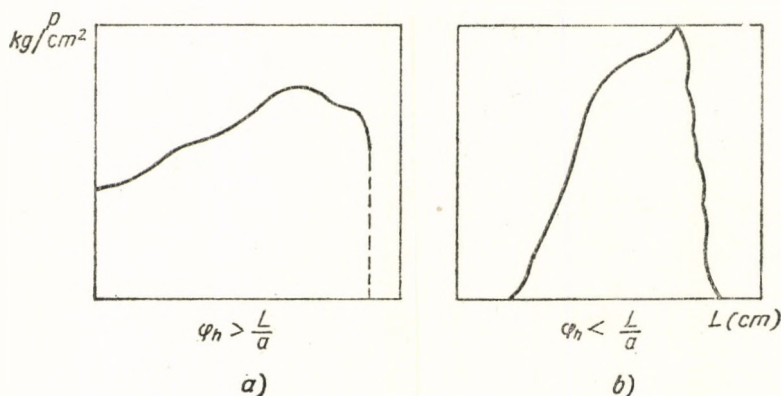
$$\frac{\partial c}{\partial t} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial c}{\partial x} = - \frac{1}{a^2 \rho} \frac{\partial p}{\partial t},$$

ami azt jelenti, hogy az adagoló rendszerben a sebesség és nyomás időben és térben egyaránt változik.

Az idevágó kísérletek [49] azt mutatták, hogy a folyadék viszkozitásának hatása figyelmen kívül hagyható, feltéve, hogy a nyomóvezetékben az áramlás sebessége kisebb, mint 100—130 m/sec.

Az (1) egyenletrendszerből következik, hogy instacioner mozgás esetén a megzavarás mint nyomáshullám hangsebességgel terjed tova a csővezeték mentén. A nyomás cső menti eloszlása a csővezeték hosszától függ. Ha a csővezeték olyan rövid, hogy egy megzavarás (impulzus) időtartama néhányszor hosszabb a hullám visszaérkezésének $\frac{2L}{a}$ idejénél, akkor a hullám alakja az 1/a ábrához hasonló. Hosszú csővezeték esetén a hullám mint egyes impulzus terjed tova (1/b ábra).



1. ábra. Egyes impulzus tovaterjedése rövid (a) és hosszú (b) csővezetékben

Az (1) egyenletrendszer integrálásakor a *D'Alambert*-féle megoldásból szokás kiindulni (ASZTAHOV, PISCHINGER stb).

Eszerint

$$p - p_0 = F \left(t - \frac{x}{a} \right) - W \left(t + \frac{x}{a} \right)$$

$$C - C_0 = \frac{1}{a \varrho} \left[F \left(t - \frac{x}{a} \right) + W \left(t + \frac{x}{a} \right) \right],$$
(2)

ahol

p_0, p — nyomás a folyamat kezdetén illetve egy tetszőleges időpontban,
 C_0, C — sebesség a folyamat kezdetén és egy tetszőleges időpontban,
 a — hangsebesség,
 ϱ — a tüzelőanyag sűrűsége,
 x — a csővezeték tetszőleges pontjának távolsága a kezdőponttól,

$F \left(t - \frac{x}{a} \right)$ — a gerjesztett hullám amplitudója,

$W \left(t + \frac{x}{a} \right)$ — a visszavert hullám amplitudója.

A folyamat kezdetén $C_0 = 0$, s így a nyomóvezeték elejére a (2) egyenletek a következő alakot öltik

$$p'_n = p_0 + F(t) - W(t)$$

$$C'_v = \frac{1}{a \varrho} [F(t) + W(t)].$$
(3)

A csővezeték végén pedig

$$p_f = p_0 + F \left(t - \frac{L}{a} \right) - W \left(t + \frac{L}{a} \right)$$

$$C'_v = \frac{1}{a \varrho} \left[F \left(t - \frac{L}{a} \right) + W \left(t + \frac{L}{a} \right) \right].$$
(4)

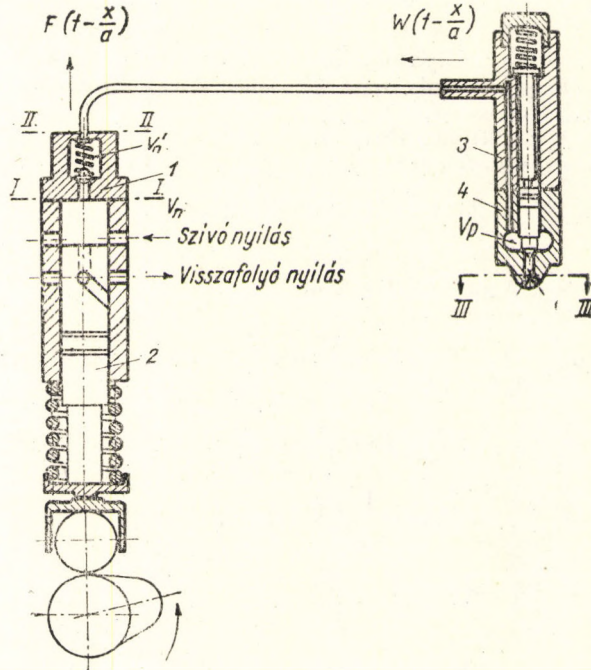
A nyomás és sebesség változásának jellege s következésképpen a nyomáshullámé is a vezeték végein fennálló határfeltételektől függ. Hogy meghatározhatjuk a vezetékbe belépő s onnan kilépő üzemanyag mennyiségét, az említett keresztmetszetekre fel kell írni a folytonosság egyenletét. Ezenkívül fel kell írni az egyes keresztmetszetek konstrukciós tulajdonságait jellemző egyenleteket is. Ezek együttesen alkotják a határfeltételek egyenleteit, melyeket együttesen kell megoldani a (3) vagy (4) egyenletrendszerekkel.

A következőkben a legáltalánosabban használatos forgódugattyús ferde éllel szabályozó (Bosch) befecskendező rendszert fogjuk tárgyalni. A *Jend-*

rassik-rendszert csak annyiban tárgyaljuk, amennyiben az a fenti rendszertől eltér, azaz a szivattyú részt.

Mint ismeretes, az adagoló berendezés egyes elemei a befecskendezés ideje alatt mozgásban vannak (dugattyú, fejszelep, porlasztótű), s ezért itt a határfeltételek is változni fognak. A határfeltételek változása miatt a számítást részekre kell tagolni, melyeken belül a határfeltételek azonosak lesznek.

A nyomóvezeték kezdetén legáltalánosabb esetnek azt a helyzetet vehetjük, amikor a szívó vagy a visszafolyó nyílások nyitva vannak és a fejszelep



2. ábra. Bosch-rendszerű adagoló berendezés elvi ábrája

mozgásban van. Ilyenkor a I—I és II—II keresztmetszetekre (2. ábra) a folytonosság egyenlete a következő lesz:

$$f_d C_d = \alpha V_n \frac{dp_n}{dt} + \mu_0 f_0 C_0 + \mu_k f' C_k, \quad (5)$$

azaz a szállított folyadékmennyiség részben összenyomódik, részben visszafolyik, részben pedig a fejszelep térbe megy át; a II—II keresztmetszetre pedig

$$\mu_k f' C_k = \alpha V_n' \frac{dp_n'}{dt} + f_v C_v', \quad (6)$$

azaz a fejszelep térbe került folyadék részben szintén összenyomódik, részben tovább áramlik a nyomócsőbe.

Az (5) és (6) egyenletekből következik, hogy

$$f_d C_d = \alpha V_n \frac{dp_n}{dt} + \alpha V'_n \frac{dp'_n}{dt} + \mu_0 f_0 C_0 + f_v C'_v, \quad (7)$$

ahol

- p_n, p'_n — nyomás a dugattyú feletti illetve a fejszelep térben,
 $f_d C_d$ — a dugattyú által szállított tüzelőanyag térfogata,
 $\mu_0 f_0 C_0$ — a szívó- vagy túlfolyónylásokon átfolyó tüzelőanyag,
 $f_v C'_v$ — a nyomóvezetékbe távozó üzemanyag,

$\alpha \cdot V_n \frac{dp_n}{dt}$ és $\alpha V'_n \frac{dp'_n}{dt}$ — térfogatváltozás az összenyomódás követ-

keztében a dugattyú feletti illetve a fejszelep-térben,
 α — a tüzelőanyag összenyomhatósági tényezője.

A porlasztónylás kilépő keresztmetszetére (III—III keresztmetszet), amikor a porlasztótű mozgásban van, a folytonosság egyenlete a következő lesz:

$$f_v C''_v = \alpha V_p \frac{dp}{dt} + \mu_p f_p C_p + f_t C_t, \quad (8)$$

azaz a porlasztóba jutó folyadék egy része ugyancsak összenyomódik, egy része kiáramlik a porlasztónyláson, más része pedig a tű elmozdulása által felszabadított térfogatot tölti ki.

Itt

- $f_v C''_v$ — a V_p térbe belépő üzemanyag térfogata,
 $\mu_p f_p C_p$ — a porlasztónyláson kilépő térfogat,
 $f_t C_t$ — a tű mozgásakor felszabaduló teret kitöltő tüzelőanyag térfogata.

A (8) egyenletben C'_v értékét kifejezhetjük annak (4) egyenletben megadott értékével, s helyettesítve még az $F\left(t - \frac{L}{a}\right)$ hullám értékét a (3) és (7) egyenletekből, kapjuk:

$$\begin{aligned}
 [f_d C_d]_{\left(t - \frac{L}{a}\right)} - \frac{f_v}{a \varrho} \left[W\left(t - \frac{L}{a}\right) - W\left(t + \frac{L}{a}\right) \right] - [\mu_0 f_0 C_0]_{\left(t - \frac{L}{a}\right)} - \\
 - \left[\alpha V_n \frac{dp_n}{dt} + \alpha V'_n \frac{dp'_n}{dt} \right]_{\left(t - \frac{L}{a}\right)} - f_t C_t = \mu_p f_p C_p. \quad (9)
 \end{aligned}$$

A szivattyúnál lefolyó jelenségeket leíró tagok mellé írt $\left(t - \frac{L}{a}\right)$ index a hullám véges tovaterjedési sebességét veszi figyelembe, s azt jelenti, hogy ezekben a tagokban nem a vizsgált időpillanathoz, hanem a $\left(t - \frac{L}{a}\right)$ időhöz tartozó értékeket kell helyettesíteni. A $W\left(t - \frac{L}{a}\right)$ azt a visszaverődött hullámot jelenti, amely a $\left(t - \frac{L}{a}\right)$ időpillanatban volt a szivattyúnál.

A p_n és p'_n nyomások közötti összefüggést a fejszelep mozgásegyenlete szolgáltatja

$$M \frac{d^2 h_f}{dt^2} + \delta_f h_f + P_0 = f(p_n - p'_n), \quad (10)$$

ahol

- h_f — a fejszelep elmozdulása,
- δ_f — a fejszelep rugójának rugóállandója,
- P_0 — a fejszelep előfeszítése,
- f — a fejszelep keresztmetszete,
- M — a fejszelep tömege.

Ha a (10) egyenletet az idő szerint differenciáljuk, akkor

$$\frac{dp_n}{dt} = \frac{dp'_n}{dt} + \frac{M}{f} \frac{d^3 h_f}{dt^3} + \frac{\delta_f}{f} C_f,$$

melyet a (9) egyenletbe helyettesítve az összes befecskendező rendszerre általánosan érvényes egyenletet kapunk:

$$\begin{aligned} & [f_a C_a]_{\left(t - \frac{L}{a}\right)} - \frac{f_v}{a \rho} \left[W\left(t - \frac{L}{a}\right) - W\left(t + \frac{L}{a}\right) \right] - [\mu_0 f_0 C_0]_{\left(t - \frac{L}{a}\right)} - \\ & - \alpha V_h \left[\frac{M}{f} \frac{d^3 h_f}{dt^3} + \frac{\delta_f}{f} C_f \right]_{\left(t - \frac{L}{a}\right)} - \left[\alpha (V_n + V'_n) \frac{dp'_n}{dt} \right]_{\left(t - \frac{L}{a}\right)} - \\ & - \alpha V_p \frac{dp}{dt} - f_t \cdot C_t = \mu_p f_p C_p. \end{aligned} \quad (11)$$

A különböző rendszerű befecskendező szivattyúknál egyes jelenségek hatása elhanyagolható, s ilyenkor a (11) egyenlet egyszerűbb lesz. Például egybeépített szivattyúporlasztó esetén (lásd GMC, JAZ stb. motorok szivaty-

tyúit) a hullámjelenségek elhanyagolhatók, s így a (11) egyenletből hiányozni fog az

$$\frac{f_v}{a \rho} \left[W \left(t - \frac{L}{a} \right) - W \left(t + \frac{L}{a} \right) \right]$$

tag és a $\left(t - \frac{L}{a} \right)$ index. Nyitott porlasztó esetén nem szerepel az $f_t C_t$ tag, és a számítás egyes szakaszai is ennek megfelelően változni fognak.

2. § A TÜZELŐANYAG BEFECSKENDEZÉSI FOLYAMATÁNAK SZÁMÍTÁSA

Az alábbiakban ASZTAHOV számítási módszerét mutatjuk be, amellyel a befecskendezési törvényszerűség meghatározható. A számítást a leggyakrabban használatos adagoló berendezésre, vagyis a kényszervezérlésű nyomóvezetékkel bíró rendszerrel (Bosch-típus) végezzük, zárt porlasztóval. Ezenkívül röviden ismertetjük a *Jendrassik*-rendszerű szivattyú számítási módszerét is.

A számítás lényege az, hogy először a dugattyúnál, majd ennek segítségével a porlasztónál kiszámítjuk a nyomást. A nyomás ismeretében a porlasztóból kiáramló folyadék mennyisége már könnyen meghatározható.

A befecskendezési folyamatra felírt egyenletek a véges különbségek módszerével és tagonkénti integrálással vannak megoldva.

Az áttekinthetőség kedvéért külön tárgyaljuk a nyomóvezeték belépő és kilépő keresztmetszetében lejátszódó jelenségeket, azonban konkrét esetben a számítást párhuzamosan kell végezni.

A számítást a határfeltételektől függően szakaszokra kell bontani. Általános esetben a nyomóvezeték belépő keresztmetszetére az alábbi szakaszokat különböztetjük meg:

1. a dugattyú mozgásának kezdetétől a fejszelep mozgásának kezdetéig;
2. a fejszelep mozgásának kezdetétől a szívónyílások teljes elzárásáig;
3. a szívónyílások elzárásától addig a pillanatig, amikor a tehermentesítő öv kijön a fészkéből;
4. a tehermentesítő öv fészkéből való kilépésétől a visszafolyónyílások nyitásának pillanatáig;
5. a visszafolyónyílások nyitásától addig a pillanatig, amikor a tehermentesítő öv kezd a fészkébe bemenni;
6. a tehermentesítő öv fészkébe való bemenetétől a fejszelep leüléséig.

A nyomóvezeték kilépő keresztmetszetére az alábbi szakaszokat kapjuk:

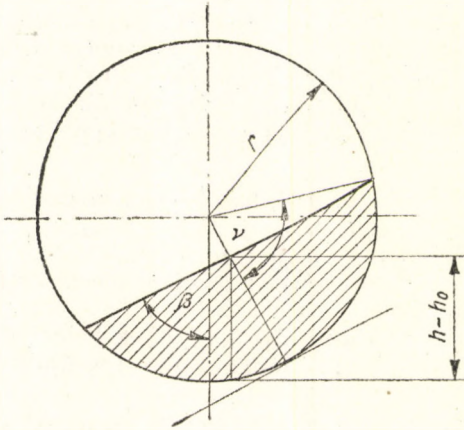
1. az $F \left(t - \frac{L}{a} \right)$ hullám megérkezésétől a tű mozgásának kezdetéig;
2. a tű mozgásának kezdetétől a tű felütközéséig;
3. a tű felütközésétől a tű leülésének kezdetéig;
4. a felütközés elhagyásától a leülés pillanatáig.

Nyitott porlasztó esetén a határfeltételek a befecskendezés folyamán nem változnak, tehát a szakaszokra való bontás elesik.

Az egyes szakaszokra felírva a folytonosság egyenletét, amely az adott szakasz határfeltételeit adja, lehetőség nyílik arra, hogy a rendszer mindenkor konstrukciós jellegzetességeit illetve egyes tényezők megváltoztatásának hatását figyelembe vegyük.

a) A SZIVATTYÚNÁL LEJÁTSZÓDÓ JELENSÉGEK SZÁMÍTÁSA

A számítások elvégzéséhez szükség van az adagoló dugattyú-út, sebesség és gyorsulási görbéjére, a V_n nyomóter, valamint a szívó- és visszafolyónyílások változását leíró görbékre a szögelfordulás függvényében. Egy tetszőleges pillanatban a szívónyílás szabad keresztmetszete az alábbi képlettel számítható (3. ábra):



3. ábra. A szívónyílás zárása ferde szabályozó él esetén

$$f_0 = \frac{r^2}{2} (2\pi - 2\nu + \sin 2\nu),$$

ahol r — a szívónyílás sugara.

A ν szög értékét az alábbi kifejezésből határozhatjuk meg

$$\cos \nu = 1 - \frac{h - h_0}{r} \sin \beta,$$

ahol h_0 — a dugattyú által megtett út a $\nu = 0$ helyzetben.

A folyamat számítása a határfeltételek változásának megfelelően történik. Minden egyes szakaszra felírjuk a határfeltétel egyenleteit

az (5), (6) és (10) egyenletekhez hasonlóan, s ezeket a (3) egyenlettel együttesen oldjuk meg.

A véges különbségek módszerének megfelelően az egyes szakaszokat kis intervallumokra ($0,5-2^\circ$) osztjuk, s a megoldást ezekre az intervallumokra végezzük.

A fejszelep mozgásegyenletének megoldása egyszerűvé válik, ha feltételezzük, hogy a kis Δt intervallumon belül a mozgás egyenletesen gyorsuló. Ez a közelítés a kis intervallumok következtében nem vezet lényeges hibához [49].

A kifolyási sebesség pillanatnyi értékét a stationer mozgás egyenletei alapján határozzuk meg. Például a szívónyílásokon átfolyó üzemananyag pillanatnyi sebessége

$$C_0 = \sqrt{\frac{2g}{\gamma a}} \cdot \sqrt{p_n - p_{sz}}. \quad (12)$$

Kísérletek [49] igazolják, hogy a fenti közelítések lehetőséget adnak a befecskendezési folyamat elegendő pontosságú kiszámítására.

A z e l s ő s z a k a s z. Az első szakaszban a nyomóvezetékét a nyomótértől a fejszelep választja el. Az üzemanyag egy része a szívónyíláson visszafolyik, másik része a nyomótérben összenyomódik. A fejszelep akkor kezd mozogni, ha a nyomótér nyomása nagyobb lesz a fejszeleptérben visszamaradó p_0 nyomás és a rugóerőből származó nyomás összegénél.

Az adott viszonyokra a folytonosság egyenlete a következő lesz:

$$f_d C_d = \alpha V_n \frac{dp_n}{dt} + \mu_0 f_0 C_0.$$

Most tagonként integrálva kis Δt intervallumokra:

$$f_d \frac{h - h_1}{\Delta t} = \alpha V_{nk} \frac{p_n - p_{n1}}{\Delta t} + \mu_0 f_{0k} \sqrt{\frac{2g}{\gamma_{\bar{u}}}} \frac{\sqrt{p_{n1} - p_{sz}} + \sqrt{p_n - p_{sz}}}{2}.$$

A fenti egyenletből meghatározható a p_n nyomás

$$\sqrt{p_n - p_{sz}} = -\frac{\kappa}{2} + \sqrt{\frac{\kappa^2}{4} + D}, \quad (13)$$

ahol

$$D = p_{n1} + \frac{f_d (h - h_1)}{\alpha V_{nk}} - \frac{\mu_0 f_{0k} \Delta t}{2 \alpha V_{nk}} \sqrt{\frac{2g}{\gamma_{\bar{u}}}} \cdot \sqrt{p_{n1} - p_{sz}} - p_{sz},$$

$$\kappa = \frac{\mu_0 f_0 \Delta t}{2 \alpha V_{nk}} \sqrt{\frac{2g}{\gamma_{\bar{u}}}}; \quad V_{nk} = \frac{V_n + V_{n1}}{2}; \quad f_{0k} = \frac{f_0 + f_{01}}{2}.$$

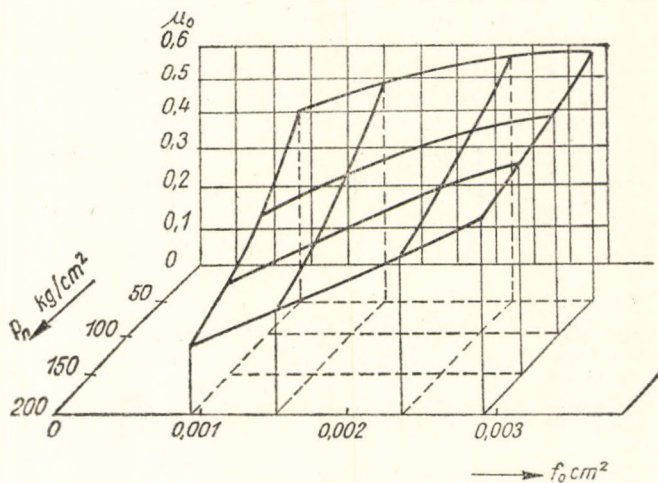
p_{n1} — a nyomás értéke az intervallum elején a dugattyú feletti térben.

Mivel az előző intervallum vége és a következő intervallum eleje egybeesik, a p_{n1} nyomás értéke ismert. A V_{n1} , h_1 és f_{01} mennyiségeknek az intervallum elején felvett értékeit az előre megszerkesztett görbékből olvassuk le.

A szívónyílás μ_0 átfolyási tényezője a nyomás és a nyitás függvénye. Értékét elegendő biztonsággal a 4. ábrából vehetjük, amikor is p_n értékét előre becsüljük az intervallum közepére.

A számítások pontosságára lényeges hatással van még a folyadék összenyomhatósági tényezőjének (α) helyes megválasztása. Kísérleti adatok [49] szerint értéke gázolajra, a nyomás határoktól függően, $6,0$ — $8,0 \cdot 10^{-5}$ cm²/kg között változik, amikor is a nyomás növekedésével α értéke csökken.

M á s o d i k s z a k a s z. A második szakaszban a fejszelep mozgásban van, a szívónyílások még nincsenek teljesen elzárva, a tehermentesítő öv még nem jött ki a fészkekből, ezért a V_n és V'_n tér el van választva egymástól. A szállítás a nyomóvezetékbe már megindul, mivel a fejszelep mozgásakor üzemanyagot szorít ki a V'_n térfogatból. Vagyis a második szakaszban a fejszelep



4. ábra. A szívó- és túlfolyónyílások átfolyási tényezője az átfolyási keresztmetszet és a nyomás függvényében

ugyanolyan szerepet játszik a V'_n térfogat szempontjából, mint a dugattyú a V_n térfogatban. A tehermentesítő öv és a fészek vezető fala között mindig van rés, azonban ennek mérete a közönséges fejszelepeknél kicsiny, s az itt átfolyt üzemanyag mennyiségét elhanyagolhatjuk. Olyan esetekben természetesen, amikor korrekció szempontjából nagyobb részt hagyunk, az itt átfolyt mennyiséget is figyelembe kell venni.

Ebben a szakaszban a határfeltételeket az I—I és II—II keresztmetszetre a következő egyenletek fejezik ki:

$$f_d C_d = \alpha V_n \frac{dp_n}{dt} + \mu_0 f_0 C_0 + f \cdot C_f$$

és

$$f \cdot C_f = \alpha V'_n \frac{dp'_n}{dt} + f_v C'_v,$$

amihez még hozzájön a fejszelep mozgásegyenlete:

$$M \frac{d^2 h_f}{dt^2} + \delta_f h_f + P_0 = f(p_n - p'_n).$$

A korábban tett feltételezésünk értelmében a fejszelep mozgását az intervallumon belül egyenletesen gyorsulónak vesszük, s ekkor

$$\frac{d^2 h_f}{dt^2} = \frac{C_f - C_{f1}}{\Delta t} = \frac{2(h_f - h_{f1})}{\Delta t^2} = \frac{2C_{f1}}{\Delta t}$$

és a sebesség

$$C_f = \frac{2(h_f - h_{f1})}{\Delta t} - C_{f1}.$$

A gyorsulás fenti értékét helyettesítve a mozgásegyenletbe, kapjuk:

$$p_n - p'_n = A h_f + B$$

vagy

$$p'_n = p_n - (A h_f + B), \quad (14)$$

ahol

$$A = \frac{2M}{f \Delta t^2} + \frac{\delta_f}{f};$$

$$B = \frac{P_0}{f} - \frac{2M}{f \Delta t^2} h_{f1} - \frac{2M}{f \Delta t} C_{f1}.$$

Attól a pillanattól kezdve, amikor a szállítás a nyomóvezetékbe megindul, a határfeltétel egyenleteit a (3) egyenletrendszerrel együttesen kell megoldani. A (3) egyenletrendszerből következik, hogy

$$C'_v = \frac{p'_n}{a \varrho} + \frac{2W(t)}{a \cdot \varrho} - \frac{p_0}{a \cdot \varrho}.$$

Helyettesítve C'_v a határfeltételi egyenletbe, s integrálva az egyenletet, a p_n értékére a következő kifejezést kapjuk

$$\sqrt{p_n - p_{sz}} = -\frac{\kappa}{2\psi} + \sqrt{\frac{\kappa^2}{4\psi^2} + \frac{D'}{\psi}}, \quad (15)$$

ahol

$$D' = D + \frac{f \cdot B}{a V_{nk}(A + \xi)} + \frac{f \cdot N}{a V_{nk}(A + \xi)} - \psi \cdot p_{sz},$$

$$N = \frac{1}{2a\varrho a V'_n + f_v \Delta t} [2a\varrho a V'_n p'_{n1} + f_v p_0 \Delta t - 2a\varrho \cdot f h_{f1} - a\varrho \Delta t f_v C'_{v1} - 2\Delta t f_v W(t)],$$

$$\xi = \frac{2a\varrho f}{2a\varrho a V'_n + f_v \Delta t},$$

$$\psi = 1 + \frac{f}{\alpha V_{nk}(A + \xi)},$$

$$D = \frac{f_d(h - h_1)}{\alpha V_{nk}} + p_{n1} + \frac{f \cdot h_{f1}}{\alpha V_{nk}} - \kappa \sqrt{p_{n1} - p_{sz}}.$$

κ kifejezése ugyanaz marad, mint az első szakaszban volt. A $W(t)$ hullám értéke a porlasztónál lejátszódó folyamatok számításából ismert, amely hullám $\frac{L}{a}$ idővel korábban keletkezett.

A p'_n nyomást a határfeltétel második egyenlete nyomán a következő egyenletből számíthatjuk:

$$p'_n = N + \xi h_f, \quad (16)$$

míg a (14) és (16) egyenletek összevetéséből

$$h_f = \frac{p_n - B - N}{A + \xi}. \quad (17)$$

Harmadik szakasz. A harmadik szakaszban a szívónyílások zárva vannak, ezért a folytonosság egyenletéből hiányozni fog a $\mu_0 f_0 C_0$ tag. A többi egyenlet a második szakasznak megfelelően marad.

A határfeltételi egyenleteket a (3) egyenletrendszerrel megoldva, a p_n nyomásra a következő kifejezés adódik;

$$p_n = \frac{D'}{\psi}, \quad (18)$$

ahol D' és ψ kifejezései ugyanazok, mint az előző szakaszban voltak. A többi tényező közül csak D értéke változik:

$$D = \frac{f_d(h - h_1)}{\alpha \cdot V_{nk}} + p_{n1} + \frac{f \cdot h_{f1}}{\alpha \cdot V_{nk}}.$$

A p'_n nyomást a (16) egyenlettel, míg a szelep emelkedését a (17) egyenlettel számíthatjuk.

Negyedik szakasz. Ebben a szakaszban a fejszelep tehermentesítő öve már kijött a vezető csatornából. Az öv alatt létrejön egy keresztmetszet, amelyen az üzemanyag a V_n térből a V'_n térbe folyik át. 45° -os szeleplülés esetén az átfolyási keresztmetszet

$$f' = \frac{(2\pi d_f + h)h}{2\sqrt{2}},$$

ahol $h = h_f - h_0$ és h_0 — a szelep felemelkedése abban a pillanatban, amikor a tehermentesítő öv kijön a vezető csatornából.

A két tér között az átfolyás pillanatnyi sebessége

$$C_k = \sqrt{\frac{2g}{\gamma \bar{u}}} \cdot \sqrt{p_n - p'_n}.$$

Az I—I és II—II keresztmetszetekre felírt folytonossági egyenleteket összevonva és helyettesítve C'_v értékét a (3) egyenletrendszerből, kapjuk

$$f_d(h - h_1) = \alpha \cdot V_{nk}(p_n - p_{n1}) + \alpha V'_n(p'_n - p'_{n1}) + \frac{f_v \Delta t}{2 \alpha \rho} p'_n + \frac{f_v \Delta t}{\alpha \rho} W(t) + \\ + \frac{f_v \Delta t C'_{v1}}{2} - \frac{f_v \Delta t p_0}{2 \alpha \rho}.$$

p'_n értékét a (14) egyenletből helyettesíthetjük, s ezzel

$$p_n = \frac{D'}{1 + \lambda} + \frac{\lambda}{1 + \lambda} (A h_f + B), \quad (19)$$

ahol

$$D' = p_{n1} + \frac{V'_n}{V_{nk}} p'_{n1} + \frac{f_d(h - h_1)}{\alpha V_{nk}} + \frac{f_v \cdot \Delta t p_0}{2 \alpha \rho \alpha V_{nk}} - \frac{f_v \Delta t W(t)}{\alpha \rho \alpha V_{nk}} - \frac{f_v \Delta t C'_{v1}}{2 \alpha V_{nk}}, \\ \lambda = \frac{V'_n}{V_{nk}} + \frac{f_v \Delta t}{2 \alpha \rho \alpha V_{nk}}.$$

A (19) egyenletben h_f is ismeretlen, ezért még egy egyenletet kell felírni. Ha az I—I keresztmetszetre felírt folytonosság egyenletét integráljuk, p_n -re a következő kifejezés adódik:

$$p_n = D - \frac{f \cdot h_f}{\alpha V_{nk}} - b' \sqrt{A h_f + B}, \quad (20)$$

ahol

$$D = p_{n1} + \frac{f_d(h - h_1)}{\alpha V_{nk}} + \frac{f h_{f1}}{\alpha V_{nk}} - b' \sqrt{p_{n1} - p'_{n1}},$$

$$b' = \frac{\mu_k f'_{köz} \Delta t}{2 \alpha V_{nk}} \cdot \sqrt{\frac{2g}{\gamma \bar{u}}},$$

$$f'_{köz} = 2,22 d_f \left(\frac{h_f + h_{f1}}{2} - h_0 \right).$$

Mivel a tehermentesítő öv kint van a vezető csatornából, a $p_n - p'_n = Ah_f + B$ érték viszonylag kicsiny. Ezenkívül a $\frac{\lambda}{1 + \lambda}$ tényező mindig kisebb egynél, ezért a $\frac{\lambda}{1 + \lambda} (Ah_f + B)$ tag a $\frac{D'}{1 + \lambda}$ mellett első közelítésben elhanyagolható. Ez a körülmény lehetőséget ad arra, hogy a (19) és (20) egyenleteket a sorozatos közelítés módszerével oldjuk meg. Első közelítésben

$$Ah_f + B = 0$$

és innen

$$(h_f)_1 = -\frac{B}{A}$$

és

$$(p_n)_1 = \frac{D'}{1 + \lambda}$$

h_f közelítő értékével a (20) egyenletből most meghatározzuk p_n értékét. Második közelítésnek

$$(p_n)_2 = \frac{(p_n)_1 + p_n}{2}$$

értéket vesszük, s ezzel a (19) egyenletből kiszámítható $(h_f)_2$ és így tovább. Két-három közelítés általában már elegendő pontosságot ad.

p_n és h_f kiszámított értékeivel a (14) egyenletből meghatározható a p'_n nyomás s ezzel a (3) egyenletrendszerből az $F(t)$ hullám és a C'_v sebesség is.

Ö t ö d i k s z a k a s z. Az ötödik szakaszban a visszafolyónyílások nyílnak, az üzemanyag egy része visszafolyik a szívótérbe. Az I—I keresztmetszetre felírt folytonossági egyenletben ismét szerepel a $\mu_0 f_0 C_0$ tag, amely a visszafolyó üzemanyag mennyiségét veszi figyelembe.

Ha a visszafolyónyílás nyitása pillanatában a tehermentesítő öv már bement a vezető csatornába, akkor a határfeltételek a második szakasz határfeltételeivel azonosak.

Ha a fenti feltétel nem teljesül, akkor a megoldás kissé bonyolultabb. Felírva az I—I és II—II keresztmetszetre a folytonosság egyenleteit, majd összevonva őket, kapjuk:

$$f_d C_d = a V_n \frac{dp_n}{dt} + a V'_n \frac{dp'_n}{dt} + \mu_0 f_0 C_0 + f_v C'_v.$$

Integrálva a fenti egyenletet

$$p_n + \lambda p'_n = D' - \kappa \sqrt{p_n - p_{sz}}, \quad (21)$$

ahol

$$D' = p_{n1} + \frac{V'_n}{V_{nk}} p'_{n1} + \frac{f_d(h-h_1)}{\alpha V_{nk}} + \frac{f_v \Delta t p_0}{2 \alpha \rho \alpha V_{nk}} - \kappa \sqrt{p_{n1} - p_{sz}} - \frac{f_v \Delta t C'_{v1}}{2 \alpha V_{nk}} - \frac{f_v \Delta t W(t)}{\alpha \rho \alpha V_{nk}},$$

$$\kappa = \frac{\mu_0 f_{0k} \Delta t}{2 \alpha V_{nk}} \sqrt{\frac{2g}{\gamma \bar{u}}}.$$

λ értéke ugyanaz marad, mint az előző szakaszban volt. Helyettesítve p'_n értékét a (14) egyenletből, kapjuk:

$$p_n - p_{sz} + \frac{\kappa}{1 + \lambda} \sqrt{p_n - p_{sz}} - \left[\frac{D'}{1 + \lambda} - p_{sz} + \frac{\lambda}{1 + \lambda} (A h_f + B) \right] = 0,$$

ahonnan

$$\sqrt{p_n - p_{sz}} = -\frac{\kappa}{2(1 + \lambda)} + \sqrt{\left[\frac{\kappa}{2(1 + \lambda)} \right]^2 + \frac{D'}{1 + \lambda} - p_{sz} + \frac{\lambda}{1 + \lambda} (A h_f + B)}. \quad (22)$$

Az I—I keresztmetszetre felírt folytonossági egyenletből a p_n nyomásra a következő kifejezést kapjuk:

$$p_n = D - \kappa \sqrt{p_n - p_{sz}} - b' \sqrt{p_n - p'_n} - \frac{f' h_f}{\alpha V_{nk}}, \quad (22a)$$

ahol

$$D = p_{n1} + \frac{f_d(h-h_1)}{\alpha V_{nk}} + \frac{f' \cdot h_{f1}}{\alpha V_{nk}} - \kappa \sqrt{p_{n1} - p_{sz}} - b' \sqrt{p_{n1} - p'_n}.$$

A (22) és (22a) egyenletet vagy grafikusán, vagy a sorozatos közelítés módszerével oldhatjuk meg.

p_n és h_f értékeinek meghatározása után a (14) egyenletből kiszámítható a p'_n nyomás, s ezzel a (3) egyenletrendszerből az $F(t)$ hullám.

H a t o d i k s z a k a s z. Ebben a szakaszban a dugattyú tovább nyitja a visszafolyónyílást, s a tehermentesítő öv kezd a vezető csatornába bemenni. Hasonló kerületi feltételek álltak fent a második szakaszban is, ezért a számítást a második szakaszra érvényes egyenletekkel végezzük.

A fejszelep leülésekor, amikor a tehermentesítő öv már a vezető csatornában van, a V'_n térben egy bizonyos térfogat szabadul fel, s ennek következtében

a p'_n nyomás gyorsan csökken. Ha a fejszelep leülési sebessége nagy, akkor a nyomás a zérusig is csökkenhet, a folyadékoszlop megszakad. A szivattyú üzeme instabillá válhat.

A fenti jelenség különösen nagy jelentőségű könnyű üzemanyag (benzinfélék), valamint nagy fordulatszámú adagoló rendszerek esetén.

H e t e d i k s z a k a s z. A fejszelep leülése után a rendszerben még lengések maradnak vissza. A fejszelephez érkező visszaverődött hullám ott vagy túlnyomást, vagy nyomásesökkenést hoz létre, s ettől függően az üzemanyag vagy a V'_n térből a nyomóvezetékbe áramlik, vagy megfordítva.

A hetedik szakasz határfeltételeit az alábbi egyenlet fejezi ki:

$$\alpha V'_n \frac{dp'_n}{dt} = -f_v C'_v.$$

Integrálva az egyenletet, s a (3) egyenletrendszerrel közösen megoldva, kapjuk:

$$p'_n = \frac{p'_{n1} - \frac{f_v \Delta t}{2 \alpha V'_n} C'_{v1} - \frac{f_v \Delta t W(t)}{\alpha \rho \alpha V'_n} + \frac{f_v \Delta t p_0}{2 \alpha \rho \alpha V'_n}}{1 + \frac{f_v \Delta t}{2 \alpha \rho \alpha V'_n}}. \quad (23)$$

b) A PORLASZTÓNÁL LEJÁTSZÓDÓ JELENSÉGEK SZÁMÍTÁSA

A porlasztó V_p térfogatába lépő üzemanyag a következőképpen oszlik el:

- a) Az üzemanyag egy része kifolyik a porlasztónylásokon,
- β) az üzemanyag más része a tű mozgása által felszabadult teret tölti ki,
- γ) egy rész a porlasztó térben marad összenyomott állapotban.

A porlasztó konstrukciója lényegében nem változtatja meg a számítások menetét. A különválasztandó szakaszok száma és az együttesen megoldandó egyenletek száma azonban változhat.

Csapos porlasztó esetén szükség van a porlasztófurat szabad keresztmetszetét ábrázoló görbére a tüemelkedés függvényében.

A folyamat számítása, hasonlóan az előbbiekhöz, szakaszonként történik.

E l s ő s z a k a s z. Az első szakaszban a tű még elzárja a porlasztónylást, a tüzelőanyag a porlasztótérben marad összenyomott állapotban.

Határfeltételként a következő egyenlet írható fel:

$$\alpha V_p \frac{dp_f}{dt} = f_v C''_v,$$

azaz csak folyadékösszenyomódás van.

A C_v'' sebesség értéke a (4) egyenletrendszerből nyerhető:

$$C_v'' = \frac{2F \left(t - \frac{L}{a} \right)}{a \rho} - \frac{p_f}{a \rho} - \frac{p_0}{a \rho}.$$

Helyettesítve C_v'' értékét s integrálva a fenti egyenletet, kapjuk:

$$p_f = \frac{D'}{\lambda'}, \quad (24)$$

ahol

$$D' = p_{f1} + \frac{f_v \Delta t C_{v1}''}{2 \alpha V_p} + \frac{f_v \Delta t F \left(t - \frac{L}{a} \right)}{a \rho \cdot \alpha \cdot V_p} + \frac{f_v \Delta t p_0}{2 \alpha \rho \alpha V_p},$$

$$\lambda' = 1 + \frac{f_v \Delta t}{2 \alpha \rho \alpha V_p}.$$

Második szakasz. Ebben a szakaszban a tű felemelkedik a fészkeről, s megkezdődik a tüzelőanyag befecskendezése a hengerbe.

Hogy a III—III keresztmetszetre felírt folytonossági egyenletet a tűmozgás egyenletével megoldhassuk, előbb meg kell határozni a tű alatti p_f' nyomást.

Ha a tű alatti térfogat hatását elhanyagoljuk, [49]* akkor fennáll az alábbi összefüggés (5. ábra):

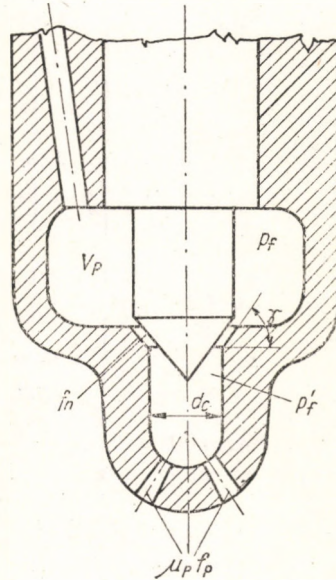
$$f_n C_n = f_p C_p. \quad (25)$$

A C_p kifolyási sebesség a következő kifejezésből számítható:

$$C_p = \mu_p \sqrt{\frac{2g}{\gamma \ddot{u}}} \cdot \sqrt{p_f' - p_z}.$$

A tű alatti keresztmetszetben pedig

$$C_n = \mu_n \sqrt{\frac{2g}{\gamma \ddot{u}}} \sqrt{p_f - p_f'}.$$



5. ábra. Zárt tűs porlasztó elvi ábrája

* A szóban forgó térfogat ugyanis az össztérfogathoz képest elenyésző még tűs porlasztónál is; csapos porlasztónál viszont ténylegesen is zérus értékű.

A tű alatti átfolyási keresztmetszet kifejezése a következő:

$$f_n = \pi (d_c + 0,5 y \sin \gamma) y \sin \frac{\gamma}{2}.$$

A fenti kifejezéseket helyettesítve a (25) egyenletbe és kifejezve a $p_f' - p_z$ értéket, kapjuk:

$$p_f' - p_z = \frac{k^2}{1 + k^2} (p_f - p_z), \quad (26)$$

ahol

$$k = \frac{\pi (d_c + 0,5 y \sin \gamma) \mu_n \cdot y \sin \frac{\gamma}{2}}{\mu_p f_p}$$

és d_c — a tű alatti kamrácska átmérője.

A folytonosság egyenlete a III—III keresztmetszetre a következő:

$$f_v C_v'' = \alpha V_p \frac{dp_f}{dt} + \mu_p f_p C_p + f_t C_t,$$

míg a túmozgás egyenlete:

$$M' \frac{d^2 y}{dt^2} + \delta' y + P_0' = f_t' p_f + (f_t - f_i) p_f',$$

ahol f_t' — a tű keresztmetszete a zárósíkban, amikor az a fészken ül,

f_t — a porlasztótű keresztmetszete,

P_0' — a porlasztórugó kezdeti előfeszítése.

A tű mozgását egy kis intervallumon belül ismét egyenletesen gyorsulónak tételezzük fel, amikor

$$\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{2(y - y_1)}{(\Delta t)^2} = \frac{2C_{t1}}{\Delta t}.$$

A határfeltétel fenti egyenleteit integrálva, s a (4) egyenletrendszerrel együttesen megoldva, a következő egyenleteket nyerjük:

$$\sqrt{p_f - p_z} = -\frac{\sigma'}{2\lambda'} + \sqrt{\left(\frac{\sigma'}{2\lambda'}\right)^2 + \frac{D'}{\lambda'} - \frac{2f_t y}{\alpha V_p \lambda'} - p_z}, \quad (27)$$

$$p_f = \frac{A' y + B'}{f_t + f_t' \left(1 - \frac{k^2}{1 + k^2}\right)}, \quad (28)$$

ahol

$$D' = p_{f1} + \frac{f_v \Delta t}{2aV_p} \left[\frac{2F \left(t - \frac{L}{a} \right)}{a\rho} - \frac{p_0}{a\rho} + C_{v1}'' \right] + \frac{2f_t y_1}{aV_p} + \frac{f_t \Delta t C_{t1}}{a \cdot V_p} - \sigma' \sqrt{p_{f1} - p_z},$$

$$\sigma' = \frac{\mu_p f_p \Delta t}{2aV_p} \sqrt{\frac{2g}{\gamma_{\bar{u}}}} \cdot \sqrt{\frac{k^2}{1+k^2}},$$

$$A' = \frac{2M'}{(\Delta t)^2} + \delta',$$

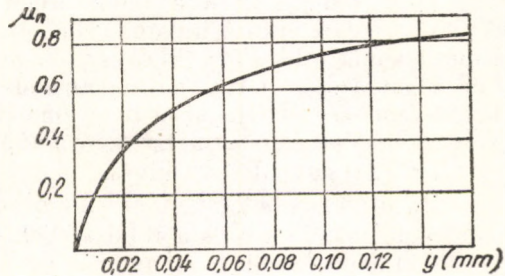
$$B' = P'_0 - \frac{2M'}{(\Delta t)^2} y_1 - \frac{2M'}{\Delta t} C_{t1} - (f_t - f'_t) \cdot \left(1 - \frac{k^2}{1+k^2} \right) p_z.$$

A (27) és (28) egyenletek együttes megoldásából nyerjük p_f és y értékét. A megoldás célszerűen grafikusan történhet.

A tű felemelkedése pillanatában fellépő nyomást a (28) egyenletből határozhatjuk meg, amikor is $y = 0$

$$p_{f0} = \frac{P'_0 - (f_t - f'_t) p_z}{f_t + f'_t}. \quad (29)$$

μ_n — azaz a tű alatti keresztmetszet átfolyási tényezőjének értékét a tű felemelkedésének függvényében a 6. ábrából vehetjük.



6. ábra. A porlasztótű alatti keresztmetszet átfolyási tényezője a tű felemelkedésének függvényében

Harmadik szakasz. A harmadik szakaszt az jellemzi, hogy a tű felütközött állapotban áll. A határfeltétel egyenlete a következő lesz:

$$f_v C_v'' = aV_p \frac{dp_f}{dt} + \mu_p f_p C_p.$$

Integrálva az egyenletet s a (4) egyenletrendszerrel megoldva, kapjuk:

$$\sqrt{p_f - p_z} = -\frac{\sigma'}{2\lambda'} + \sqrt{\left(\frac{\sigma'}{2\lambda'} \right)^2 + \frac{D'}{\lambda'} - p_z}, \quad (30)$$

ahol

$$D' = p_{f1} + \frac{f_v \Delta t}{2aV_p} \left[\frac{2F \left(t - \frac{L}{a} \right)}{a\rho} - \frac{p_0}{a\rho} + C_{v1}'' \right] - \sigma' \sqrt{p_{f1} - p_z}.$$

σ' és λ' értéke ugyanaz marad, mint az előző szakaszban volt. A k tényező ebben a szakaszban állandó érték.

Negyedik szakasz. A negyedik szakaszban a tű elkezd visszafelé mozogni. A nyomást, amelynél a tű kezd visszafelé mozogni, a tű egyensúlyi egyenletéből kapjuk

$$p_{f_0} = \frac{P'_0 + \delta' y - (f_t - f'_t) \cdot \left(1 - \frac{k^2}{1 + k^2}\right) \cdot p_z}{f_t + f'_t \left(1 - \frac{k^2}{1 + k^2}\right)} \quad (31)$$

Mivel a tű mozgásban van, a határfeltételek a második szakasz határfeltételeivel megegyeznek, s a számításokhoz azokat kell felhasználni.

A tű leülése után a rendszerben nyomáshullámok maradnak vissza. A porlasztóhoz érkező hullám néha olyan nagy amplitudóval bír, hogy a tű ismét felemelkedik a fészekből és utólagos befecskendezés jön létre. Az utólagos befecskendezés számításánál ugyanazok a képletek érvényesek, mint normális befecskendezésnél. Ha a tű nem emelkedik fel a fészkeről, akkor a nyomóvezeték belépő keresztmetszetére a (23) egyenlet, míg a kilépő keresztmetszetre a (24) egyenlet érvényes.

Ha utólagos befecskendezés nem lép fel, akkor a nyomásingadozás rövid időn belül megszűnik, s a rendszerben visszamarad egy bizonyos p_0 nyomás [lásd (2) egyenletet]. A p_0 nyomás kis terheléseknél és kis fordulatszámoknál lényeges hatással van a ciklusonkénti adag mennyiségére, a névleges terhelésnél azonban hatása már nem lényeges.

A visszamaradó p_0 nyomás értékét közelítőleg a következőképpen határozhatjuk meg [49]:

$$p_0 = \frac{f_d h' - Q'_0 - Q''_0 - Q_p}{(V'_n + V_t + V_p)} \quad (32)$$

ahol Q'_0 — a szívónyíláson visszafolyó üzemanyag,
 Q''_0 — a visszafolyónyíláson elfolyó üzemanyag,
 Q_p — a befecskendezett üzemanyag mennyisége,
 h' — a dugattyú útja a fejszelep felemelkedése pillanatától a leülés pillanatáig,
 V_t — a nyomóvezeték térfogata.

A fenti kifejezésben szereplő tagokat a számítás folyamán tudjuk meghatározni.

A számítás előtt p_0 értéke a következő egyenlet alapján becsülhető meg:

$$p_0 = \frac{\alpha V_\delta p_e - Q_f}{\alpha V_\delta}$$

ahol

$$\begin{aligned} V_{\delta} &= V'_h + V_t + V_p, \\ Q_f &= \text{a fejszelep téhermentesítésének megfelelő térfogat,} \\ p_e &= \text{a porlasztó statikus nyitáskor fellépő nyomás.} \end{aligned}$$

c) A BEFECSKENDEZÉS FOLYAMATA NYITOTT PORLASZTÓVAL

Nyitott (tű nélküli) porlasztó alkalmazása a szivattyúoldali számítás menetét nem befolyásolja. A porlasztóoldali számítás ugyanakkor lényegesen leegyszerűsödik, mivel a számítási szakaszok száma egyre redukálódik.

Felírva a *Bernoulli*-egyenletet a kilépő keresztmetszetre

$$p_f - p_z = \frac{\rho}{2} C_p^2 + \frac{\rho}{2} C_v'^2.$$

A nyitott porlasztók térfogata rendszerint jóval kisebb, mint a zárt porlasztóké, s ezért itt a folyadék összenyomhatóságát elhanyagolhatjuk [49]. Ekkor a C_p sebesség C_v' -vel közvetlenül kifejezhető:

$$C_p = \frac{f_v C_v'}{\mu_p f_p}.$$

Helyettesítve a *Bernoulli*-egyenletbe s a (4) egyenletrendszerrel megoldva kapjuk

$$\sqrt{p_f - p_z} = -\frac{\sigma'}{2} + \sqrt{\left(\frac{\sigma'}{2}\right)^2 + 2F\left(t - \frac{L}{a}\right) - p_0 - p_z}, \quad (33)$$

ahol

$$\sigma' = \frac{a \rho \sqrt{\frac{2}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{f_v}{\mu_p f_p}}}.$$

d) A JENDRASSIK-SZIVATTYÚ SZÁMÍTÁSA

A Jendrassik-szivattyú elvileg abban különbözik a korábban tárgyalt (Bosch) adagoló rendszertől, hogy a nyomóloketet egy erős rugó végzi, a szívó- és visszafolyónyílások hiányoznak (az adag beállítása löketszabályozással történik), a fejszelep téhermentesítő övvel nem rendelkezik, s egyszerű visszacsapó szelep szerepét tölti be. A folyamat számítása ezért lényegesen leegyszerűsödik.

A folyamat számítását a szivattyú-oldalon két szakaszra kell osztani:

- a) a dugattyú mozgásának kezdetétől a fejszelep mozgásának kezdetéig;
- β) a fejszelep mozgásának kezdetétől a dugattyú teljes felemelkedéséig.

A dugattyú által megtett utat ennél a rendszernél számítással kell meghatározni. A dugattyú mozgásegyenlete a következőképpen írható fel:

$$M \frac{d^2 h}{dt^2} + \delta' \cdot h + f_d p_n = \delta (h_m - h),$$

ahol δ — a nyomórugó rugóállandója,
 δ' — a dugattyú visszatérítő rugójának állandója,
 h — a dugattyú elmozdulása,
 h_m — a nyomórugó összenyomódása a dugattyú alsó helyzetében,
 M — a dugattyú tömege.

A dugattyú mozgását egy kis intervallumon belül egyenletesen gyorsulónak vesszük, s akkor h értékére az alábbi kifejezést nyerjük

$$h = \frac{B'}{A'} - \frac{p_n f_d}{A'}, \quad (34)$$

ahol

$$B' = \frac{2 M h_1}{(\Delta t)^2} + \frac{2 M C_{d1}}{\Delta t} + \delta h_m,$$

$$A' = \frac{2 M}{(\Delta t)^2} + \delta + \delta'.$$

Első szakasz. Az első szakaszban a nyomótérben levő üzemanyag összenyomása történik a fejszelep emeléséhez szükséges nyomásig. A folytonosság egyenlete a következő lesz:

$$f_d C_d = \alpha V_{nk} \frac{dp_n}{dt}. \quad (35)$$

Az egyenletet integrálva és p_n -re megoldva, kapjuk:

$$p_n = \frac{D}{b}, \quad (36)$$

ahol

$$D = \frac{f_d B'}{A'} - f_d h_1 + \alpha V_{nk} p_{n1},$$

$$b = \frac{f_d^2}{A'} + \alpha V_{nk}.$$

Meghatározva p_n értékét, a (34) egyenletből kiszámíthatjuk a dugattyú által megtett utat.

M á s o d i k s z a k a s z. A második szakaszban a fejszelep felemelkedik a fészkéről, s az üzemanyag elkezd a nyomóvezetékbe áramolni. A folytonosság egyenlete a következő alakot ölti:

$$f_d C_d = a V_n \frac{dp_n}{dt} + f_v C'_v.$$

Integrálva az egyenletet s a (3) egyenletrendszerrel megoldva a p_n nyomás értéke a következő lesz:

$$p_n = \frac{D'}{b'}, \quad (37)$$

ahol

$$D' = \frac{f_d B'}{A'} + a V_{nk} p_{n1} - f_d h_1 - \frac{f_v \cdot \Delta t}{2} \cdot \left[\frac{2 W(t)}{a \varrho} - \frac{p_0}{a \varrho} + C'_{v1} \right],$$

$$b' = a V_{nk} + \frac{f_v \Delta t}{2 a \varrho} + \frac{f_d^2}{A'}.$$

p_n ismeretében a (34) egyenletből meghatározható a dugattyú elmozdulása. A porlasztóoldal számítása, a porlasztó típusától függően, a korábban leírt módszerekkel történik (lásd a 2. § b) és c) pontját).

3 § ADAGOLÓ BERENDEZÉSEK MUNKÁJÁNAK ELEMZÉSE.

ELOSZLÁSI ÁBRÁK

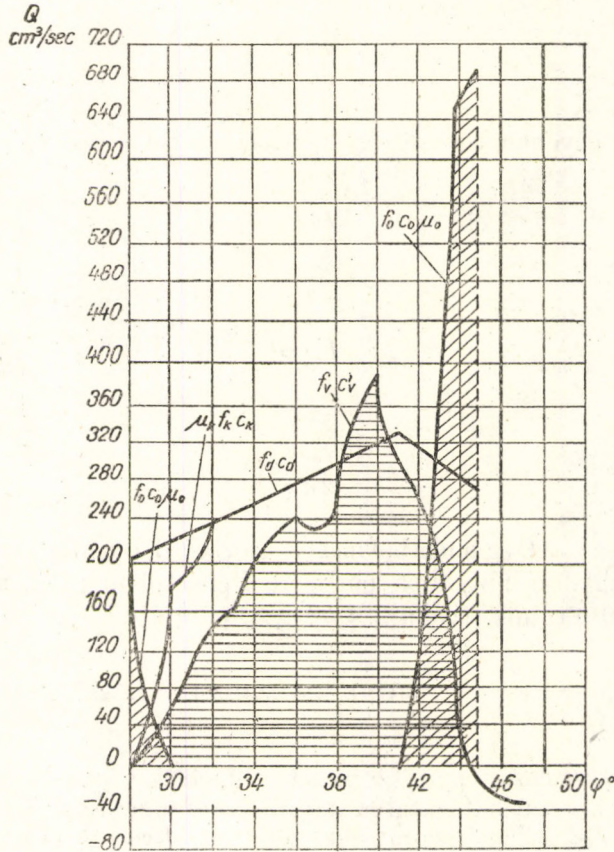
Az adagoló berendezés egyes szerkezeti elemeinek a befecskendezési törvényszerűsége gyakorolt hatását a számított diagramok analízisén keresztül vizsgálhatjuk [49]. E célból a számítások eredményeit célszerű az úgynevezett „eloszlási ábrák” alakjában ábrázolni.

Nyomóvezetékkel bíró adagoló berendezések esetén három eloszlási ábrát rajzolhatunk meg: a nyomóvezeték belépő keresztmetszetére, a nyomóvezeték kilépő keresztmetszetére és közös diagramot az egész rendszerre.

Ilyen eloszlási ábrákat láthatunk a 7. és 8. ábrán. Az $f_d C_d$ görbével határolt terület a dugattyú által szállított tüzelőanyagmennyiséget jelenti; a $\mu_0 f_0 C_0$ terület a szívó, illetve a visszafolyó nyíláson átfolyó tüzelőanyag mennyiségét jellemzi; a $\mu_k f_k C_k$ görbe azt a tüzelőanyag mennyiséget határozza meg, amely a V_n térből a V'_n térbe megy át; az $f_v C'_v$ görbe alatti terület a nyomócsőbe belépő tüzelőanyagot adja meg.

A negatív területek a nyomócsőből a fejszeleptérbe, illetve innen a nyomó-térbe visszaáramló tüzelőanyag mennyiségét határozzák meg.

Az eloszlási ábrák tehát teljes képet adnak a befecskendezés bármely pillanatában a tüzelőanyag eloszlásáról, valamint a rendszer egyes elemeinek az eloszlásra gyakorolt hatásáról. Ez lehetőséget ad arra, hogy — nem megfelelő befecskendezési törvényszerűség esetén — a változtatás lehetőségeit gyorsan megtaláljuk. Például a 7. ábrán bemutatott diagram szerint a szívó-



7. ábra. A tüzelőanyag eloszlási diagramja a szivattyúnál

nyíláson mintegy 3%-nyi tüzelőanyag folyik vissza. Ez a mennyiség a szívónyílás konstrukciójától, valamint a dugattyú átmérőjétől és sebességétől függ. A fenti paramétereket változtatva elérhető, hogy több vagy kevesebb tüzelőanyag folyjék vissza. Ezzel az adagolás kezdeti szakaszát lényegesen lehet változtatni.

Az eloszlási ábrák alapján a hullámjelenségek hatását is vizsgálhatjuk. Például a fenti diagramban $\varphi = 40^\circ$ szögállásnál a dugattyú által szállított 320 cm³/sec-al szemben a nyomóvezetékbe 400 cm³/sec lép. A fenti viszonyoknak az oka abban keresendő, hogy a vizsgált pillanatban ért a belépő kereszt-

metszethez a visszaverődött nyomáshullám, amely a tüzelőanyag sebességét megnövelte, míg a nyomást csökkentette.

Az ábrából az is látható, hogy milyen nehéz feladat a befecskendezés végén az adagolás gyors megszüntetése. Így a közölt diagramon a visszafolyó nyílás nyitása után az adagolás még 5° -on keresztül tart. Még így is a visszafolyás sebessége mintegy $700 \text{ cm}^3/\text{sec}$ értéket ér el. A nagy sebesség következtében a nyomócső belépő keresztmetszeténél a nyomás hirtelen csökken, s az üzemanyag kezd visszafelé folyni a V'_n térbe. A gyors nyomáscsökkenés a veszéllyel jár, hogy a rendszerben nagy amplitudójú nyomáshullámok maradnak vissza, amelyek utólagos befecskendezést hozhatnak létre.

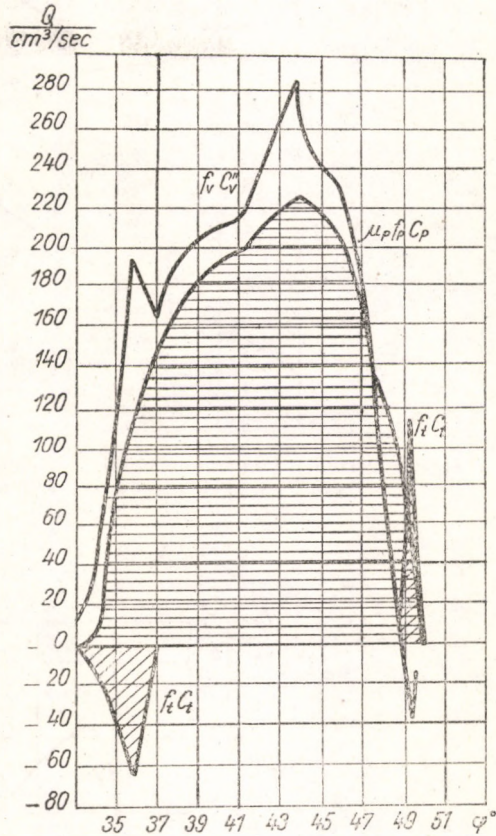
A nyomóvezeték kilépő keresztmetszetére felállított eloszlási ábrát a 8. ábra mutatja, ahol a $f_v C_v''$ görbe által határolt terület a nyomócsőből kilépő tüzelőanyag mennyiségét jelenti; a $\mu_p f_p C_p$ görbe a porlasztófuraton kilépő tüzelőanyagot, míg az $f_t C_t$ görbe alatti terület a tú mozgása által felszabadult térfogatot kitöltő tüzelőanyagot adja.

Tekintve, hogy a nyomáshullámok tovaterjedése véges sebességgel történik, a nyomóvezeték mentén a nyomás és sebesség eloszlása nem egyenletes. A 9. ábrán láthatjuk egy befecskendező rendszer nyomás- és sebességeloszlásait a csővezeték mentén három jellegzetes időpillanatban: a befecskendezés kezdetén, a visszafolyónyílások nyitásakor és a fejszelep leülésekor.

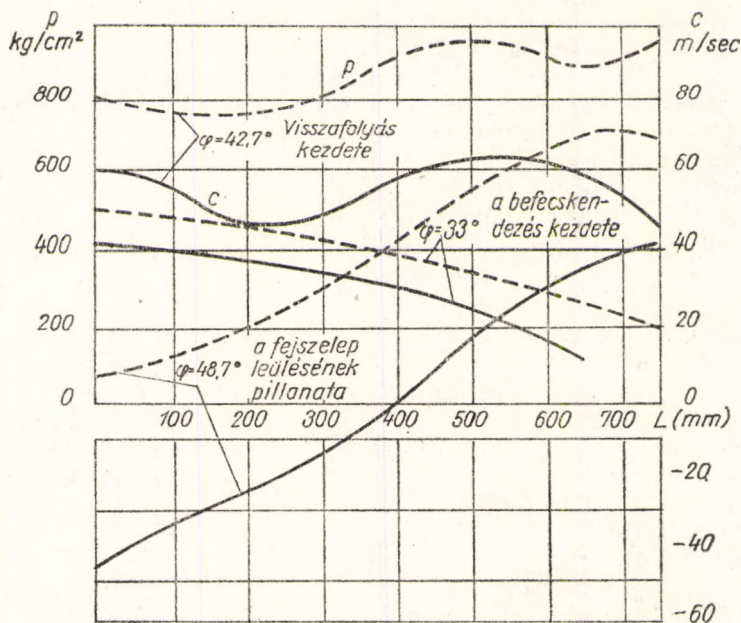
Mint látható, a fejszelep leülésekor $L = 400 \text{ mm}$ távolságban $C_v = 0$, vagyis a vezetékben ellenkező irányú sebességek is fellépnek. Más szóval ez azt jelenti, hogy a fejszelep leülése pillanatában az egész rendszer még nem vett tudomást a dugattyú által történő szállítás megszűnéséről, mert a befecskendezés ekkor még tart.

Meg kell jegyezni, hogy a $C_v = 0$ pontban a folyadékoszlop nem fog megszakadni, mivel ugyanitt a nyomás $420 \text{ kg}/\text{cm}^2$.

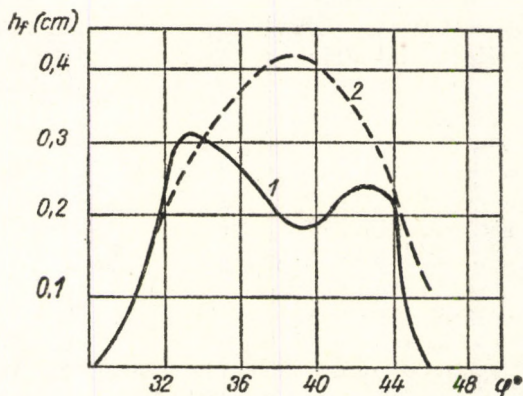
Ha a fejszelep tehermentesítő övvel van ellátva, akkor a szelepet a tüzelőanyag valósággal kilövi a fészkből, amikor a dugattyú újra szállít. A kezdeti kitérítő erő jóval nagyobb a rugóerőnél, ezért a fejszelep maximális



8. ábra. A tüzelőanyag eloszlási diagramja a porlasztónál.



9. ábra. A tüzelőanyag nyomásának és sebességének változása a csővezeték mentén, a befecskendezés különböző szakaszaiban



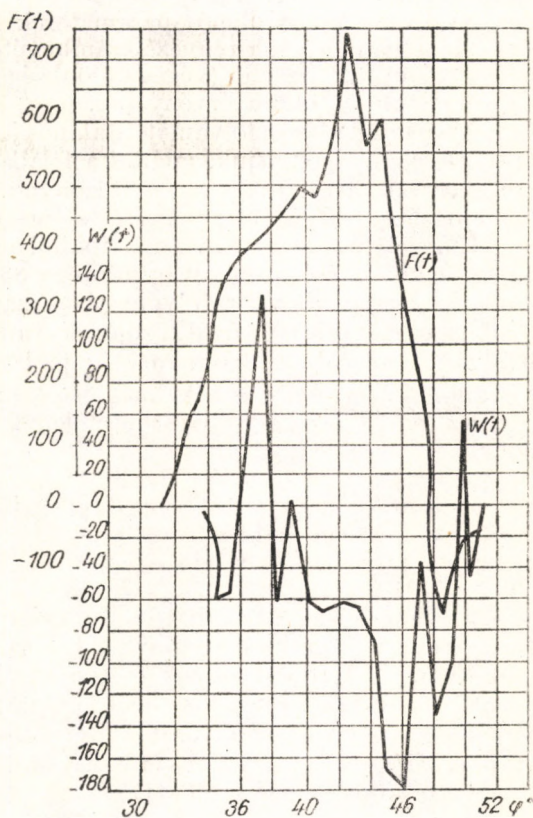
10. ábra. A fejszelep út-diagramja a főtengeley szögelfordulásának függvényében

felemelkedésekor a $p_n - p'_n$ nyomásesés jóval kisebb lesz, mint ami a rugóerőnek felelne meg. Ezért, ha a fejszelep mozgását ütköző gátolja, akkor az ütköző elérése után a fejszelep rögtön visszafelé fog mozogni addig, amíg az áramlás

okozta erők egyensúlyba kerülnek a rugóerővel. A fejszelep ilyenkor lengő mozgást végez (10. ábra). Ha a fejszelep mozgása nincs gátolva, akkor parabolát ír le.

A befecskendezési folyamat értékelésénél nagy figyelmet kell fordítani a nyomáshullámok változásának jellegére.

Általában a kiinduló (impulzus) hullámok amplitudója néhányszor nagyobb a visszaverődött hullámok amplitudójánál. Ugyanakkor egyes esetekben a visszaverődött hullámok amplitudója olyan nagy lehet, hogy utólagos befecskendezést okoz. A fordulatszám növelésével a hullámok amplitudói növekednek, azért egy rendszer fordulatszám-növelési lehetőségeit a visszaverődött hullámamplitudók jellemzik. Például a 11. ábrán bemutatott $F(t)$ és $W(t)$ görbék szerint utóbbi $+125 \text{ kg/cm}^2$ és -180 kg/cm^2 között változik. A porlasztó ennél a rendszernél 200 kg/cm^2 nyomásra van beállítva, tehát fordulatszám-növelési lehetősége igen korlátozott. Ezt kísérletek is igazolták [49]. Ezért olyan szivattyúknál, amelyek széles fordulatszám-mezőben dolgoznak, a visszaverődött hullámamplitudónak kicsinek kell lennie.



11. ábra. Az $F(t)$ és $W(t)$ hullámok amplitudói a szögelfordulás függvényében

4. § AZ ADAGOLÓ BERENDEZÉS ALAPVETŐ PARAMÉTEREINEK MEGVÁLASZTÁSA

A fentiekben leírt számítási módszerrel csak meglévő adagoló rendszer jellemzőit tudjuk megállapítani. Új típus tervezésénél azonban a konstrukciós paramétereket előre fel kell venni, s csak aztán lehet számítással a rendszert kiértékelni.

Sorozatos közelítéseken keresztül a feladat megoldása elvileg lehetséges, azonban roppant fáradságos munka. Az egyes paraméterek igen nagy számú variációja lehetséges, és minden egyes variációra el kellene végezni a számítást — kis intervallumonként. Ez olyan nagy munkát jelent, hogy kizárja az ilyen irányú gyakorlati felhasználás lehetőségét. Ezért az új típusok kialakítása ma is főleg kísérleti úton történik.

Az új típusok kialakításával kapcsolatos nehézségek oka abban keresendő, hogy nem áll rendelkezésre olyan általános, az egész befecskendezési folyamatra érvényes összefüggés, amely kapcsolatot teremtené a befecskendezés egyes jellemzői és a konstrukciós paraméterek között. A folyamat bonyolultsága következtében igen sok tényező számbavétele szükséges, emiatt az egyenletek csak közelítő módszerrel (véges különbségek módszere) oldhatók meg, s csak az adott intervallumra érvényesek.

A befecskendezési folyamat általános jellegének értékelésekor több tényező hatását elhanyagolhatjuk, miáltal a feladat lényegesen egyszerűsödik. Ez lehetőséget ad arra, hogy — ha bizonyos elhanyagolásokkal is — általános megoldáshoz jussunk és néhány általános összefüggést vezessünk le.

Elméleti és kísérleti vizsgálatokból egyaránt az következik [49], hogy az egy ciklusra eső üzemanyag mintegy 85—90%-a akkor fecskendeződik be, amikor a szívó- és visszafolyóniyílások zárva vannak, a fejszelep nem ül a fészkén és a porlasztótű ütközőjének van szorítva. Tehát a befecskendezés lefolyása az adott szakaszban elég jó közelítéssel az egész befecskendezési folyamat jellemzésére is alkalmas.

Az adott szakasz határfeltételeinek következtében figyelmen kívül hagyható

- a) a szívó- és visszafolyóniyílások hatása,
- β) a fejszelep hatása,
- γ) a porlasztótű hatása.

Figyelmen kívül hagyható a porlasztó térfogata is, mivel az a többi térfogathoz viszonyítva viszonylag kicsiny.

Nagyobb fordulatszámok esetén a visszaverődött hullámnak a nyomóvezeték belépő keresztmetszeténél lefolyó jelenségekre gyakorolt hatása általában csak a visszafolyó furatok nyitása után jelentkezik. Kisebb fordulatszámoknál viszont a visszaverődött hullám amplitudója kicsiny, úgyhogy ezek hatását is elhanyagolhatjuk.

A nyomóvezeték belépő keresztmetszeténél levő térfogat

$$V_n = V_{nk} + V'_n,$$

ahol

$$V_{nk} = \frac{V_{n1} + V_{n2}}{2}.$$

Az „1” index a szívóniyílások zárási, míg a „2” index a visszafolyóniyílás nyitási pillanatára vonatkozik.

A fenti feltételezések mellett a nyomóvezeték belépő keresztmetszetére a folytonosság egyenlete a következő lesz:

$$a V_n \frac{dp'_n}{dt} = f_d C_d - f_v C'_v, \quad (38)$$

míg a (3) egyenletrendszer a következő alakot ölti

$$p'_n = p_0 + F(t) \quad (39)$$

$$C'_v = \frac{1}{a \rho} \cdot F(t).$$

Helyettesítve a (38) egyenletbe p'_n és C'_v értékeit, kapjuk:

$$a V_n \frac{dF(t)}{dt} = f_d C_d - \frac{f_v}{a \rho} F(t). \quad (40)$$

A fenti differenciálegyenlet általános megoldása a következő lesz:

$$F(t) = e^{-\frac{f_d t}{a \rho a V_n}} \cdot \left[C + \frac{f_d}{a V_n} \cdot \int C_d \cdot e^{\frac{f_d t}{a \rho a V_n}} \cdot dt \right], \quad (41)$$

ahol C — integrálási állandó.

A legtöbb adagoló berendezésnél a dugattyúsebesség görbáját egyenese-
sekkel adhatjuk meg. A növekvő ágon

$$C_d = C_{d1} + b \cdot t,$$

ahol

C_{d1} — a dugattyú sebessége a vizsgált szakasz elején
 b — a sebességgörbe iránytangense.

A csökkenő ágon

$$C_d = C_{dm} - b' t,$$

ahol C_{dm} — a dugattyú maximális sebessége.

Ha a befecskendezés csak a növekvő ágon történik (ami a legtöbb rendszer-
szernél teljesül), akkor C_d értékét helyettesítve, a (41) egyenlet így írható:

$$F(t) = \frac{C}{e^{Kt}} + \frac{f_d C_d}{K a V_n} - \frac{f_d b}{K^2 a V_n}, \quad (42)$$

ahol

$$K = \frac{f_d}{a \rho a V_n}.$$

A „ C ” integrálási állandót abból a feltételből határozzuk meg, hogy a
 $t = 0$ időpillanatban $F(t) = 0$ és $C_d = C_{d1}$. Ezekkel

$$C = \frac{f_d b}{a V_n K^2} - \frac{f_d C_{d1}}{K a \cdot V_n}.$$

Helyettesítve a C integrálási állandót, a kiinduló nyomáshullám amplitudója a következő lesz:

$$F(t) = \frac{f_d C_d}{f_v} a \varrho - a \varrho \frac{f_d C_{d1}}{f_v} e^{-\frac{\kappa}{6n} \varphi} - \left(1 - e^{-\frac{\kappa}{6n} \varphi}\right) \cdot \frac{f_d \cdot b}{K^2 a V_n}. \quad (43)$$

A (43) egyenlet közelítő összefüggést ad a kiinduló impulzushullám amplitudója és a fordulatszám, valamint a rendszer alapvető konstrukciós paramétereinek között. Ez a nyomáshullám a hangsebességgel fog a nyomóvezeték mentén tovaterjedni, és a kilépési keresztmetszetben mint $F\left(t - \frac{L}{a}\right)$ fog megjelenni.

A kilépő keresztmetszetben a korábban tett elhanyagolások mellett a folytonosság egyenlete a következő:

$$f_v C_v'' = \mu_p f_p C_p. \quad (44)$$

A porlasztófuratokon kilépő üzemanyag pillanatnyi sebessége

$$C_p = \sqrt{\frac{2g}{\gamma u}} \cdot \sqrt{\frac{k^2}{1+k^2}} \cdot \sqrt{p_f - p_z}, \quad (45)$$

ahol k — a tú alatti tér fojtási tényezője [lásd (26) egyenlet].

Helyettesítve p_f és C_v'' értékét a (4) egyenletből, a (44) egyenlet a következő lesz:

$$F\left(t - \frac{L}{a}\right) + W\left(t + \frac{L}{a}\right) = \xi \sqrt{F\left(t - \frac{L}{a}\right) - W\left(t + \frac{L}{a}\right) + p_0 - p_z}, \quad (46)$$

ahol

$$\xi = \frac{a \varrho \mu_p f_p}{f_v} \sqrt{\frac{2g}{\gamma u}} \sqrt{\frac{k^2}{1+k^2}}.$$

A $p_0 - p_z$ nyomáskülönbség abszolút értéke elhanyagolható az $F\left(t - \frac{L}{a}\right)$ hullám mellett, ezért a továbbiakban azzal nem számolunk.

A fenti egyenletből kifejezve $W\left(t + \frac{L}{a}\right)$ értékét, kapjuk:

$$-W\left(t + \frac{L}{a}\right) = F\left(t - \frac{L}{a}\right) + \frac{\xi^2}{2} - \sqrt{\frac{\xi^4}{4} + 2\xi^2 \cdot F\left(t - \frac{L}{a}\right)}. \quad (47)$$

Az $F\left(t - \frac{L}{a}\right)$ hullám a $\left(t - \frac{L}{a}\right)$ időpillanatban keletkezett a szivattyúnál, ezért értékét a (43) egyenlet határozza meg. Helyettesítve a (47) egyenletbe

$$-W\left(t + \frac{L}{a}\right) = \left[\frac{f_d a \varrho}{f_v} (C_d - C_{d1} e^{-\frac{K}{6n\varphi}}) - (1 - e^{-\frac{K}{6n\varphi}}) \cdot \frac{f_a \cdot b}{K^2 a V_n} \right]_{t - \frac{L}{a}} + \frac{\xi^2}{2} -$$

$$- \sqrt{\frac{\xi^4}{4} + 2\xi^2 \cdot \left[\frac{f_d a \varrho}{f_v} (C_d - C_{d1} e^{-\frac{K}{6n\varphi}}) - (1 - e^{-\frac{K}{6n\varphi}}) \cdot \frac{f_a b}{K^2 a V_n} \right]_{(t - \frac{L}{a})}} \quad (48)$$

A porlasztóban fellépő p_f nyomást most már a (4) egyenletből számíthatjuk, mivel $F\left(t - \frac{L}{a}\right)$ és $W\left(t + \frac{L}{a}\right)$ értéke a (43) és (48) egyenletekből ismert.

Mivel a ξ^2 paraméter szintén konstrukciós tényezők függvénye, a (48) egyenlet lehetőséget ad arra, hogy egyes tényezők változtatása útján különböző lefolyású befecskendezést érjünk el. A (48) egyenlet analiziséből ugyanis következik, hogy ha

$$F\left(t - \frac{L}{a}\right) > \xi^2,$$

akkor

$$-W\left(t + \frac{L}{a}\right) > 0;$$

ha

$$F\left(t - \frac{L}{a}\right) < \xi^2,$$

akkor

$$-W\left(t + \frac{L}{a}\right) < 0; \quad (49)$$

ha

$$F\left(t - \frac{L}{a}\right) = \xi^2,$$

akkor

$$-W\left(t + \frac{L}{a}\right) = 0;$$

Vagy részletesen kifejtve a fenti egyenleteket: ha

$$\left[\frac{f_d a \varrho}{f_v} \left(C_d - C_{d1} e^{-\frac{K}{6n\varphi}} \right) - \left(1 - e^{-\frac{K}{6n\varphi}} \right) \frac{f_d b}{K^2 a V_n} \right] \left(t - \frac{L}{a} \right) > 2 a^2 \varrho \cdot \left(\frac{k^2}{1+k^2} \right) \cdot \left(\frac{\mu_p f_p}{f_v} \right)^2, \quad (50)$$

akkor a visszaverődött hullám

$$-W \left(t + \frac{L}{a} \right) > 0$$

és így tovább.

A (49) alatti egyenletek lehetőségét adnak arra, hogy meghatározzuk az egyes elemek változtatásának korlátait.

Most nézzük meg, mit jelentenek a (49) alatti egyenlőtlenségek.

A $-W \left(t + \frac{L}{a} \right) > 0$ egyenlőtlenség azt jelenti, hogy a visszaverődött hullám értéke pozitív, vagyis a nyomást növelni fogja. Ilyen eset akkor állhat elő, ha a porlasztótérbe több üzemanyag áramlik be, mint amennyi kifolyik a porlasztófuratokon keresztül.

Ha a visszaverődött hullámok amplitudója a tú leülése után is nagy értékű, akkor utólagos befecskendezés jöhet létre, ami nem kívánatos.

АSZТАНОВ [49] szerint az utólagos befecskendezés lehetőségének feltétele zárt porlasztó esetén

$$F \left(t - \frac{L}{a} \right) > 3 \cdot \xi^2. \quad (51)$$

A (50) egyenletből következik, hogy az utólagos befecskendezés lehetősége a fordulatszám, a nyomóvezeték-átmérő, a dugattyúsebesség és a dugattyúkeresztmetszet növekedésével növekszik. A porlasztófuratok csökkenése és a fojtás növelése szintén növeli a fenti veszélyt.

Ha $-W \left(t + \frac{L}{a} \right) < 0$, akkor a visszaverődött hullám negatív, és csökkenti az üzemanyag nyomását. Ilyen hullám akkor keletkezik, ha a porlasztótérbe kevesebb üzemanyag érkezik, mint amennyi kifolyik belőle. Zárt porlasztóknál ilyen eset a folyamat kezdetén állhat elő a tú gyors felelmekedésnek következtében. Ha a nyomásesés igen nagymértékű, akkor a tú ismét leülhet, elzárva ezzel ismét a porlasztófuratokat.

A fenti eset a visszafolyó furatok nyitásakor mindig létrejön, mert ilyenkor a V_p térfogatba kevesebb üzemanyag érkezik a kifolyt mennyiségnél.

Nagy amplitudójú tehermentesítő hullám esetén a rendszer bizonyos pontjaiban előállhat a

$$p_0 + F \left(t - \frac{x}{a} \right) < W \left(t + \frac{x}{a} \right)$$

egyenlőtlenség, s ilyenkor

$$p_x = p_0 + F \left(t - \frac{x}{a} \right) - W \left(t + \frac{x}{a} \right) < 0.$$

A folyadékoszlop ilyenkor elszakad és pára képződik. Gyakorlatilag ez a motor instabil üzemállapotának bekövetkezését jelenti.

A harmadik esetben $W \left(t + \frac{L}{a} \right) = 0$, vagyis a visszaverődött hullám amplitudója zérus. Ebben az esetben a rendszerben nem marad vissza nyomásingadozás.

Az eddigiekben az utólagos befecskenedezést a visszaverődött hullám kis értéken való tartásával kívántuk elkerülni. Ez bizonyos esetekben nem valószínűsíthető meg a kívánt mértékben. Ilyenkor a fejszelep konstrukciójának változtatásával érhetünk el eredményt [3].

Ha ugyanis a túlleülés előtti s utáni $t = \frac{L}{a}$ időintervallumban a porlasztóhoz jövő nyomáshullám értéke zérus, akkor — a porlasztó kis térfogata következtében — a visszaverődött hullám amplitudója sem lesz jelentős. A szivattyútól kiinduló hullámok amplitudója akkor lesz zérus, ha az odaérkező visszaverődött hullámokat a fejszelep tehermentesítő hatása kiegyenlíti. Tehát ha ismert a visszaverődött hullámok amplitudója, akkor meghatározható a fejszelep optimális leülési sebessége és a tehermentesítő öv szélessége.

A tehermentesítő övnek a fészekbe való bemenetekor a határfeltételt a következő egyenlet fejezi ki:

$$-a V'_n \cdot \frac{dp'_n}{dt} = -f_k C_k + f_v C'_v, \quad (52)$$

ahol f_k és C_k — a fejszelep keresztmetszete és sebessége.

Helyettesítve p_n és C'_v (3) egyenlettel adott értékeit, kapjuk:

$$\frac{dF(t)}{dt} + K F(t) = \frac{f_k C_k}{a \cdot V'_n} + \frac{dW(t)}{dt} - K \cdot W(t).$$

A fenti differenciálegyenletet $F(t)$ -re megoldva

$$F(t) = e^{-iKt} \left\{ \int \left[W'(t) - K \cdot W(t) + \frac{f_k C_k}{a V'_n} \right] \cdot e^{iKt} \cdot dt + C \right\}. \quad (53)$$

Korábbi fejtegetéseink értelmében kell, hogy $F(t) = 0$ legyen. Helyettesítve az $F(t) = 0$ értéket, majd differenciálva t szerint, és figyelembe véve, hogy $e^{iKt} \neq 0$, a következőket kapjuk:

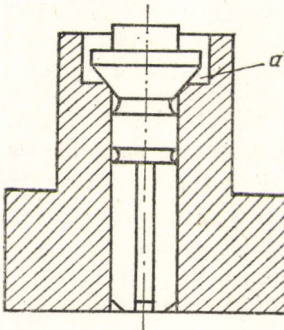
$$\frac{f_k C_k}{a \cdot V'_n} = \frac{f_k}{a \cdot V'_n} \cdot \frac{dh_k}{dt} = K \cdot W(t) - W'(t).$$

A fenti egyenletből a véges különbségek módszerével meghatározható a fejszelep optimális leülési sebessége, amelynél $F(t) = 0$:

$$h_{k2} = h_{k1} + \frac{\Delta t K a V'_n}{2 \cdot f_k} [W(t)_2 + W(t)_1] - \frac{\alpha \cdot V'_n}{f_k} \cdot [W(t)_2 - W(t)_1]. \quad (54)$$

Az egyenletben a 2-es index az intervallum végére, míg az 1-es index az intervallum elejére vonatkozik.

A (54) egyenlet alapján megkapjuk az idő függvényében a fejszelep optimális leülési sebességét, melyet a valóságban a fejszelep feletti és alatti nyomás, a rugóerő, valamint a tehermentesítő övnek a fészekbe való bemenetekor fellépő fejszelep-sebesség határoz meg. Ennek következtében a fejszelep leülési törvényszerűsége függ a dugattyúsebességtől, a fejszelep maximális emelkedési magasságától, a fejszelep-rugótól és a visszafolyások kiképzésétől.



12. ábra. A Mansfield-féle fejszelep

A korábban közölt számítási módszerekkel most már meghatározható a visszafolyó nyílások optimális mérete, változtatva esetleg a rugóerőt vagy a dugattyú egyes paramétereit is.

Olyan szivattyúknál, ahol egy csatorna szolgál a szívásra és a visszafolyásra is, a fenti módszer legtöbbször nem használható, mert a visszafolyó nyílás kicsire adódik, és a szívásra nem elegendő. Ilyenkor célszerű a MANSFIELD [3] által javasolt fejszelepet alkalmazni (12. ábra). A fejszelep lényege az, hogy az a térben a fojtás következtében a nyomás megnövekszik és a fejszelep lassabban ül le. A rés méreteinek változtatásával biztosítható az optimálissal közel megegyező leülési törvényszerűség.

A Jendrassik-rendszerű szivattyú fő paramétereinek meghatározása bizonyos elhanyagolások mellett szintén lehetséges [2]. Ha az első szakaszt elhanyagoljuk, s feltételezzük, hogy a visszaverődött hullámok az adagolás befejezéséig nem érkeznek vissza a szivattyúhoz (ez utóbbi feltétel a gyakorlatban ritkán teljesül), akkor meghatározható az $F(t)$ hullám alakja zárt formában, vagyis összefüggést kapunk az $F(t)$ hullám és a rendszer paramétere (konstrukciós tényezői) között.

A dugattyú mozgásegyenlete (lásd 2. § d) is):

$$M \cdot \frac{dC_d}{dt} + \delta' h + f_d p_n = \delta (h_m - h),$$

a folytonosság egyenlete

$$f_d C_d = f_v C'_v + \alpha V_n \cdot \frac{dp_n}{dt}.$$

Mivel a folyamat kezdetén fellépő p_0 nyomás elhanyagolható p_n mellett, ezért a (3) egyenletrendszerből

$$C'_v = \frac{p_n}{a \varrho}.$$

A fenti egyenletekből p_n -re a következő differenciálegyenlet nyerhető

$$\frac{M a V_n}{f_d^2} \cdot \frac{d^2 p_n}{dt^2} + \frac{M}{b} \cdot \frac{dp_n}{dt} + \left(\frac{\delta^* a V_n}{f_d^2} + 1 \right) \cdot p_n + \frac{\delta^*}{b} \int p_n dt = \frac{\delta h_m}{f_d},$$

ahol

$$b = \frac{f_d^2 \varrho a}{f_v},$$

δ^* — a nyomó és visszatérítő rugók eredő rugóállandója.

A fenti differenciálegyenlet Laplace-transzformáció útján megoldható [2] a következő általános alakban:

$$p_n(t) = k_1 \delta h_m \cdot [e^{-k_2 t} - e^{-k_3 t} \cdot (\cos k_4 t + k_5 \sin k_4 t)].$$

Könnyebben kezelhető összefüggésekhez úgy juthatunk, ha a V_n térfogat hatását is elhanyagoljuk. Ekkor a folytonosság egyenlete

$$f_d C_d = f_v C'_v$$

alakú lesz, továbbá

$$p_n = \frac{\varrho a f_d}{f_v} C_d,$$

vagyis C_d ismeretében a p_n nyomás egyszerű szorzással meghatározható.

A fenti feltételezéssel C_d -re a következő differenciálegyenlet adódik

$$M \frac{dC_d}{dt} + b C_d + \delta^* \cdot \int C_d dt = \delta h_m,$$

melynek megoldása a következő lesz

$$C_d = \frac{2 \delta h_m}{K} \cdot e^{-\frac{b}{2M} t} \cdot \operatorname{sh} \frac{K}{2M} t,$$

ahol

$$K = \sqrt{b^2 - 4 M \delta^*}.$$

A p_n nyomás kifejezése most már a következő lesz:

$$p_n = \frac{2 \delta h_m b}{f_d K} e^{-\frac{b}{2M} t} \cdot \operatorname{sh} \frac{K}{2M} \cdot t.$$

A fenti összefüggés módot nyújt arra, hogy a rendszer konstrukciós paramétereinek a befecskendezés törvényszerűségére gyakorolt hatását előre meghatározhassuk.

A nyomásmaximum helyét (t^*) a következő kifejezésből kapjuk:

$$t^* = \frac{2M}{K} \operatorname{arth} \frac{K}{b}.$$

A jellegzetes sebességgörbéket különböző dugattyúátmérok esetén a 13. ábra mutatja. A görbék a dugattyú felütközése pillanatáig érvényesek.

A dugattyú felütközése után a befecskendezés még folytatódik a nyomás gyors csökkenése mellett. A nyomás exponenciális törvényszerűség szerint csökken a következő egyenlet szerint:

$$p_n = p_{n0} \cdot e^{-\frac{f_e}{a V_n a_2} t},$$

ahol p_{n0} — a nyomás a dugattyú felütközése pillanatában. Vagyis mennél

nagyobb a V_n térfogat, annál hosszabban nyúlik el a befecskendezés vége.

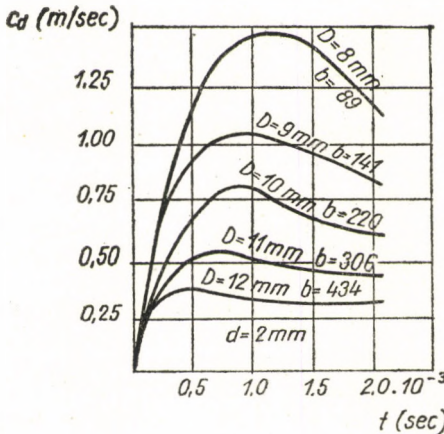
A gyakorlatban a visszaverődött hullám a befecskendezés előtt visszaér a szivattyúhoz, ami a nyomásváltozást lényegesen módosíthatja — különösen a befecskendezés végén [2].

5. § AZ ADAGOLÓ RENDSZER KONSTRUKCIÓS PARAMÉTEREINEK HATÁSA AZ ADAGOLÁSI KARAKTERISZTIKÁRA

a) A DUGATTYÚÁTMÉRŐ ÉS A BÜTYÖKPROFIL HATÁSA AZ ADAGOLÁSI KARAKTERISZTIKÁRA

A befecskendezés (11) általános egyenletéből következik, hogy az adagolás jellegét elsősorban a dugattyú szállítási sebessége ($f_d C_d$ tag) szabja meg, amely a dugattyú keresztmetszetével és sebességével egyenesen arányos. Így a dugattyú átmérője és sebessége a folyamat módosításában alapvető szerepet játszik. Ugyanakkor, a folyadék összenyomhatósága következtében a befecskendezés törvényszerűsége nem követi közvetlenül a dugattyú szállítási törvényszerűségét. Az eltérés főleg a rendszer térfogatától és a nyomástól függ, ezért különböző rendszerekben az eltérés különböző mértékben jelentkezik.

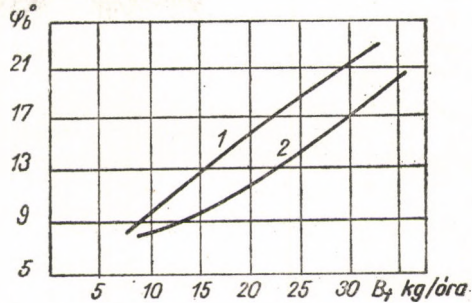
Kísérletek [49] igazolják, hogy mennél kisebb a rendszer térfogata, a fenti paraméterek változásának hatása annál jobban jelentkezik.



13. ábra. A Jendrassik-szivattyú dugattyújának sebességgörbéi különböző dugattyúátméroknel

A dugattyúsebesség változásakor a rendszer térfogata nem változik, ezért ez a faktor erősebb hatással van a befecskendezési folyamatra, mint a dugattyú keresztmetszetének változása. Így például egy ASZTAHOV [47] által vizsgált TN-2 típusú adagoló berendezésnél a dugattyúsebesség 50%-kal való megnövelése a befecskendezés tartamát mintegy 25%-kal csökkentette (14. ábra).

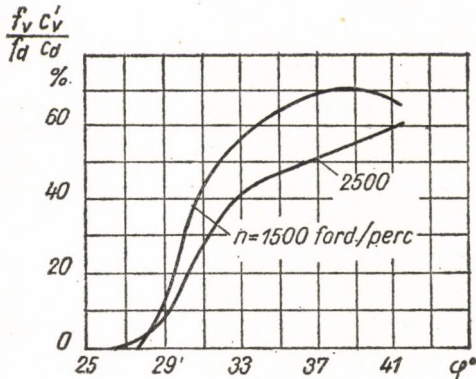
Kis térfogatú rendszereknél a bütyök profilja, vagyis a dugattyú sebessége nem módosítja lényegesen a szállítási karakterisztikát. Nagyobb térfogatoknál azonban lényeges eltérés adódhat.



14. ábra. A bütyökprofil hatása a befecskendezés tartamára (1 — harmonikus bütyök, 2 — tangenciális bütyök)

b) A FORDULATSZÁM HATÁSA AZ ADAGOLÁSI KARAKTERISZTIKÁRA

Mint ismeretes, bütykös vezérlésű szivattyúknál a dugattyú sebessége a fordulatszámmal arányos. A fordulatszám növekedésekor a dugattyú aktív löketének időtartama másodpercben kifejezve a fordulatszámmal fordítva arányos, míg forgattyúszögekben állandó marad.



15. ábra. Szállítási koefficiens változása a fordulatszám függvényében

A fordulatszám növekedésével a hullám nyomóvezeték menti végigfutási ideje forgattyúszögekben mérve lineárisan növekszik, s ezzel együtt a befecskendezési késedelem is.

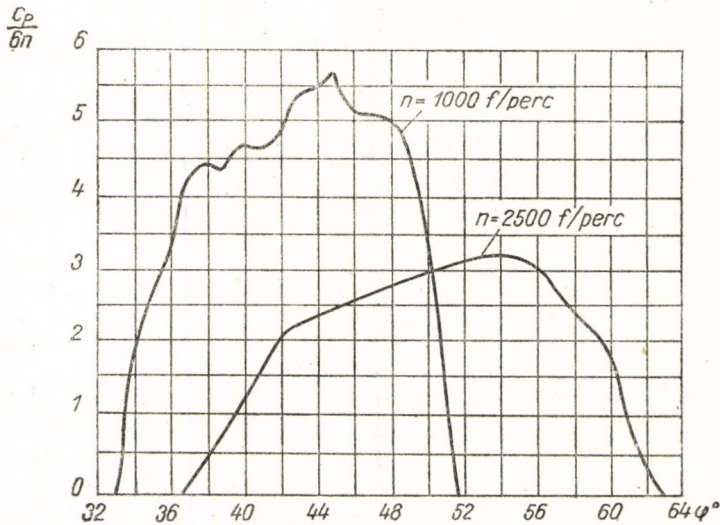
A dugattyúsebesség növekedésekor aállítás sebessége nő, s vele együtt az üzemanyag nyomása is. Ez egyúttal azt jelenti, hogy a rendszerben összenyomott állapotban visszamaradó tüzelőanyag mennyisége növekszik, tehát a ciklusonként beadagolt mennyiség csökken. Más részről azonban a fojtási jelenségek következtében a szivattyú aktív

szállító lökete a fordulatszámmal kissé növekszik, s a szállítási karakterisztika e két hatás összegeként a rendszerektől függően különbözőképpen alakulhat.

A fordulatszám növelésekor gyakran kellemetlen jelenség jelentkezik, az utólagos (kettős) befecskendezés. Az utólagos befecskendezés jelentősen megnöveli az adagolás teljes hosszát, ami a munkafolyamat szempontjából kedvezőtlen. Ugyanis a későn beadagolt tüzelőanyag az expanzió alatt ég el kedvezőtlen feltételek között.

Hogy az adagoló rendszer milyen fordulatszámok között dolgozik stabilan, tehát utólagos befecskendezés és a folyadékoszlop elszakadásának veszélye nélkül, azt közelítőleg a (49) egyenletek alapján állapíthatjuk meg. Kisebb keresztmetszetű nyomóvezeték alkalmazásával legtöbbször lényegesen megnövelhető a felső fordulatszámkorlát. Ha ez nem lenne elegendő, akkor célzerű különböző fejszelep-megoldásokkal operálni (*Mansfield*-féle fejszelep, visszacsapó szeleppel ellátott fejszelep stb.).

A tüzelőanyag összenyomhatósága következtében a nyomóvezeték elejére vonatkoztatott szállítási koeficiens pillanatnyi értéke a fordulatszám növelé-



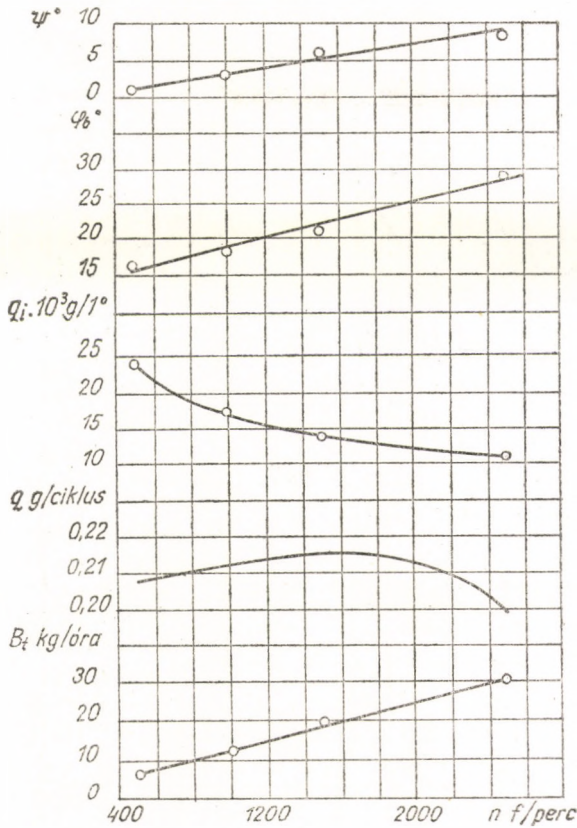
16. ábra. A fordulatszám hatása a befecskendezési törvényszerűsége

sével csökken (15. ábra). Szállítási koeficiensen értjük az $\frac{f_v C'_v}{f_a C_a}$ viszonyt százalékban. Az ábrából következik, hogy a fordulatszám növekedésével mind több üzemanyag marad összenyomott állapotban az egyes helyi térfogatokban.

Az 1° forgattyúsög elfordulásra vonatkoztatott befecskendezési sebesség változását különböző fordulatszámoknál a 16. ábra mutatja. Látható, hogy nagyobb fordulatszámoknál a befecskendezés elhúzódik, ami lényeges hatással van a keverékképzés lefolyására.

A 17. ábrán egy nagy fordulatszámokra tervezett adagoló berendezés jellemző karakterisztikáit láthatjuk a fordulatszám függvényében (ψ — befecskendezési késedelem; φ_b — a befecskendezés hossza).

Jendrassik-rendszerű szivattyúknál a fordulatszám gyakorlatilag nem befolyásolja a befecskendezés tartamát, mert az adagoló rugó feszültsége nem függ a fordulatszámától.



17. ábra. A befecskendezési késedelem, a befecskendezés tartama, a forgattyúszögenként beadagolt mennyiség, a ciklusadag és az óránkénti fogyasztás változása a fordulatszám függvényében

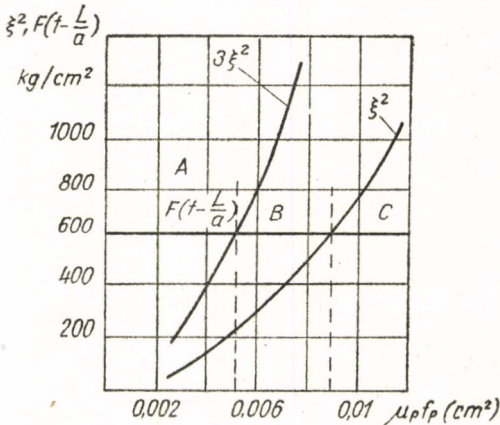
e) A PORLASZTÓFURATOK KERESZTMETSZETÉNEK HATÁSA AZ ADAGOLÓ RENDSZER MUNKÁJÁRA

Kényszervezérlésű adagoló rendszerekben a nyomást és a befecskendezés sebességét elsősorban a dugattyú és a porlasztófuratok keresztmetszeteinek viszonya határozza meg. Mennél nagyobb ez a viszony, annál nagyobb a nyomás és a kilépő üzemanyag sebessége, ami a porlasztás finomsága és egyneműsége szempontjából előnyös. Ugyanakkor nagyobb nyomásoknál a rendszer kevésbé megbízhatóan dolgozik, és az utólagos befecskendezés veszélye lép fel.

A porlasztófuratok átmérője és száma, valamint a kifolyás sebessége meghatározza az üzemanyag eloszlását a térben, ezért a porlasztófuratok helyes kiválasztása a keverékképzés szempontjából is igen fontos.

A porlasztófuratok optimális méreteit ma még megbízhatóan csak kísérletekkel tudjuk megállapítani, azonban a rendelkezésre álló kísérleti és elméleti összefüggések nagymértékben megkönnyítik a feladat megoldását.

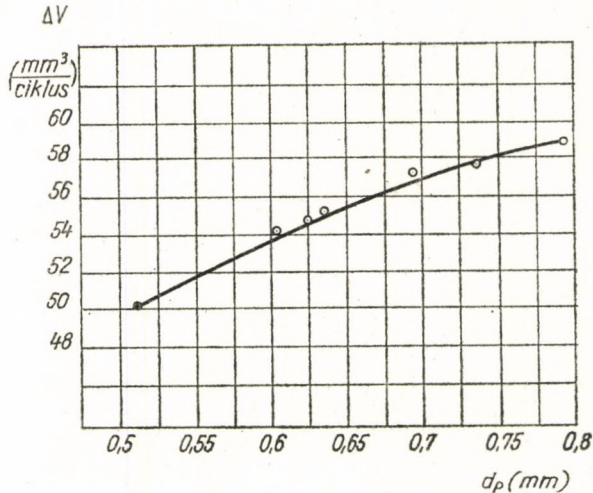
Így a (49) alatti egyenletek segítségével közelítőleg meghatározhatók a porlasztófuratok változtatásának lehetséges határai. Egy adott fordulatszám mellett ábrázoljuk ξ^2 és $3\xi^2$ értékeit a porlasztófurat ($\mu_p f_p$) függvényében (18. ábra), majd berajzolva az $F\left(t - \frac{L}{a}\right)$ vonalat, leol-



18. ábra. A szivattyú jellemző munkaterületei a porlasztófurat függvényében

A — utólagos befecskendezés lehetséges területe, *B* — a szivattyú normális működési területe, *C* — a folyadékoszlop lehetséges elszakadásának területe

különböző furatátmérőket alkalmazva, különböző befecskendezési időket kaphatunk. A ciklusonkénti adag változását a furatátmérő függvényében a 19. ábra mutatja.



19. ábra. A ciklusonkénti adag változása *Jendrassik*-szivattyúnál a porlasztófurat átmérőjének függvényében

vashatjuk a porlasztófuratok változtatásának lehetséges határait.

Az *A* területben utólagos befecskendezés lehetséges, *C* a folyadékoszlop lehetséges elszakadásának területe, míg a *B* területen a szivattyú normálisan dolgozik. Ha az üzemi fordulatszámmező szélső eseteire megrajzoljuk a fenti görbét, akkor kijelölhető egy intervallum, amelyen a porlasztófurat-keresztmetszetnek belülnél kell esni.

Jendrassik-rendszerű szivattyúnál a kifolyási sebesség a fordulatszámtól és a furatátmérőtől gyakorlatilag független. Így

d) A NYOMÓVEZETÉK BEFOLYÁSA AZ ADAGOLÁSI KARAKTERISZTIKÁRA

A nyomóvezeték átmérője és hossza meghatározza a benne levő nyomáshullámok amplitudóját és azok végigfutási idejét a cső mentén, ezért a nyomóvezeték méretei igen lényeges szerepet játszanak a helyes befecskendezési törvényszerűség létrehozásában. A nyomóvezeték befecskendezési törvényszerűsége gyakorolt hatását a befecskendezési folyamat egyenleteinek analízise útján határozhatjuk meg [49].

A folyamat egyszerűsítése céljából ismét csak a befecskendezés alapfázisára vonatkozó egyenleteket használjuk fel (lásd 4. §). A folytonosság egyenlete a nyomóvezeték végére a következő lesz:

$$f_v C_v'' = \alpha \cdot V_p \frac{dp_f}{dt} + \mu_p f_p C_p,$$

vagy kifejtve

$$\frac{f_v}{a \varrho} \left[F \left(t - \frac{L}{a} \right) + W \left(t + \frac{L}{a} \right) \right] = \alpha V_p \frac{dp_f}{dt} + \mu_p f_p \sqrt{\frac{2g}{\gamma_{\bar{u}}}} \cdot \sqrt{\frac{k^2}{1+k^2}} \cdot \sqrt{p_f - p_z}.$$

A (4) egyenlet segítségével kifejezhetjük $F \left(t - \frac{L}{a} \right)$, majd $W \left(t + \frac{L}{a} \right)$ értékét:

$$W \left(t + \frac{L}{a} \right) = \frac{\alpha V_p a \varrho}{2 f_v} \cdot \frac{dp_f}{dt} + \frac{a \varrho \mu_p f_p}{2 f_v} \sqrt{\frac{2g}{\gamma_{\bar{u}}}} \cdot \sqrt{\frac{k^2}{1+k^2}} \cdot \sqrt{p_f - p_z} - \frac{p_f - p_0}{2},$$

illetve

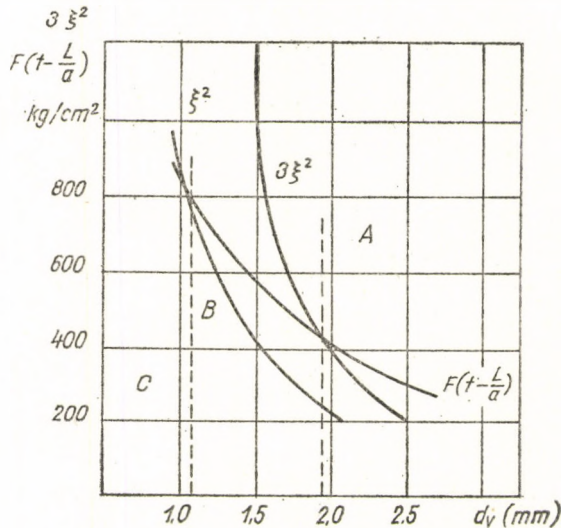
$$F \left(t - \frac{L}{a} \right) = \frac{a \varrho \alpha V_p}{2 f_v} \cdot \frac{dp_f}{dt} + \frac{a \varrho \mu_p f_p}{2 f_v} \sqrt{\frac{2g}{\gamma_{\bar{u}}}} \cdot \sqrt{\frac{k^2}{1+k^2}} \cdot \sqrt{p_f - p_z} + \frac{p_f - p_0}{2}$$

Az utóbbi egyenletből látható, hogy $F \left(t - \frac{L}{a} \right)$ értéke a nyomóvezeték keresztmetszetének változásakor mindig pozitív marad; értéke f_v növelésével csökken és megfordítva.

A $W \left(t + \frac{L}{a} \right)$ hullám változtathatja előjelét, amikor is a csővezeték átmérőjének csökkenésekor pozitív maximumához, míg az átmérő növelésekor negatív maximumához tart.

A nyomóvezeték átmérőjének növelése csökkenti $F \left(t - \frac{L}{a} \right)$ értékét, mégis létrejöhet utólagos befecskendezés $W \left(t + \frac{L}{a} \right)$ növekedése miatt.

A nyomóvezeték hossza annyiban módosítja a befecskendezés törvényszerűségét, hogy különböző hosszak esetén a visszaverődött hullám más és más időpillanatban érkezik vissza a kiindulási helyre, ezzel különbözőképpen módosítja a kiinduló $F\left(t - \frac{L}{a}\right)$ hullámot. Ezért, ha a visszaverődött hullámok amplitudója kicsiny, akkor a osővezeték hossza nincs lényegesebb hatással a befecskendezési folyamatra.



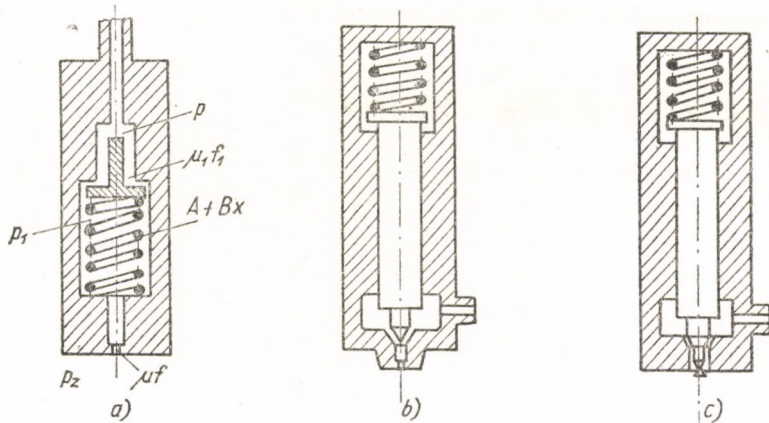
20. ábra. A szivattyú jellemző munkaterületei a nyomócső átmérőjének függvényében

A (49) alatti egyenletekkel meghatározhatók a nyomóvezeték átmérőjének lehetséges határértékei (20. ábra). A $3\xi^2$ és ξ^2 görbék $F\left(t - \frac{L}{a}\right)$ görbével való metszéspontjai megadják $d_{v \min}$ és $d_{v \max}$ értékeit, amelyeknél még a rendszer stabilan, utólagos befecskendezés nélkül dolgozik.

6. § PORLASZTÓK KARAKTERISZTIKÁI ÉS HASONLÓSÁGI TÖRVÉNYEI

Porlasztó-karakterisztikán értjük a másodpercenként kifolyt üzemanyagmennyiséget a porlasztóban fellépő nyomás függvényében, stacioner viszonyok között. Ez a karakterisztika a porlasztó alapvető jellemzőjéül szolgál, s a befecskendezési törvényszerűség számításánál is nélkülözhetetlen. A karakterisztika meghatározása történhet kísérletileg vagy analitikai módszerekkel [53].

A következőkben a leggyakrabban alkalmazott porlasztótípusokat tárgyaljuk, melyeknek elvi rajzait a 21. ábrán láthatjuk.



21. ábra. Porlasztótípusok elvi ábrái

a — szelepes nyitott porlasztó, b — zárt tús porlasztó, c — zárt csapos porlasztó

1. Szelepes nyitott porlasztó. Ezt a porlasztótípust nálunk a *Jendrassik*-motorokon alkalmazzák.

A karakterisztika meghatározására a következő egyenletek állnak rendelkezésre. A szelep egyensúlyi egyenlete

$$A + Bx = \frac{d^2 \pi}{4} (p - p_1),$$

illetve

$$\frac{d^2 \pi}{4} (p_0 - p_2) + Bx = \frac{d^2 \pi}{4} (p - p_1), \quad (55)$$

ahol p_0 — a szelep nyitásához szükséges nyomás,

d — a porlasztótű átmérője,

x — a szelep elmozdulása,

B — rugóállandó,

A — a rugó előfeszítése.

Kifolyás a $\mu_1 f_1$ és μf keresztmetszeteken

$$p - p_1 = \frac{Q^2 \gamma_{\bar{u}}}{2g(\mu_1 f_1)^2} = \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g(\mu_1 \pi d \cdot x \cdot \sin \alpha)^2} \quad (56)$$

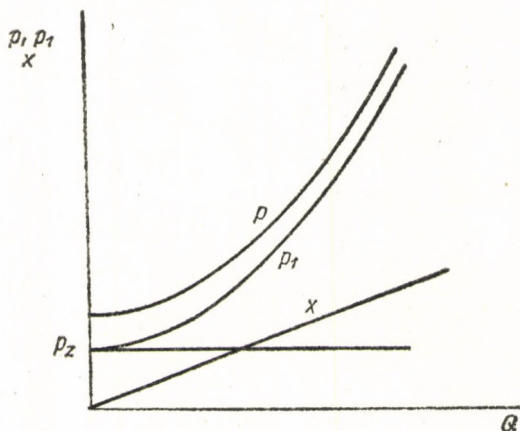
$$p_1 - p_2 = \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g(\mu f)^2},$$

ahol Q — a kifolyt tüzelőanyag térfogata.

A fenti egyenletekből összefüggést találhatunk p és Q , valamint x és Q között, implicit alakban

$$p_0 + \frac{Q \cdot B}{\frac{d^2 \pi}{4} (\mu_1 \pi d \sin \alpha)} \sqrt{\frac{\gamma_{\bar{u}}}{2g}} \frac{1}{\sqrt{(p - p_2) - \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g(\mu f)^2}}} = p - \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g(\mu f)^2} \quad (57)$$

$$1 + \frac{4 B x}{d^2 \pi (p_0 - p_2)} - \frac{Q^2 \gamma_{\bar{u}}}{2g(\mu_1 \pi d \sin \alpha)^2 \cdot (p_0 - p_2) x^2} = 0. \quad (58)$$



22. ábra. Szelepes nyitott porlasztó karakterisztikája

A fenti egyenletekből meghatározhatók a $p = f(Q)$ és $x = f(Q)$ függvények (22. ábra). Kis rugóelőfeszítés esetén a $p - p_1$ nyomásesés kicsi lesz a $p_1 - p_2$ nyomáskülönbséghez viszonyítva, a karakterisztika a nyitott porlasztó karakterisztikájához (parabola) közeledik. (A visszacsapószelep gyenge rugójának hatása elenyésző.)

Bevezetve a

$$z = \frac{p - p_2}{k_p}, \quad y = \frac{Q}{k_Q} \quad \text{és} \quad X = \frac{x}{k_x}$$

dimenzió nélküli mennyiségeket, méret nélküli karakterisztikákhoz és hasonlósági kritériumhoz juthatunk. k_p , k_x és k_Q — a méretnélküli karakterisztika léptéke a z és y koordináták mentén.

Az (57) és (58) egyenletekből a következő méretnélküli egyenleteket kapjuk:

$$1 + III \frac{y}{\sqrt{z - y^2}} - z + y^2 = 0 \quad (59)$$

és

$$1 + X - III^2 \frac{y^2}{X^2} = 0, \quad (60)$$

ahol a léptékek értéke

$$k_p = p_0 - p_z,$$

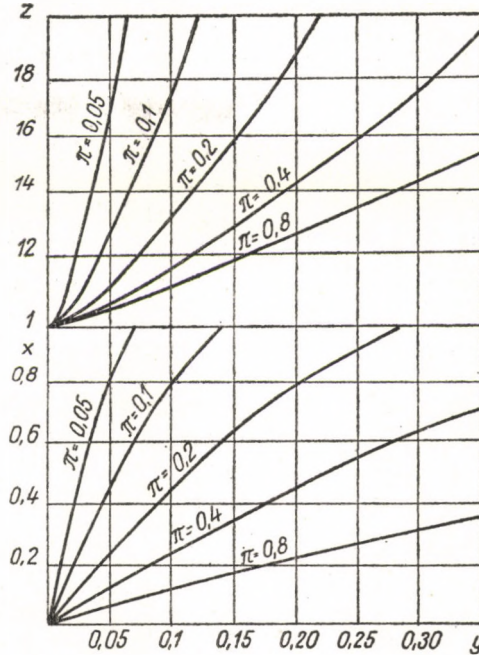
$$k_Q = \mu f \sqrt{\frac{2g}{\gamma_{\bar{u}}}} \cdot \sqrt{p_0 - p_z},$$

$$k_x = \frac{d^2 \pi}{4B} (p_0 - p_z),$$

míg a hasonlósági kritérium

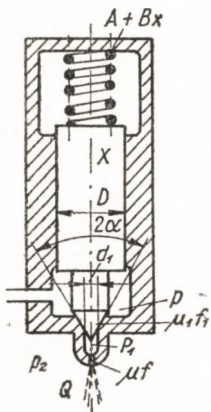
$$III = \frac{4B\mu f}{d^2 \cdot \pi (p_0 - p_z) \cdot (\mu_1 \cdot d \pi \sin \alpha)}. \quad (61)$$

Eszerint mindazok a porlasztók, melyekre $III_1 = III_2 = \text{konst.}$, azonos karakterisztikával bírnak. A méretnélküli karakterisztikákat, különböző hasonlósági kritériumok esetén, a 23. ábra szemlélteti.



23. ábra. Méretnélküli karakterisztikák változása a hasonlósági kritériumok függvényében

2. Zárt tús porlasztók. Közvetlen befecskendezésű motorok leginkább használatos porlasztótípusai a zárt tús porlasztók (24. ábra). Készülhetnek egy- vagy több-lyukú kivitelben.



24. ábra. Zárt tús porlasztó elvi ábrája

A porlasztótű statikus egyensúlyi egyenlete

$$A + Bx = p \frac{\pi(D^2 - d^2)}{4} + p_1 \frac{d^2 \pi}{4}. \quad (62)$$

A kifolyás egyenletei

$$p - p_1 = \frac{Q^2 \gamma_{\bar{u}}}{2g(\mu_1 \cdot \pi \cdot dx \sin \alpha)^2} \quad (63)$$

$$p_1 - p_z = \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g(\mu f)^2}.$$

A tű elmozdulásának pillanatában $x = 0$, $p = p_0$ és $p_1 = p_z$, ezért a (62) egyenletből

$$A = p_0 \frac{\pi(D^2 - d^2)}{4} + p_z \frac{d^2 \pi}{4},$$

illetve a nyitáshoz szükséges nyomás

$$p_0 = \frac{4 A - p_z d^2 \pi}{\pi (D^2 - d^2)}$$

A fenti egyenletekből kiejtve x és p_1 , majd p és p_1 értékét, a következő egyenleteket kapjuk:

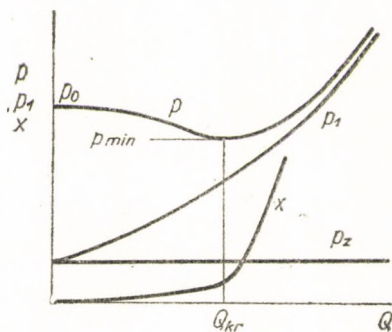
$$p_0 + \frac{4 B \sqrt{\frac{\gamma_{\bar{u}}}{2g}} \cdot Q}{\pi (D^2 - d^2) (\mu_1 d \pi \sin \alpha) \sqrt{(p - p_z) - \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g (\mu f)^2}}} = p + \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g (\mu f)^2} \frac{d^2}{D^2 - d^2} \quad (64)$$

és

$$1 + \frac{4 B x}{\pi (D^2 - d^2) (p_0 - p_z)} = \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g (\mu_1 d \pi \sin \alpha)^2 (p_0 - p_z) \cdot x^2} + \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g (\mu f)^2 (p_0 - p_z)} \cdot \frac{D^2}{D^2 - d^2} \quad (65)$$

Ez utóbbi egyenletekből meghatározhatók a $p = f(Q)$ és $x = f(Q)$ karakterisztikák. A szokásos kivitelű porlasztók karakterisztikáit a 25. ábrán láthatjuk. A p_1 nyomás lefutása a (63) egyenlet értelmében parabola. A p nyomás rendszerint csökken, majd ismét emelkedik és aszimptotikusan közeledik a p_1 nyomáshoz. A tú emelkedése Q növekedésével először lassan történik, majd egy Q_{kr} értéktől kezdve lényegesen gyorsabban.

A (64) és (65) egyenletek dimenzió nélküli egyenletté is átalakíthatók



25. ábra. Zárt tús porlasztók általános karakterisztikája

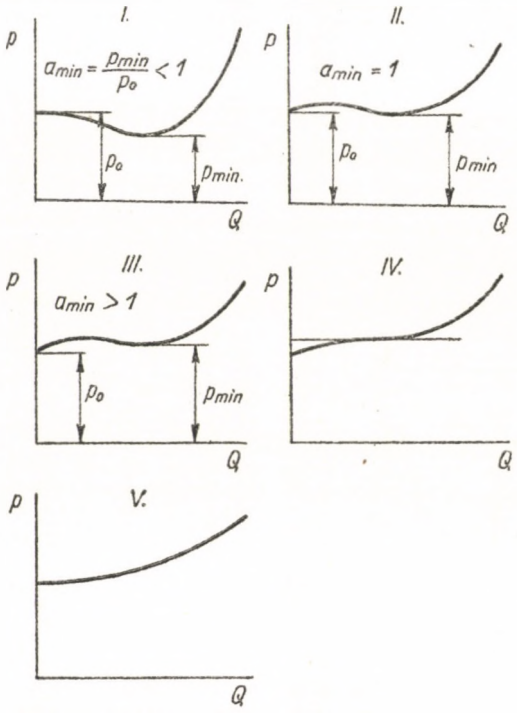
$$1 - \Pi_1 \cdot \frac{y}{\sqrt{z - y^2}} = \Pi_2 \cdot z + y^2 \quad (66)$$

$$1 + \Pi_1 \sqrt{\Pi_2} \cdot X = \frac{y^2}{X^2} \cdot (1 + X), \quad (67)$$

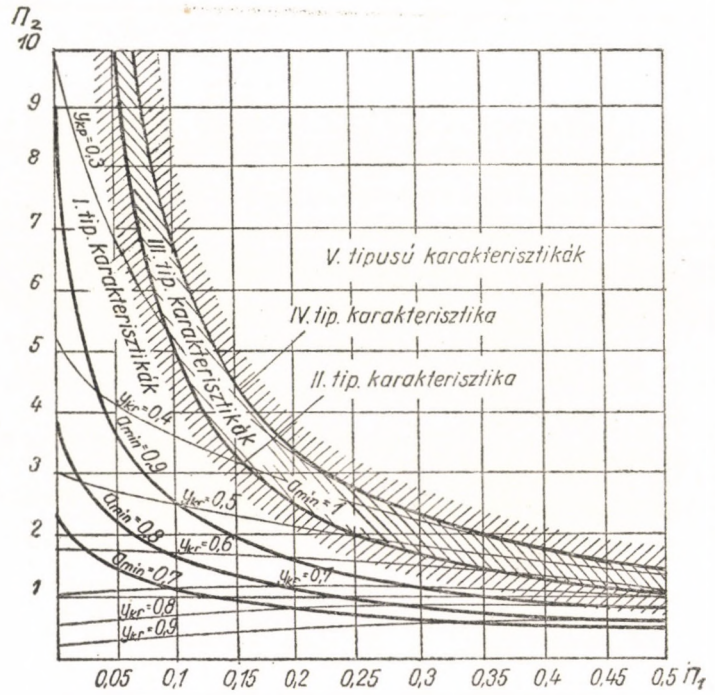
ahol a Π_1 és Π_2 hasonlósági kritériumok értékei

$$\Pi_1 = \frac{4 B \mu f}{\pi \cdot (D^2 - d^2) \cdot (p_0 - p_z) \mu_1 d \pi \sin \alpha}, \quad (68)$$

$$\Pi_2 = \frac{D^2 - d^2}{d^2},$$



26. ábra. Zárt tűs porlasztók lehetséges karakterisztikái



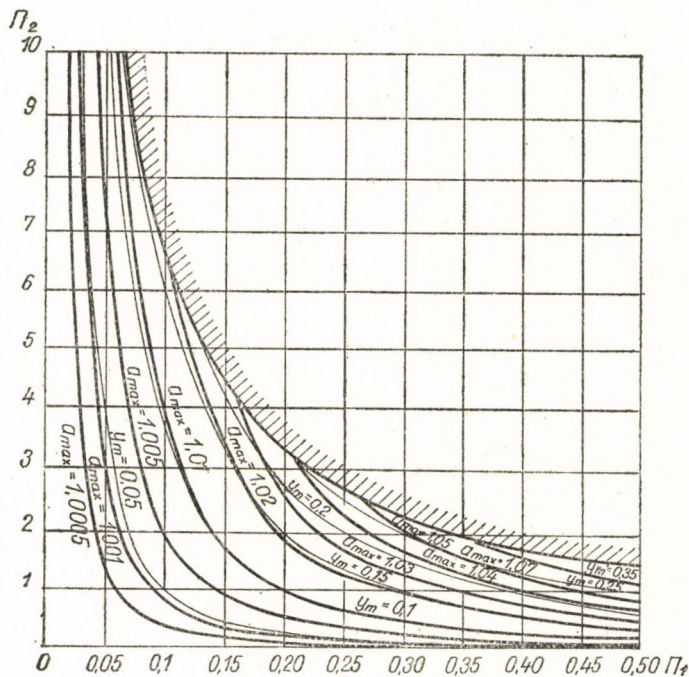
27. ábra. Különböző típusú karakterisztikák területei a hasonlósági kritériumok függvényében

míg a megfelelő léptékek

$$k_Q = \mu f \sqrt{\frac{2g}{\gamma_{ii}}} \cdot \sqrt{p_0 - p_z} \sqrt{\frac{D^2 - d^2}{d^2}}, \quad (69)$$

$$k_p = (p_0 - p_z) \frac{D^2 - d^2}{d^2}, \quad (70)$$

$$k_x = \frac{\mu f}{\mu_1 d \pi \sin \alpha} \sqrt{\frac{D^2 - d^2}{d^2}}. \quad (71)$$



28. ábra. γ_{max} és α_{max} értékei a hasonlósági kritériumok függvényében

A tú felütközött helyzetében, amikor $x = x_c = \text{konst.}$, a következő hasonlósági kritérium érvényes:

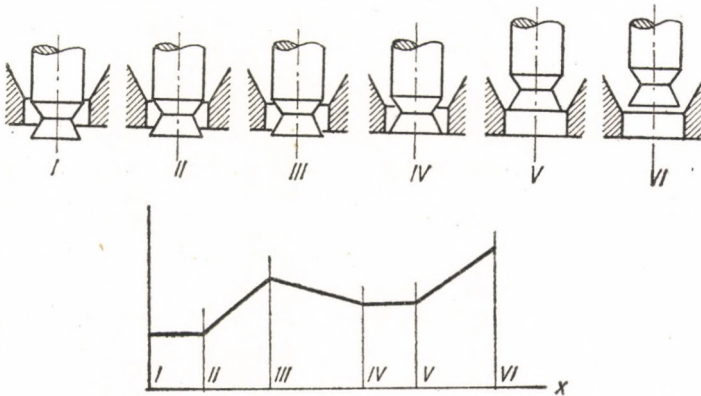
$$\Pi_3 = \frac{(\mu f)^2}{(\mu_1 d \pi x_c \sin \alpha)^2} + 1; \quad (72)$$

itt x — a tú elmozdulása,

x_c — a tú legnagyobb elmozdulása felütközött állapotban.

A karakterisztikák lehetséges típusait a 26. ábra szemlélteti. Képezve a $\frac{dz}{dy}$ differenciálhányadost a (66) egyenletből, meghatározhatók a szélsőértékek helyei s azok viszonylagos koordinátái a kezdőponthoz viszonyítva. A számítások megkönnyítésére készült a 27. és 28. ábra, ahol a Π_1 és Π_2 hasonlósági kritériumok ismeretében meghatározható a karakterisztika jellege, szélsőértékeinek helye és viszonylagos koordinátái. Az ábrában be vannak rajzolva az $y_{\min} = \text{konst.}$ és $a_{\min} = \frac{Z_{\min}}{Z_0} = \text{konst.}$, illetve az $y_{\max} = \text{konst.}$ és $a_{\max} = \frac{Z_{\max}}{Z_0} = \text{konst.}$ vonalak.

3. Zárt csapos porlasztók. A csapos porlasztók abban különböznek az előbb tárgyalt típustól, hogy a kiömlési keresztmetszetet a porlasztófurat s a benne mozgó kettős csanakú alakú tű alkotja. A tű alakjának következtében a kifolyási keresztmetszet szakaszonként változik a tű emelkedésének függvényében (29. ábra).



29. ábra. A porlasztótű csapjának jellemző helyzetei

Az előzőkhöz hasonlóan a tű statikus egyensúlyi egyenlete

$$p_0 \frac{\pi(D^2 - d^2)}{4} + p_z \frac{d^2 \pi}{4} + Bx = p \frac{\pi(D^2 + d^2)}{4} + p_1 \frac{\pi(d^2 - d_x^2)}{4} + p_z \frac{d_x^2 \pi}{4}. \quad (73)$$

A kifolyási egyenletek pedig

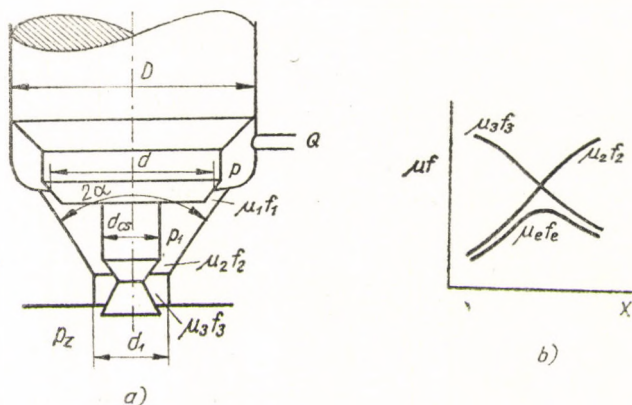
$$p - p_1 = \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g(\mu_1 d \pi \cdot x \sin \alpha)^2} \quad (74)$$

$$p_1 - p_z = \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g(\mu_e f_e)^2},$$

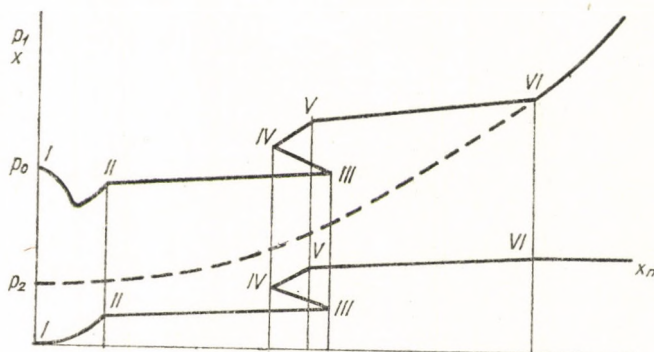
ahol d_x — a csap átmérője a p_1 és p_2 nyomást elválasztó felület mentén
 $\mu_e f_e$ — az ekvivalens kifolyási keresztmetszet.

A 30/a ábra jelöléseivel

$$\mu_e f_e = \mu_2 f_2 \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{\mu_2 f_2}{\mu_3 f_3}\right)^2}}$$



30. ábra. Zárt csapos porlasztó elvi ábrája (a) és az ekvivalens átfolyási keresztmetszet (b) változása a tüemelkedés függvényében



31. ábra. Zárt csapos porlasztó karakterisztikája

A d_x és $\mu_e f_e$ mennyiségek a tű mozgásának függvényei, s a karakterisztika különböző szakaszain más és más értékkel bírnak.

Csapos porlasztók tipikus karakterisztikáját a 31. ábrán láthatjuk. Az első szakaszban az ekvivalens kifolyási keresztmetszet közel állandó, ezért a karakterisztika a tűs porlasztókéhoz hasonló lefutású. A második szakaszban

a tű emelkedésével $\mu_e f_e$ növekszik, ezért az össz-nyomásésés kisebb lesz, mint az állandó kifolyási keresztmetszet mellett lenne. A görbékben törés van, s Q növekedésével csak lassan emelkednek.

A harmadik szakaszban a tű emelkedésével a kifolyási keresztmetszet csökken. A nyomás hirtelen növekszik és — különösen nagy kúpszögű csap esetén — a kifolyt mennyiség csökken.

A negyedik szakaszt ismét állandó kifolyási keresztmetszet jellemzi, növekvő nyomásgörbével.

Az ötödik szakaszban a keresztmetszet növekszik, a görbe laposabb lefutású lesz.

A VI. pontban a tű felütközik, s ezen túl a kifolyási keresztmetszet állandó lesz. Az össz-nyomásésés

$$p - p_z = \frac{Q^2 \cdot \gamma_{\bar{u}}}{2g} \sum \frac{1}{(\mu_i f_i)^2} \cong K Q^2,$$

vagyis a karakterisztika ezen túl parabola szerint változik.

Az előzőekhez hasonlóan a (73) és (74) egyenletekből itt is levezethetők a hasonlósági kritériumok. A léptékek értékét célszerű az I—II szakasz alapján kiválasztani (lásd 30. ábra), ahol

$$\mu_e f_e \approx \mu_0 \cdot \pi \frac{d_1^2 - d_{cs}^2}{4} = \mu_0 f_0 = \text{konst.},$$

valamint

$$d_x = d_{cs}.$$

Ezzel a következő méretnélküli egyenletek vezethetők le [53]:

$$1 - III_2 z - III_3 \cdot III_4 y^2 + III_1 \cdot X = 0 \quad (75)$$

$$z - III_4 y^2 \frac{y^2}{X^2} = 0, \quad (76)$$

ahol a hasonlósági kritériumok

$$III_1 = \frac{4 B (\mu_0 f_0)}{\pi (D^2 - d^2) (p_0 - p_z) (\mu_1 d \pi \cdot \sin \alpha)}; \quad III_2 = \frac{D^2 - d^2}{d_1^2 - d_{cs}^2};$$

$$III_3 = \frac{d^2 - d_x^2}{d_1^2 - d_{cs}^2}; \quad III_4 = \frac{(\mu_0 f_0)^2}{(\mu_e f_e)^2},$$

míg a léptékek értéke

$$k_Q = \mu_0 f_0 \sqrt{\frac{2g}{\gamma_{\bar{u}}}} \cdot \sqrt{\frac{D^2 - d^2}{d_1^2 - d_{cs}^2}} \cdot \sqrt{p_0 - p_z},$$

$$k_p = \frac{D^2 - d^2}{d_1^2 - d_{cs}^2} (p_0 - p_z),$$

$$k_x = \frac{\mu_0 f_0}{\mu_1 \pi \cdot d \cdot \sin \alpha}.$$

(A fenti kifejezésekben alkalmazott jelölések értelmét a 30. ábra magyarázza.)

A III_1 és III_2 kritériumok az összes szakaszokra azonos értékkel bírnak; a III_3 és III_4 kritériumok csak az I—II és IV—V szakaszokon állandók, a többin változók.

Geometriailag hasonló csapos porlasztók esetén a III_2 , III_3 és III_4 kritériumok állandósága teljesül, így csak a III_1 kritérium állandóságát kell biztosítani ahhoz, hogy hasonló karakterisztikákat kapjunk.

A fenti méretnélküli karakterisztikák előnyösen felhasználhatók porlasztók tervezésénél is. Meglevő porlasztó karakterisztikájából kiindulva, a hasonlósági kritériumok állandóságának biztosításával új porlasztók tervezhetők — hasonló karakterisztikával.

II. fejezet

A SUGÁRPORLASZTÁS ELMÉLETE*

1. § ÁLTALÁNOS KÖVETELMÉNYEK

Diesel-motorok munkafolyamatának gazdaságossága nagymértékben függ a befecskendezett üzemanyag szétporlasztásának minőségétől. A gyakori utó-égés oka rendszerint a nem megfelelő porlasztásban, valamint a levegővel való rossz keveredésben keresendő.

A befecskendezett üzemanyagot — nagy terheléseknél — egyenletesen kell elosztani az égőtérben, s ezzel biztosítani a keverék kívánatos makrostruktúráját. (Kis terheléseknél ugyanis a tüzelőanyag egyenletes eloszlása túlzottan híg keveréket eredményezhet.) Makrostruktúra alatt értjük az üzemanyag súly szerinti eloszlását. Egyenletes makrostruktúra esetén az égőtér egységnyi térfogatában egyenlő mennyiségű üzemanyag foglal helyet.

Az egyenletes makrostruktúra mellett törekedni kell az üzemanyag finom és egynemű szétporlasztására és ezzel biztosítani a keverék jó mikrostruktúráját. A porlasztás finomságát a cseppek közepes átmérője adja, míg a porlasztás egyneműségét a cseppátmérőknek a közepes átmérőtől való eltérése jellemzi. Mennél finomabb és egyneműbb a porlasztás, annál tökéletesebb lesz az üzemanyag „fizikai előkészítése”, és annál inkább biztosítható a tüzelőanyagnak a megkívánt időben történő teljes elégése.

A különböző égőtérű Diesel-motorokban a porlasztás és tüzelőanyag-eloszlás nemcsak a befecskendezőszivattyú és porlasztó működésétől függ. Közvetlen befecskendezésű motorokban a légörvénylés elősegíti az üzemanyag tökéletesebb elosztását az égőtérben. Elő- és örvénykamrás motorokban a kompresszió- és expanzió-ütem alatti légmozgás biztosítja a tüzelőanyag-eloszlást.

Gyorsjáratú Diesel-motorokban a keverékképzésre igen rövid idő jut (0,003—0,005 sec). Ez idő alatt a tüzelőanyagnak be kell jutni a hengerbe, és egész sor fizikai folyamaton kell átmennie. Ezért a porlasztás finomságának, egyneműségének, valamint az üzemanyag egyenletes eloszlásának igen nagy jelentősége van.

A befecskendezett tüzelőanyag-sugár jellemzői (behatolóképeség, [penetráció] sugárszög, sugárszélesség, tüzelőanyag-eloszlás a sugáron belül), valamint az ezt követő porlasztási folyamat jellemzői, egész sor konstrukciós és fizikai tényezőtől függenek. Konstruktív tényezők közül a fontosabbak: a porlasztó konstrukciója, az égőtér konfigurációja; fizikai tényezők: a tüzelőanyag viszkozitása, közegellennyomás, befecskendezési nyomás, légmozgás stb.

* E fejezetben szereplő ábrák — ha egyéb hivatkozás nincs — a szerzőtől származnak. — *A szerk.*

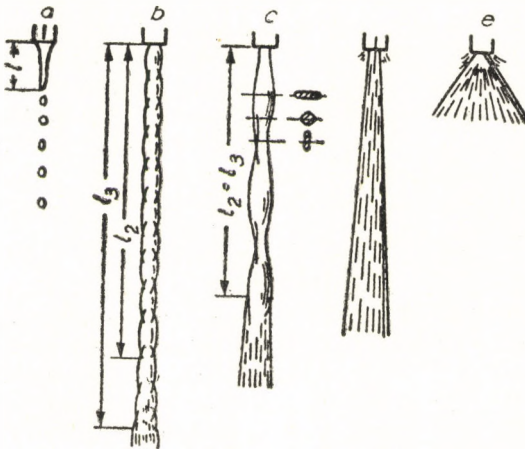
A fenti tényezők jelentősen kihatnak a tüzelőanyag-sugár fejlődésmenetére, valamint az ezt követő porlasztási folyamatra.

2. § A SUGÁR SZÉTESÉSÉNEK OKAI ÉS FORMÁI

A befecskenyített tüzelőanyag-sugár apró cseppekre történő szétesése igen bonyolult folyamat következménye. Elegendő rámutatnunk arra, hogy a lejátszódó jelenségek mechanizmusa a mai napig sem teljesen világos. Az azonban megállapítható, hogy a sugárra külső és belső erők hatnak, amelyek végeredményben a sugár szétesését okozzák.

Az égőtérbe befecskenyített tüzelőanyag-sugárra elsősorban külső aerodinamikai erők hatnak. A légellenállás igyekszik a sugár felszínéről részecskéket kiszakítani, illetve a sugár homlokfelületét szétrombolni. Az aerodinamikai erők hatása növekszik, ha a sugár felszíne nem sima, hanem azon a porlasztónyílásból kijövet, megzavarások keletkeznek. A kezdeti megzavarások mértéke

függ a porlasztónyílás ki- és belépő élétől, meg az $\frac{l}{d}$ viszonytól. Nagy $\frac{l}{d}$ viszony esetén a porlasztónyílásban kialakult áramlás rendeződik, így a megzavarások mértéke csökken. A kezdeti megzavarások mértékére természetesen



32. ábra. Jellegzetes sugárformák

hatással van a porlasztónyílások technológiai elkészítése is. Nem teljesen sima furatfelszín növeli a kezdeti megzavarások mértékét.

A fenti, külső erőkkel ellentétesen hat a sugár felületi feszültsége, valamint a folyadék részecskék között fellépő kohéziós erő. Ez utóbbi erők a tüzelőanyag fizikai jellemzőitől függenek.

A fenti erőkön kívül jelentős szerepe van még a turbulens-áramlás okozta belső erőknek. Mint ismeretes, turbulens-áramlásban a sebességvektorok rendelkeznek a fő áramlási irányra merőleges összetevővel is, ami szintén hozzájárul a

sugár cseppekre való széteséséhez. Ebben a turbulens mellékmozgásban (pulzációs mozgásban) résztvevő részecskék mintegy részecskékre vágják a sugarat, s ezenkívül a nyílásból kijövő sugár kiszélesedését is okozzák. Tehát mennél nagyobb a pulzáció sebessége,* annál nagyobb lesz a sugár kiszélesedése.

A 32. ábrán láthatjuk a sugárszétesés jellegzetes formáit. Egész kis kifolyási sebességnél a sugár rövid, tömör szakasszal bír, a cseppek leszakadása a

* Pulsationsgeschwindigkeiten, скорость пульсации.

súlyerő következménye. A sebesség növelésével a tömör rész hossza nő és rajta szimmetrikus megzavarások keletkeznek. A sebesség további növelésével a tömör rész hossza csökken, s a megzavarások aszimmetrikusak lesznek. Egy bizonyos sebességtől kezdve a sugár közvetlenül a fúvókából kijövet szétesik (legalábbis a felszínen). A sebesség további növelése a porlasztás minőségét javítja, a sugár kúpszöge növekszik.

Hogy a fenti, jellegzetes sugárformák mely sebességnél állnak elő, az nagymértékben függ a folyadék fizikai jellemzőitől, elsősorban a viszkozitástól és a felületi feszültségtől. Ezenkívül a porlasztónyílás $\frac{l}{d}$ viszonya is jelentős befolyással bír.

Mint azt a kísérletek mutatták [54], kis $\frac{l}{d}$ viszonyú porlasztónyílások esetén az áramlás jellege erősen függ a belépési viszonyoktól (tű helyzete stb.). Ezért ebben az esetben az *Re*-szám nem jellemzi egyértelműen az áramlás jellegét, illetve a kialakuló sugárformát.

3. § BELSŐ ERŐK

Mint láttuk, egy bizonyos kifolyási sebességnél a sugár, közvetlenül a nyílásból kijövet, cseppekre esik szét. Ennek oka a be- és kilépő élek okozta kezdeti megzavarásokon kívül főleg a turbulens pulzációban keresendő.

Turbulens áramlásban a sebesség pillanatnyi értéke:

$$w = \bar{w} + w',$$

ahol \bar{w} — a közepes áramlási sebesség,
 w' — a közepes értéktől való eltérés.

A w' pillanatnyi értékeiből képezhetjük az

$$u' = \sqrt{\overline{w'^2}}$$

értéket, amely a turbulencia intenzitását jellemzi. Itt \bar{w}' — a közepes sebesség-értéktől való átlagos eltérést jelenti. A turbulens pulzáció energiáját a következőképpen kaphatjuk:

$$\varepsilon_r = \frac{1}{2} \rho \cdot u'^2. \quad (77)$$

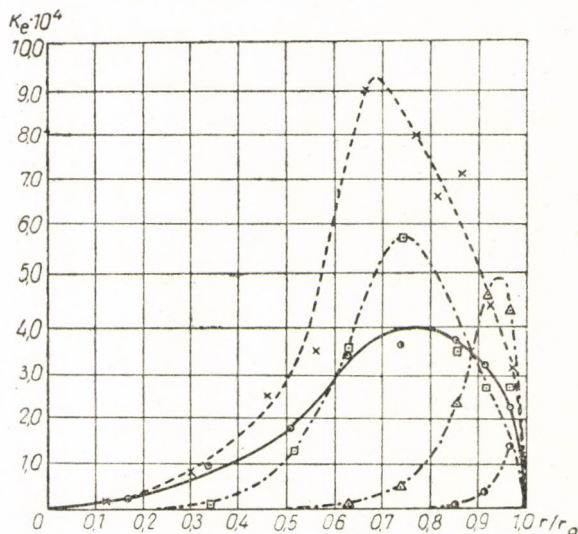
A turbulens áramlás egy másik jellemzője a turbulenciaméret (keveredési úthossz)* és annak frekvenciája. A maximális turbulenciaméretet az áramlás mérete (térbeli méret) és annak *Re* száma szabja meg, míg a minimális tur-

* Mischungsweg, Масштаб турбулентности.

bulenciaméretet — a folyadék viszkozitása. A két szélső méret között megtalálható bármely közbülső méret különböző frekvenciával, amikor is a méret csökkenésével a frekvencia nő.

Kísérletek mutatják, hogy az áramlási sebesség növelésével mind a turbulenciaméret, mind pedig egy adott turbulenciaméret frekvenciája nő [56].

Mint azt I. I. BOGDANOVICS [54] kísérletei mutatták, az egész turbulenciaspektrumból csak a nagyméretű turbulencia** van lényeges hatással a sugár



33. ábra. A nagyméretű turbulens pulzáció energiájának eloszlása a porlasztó furat szájnyílásában

szétesésére. BOGDANOVICS nagyított mintákkal végzett modell-kísérletekkel meghatározta a nagyméretű turbulens pulzáció energiáját és annak eloszlását a fúvókanyílás kilépő éle mentén (33. ábra).

Az ordinátára a pulzációs energia viszonylagos értéke van felvíve:

$$k_e = \frac{\varepsilon_r}{E_0},$$

ahol $E_r = \frac{1}{2} \rho \cdot u'^2$ — a pulzációs energia,

$u' = \sqrt{w'^2}$ — a pulzáció sebessége,
 E_0 — befektetett energia.

A pulzációs energia nagysága és eloszlása a keresztmetszet mentén függ a nyílás alakjától, a belépő rész profiljától, az áramlás sebességétől és a porlasztó helyzetétől.

** Grobballige Turbulenz, крупномасштабная турбулентция.

Ha feltételezzük, hogy a turbulens pulzáció energiája a felületi feszültség legyőzésére, valamint a folyadék cseppekre bontására fordítódik, ami a pulzáció sebességével arányosan történik, akkor az egységnyi térfogatra

$$\varepsilon_r = \frac{3\alpha}{r_0} + A \cdot \mu \cdot w',$$

ahonnan

$$r_0 = \frac{3\alpha}{\varepsilon_r - A \cdot \mu \cdot w'}, \quad (78)$$

ahol α — felületi feszültség,
 μ — a folyadék viszkozitása,
 A — állandó szám.

A $2r_0$ adja a cseppek közepes átmérőjét, közvetlen a fúvókanyílás után. Ezek a cseppek a légellenállás következtében még tovább fognak osztódni. Mint a fenti egyenletből látható, a cseppek átmérője annál kisebb lesz, mennél kisebb a felületi feszültség és a viszkozitás s mennél nagyobb a pulzáció sebessége.

4. § KÜLSŐ ERŐK

Mint már az előbb megemlítettük, nagymérvű turbulencia esetén a sugár már közvetlenül a porlasztónyílásból kijövet cseppekre esik szét, melyek fonalszerűen helyezkednek el a sugárban. A cseppek átmérője, mint azt fényképfelvételek mutatják, [54] még viszonylag nagy. Ezért feltehető, hogy a cseppek tovább aprózódnak a ráható külső aerodinamikai erők következtében.

A fizika tanítása szerint a cseppek sugara, felületi feszültsége (α) és belső nyomása között a következő összefüggés áll fenn:

$$P = \frac{2\alpha}{r}, \quad (79)$$

ahol P — a felületi feszültség által létrehozott belső nyomás.

A fenti kifejezés nem mutatja a külső erők hatását a csepp méretére nézve. Azonban belátható, hogy a belső és külső nyomásból származó erőknek egyformán kell hatni a csepp kialakulására.

Valóban, ha a csepp sugara dr értékkel növekszik (lehetséges elmozdulások elve), akkor a belső erők munkája $4r^2 \pi P_i \cdot \Delta r$, ami egyrészt a csepp felszínének növelésére, másrészt a külső erők legyőzésére fordítódik. Vagyis:

$$4r^2 \cdot \pi \cdot P_i \cdot \Delta r = 4r^2 \cdot \pi \cdot P_a \cdot \Delta r + 8\pi \cdot r \cdot \Delta r \cdot \alpha,$$

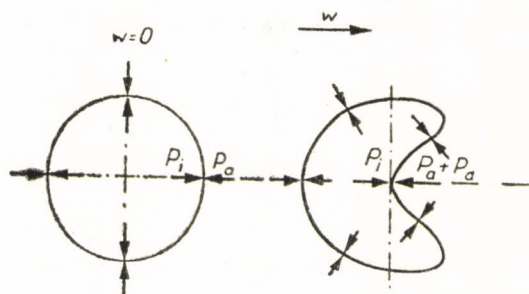
ahonnan

$$P_i - P_a = \frac{2\alpha}{r}. \quad (79a)$$

Itt P_i — a belső nyomás,
 P_a — a külső nyomás.

Vagyis a külső és belső nyomásból származó erők valóban egyenlően hatnak a csepp kialakulására.

Vizsgáljuk meg a fenti kifejezést. P_i értéke nulla vagy ennél kisebb nem lehet. P_a értéke lehet nulla, valamint kisebb vagy nagyobb P_i értékénél. $P_a = 0$, ha a csepp vákuumban helyezkedik el. Ha $P_a > 0$, de $P_a < P_i$, a csepp statikailag egyensúlyban van. Az eredő erő kifelé mutat, amivel a felületi feszültségből származó erő tart egyensúlyt. A harmadik esetben, amikor $P_a > P_i$, a rendszer statikailag nincs egyensúlyban, ezért ilyen eset hosszabb ideig nem lehetséges. A nyomásokból származó eredő erő ugyanis kívülről befelé mutat, vagyis a felületi feszültségből származó erők irányában. Hogy az egyensúly helyreálljon, a belső nyomásnak növekednie kell a sugár egyidejű csökkenésével.



34. ábra. Álló és mozgó cseppekre ható erők

nyában légellenállásból származó járulékos dinamikus erők lépnek fel. A járulékos dinamikus erők — a mozgás irányát tekintve — a csepp elülső részén pozitív értelemben, míg a hátsó részén negatív értelemben hatnak, s ezért a csepp alakja deformálódni fog. Hátrafelé a felületi feszültségből adódó egyensúlyozó erőknek megfelelően megnyúlik, míg az elülső rész benyomódik (lásd: 34. ábra).

Ahhoz, hogy a csepp két önálló részre szakadjon szét, szükséges, hogy a járulékos dinamikus erő nagyobb vagy egyenlő legyen a statikai egyensúlyban fellépő erőknél, vagyis

$$P_d \geq P_i - P_a = \frac{2\sigma}{r}. \quad (80)$$

A cseppekre ható dinamikus nyomást a következőképpen számíthatjuk:

$$P_d = \frac{R}{F} \quad (81)$$

ahol R — a légellenállásból származó erő,

F — a csepp homlokfelülete (vetülete az áramlás irányára merőlegesen).

A légellenállásból származó erő NEWTON képlete alapján számítható:

$$R = \varphi_k \cdot \rho_k \cdot \dot{V} \cdot w^2, \quad (82)$$

ahol $\varphi_k = \frac{12,5}{\sqrt{Re}}$ a cseppek ellenállási tényezője.

Az Re értéke a következőképpen kapható:

$$Re = \frac{w \cdot d_T}{\nu_k},$$

ahol d_T — a cseppátmérő,
 ν_k — a kinematikai viszkozitás.

A cseppek felszínére merőlegesen ható erők eloszlását a 35. ábra mutatja.

A komponensek értékét az r' sugár függvényében a következőképpen kapjuk:

$$R' = \sqrt{R^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{r'}{r} \right)^2 \right]}.$$

A számítások megkönnyítése céljából a 36. ábrán foglaltuk össze a kinematikai viszkozitás, nyomás, hőmérséklet és sűrűség

változását a kompresszióviszony függvényében. Érdekes megemlíteni, hogy a kinematikai viszkozitás a kompresszióviszony emelkedésével csökken.

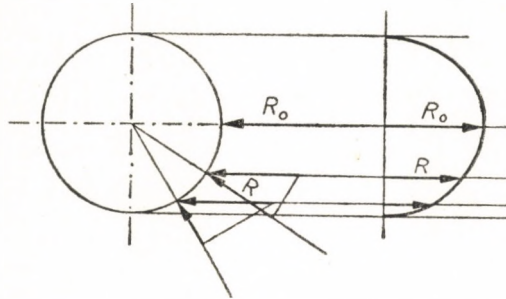
A 37. ábrán láthatjuk a cseppek széteséséhez szükséges P_d járulékos dinamikus nyomás értékeit, a cseppátmérő függvényében. Mint látható, a cseppátmérő csökkenésével P_d értéke rohamosan nő. Ez azt jelenti, hogy kisebb átmérőjű cseppek előállítására egyre fokozódó nehézségekbe ütközik.

Most határozzuk meg azokat a minimális sebességértékeket, amelyeknél még a cseppek szétesnek. A csepp homloklapfelületére ható dinamikus nyomás az előzőek alapján:

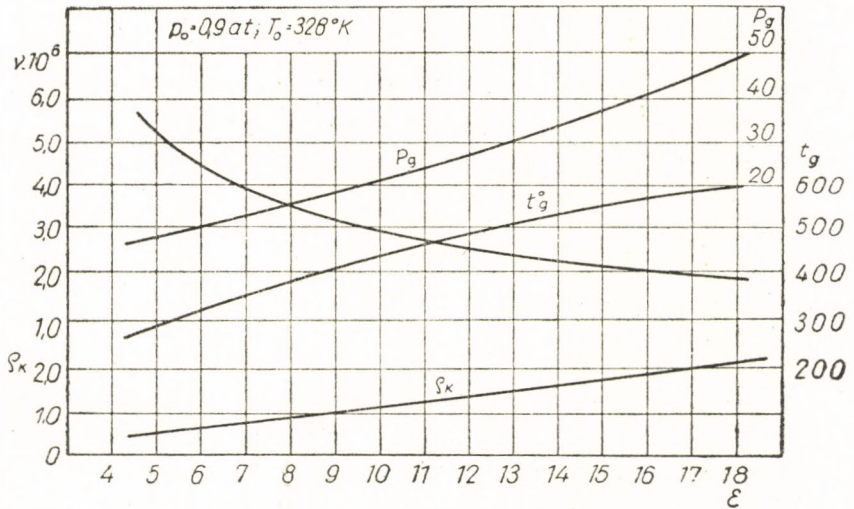
$$P_d = \varphi \cdot \rho_k \cdot w^2 = \frac{12,5}{\sqrt{\frac{w \cdot d_T}{\nu_k}}} \cdot \rho_k \cdot w^2.$$

Kifejezve w értékét:

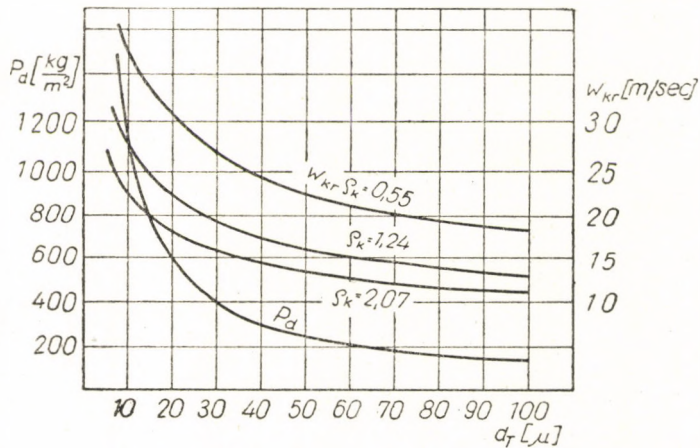
$$w_{kr} = \sqrt[3]{\left(\frac{P_d \cdot \sqrt{\frac{d_T}{\nu_k}}}{12,5 \cdot \rho_k} \right)^2}. \quad (83)$$



35. ábra. Járulékos dinamikus erők eloszlása mozgó csepp homloklapfelületén



36. ábra. A levegő nyomása, hőmérséklete, kinematikai viszkozitása és sűrűsége a kompresszióütem végén, a sűrítési arány függvényében



37. ábra. A cseppek osztódásához szükséges kritikus sebesség és járulékos dinamikusan nyomás a cseppátmérő függvényében

w_{kr} értékeit, különböző ρ_k paraméterek mellett, a 37. ábra mutatja. Az ábrából megállapítható, hogy a cseppátmérő csökkenésével növekszik w_{kr} értéke. A másik fontos megállapítás az, hogy a sűrítési arány növelésével nem lineárisan csökken w_{kr} értéke. $\varepsilon = 5$ -től $\varepsilon = 11$ -ig viszonylag nagy értékkel csökken w_{kr} , míg $\varepsilon = 11$ -től $\varepsilon = 18$ -ig már kisebb mértékben. Ez gyakorlatilag azt jelenti, hogy a cseppek átmérője is nagy ε értékeknél annak változtatásával csak kevésbé változik.

5. § A CSEPPEK DINAMIKÁJA

A tüzelőanyagugár mozgási viszonyait sokan vizsgálták [pl. 30] a fényképezés módszerével és ezeknek a felvételeknek alapján felrajzolták a sugár behatolóképeségének görbéjét, az idő függvényében. Sajnos, a kísérletek egyikében sem határozták meg a tüzelőanyagugárral ragadott légáram sebességét, és így a cseppek levegőhöz viszonyított sebessége nem ismeretes. A létrehozott légáram sebessége a befecskendezés első szakaszában hirtelen kell növekedjék, majd pedig a súrlódás és örvénylés következtében csökken.

Mivel a sugár keresztmetszete mentén a cseppek átmérője és koncentrációja változik, a keletkezett légáram sebessége is változni fog a keresztmetszet mentén. Középen kapjuk a legnagyobb sebességet, míg a szélek felé a sugár hejában — a határrétegben — a légsebesség zérushoz tart.

Ezért jó közelítéssel feltehető, hogy a sugár hejában a részecskék mozgása álló közegben történik (eltekintve a dugattyú vagy kamra okozta légmozgástól). Ez különösen fennáll a befecskendezés kezdeti periódusában keletkezett cseppekre, melyeknek különös jelentőségük van a fellobbanás szempontjából.

Ezeknek a cseppeknek mozgási törvényszerűségét analitikusan is meghatározhatjuk, ha ismeretes a cseppek ellenállástényezője. A φ_k ellenállástényezőzt rendszerint $\log \varphi_k = f \cdot (\log Re)$ alakú görbékkel adják meg vagy táblázatosan. VIRUBOV [57] szerint, FEHLING adataira támaszkodva, a $\varphi_k = f \cdot (Re)$ függvény így fejezhető ki:

$$\varphi_k = \frac{12,5}{\sqrt{Re}}.$$

A cseppek mozgásának differenciálegyenlete így írható fel:

$$-\varphi_k \cdot \rho_k \cdot F \cdot w^2 = \frac{V \cdot \gamma_{\bar{u}}}{g} \cdot \frac{dw}{dt}.$$

Behelyettesítve és rendezve, kapjuk:

$$-\frac{dw}{dt} = \varphi_k \cdot \frac{\gamma_k}{\gamma_{\bar{u}}} \cdot \frac{1,5}{d_T} \cdot w^2. \tag{84}$$

Mivel:

$$Re = \frac{w \cdot d_T}{\nu_k} \text{ és } \frac{dRe}{dt} = \frac{d_T}{\nu_k} \cdot \frac{dw}{dt},$$

differenciál-egyenletünk így is átírható:

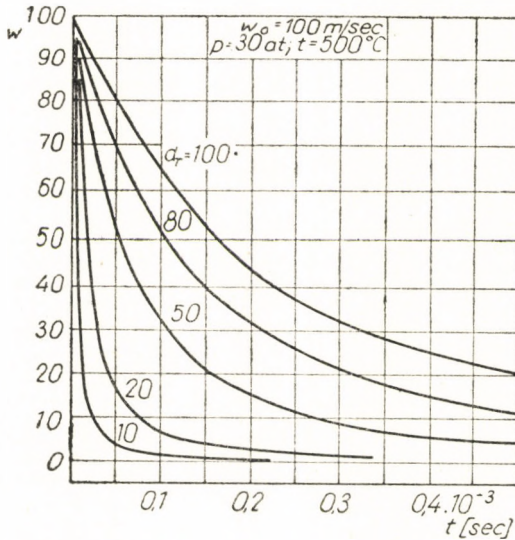
$$-\frac{dRe}{dt} = \varphi_k \cdot \frac{\gamma_k}{\gamma_{\bar{u}}} \cdot \frac{1,5 \nu_k}{d_T^2} \cdot Re^2.$$

Vagy helyettesítve φ_k értékét:

$$-\frac{dRe}{dt} = 12,5 \frac{\gamma_k}{\gamma_{\bar{u}}} \cdot \frac{1,5 v_k}{d_T^2} \cdot Re^{1,5}$$

Az állandó értékeket összevonva:

$$\frac{dRe}{dt} = -2k \cdot Re^{1,5}, \quad (85)$$



38. ábra. Különböző átmérőjű cseppek sebességcsökkenése az idő függvényében

Egy ilyen számítás eredményét mutatja a 38. ábra, 100 m/sec kezdősebességű cseppekre. Az ábrából látható, hogy a 10 és 20 μ átmérőjű cseppek igen gyorsan elvesztik sebességüket, és $0,1 \cdot 10^{-3}$ sec. múlva már gyakorlatilag együtt mozognak a levegőárammal. A nagyobb átmérőjű cseppek viszont itt még kezdősebességük 70–80%-ával mozognak.

Fenti számításainkban feltételeztük, hogy a cseppek mindvégig megtartják gömb alakjukat, és átmérőjük sem változik. Azonban — mint azt az előzőkben kimutattuk — a cseppek mindannyiszor szétesnek, valahányszor a légellenállásból származó dinamikus nyomás nagyobb a felületi feszültség által létrehozott belső nyomásnál.

Sajnos nem tudjuk, hogy egy ilyen osztódási folyamatban hány új csepp keletkezik. Valószínű, hogy a nagyobb cseppek, amelyeknél P_d értéke sokkal nagyobb, mint a $\frac{2a}{r}$ érték, kettőnél több cseppre esnek szét, míg a kisebb átmérőjűek csak kettőre. Ha feltételezzük, hogy a cseppek mindig csak

ahol:

$$2k = 18,75 \cdot \frac{\gamma_k}{\gamma_{\bar{u}}} \cdot \frac{v_k}{d_T^2}$$

Integrálva a fenti egyenletet, kapjuk:

$$Re^{-0,5} - Re_0^{-0,5} = kt,$$

illetve:

$$w^{-0,5} - w_0^{-0,5} = Kt, \quad (86)$$

ahol:

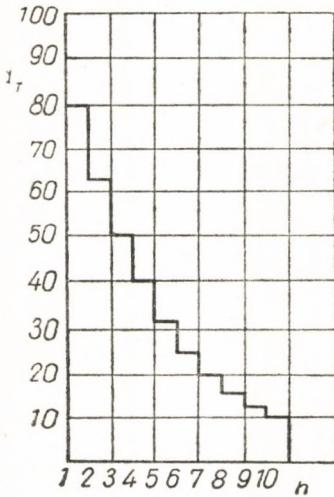
$$K = \sqrt{\frac{d_T}{v_k}} \cdot k = 9,375 \cdot \frac{\gamma_k}{\gamma_{\bar{u}}} \cdot \sqrt{\frac{v_k}{d_T^3}}$$

Re_0 — a w_0 kezdeti sebességhez tartozó Reynolds-szám.

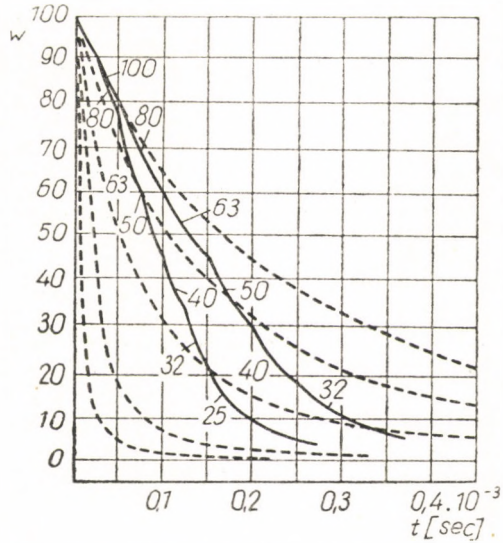
A (86) egyenlet segítségével kiszámíthatjuk különböző átmérőjű w_0 kezdősebességű cseppek sebességét az idő függvényében.

két részre osztódnak, akkor megadott cseppátmérőből kiindulva, meghatározhatjuk a szükséges osztódások számát egy minimális átmérőig.

A fenti feltételezéssel készült a 39. ábra, amelyből leolvasható az átmérők lépcsője, az osztódások számának függvényében. Mint látható, az első osztódásnál a cseppek átmérője 20μ -nal csökken, míg az átmérők 20μ -ról 10μ -ra való



39. ábra. A cseppek osztódási lépcsője, 100μ -os kiindulási átmérővel



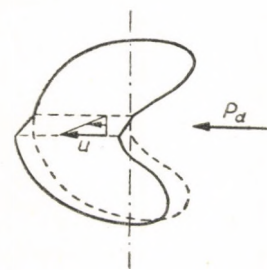
40. ábra. Cseppek dinamikája az osztódás figyelembevételével

lecsökkentéséhez három osztódásra van szükség. Ez szemléletesen igazolja azt a gyakorlati tapasztalatot, hogy $15-20\mu$ -nál kisebb cseppeket csak a befecskendezési nyomás aránytalanul nagy növelésével érhetünk el.

Ha most még azt is feltételezzük, hogy ebben az osztódási folyamatban az egyes osztódások azonos időállandóval történnek, akkor megszerkeszthetjük a cseppek mozgását változó cseppátmérők esetére is (40. ábra). A szerkesztés egyúttal megadja az elérhető minimális átmérő értékét is. Az ábrából kitűnik, hogy az osztódási idő növekedésével egyrészt a folyamat időben elhúzódik, másrészt a minimális cseppátmérő növekszik.

A csepposztódás idejét első közelítésben fordítva arányosnak vehetjük a határrétegben fellépő sebességgradienssel (41. ábra).

$$\Delta t \sim \frac{1}{\frac{du}{dz}}$$



41. ábra. A csepposztódás elvi ábrája

NEWTON tétele értelmében a folyadékban fellépő súrlódó erő nagysága:

$$P_s = \mu \cdot F \cdot \frac{du}{dz}. \quad (87)$$

A mi esetünkben az erők egyensúlya így írható fel:

$$R = P_s + P_a,$$

ahol P_a — a felületi feszültség legyőzésére fodított erő.

Ha „ F ” alatt a csepp meridián metszetét értjük, amit közelítőleg $\frac{d^2\pi}{4}$ -el számolunk, így írható:

$$\varphi_k \cdot \varrho_k \cdot \frac{d_T^2 \pi}{4} \cdot w^2 - \alpha \cdot d_T \pi = \mu \cdot \frac{d_T^2 \pi}{4} \cdot \frac{du}{dz},$$

ahonnan:

$$\frac{du}{dz} = \frac{\varphi_k \cdot \varrho_k \cdot d_T \cdot w^2 - 4\alpha}{\mu \cdot d_T}.$$

A fenti kifejezés világosan mutatja, hogy a felületi feszültség és a viszkozitás növekedésével $\frac{du}{dz}$ csökken, következésképpen Δt értéke nő.

Ha most a határrétegben lineáris sebességeloszlást veszünk fel, ami megtehető, akkor:

$$u = \delta \cdot \frac{\varphi_k \cdot \varrho_k \cdot d_T \cdot w^2 - 4\alpha}{\mu \cdot d_T},$$

ahol δ — a határréteg vastagsága.

Az osztódás idejét közelítőleg így fejezhetjük ki:

$$\Delta t \approx \frac{d_T}{u} = \frac{\mu \cdot d_T^2}{\delta \cdot (\varphi_k \varrho_k d_T \cdot w^2 - 4\alpha)}. \quad (88)$$

Mivel az osztódás folyamán a d_T cseppátmérővel közel arányosan csökken a sebesség is, a csepp osztódási idejét hasonló μ és α esetén első közelítésben állandónak vehetjük:

$$\Delta t \approx \text{konst.}$$

6. § KÖZEPES CSEPPÁTMÉRŐ

Most keressünk összefüggést a közepes cseppátmérő, a tüzelőanyag fizikai jellemzői és a befecskendezés paraméterei között.

Mint az előzőkben láttuk, az osztódás csak egy w_{kr} sebességig történhet, így az osztódásra fordítható energia:

$$E = \frac{1}{2} m_0 \cdot (w_0^2 - w_{kr}^2), \quad (89)$$

ahol w_0 — a kezdeti sebesség.

A fenti energia a felületi feszültség, valamint az osztódási keresztmetszetekben fellépő csúsztató feszültség legyőzésére fordítódik:

$$E = \alpha \cdot (\sum F_i - d_0^2 \cdot \pi) + \mu \sum F_k \cdot \frac{u}{\delta} \cdot \sum d_i, \quad (90)$$

ahol

$$\sum F_i = d_0^2 \cdot \pi \cdot \left[\sum_{i=0}^i \frac{1}{0,8^i} \right],$$

$$\sum F_k = \frac{d_0^2 \cdot \pi}{4} \cdot \left[\sum_{i=0}^{i-1} \frac{1}{0,8^i} \right],$$

$$\sum d_i = d_0 \cdot \left[\sum_{i=0}^{i-1} \frac{1}{0,8^{2i}} \right],$$

ahol i — az osztódások száma:

$$i = \frac{1}{\ln 0,8} \ln \frac{d_0}{d_m}. \quad (91)$$

Helyettesítve a fenti egyenletbe és figyelembe véve, hogy $d_0 = \frac{d_m}{0,8^i}$, kapjuk:

$$d_m = \frac{\alpha \sum_{i=0}^{i-1} 0,8^i}{A \cdot (w_0^2 - w_{kr}^2) - B \cdot \mu - \sum_{i=0}^{i-1} \frac{1}{0,8^{2i}} \sum_{i=0}^{i-1} \frac{1}{0,8^i}}, \quad (92)$$

ahol d_0 — a kiindulási cseppátmérő,

d_m — az elérhető legkisebb cseppátmérő,

d_i — az osztódások során keletkezett cseppátmérők általában.

α és μ értékének növekedése ismét gátlólag hat az osztódási folyamatra, míg a sebesség növekedése csökkenti a cseppátmérőket. A fenti kifejezés bur-

koltan tartalmazza a közeg ρ_k sűrűségének hatását is. Ugyanis w_{kr} értéke egy adott cseppátmérőre nézve ρ_k függvénye.

Ismert tény, hogy bütökvezérlésű szivattyúknál a porlasztónyílás átmérőjének csökkentése javítja a porlasztás minőségét. Ennek oka főleg a kifolyási sebesség növekedésében keresendő. A sebesség növekedése viszont, az előbbiek értelmében, mind a minimális cseppátmérőt, mind pedig az egyneműséget kedvezően befolyásolja.

A gyakorlatban különböző tüzelőanyagok esetén a felületi feszültség értéke közel állandó marad, azonban a viszkozitás lényegesen változhat. Mint láttuk, a viszkozitás növekedése növeli az osztódás idejét. Ha most ismét megnézzük a 40. ábrát, láthatjuk, hogy az osztódás idejének növekedése egyrészt időben késlelteti a porlasztási folyamatot, másrészt megnöveli a minimális cseppátmérők nagyságát. A fenti elméleti megállapítás teljes mértékben megfelel a kísérleti megfigyeléseknek [10].

7. § A SUGÁR BEHATOLÓKÉPESSÉGE

Mint a kísérletek [9] mutatták, egyes cseppek csak mintegy 25 mm út legyőzésére képesek a kamrában, addig az egész permetsugár 250, sőt hosszabb út megtételére képes. Ezért a számítást a sugárra mint egészre kell végezni.

A sugár felületén elhelyezkedő cseppek a közeg ellenállása következtében kisebb cseppekre esnek szét, miközben veszítve energiájukból, sebességük csökken. A turbulens mozgás következtében mindig van radiális sebességkomponens, így a cseppek oldalt mozgása lehetséges. A sugár elülső frontjáról leszakadó cseppek helyére új, még elegendő energiával rendelkező cseppek nyomulnak előre.

A számításhoz a következő feltételeket vesszük:

1. A sugár alakja kúp, a végén félgömbbel.
2. A sugarat mint egységes tömör testet fogjuk fel.
3. A befecskendezési nyomást és a kezdeti sebességet állandónak vesszük a befecskendezés folyamán.

Az ellenállás a sugár homlokfelületén NEWTON formulája szerint:

$$R = \varphi_s \cdot \rho_k \cdot F \cdot w^2, \quad (93)$$

ahol φ_s — ellenállási tényező,
 ρ_k — a közeg sűrűsége.

A CNIDI-ben végzett kísérletek szerint [57] φ_s kifejezhető a *Reynolds*-számmal, mégpedig:

$$\varphi_s = \frac{405}{\sqrt{Re}} \quad (94)$$

φ_s kifejezését átalakíthatjuk, ha behozzuk a kifejezésbe a fúvókanyíláson átmenő sugár turbulenciáját kifejező viszonyt. A teljes turbulencia feltétele

kielégítést nyer, ha Re a nyílásban legalább 6500. Ezt kritikus *Reynolds*-számnak nevezzük, és Re_0 -val jelöljük.

A 405-ös koefficienszt a kritikus *Reynolds*-számmal helyettesítjük:

$$405 = x \cdot \sqrt{Re_0} = x \cdot \sqrt{6500}$$

$$x = 5,03.$$

A kritikus *Reynolds*-szám

$$Re_0 = \frac{v_0 \cdot d_c}{\nu_{\bar{u}}},$$

ahol d_c — a fúvóka nyílás átmérője,
 $\nu_{\bar{u}}$ — a tüzelőanyag kinematikai viszkozitása.

A v_0 kezdeti sebességet a következő egyenletből kapjuk:

$$v_0 = \varphi \cdot \sqrt{2g \frac{P - P_k}{\gamma_{\bar{u}}}},$$

ahol P — a porlasztó nyomás,
 P_k — a közeg nyomása.

Helyettesítve a (93) egyenletbe:

$$R = 5,03 \cdot \frac{Re_0^{0,5}}{Re^{0,5}} \cdot \rho_k \cdot F \cdot v^2. \quad (95)$$

Helyettesítve az

$$Re = \frac{v \cdot d_s}{\nu_k} = \frac{v \cdot d_s \cdot \rho_k}{\mu_k}$$

értéket, kapjuk:

$$R = 5,03 \cdot \frac{v_0^{0,5} \cdot d_c^{0,5} \cdot \rho_{\bar{u}}^{0,5} \cdot \mu_k}{v^{0,5} \cdot d_s^{0,5} \cdot \rho_k^{0,5} \cdot \mu_{\bar{u}}} \cdot \rho_k \cdot \frac{d_s^2 \cdot \pi}{4},$$

ahol ρ_k — a közeg sűrűsége,
 $\rho_{\bar{u}}$ — a tüzelőanyag sűrűsége,

egyszerűsítve pedig:

$$R = 3,77 \cdot \sqrt{v_0 \cdot d_c \cdot \rho_{\bar{u}} \cdot \rho_k} \cdot \left| \frac{\mu_k}{\mu_{\bar{u}}} \cdot d_s^{1,5} \cdot v^{1,5} \right|. \quad (96)$$

A *Newton*-féle mozgásegyenlet szerint:

$$-m \cdot \frac{dv}{dt} = R,$$

ahol m — az egy ciklus alatt beadagolt tüzelőanyag tömege:

$$m = \frac{d_c^2 \cdot \pi}{4} \cdot v_0 \cdot \rho_{\bar{u}} \cdot \tau,$$

ahol τ — a befecskendezés ideje.

Legyen α° a befecskendezés ideje forgattyúszögökben, akkor:

$$\tau = \frac{\alpha}{360 \cdot \frac{n}{60}} = \frac{z}{n} \cdot 60.$$

Ezekkel:

$$m = \frac{15 \pi \cdot d_c^2 \cdot v_0 \cdot \rho_{\bar{u}} \cdot z}{n}.$$

Helyettesítve a mozgásegyenletbe:

$$\int_{v_0}^v -v^{1,5} \cdot dv = \int_0^t 0,08 \cdot \frac{n}{z} \sqrt{\frac{1}{v_0} \cdot \frac{\gamma_k}{\gamma_{\bar{u}}} \cdot \frac{\mu_k}{\mu_{\bar{u}}} \cdot \left(\frac{d_s}{d_c}\right)^{1,5}} dt.$$

Integrálva az egyenletet:

$$v = \frac{v_0}{\left[1 + 0,04 \cdot \frac{n}{z} \sqrt{\frac{\gamma_k}{\gamma_{\bar{u}}} \cdot \frac{\mu_k}{\mu_{\bar{u}}} \cdot \left(\frac{d_s}{d_c}\right)^{1,5}} \cdot t\right]^2}. \quad (97)$$

A fenti kifejezésben d_s sugárátmérő változó mennyiség, ezért kísérleti adatok alapján kell helyettesíteni. A számítást kis időintervallumonként kell végezni, amikor a változó mennyiségeket állandókkal helyettesíthetjük.

A sugár által megtett út:

$$S = \int_0^t v \cdot dt,$$

$$S = \frac{v_0 \cdot t}{1 + 0,04 t \cdot \frac{n}{z} \cdot \sqrt{\frac{\gamma_k}{\gamma_{\bar{u}}} \cdot \frac{\mu_k}{\mu_{\bar{u}}} \cdot \left(\frac{d_s}{d_c}\right)^{1,5}}}. \quad (98)$$

A számításoknál ellenőrizni kell, hogy Re_0 nem kevesebb-e 6500-nál. Ez esetben az x együttható értékét változtatni kell az

$$x = \frac{405}{\sqrt{Re_0}}$$

kifejezésben.

A fenti formulák alapján számított út- és sebességértékek jól megegyeznek azok kísérletileg talált értékeivel.

A fenti kifejezések egyúttal módot adnak arra is, hogy külön-külön vizsgálhassuk az egyes paraméterek változásának hatását. Ilyen paraméterek a befecskendezési nyomás, a porlasztónyílások átmérője és a közeg sűrűsége (ellennyomás).

Ha a (98) egyenletben a v_0 sebességet jó megközelítéssel kifejezzük a befecskendezési nyomással:

$$v_0 \approx \varphi \cdot \sqrt{2g \cdot \frac{P}{\gamma_{ii}}}$$

látható, hogy a befecskendezési nyomás változtatásával a sugár által megtett út csak az időnek és a nyomásnak függvénye:

$$S = f \cdot (t \cdot \sqrt{P}). \quad (99)$$

Valóban, ha kísérleti adatok alapján felépítjük a fenti függvényt, a pontok egy görbére esnek (lásd 42. ábra).

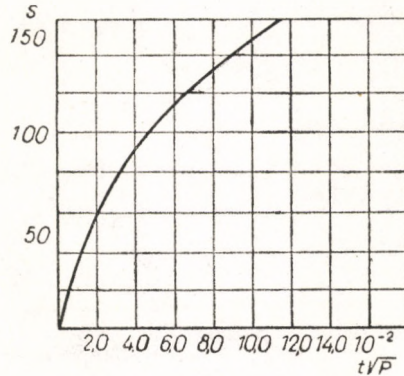
Ha a porlasztófurat átmérőjét változtatjuk a többi paraméter állandósága mellett, akkor függvényünk így írható:

$$S = \frac{v_0 \cdot t}{1 + \frac{A}{(d_c)^{1,5}}} = \frac{v_0 \cdot t \cdot d_c^{1,5}}{d_c^{1,5} + A}.$$

A függvénykapcsolat pedig jó közelítéssel:

$$\frac{S}{d_c^n} = f \cdot \left(\frac{t}{d_c^n} \right). \quad (100)$$

A porlasztó furatok átmérőjének változtatásával a befecskendezés sebessége csak rugós befecskendezésű rendszernél (Jendrassik) marad közel állandó. Büttyköszvezlésű rendszereknél (Bosch) a porlasztó furatok átmérőjének csökkenésével a befecskendezés sebessége nő. A növekedés mértéke erősen függ a rendszer térfogatától (nyomószelep, nyomóvezeték, porlasztó térfogat stb.).



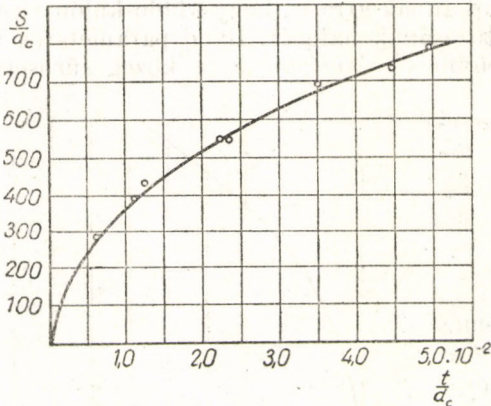
42. ábra. A befecskendezési nyomás hatása a sugár behatolóképeségére

Mai korszerű típusoknál a (100) egyenlet n kitevője az egység körül mozog. A függvény kapcsolatát a 43. és 44. ábrák mutatják, ahol a pontok ismét egy görbére esnek.

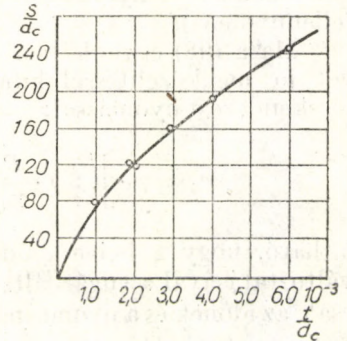
Az ellennyomás változásakor az alábbi függvénykapcsolatot nyerjük:

$$S = f \cdot \left(\frac{t}{\sqrt{\rho_k}} \right), \quad (101)$$

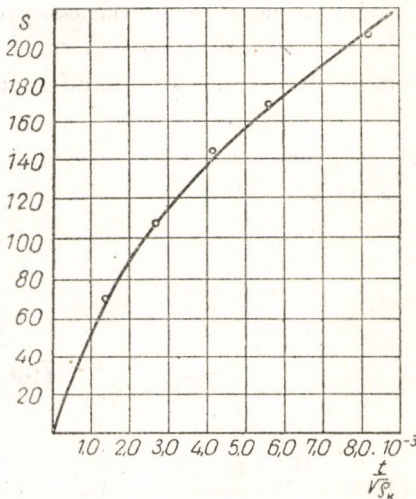
melyet a 45. ábra szemléltet.



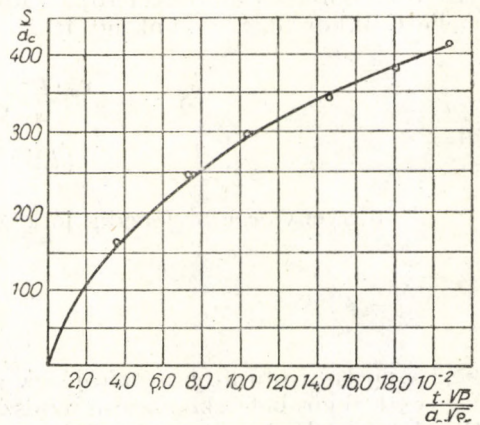
43. ábra. A porlasztófurat átmérőjének hatása a sugár behatolóképeségére



44. ábra. A porlasztófurat átmérőjének hatása a sugár behatolóképeségére



45. ábra. Az ellennyomás hatása a sugár behatolóképeségére



46. ábra. A befecskendezési nyomás, porlasztófurat átmérő és az ellennyomás együttes hatása a sugár behatolóképeségére

A fenti három függvényből egy közös függvény állítható elő, amely figyelembe veszi az összes változók változását:

$$\frac{S}{d_c} = f \cdot \left(\frac{t \cdot \sqrt{P}}{d_c \cdot \sqrt{\rho_k}} \right). \quad (102)$$

A fenti függvény kapcsolatot kísérleti adatok [9, 55] alapján a 46. ábra szemlélteti. A pontok egy görbe mentén fekszenek, melynek egyenlete a következő alakban adható meg:

$$\frac{S}{d_c} = 7,4 \cdot \left[\ln \cdot \frac{t \cdot \sqrt{P}}{d_c \cdot \sqrt{\rho_k}} \right]^{2,4}$$

Mellékesen megjegyezzük, hogy a (102) egyenlet dimenzió szempontjából is helyes, amennyiben az dimenzió nélküli mennyiségek kapcsolatát fejezi ki.

8. § A SUGÁR KÚPSZÖGE

1. Az ellennyomás hatása a sugár kúpszögére. A sugár kúpszöge adott ellennyomásnál — elegendő nagy $\frac{l}{d}$ viszony mellett — csak a turbulens pulzáció függvénye. Ebben az esetben ugyanis feltételezhető, hogy a *Reynolds*-szám valóban meghatározza az áramlás jellegét és annak turbulenciaspektrumát (a turbulencia méretek statisztikai megoszlási görbéje).

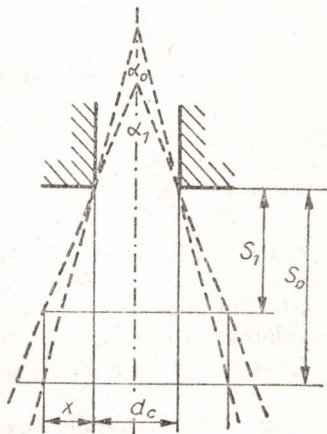
A gyakorlatban alkalmazott kiviteleknél az $\frac{l}{d}$ viszony elég kicsi, így a *Reynolds*-szám nem jellemzi az áramlást, és nem szolgálhat az összehasonlítás mértékéül két áramlási állapot között. A belépő rész kiképzése, valamint a porlasztótű alakja és helyzete kezdeti megzavarásokat hozhat létre, ami lényegesen megváltoztathatja az áramlási képet.

Ha azonban a sugár kúpszöge egy adott ellennyomásnál ismert, akkor közelítőleg meghatározhatjuk a kúpszög változását.

Mivel a sugár kiszélesedése a belső turbulencia és kezdeti megzavarások következménye, egy bizonyos t idő elteltével a sugárszélességnek ugyanakkorának kell lennie, függetlenül az ellennyomástól. Mivel azonban a sugár megtett útja különböző lesz, a kúpszög is változni fog.

A 47. ábrából:

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha_0}{2} = \frac{x}{s_0}; \quad \operatorname{tg} \frac{\alpha_1}{2} = \frac{x}{s_1},$$



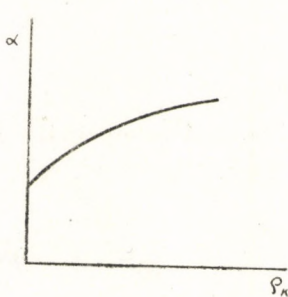
47. ábra. A sugár-kúpszög számításának elvi ábrája

ahonnan

$$s_0 \cdot \operatorname{tg} \frac{\alpha_0}{2} = s_1 \cdot \operatorname{tg} \frac{\alpha_1}{2};$$

$$\alpha_1 = 2 \operatorname{arc} \cdot \operatorname{tg} \left[\frac{s_0}{s_1} \cdot \operatorname{tg} \frac{\alpha_0}{2} \right]. \quad (103)$$

A (98) egyenlet alapján a megtett utak viszonya így fejezhető ki:



48. ábra. A sugár kúpszögének változása az ellenyomás függvényében

$$\frac{s_0}{s_1} = \frac{1 + c \sqrt{\varrho_{k1}}}{1 + c \sqrt{\varrho_{k0}}}$$

Vagyis α_1 -re a következő alakú kifejezés nyerhető:

$$\alpha_1 = 2 \operatorname{arc} \cdot \operatorname{tg} [A + B \sqrt{\varrho_{k1}}], \quad (104)$$

ahol A és B a (98)-ból adódó állandók.

α változását ϱ_k függvényében a 48. ábra mutatja. A görbe jellege jól egyezik pl. a SASS [8] által közölt kísérleti értékekkel.

2. A porlasztófurat-átmérő hatása a sugár kúpszögére. Hasonlítsunk össze két különböző furatú porlasztót, egyébként teljesen azonos feltételek között. A sugár által megtett utak viszonya most így fejezhető ki a (98) egyenlet alapján:

$$s_0 \cdot \left[1 + \frac{A}{(d_{c0})^{1,5}} \right] = s_1 \cdot \left[1 + \frac{A}{(d_{c1})^{1,5}} \right],$$

s ezzel α változása a furatátmérő függvényében a következő lesz:

$$\alpha = 2 \operatorname{arc} \cdot \operatorname{tg} \left[A + \frac{B}{(d_{c1})^{1,5}} \right]. \quad (105)$$

A fentieknél feltételeztük, hogy a v_0 kifolyási sebesség a furatátmérő változásától függetlenül állandó. A gyakorlatban azonban adott bütyökprofil és fordulatszám mellett a lyukátmérő csökkentésével a kifolyási sebesség nő. Ha ezt figyelembe vesszük, akkor a furatátmérő növelésével az α szög enyhébben csökken, mint ha a kifolyási sebességet állandónak tételezzük fel.

2. A befecskendezési nyomás hatása a sugár kúpszögére. A befecskendezési nyomás változtatásával változik a befecskendezés sebessége és ezzel párhuzamosan a turbulens pulzáció mértéke meg a kezdeti megzavarások mértéke is.

Sajnos, a változásoknak a sebességtől való függése kísérleti adatok hiányában közelebbről pontosabban nem ismeretes. Csak annyit tudunk, hogy a sebesség növekedésével növekszik mind a pulzáció, mind pedig a kezdeti megzavarások mértéke, ami a sugár kúpszögének növekedéséhez vezet. Ugyanakkor a sebesség növelésével s_1 nő s_0 -hoz viszonyítva, ami viszont α értékét csökkenti. Alacsonyabb sebességi régiókban, ahol a sebességgel közel arányosan növekszik a turbulencia mérete, a sebesség növelése növeli α értékét, de nagy sebességnél α növekedése megáll.

9. § A TÜZELŐANYAG ELOSZLÁSA A SUGÁRBAN

A tüzelőanyag-sugár hossza és keresztmetszete mentén az eloszlás nem egyenletes. Egyszerű hengeres furatot véve alapul, a sugár a nyílásból kijövet folytonosan szélesedik. Ennek oka egyrészt a belső nagyméretű turbulens pulzációban, másrészt a sugár homlokfelületre ható aerodinamikai erőkben keresendő. A sugár kialakulását a következőképpen lehet elképzelni. A folyamat kezdetén a fúvókanyílásból kijövő részecskéknek gyorsan csökken a sebessége a légellenállás következtében, ugyanakkor az utánuk jövő részecskék részére kedvezőbb feltételeket teremtenek. Bizonyos távolságban az elülső részecskék oldalt sodródnak a légellenállás következtében, átadva helyüket a még elegendő kinetikus energiával rendelkező részecskéknek. Ezek a részecskék ismét gyorsan elvesztik kinetikus energiájuk nagy részét és a folyamat az előbbieket szerint újra ismétlődik. A sugár felszínén mozgó részecskék levegőrészecskéket ragadnak magukkal, melyek szintén hozzájárulnak a porlasztás folyamatához. Ezenkívül a felszín közelében a belső nagyméretű turbulencia szintén nagymértékben csökkenti a sugár tömörségét is [54].

A fenti megfontolásokból következik, hogy a sugár középső részén egy tömör és jelentős kinetikus energiával rendelkező ún. „középső mag” foglal helyet. A mag körül a szél felé folytonosan csökkenő sebességgel mozognak a részecskék. A sugár külső felszínén helyezkednek el a legapróbb részecskék, melyeknek saját sebessége már jelentéktelen, s ezért gyorsan fel tudják venni a belső légmozgás sebességét, biztosítva ezzel a levegővel való elkeveredés feltételeit.

Történtek kísérletek a tüzelőanyag-eloszlás elméleti számítására vonatkozólag, azonban ezek a számítások még közelítő jellegűek.

Jelöljük Q -val a fúvókától X távolságra levő F keresztmetszetre jutó tüzelőanyag mennyiségét, akkor az egységnyi testszögre vonatkoztatott tüzelőanyag-mennyiség:

$$f_Q = \frac{Q}{F} = Q \cdot \frac{X^2}{F} \text{ g/stereoradián,}$$

ahol $\frac{F}{X^2}$ — a sugár testszöge, X távolságban a fúvókától, ahol a sugár keresztmetszete F ; f_Q értéke adja az ún. tüzelőanyag-áramot.

A fajlagos tüzelőanyag-áramot ebből a következőképpen kapjuk:

$$f = \frac{Q}{Q_0} \cdot \frac{X^2}{F},$$

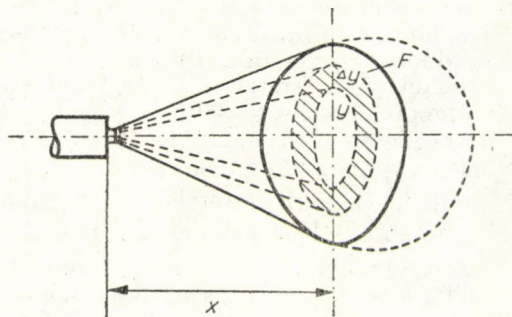
ahol Q_0 — a befecskendezett tüzelőanyag összmenyisége.

A fajlagos tüzelőanyag-áram I_g tüzelőanyag eloszlását jellemzi az adott keresztmetszetben. A fajlagos tüzelőanyag-áram egy keresztmetszetre nézve sem állandó érték, de most az egyszerűség kedvéért ezt feltételezzük [54]. Jelöljük f_{yQ} -val és f_y -nal egy tetszőleges y sugáron a tüzelőanyag-áram és a fajlagos tüzelőanyag-áram értékét, akkor az elemi dy szélességű körgyűrűre eső tüzelőanyag-mennyiség (49. ábra):

$$dQ = \frac{f_{yQ}}{X^2} \cdot 2\pi \cdot y \cdot dy.$$

Az egész keresztmetszetre jutó tüzelőanyag:

$$Q = \frac{2\pi}{X^2} \int_0^{\frac{b}{2}} f_{yQ} \cdot y \cdot dy;$$



49. ábra. A tüzelőanyag eloszlásának számítása a peremsugárban (elvi ábra)

az adott keresztmetszetre jutó tüzelőanyag viszonylagos mennyisége pedig

$$q = \frac{Q}{Q_0} = \frac{2\pi}{X^2} \int_0^{\frac{b}{2}} f_y \cdot y \cdot dy. \quad (106)$$

Hogy az integrálokat ki tudjuk számítani, ismerni kell $f_y = f(y)$ függvényt.

Mivel a fajlagos tüzelőanyagáram keresztmetszet menti eloszlása a sebességgel arányos, először a sebességeloszlást kell meghatározni.

Szabad-sugarak kísérleti vizsgálata [56] azt mutatta, hogy a sebességeloszlás egy adott keresztmetszet mentén, a

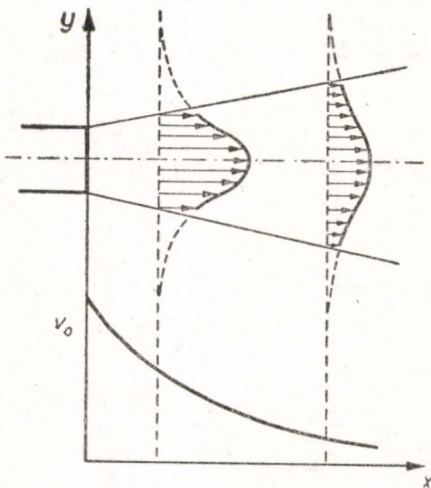
$$v_y = v'_0 \cdot e^{-h^2 y^2} \quad (107)$$

alakú egyenlettel adható meg (50. ábra), ahol v'_0 — a sebesség a sugár tengelyében, tetszőleges helyen, h — eloszlási állandó, mely egész sor paraméter függvénye.

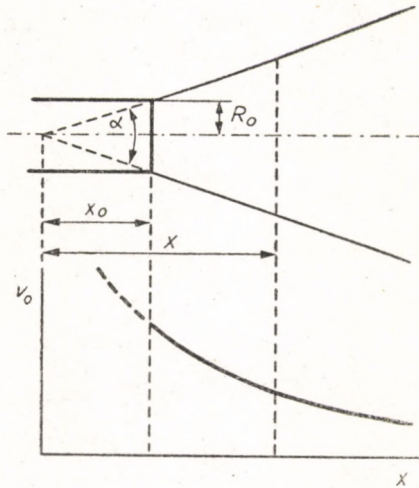
h -ra nézve első közelítésben a következő feltevést tehetjük:

$$h^2 = \frac{c \cdot \mu_{\bar{u}} \cdot d_c}{v_0 \cdot \rho_k \cdot x^2}, \quad (108)$$

ahol c — állandó.



50. ábra. A sebesség eloszlása a sugárban



51. ábra. A sebességeloszlás számításához (elvi ábra)

Ezzel a (107) egyenlet így írható fel:

$$v_y = \frac{v_0}{\left[1 + 0,04 \cdot \frac{n}{z} \cdot \sqrt{\frac{\gamma_k}{\gamma_{\bar{u}}} \cdot \frac{\mu_k}{\mu_{\bar{u}}} \cdot \left(\frac{d_s}{d_c}\right)^{1,5} \cdot t} \right]^2} \cdot e^{-\frac{c \cdot \mu_{\bar{u}} \cdot d_c}{v_0 \cdot \rho_k \cdot x^2} \cdot y^2}. \quad (109)$$

Az előzőek értelmében f_y -ra a következő feltevést tehetjük:

$$f_y = f_0 \cdot e^{-h^2 y^2}, \quad (110)$$

ahol f_0 — a fajlagos tüzelőanyagáram a sugár tengelye mentén.
Helyettesítve a fenti egyenletbe és integrálva, kapjuk:

$$q_x = \frac{2\pi \cdot f_0}{2h^2 \cdot x^2} \cdot \left[1 - e^{-h^2 \frac{b^2}{4}} \right]. \quad (111)$$

Az $f_0 = f(x)$ függvényt fúvókatípusonként célszerű kísérletileg megállapítani. Ha ez nem állana rendelkezésre, akkor a következő számítási módszert követhetjük.

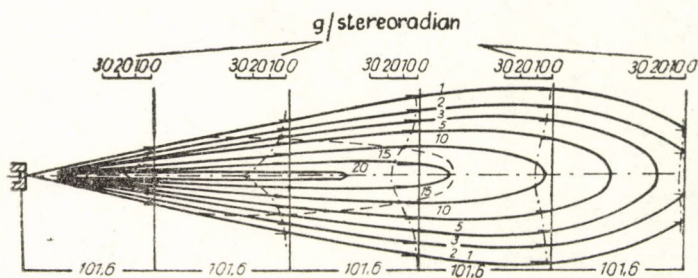
ABRAMOVICS [56] szerint a sugár tengelyében a sebesség ilyen alakban írható fel:

$$\frac{v'_0}{v_0} = \frac{0,96 R_0}{a \cdot X}, \quad (112)$$

ahol R_0 — a porlasztónyílás sugara.

A fenti kifejezés célszerűen a következő alakban írható át (51. ábra):

$$\frac{v'_0}{v_0} = \frac{R_0}{\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \cdot X}. \quad (113)$$



52. ábra. A tüzelőanyag eloszlása a sugárban

A fentiek alapján a fajlagos tüzelőanyagáram függvénye a következő lesz:

$$f'_0 = f_0 \cdot \frac{R_0}{\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \cdot X}. \quad (114)$$

A fenti (113) és (114) egyenletek $X > X_0$ értékeknél érvényesek. Logaritmizálva a (110) egyenletet:

$$\ln f_y = \ln f_0 - h^2 \cdot y^2,$$

látható, hogy az $\ln f_y - y^2$ koordináta-rendszerben egyeneseket kapunk. Ezért, adott keresztmetszeten, elég kísérletileg meghatározni f_y értékét, két tetszőleges y értéknél.

A jellegzetes eloszlási görbéket az 52. ábrán láthatjuk, a fajlagos tüzelőanyag-áram függvényében. Az ábrából látható, hogy az eloszlás, távolodva a

fúvókától, javul. A fúvóka közelében a sugár még igen tömör, csaknem teljes keresztmetszetében. Távolodva a fúvókától, a sugár kiszélesedik, a központi rész tömörsége csökken, az eloszlás a keresztmetszet mentén mind jobban kiegyenlítődik. Az ábrából látható, hogy távolodva a fúvókától, az adott keresztmetszetig eljutó tüzelőanyag mennyisége csökken. Az ellennyomás növelésével az eloszlás egyenletesebb lesz, s ugyanúgy a porlasztónyílások átmérőjének csökkenésével is az eloszlás nagymértékben javul.

A befecskendezési nyomás növelésével, mint azt szintén a kísérletek mutatják, az eloszlás javul, míg a viszkozitás növekedése rontja az üzemanyag eloszlását [9].

III. fejezet

A TÜZELŐANYAGCSEPPEK PÁROLGÁSI FOLYAMATAI

Diesel-motorok hajtóanyagául folyékony halmazállapotú tüzelőanyag szolgál, a hengerben viszont tüzelőanyagpára—levegő keverék ég el. Ezért a megfelelő mennyiségű tüzelőanyagot nemcsak be kell juttatni a hengerbe, hanem azt kellő időben el is kell párologtatni a levegővel elkeverni. A tüzelőanyag párolgási folyamata belsőégésű motorokban egyike a legfontosabbaknak, s a párolgási képesség a tüzelőanyag egyik legfontosabb jellemzője.

A tüzelőanyag párolgása belsőégésű motorban igen bonyolult fizikai folyamat. A rendelkezésre álló idő mindössze néhány ezredmásodperc, ezért a párolgási intenzitás növelése céljából a tüzelőanyagot nagyszámú apró részecskére porlasztják szét. A cseppek változó sebességű mozgása miatt instacioner párolgási folyamattal van dolgunk, változó hőátadási tényező mellett.

A párolgási folyamatot még bonyolítja az a tény is, hogy a használt tüzelőanyagok nem egyedi szénhidrogének, hanem bonyolult több komponensű elegyek. Az egy és két komponensű elegyek párolgási folyamata ma már eléggé kitanulmányozott, míg a több komponensű folyadékok párolgási folyamatának vizsgálata sok nehézséget okoz.

1. § HŐÁTADÁS A CSEPPEKEN

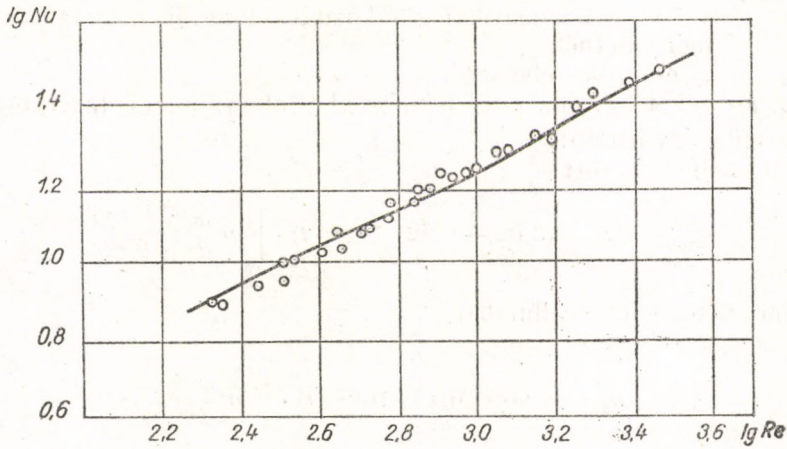
A tüzelőanyag-cseppek közvetlen szétesésük után gyorsan felmelegsznek. A felmelegedési idő kiszámításához ismerni kell a hőátadási tényezőt. 150—200 m/sec kiáramlási sebesség mellett az átlagos cseppátmérő 10—40 mikron között változik. Mai Diesel-motoroknál a befejező pillanatában a közeg nyomása, $p \approx 30-40$ at, míg hőmérséklete, $t \approx 500-600$ °C. A fenti értékek figyelembevételével a Re -szám, 150—200 m/sec sebességi intervallumban, 3000-től 150-ig változik.

Az idevágó kísérletek VIRUBOVtól [57] származnak, aki különböző cseppátmérőkre meghatározta a hőátadási tényezőt a Re -szám függvényében.

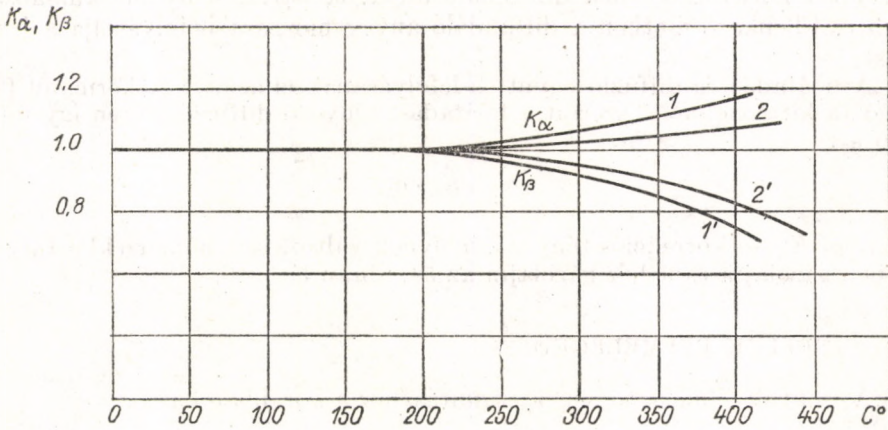
A kísérletek eredményeit az 53. ábrán láthatjuk. Az egyenestől bizonyos mértékű eltérés tapasztalható a $\lg Re = 2,8-3,1$ intervallumban, amely a laminárisból a turbulens áramlásba való átmenetet jelzi. A görbe egyenlete jó közelítéssel a következőképpen adható meg:

$$Nu = 0,54 Re^{0,5}, \quad (115)$$

ahol $Nu = \frac{a d}{\lambda} = (\text{Nusselt-szám}),$



53. ábra. Cseppek hőátadási viszonyai



1, 1' - Gázolaj
2, 2' - Nehéz gázolaj

54. ábra. K_α és K_β tényezők változása a hőmérséklet függvényében

- α — hőátadási tényező
- d — cseppátmérő,
- λ — hővezetési együttható (levegőé).

Érdekes megjegyezni, hogy ULSAMER és HILPERT [12, 13] a fentihez egész közeleő értékeket kapott hengeres testekre.

A (115) egyenletből a hőátadási tényező

$$\alpha_k = 0,54 \frac{\lambda}{\sqrt{\nu}} \sqrt{p \frac{w}{d}} \text{ kcal/m}^2 \text{ C}^\circ \text{ óra,} \quad (116)$$

ahol ν — a levegő kinematikai viszkozitása 1 at nyomásnál és t C° hőmérsékletnél,

w — a cseppek sebessége.

λ és ν értékét egy bizonyos hőmérséklet-intervallumra helyettesítve, a (116) egyenlet így írható:

0—300 C° között

$$\alpha_k = (3,02 - 0,92 \cdot 10^{-3} \cdot t) \cdot \sqrt{p \frac{w}{d}},$$

míg 300—600 C° intervallumban

$$\alpha_k = (2,86 - 0,40 \cdot 10^{-3} \cdot t) \cdot \sqrt{p \frac{w}{d}}.$$

A fenti hőátadási tényezők a tiszta hőátadás esetére vonatkoznak, amikor a cseppek környezetében a diffundáló anyagok parciális nyomáskülönbsége kicsiny. Ellenkező esetben a diffundáló anyag mozgása befolyásolja a hőátadást.

A hőátadás és diffúzió együttes lefolyásának elméletét Ackermann [11] dolgozta ki. Az elmélet szerint a hőátadási tényező diffúzió esetén így fejezhető ki:

$$\alpha = K_\alpha \cdot \alpha_k,$$

ahol K_α — korrekciós tényező, melynek változása a hőmérséklet függvényében gázolajra és nehéz gázolajra az 54. ábrán látható.

2. § A CSEPPEK FELMELEGEDÉSE

A cseppek felmelegedésének számításához a korábban kapott

$$Nu = 0,54 \cdot Re^{0,5}$$

összefüggést használjuk fel, a következő egyszerűsítő feltevések mellett:

a) A felmelegedési folyamatot kvázistacionernek gondoljuk, így a fenti stacioner viszonyokra kapott összefüggés használható.

b) A $Nu = f(Re)$ összefüggést, amely $Re = 100$ —3000 intervallumra vonatkozik, kiterjesztjük a $Nu = 2$ értéknek megfelelő minimális Re -számig. Kisebb Re -számok esetén ebben az esetben a Nu -szám valamivel kisebbre adódik, ez azonban lényegesebb hibát nem okoz.

c) Feltételezzük, hogy a cseppek csak felmelegednek — párolgás nélkül.

A fenti feltételek, valamint a (86) és (115) egyenletek alapján írhatjuk

$$0,54 \left(\frac{1}{Nu} - \frac{1}{Nu_0} \right) = kt,$$

vagy

$$\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\alpha_0} = q \cdot t, \quad (117)$$

ahol

$$q = 17,35 \frac{\gamma_k \nu_k}{\gamma_{\bar{u}} \lambda d},$$

vagyis egy állandó érték.

A (117) egyenletből meghatározható a cseppek pillanatnyi hőátadási tényezője t idő elteltével

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{\alpha_0 q t + 1}, \quad (118)$$

míg a t időre számított közepes érték

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{t} \int_0^t \frac{\alpha_0 dt}{\alpha_0 q t + 1} = \frac{1}{q t} \ln (\alpha_0 q t + 1). \quad (119)$$

A hőátadási tényező minimális értéke a tiszta hővezetés feltételéből kapható, amikor $Nu = 2$

$$\alpha_{\min} = \frac{2 \lambda}{d}.$$

Az az idő, amíg a cseppek elérik α_{\min} értékét

$$t_1 = \frac{1}{q} \left(\frac{1}{\alpha_{\min}} - \frac{1}{\alpha_0} \right). \quad (120)$$

A pillanatnyi hőátadási tényező változását $d = 10$ és 20μ átmérőjű cseppek esetére az 55. ábra mutatja [57]. Mint látható, a hőátadási tényező értéke igen gyorsan csökken, és $0,14 \cdot 10^{-3}$ illetve $0,6 \cdot 10^{-3}$ sec elteltével a felmelegedés α_{\min} értékével folytatódik.

A felmelegedés folyamatában tehát két szakaszt lehet kijelölni:

- a) a cseppek felmelegedése változó hőátadási tényező mellett és
- b) felmelegedés állandó α_{\min} hőátadási tényezővel.

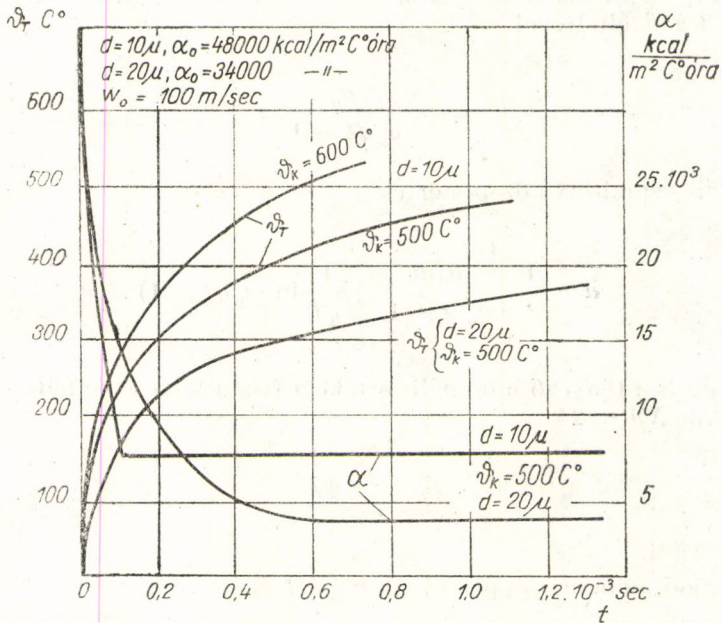
Az első szakaszra a hőmérleget a következőképpen írhatjuk:

$$\alpha f_T (\vartheta_k - \vartheta_T) dt = C_T g_T d\vartheta_T,$$

ahol f_T — a csepp felszíne,
 g_T — a csepp súlya,
 C_T — a csepp fajhője,
 $\vartheta_k; \vartheta_T$ — a közeg és a csepp hőmérséklete,
 t — az idő.

A fenti egyenletet integrálva:

$$\int_0^t \frac{\alpha_0 dt}{\alpha_0 qt + 1} = C_T \frac{g_T}{f_T} \int_{\vartheta_k'}^{\vartheta_T'} \frac{d\vartheta_T}{\vartheta_k - \vartheta_T}.$$



55. ábra. Cseppek hőtadási tényezőjének és hőmérsékletének változása az idő függvényében

Figyelembe véve, hogy

$$\frac{g_T}{f_T} = \frac{\gamma_T d}{6} \quad \text{és} \quad \frac{\gamma_k v_k}{\lambda} = 7,4 \quad (\text{a hőmérséklettől függetlenül}),$$

kapjuk, hogy

$$\frac{\vartheta_k - \vartheta_T'}{\vartheta_k - \vartheta_T} = (\alpha_0 qt + 1) C_T \frac{1}{21}. \quad (121)$$

A második szakaszban $\alpha = \alpha_{\min} = \text{konst.}$, s így

$$\alpha_{\min} \int_T (\vartheta_k - \vartheta_T) dt = C_T g_T d \vartheta_T,$$

ahonnan

$$\ln \frac{\vartheta_k - \vartheta_T''}{\vartheta_k - \vartheta_T'} = \frac{12 \lambda}{C_T \gamma_T d^2} (t - t_1). \quad (122)$$

A (121) és (122) egyenlet alapján végzett számítások eredményét szintén az 55. ábrán láthatjuk [57].

A fenti számítási módszerhez meg kell jegyezni, hogy az a cseppek közepes hőmérsékletét adja. A valóságban a csepp felszínén a közepesnél nagyobb, míg a csepp középpontjában a közepesnél kisebb hőmérséklet uralkodik. Az eltérés viszonylagos értéke mindkét irányban a felmelegedési folyamat első felében a legnagyobb (α nagy értéke miatt), majd fokozatosan csökken. A csepp-átmérők növekedésével a hőmérsékletkülönbség növekszik.

VIRUBOV [57] számításai szerint a csepp felszínén uralkodó hőmérséklet, különösen kisebb átmérőjű cseppeknél, nem tér el lényegesen a közepes hőmérséklettől, így a számításokat elegendő a közepes hőmérséklet szerint végezni. Ez annál is inkább megtehető, mivel a számítások a párolgási folyamatot nem veszik figyelembe. A párolgás hőelvonással jár együtt, s így a felszín hőmérséklete csökken.

3. § A PÁROLGÁSI FOLYAMAT ÉS TÖRVÉNYSZERŰSÉGEI

Minden szabadfelülettel rendelkező folyadék párolog. A felszíni rétegben levő molekulák a hőmozgás következtében legyőzik a szomszédos molekulák vonzó (kohéziós) erejét, s kirepülve a környező térbe, szabad gőzmolekulává válnak.

A folyadékfelszínből csak azok a molekulák tudnak kirepülni, melyeknek a folyadékfelszínre merőleges sebességkomponense elegendő nagy a kohéziós erők legyőzésére.

Ha a molekulák kilépési munkája E , akkor a kilépő molekulákra kell hogy fennálljon az

$$\frac{m \cdot U_x^2}{2} > E$$

összefüggés, ahol m — a molekulák tömege, U_x — a molekulasebesség felületre merőleges komponense.

Az egész párolgási folyamatot három részre oszthatjuk fel:

1. molekulák kilépése a folyadékfelszínből,
2. a kilépett molekulák diffúziója a környezetbe, és
3. a folyadékfelszínnel ütköző molekulák kondenzációja.

Ha a folyadékfelszín felett vákuum van, akkor a kilépő molekulák szabad úthosszát gyakorlatilag csak a körülvevő tér falai korlátozzák. Ebben az eset-

ben a molekulák kondenzációja megszűnik, s a párolgás sebessége a lehető legnagyobb lesz (szabad párolgási folyamat).

Ha a folyadékfelszín felett valamilyen gáz foglal helyet, akkor a kilépő molekulák a gázmolekulákkal ütköznek, és egy részük ezáltal visszajut a folyadékfelszínre. A folyadékfelszínnel ütköző molekulák nem mindegyike kondenzálódik, vagyis egy molekulának többször is kell a folyadékfelszínnel ütköznie, amíg elnyelődik. Ha ξ számú ütközés közül csak egy végződik kondenzációval, akkor az $a = \frac{1}{\xi}$ úgynevezett akkomodációs tényezővel jellemezhetjük a molekulák kondenzációra való hajlamosságát.

Néhány anyag akkomodációs tényezője az alábbi táblázatban látható.

1. táblázat

Anyag	a
Etilalkohol	0,02
Metilalkohol	0,04
Víz	0,04
Kloroform	0,18
Toluol	0,55
Benzol	0,9

Az akkomodációs tényező tág határok között változik, és legnagyobb értékét szimmetrikus és nem poláris molekulájú folyadékok esetén, míg legkisebb értékét erősen poláris molekulájú folyadékoknál éri el.

A párolgás sebessége a kinetikai gázelmélet alapján a következő egyenlettel fejezhető ki:

$$w = \frac{N}{v - b} \left(\frac{RT}{2\pi\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot e^{\frac{l_i}{RT}} \cdot \left(1 - \frac{p}{p_s} \right), \quad (123)$$

ahol $N = 6,06 \cdot 10^{23}$ — Avogadro-szám,

v — mólterfogat,

b — Van der Waals-féle térfogati állandó,

μ — molekulásúly,

l_i — párolgási hő,

p_s — telített gőz nyomása,

p — a parciális gőznyomás a párolgási térben.

A párolgási folyamat kezdetekor a gőzfázis parciális nyomása $p = 0$, amiből következik, hogy a párolgás maximális sebességgel indul. p értékének növekedésével a párolgási sebesség csökken, majd $p = p_s$ esetén zérus lesz.

Ilyenkor a folyadékfelszínből kilépő molekulák száma egyenlő a kondenzálódó molekulák számával, a folyékony és gőzfázis között egyensúly áll be.

A (123) egyenlet röviden a következőképpen írható fel:

$$w = w_0 \left(1 - \frac{p}{p_s} \right) = \frac{w_0}{p_s} (p_s - p), \quad (124)$$

ami alakra teljesen azonos a DALTON által még 1803-ban felfedezett párolgási törvénnyel, amely szerint

$$w = A (p_s - p). \quad (125)$$

A (123), (124) és (125) egyenletek összevetéséből látható, hogyan függ össze a Dalton-képlet A arányossági tényezője a párolgó anyag molekulasúlyával, moltérfogatával, párolgási hőjével, telítettgőz-nyomásával, s a hőmérséklettel.

A párolgási sebesség vizsgálata azt mutatta, hogy a vákuumban mért párolgási sebesség mindig néhány százszorosa a levegőben mért értékeknek, függetlenül az akkomodációs tényezőtől. Ebből azt a fontos következtetést lehet levonni, hogy a párolgás sebességét nem annyira a párolgás és kondenzáció folyamatai határozzák meg, hanem főként a kilépő molekulák diffúziója a környezetbe.

4. § PÁROLGÁS ÉS DIFFÚZIÓ

Ha a párolgás nem vákuumba történik, akkor a kilépő molekulák a folyadék felszínén telítettgőz réteget alkotnak, s innen diffúzió útján terjednek tovább a körülöttük levő térbe. A diffúzió útján elvont molekulák biztosítják a folyadék további párolgását. Így természetes, hogy a párolgás sebessége összefüggésben van a diffúzió sebességével.

A diffúzió jelenségét vizsgálva már MAXWELL és STEFAN megállapította, hogy a diffúzió tényezője nem függ a diffundáló anyag koncentrációjától. Ez a körülmény tette lehetővé a diffúzió elméletének alkalmazását párolgási jelenségek vizsgálatához [61].

Helyezzünk el egy nyitott edényben folyadékot (56. ábra). A folyadékfelszín felett lesz a koncentráció a maximális, amely az adott hőmérséklethez tartozó telítettgőz-koncentrációnak felel meg. Egy tetszőleges CD keresztmetszeten át diffundáló anyagmennyiség:

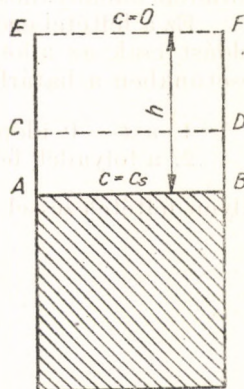
$$dM = -D \cdot F \frac{dc}{dx} dt, \quad (126)$$

ahol D — a diffúzió tényezője,

F — az edény keresztmetszete,

$\frac{dc}{dx}$ — a gőzkoncentráció gradiense a diffúzió

irányában.



56. ábra. Folyadék párolgása nyitott edényben

A diffúzió közepes sebességét az 1 cm² keresztmetszeten 1 sec. alatt áthaladt anyagmennyiség adja

$$w_{D\text{köz}} = \frac{M}{F \cdot t} = \frac{M_1}{t}, \quad (127)$$

ahol $M_1 = \frac{M}{F}$ = az egységnyi felületen áthaladó anyagmennyiség.

A diffúzió valódi, pillanatnyi sebességét a $\frac{dM_1}{dt}$ differenciálhányados adja:

$$w_D = \frac{dM_1}{dt} = -D \frac{dc}{dx} = -D \text{ grad } c. \quad (128)$$

A mínusz jel azt jelenti, hogy a diffúzió csökkenő koncentrációk felé halad.

A diffúzió jelenségének differenciálegyenlete egyméretű diffúzió esetén a következő [61]:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}, \quad (129)$$

illetve

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}. \quad (130)$$

A fenti egyenletek szerint az első parciális differenciálhányados az egyik változó szerint (t) arányos a másik változó szerinti (x) második parciális differenciálhányadossal.

Ez a feltétel egész sor különböző függvényre is teljesül, így konkrét megoldást csak az adott határfeltételek figyelembevételével nyerhetünk. A mi esetünkben a határfeltételek a következők:

1. a $t = 0$ időpillanatban bármely x értéknél $c = 0$,
2. a folyadék felszínén vagyis $x = 0$ helyen a koncentráció állandó $c = c_s$.

Ilyen feltételezéssel a megoldás

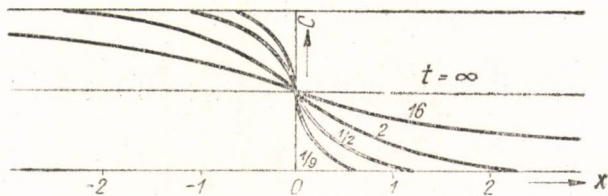
$$c = c_s \left(1 + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{Dt}}} e^{-y^2} \cdot dy \right) \quad (131)$$

alakban adható meg. A zárójelben levő integrál mint »hiba-integrál« ismeretes és értéke sorbafejtéssel vagy táblázatokból határozható meg. Az integrál ismer-

retében megszerkeszthető a diffúzió időbeni és térbeni menete görbesereg formájában (57. ábra).

Kimutatható, hogy állandó koncentrációnál ($c = \text{konst.}$) az $\frac{x}{2\sqrt{D \cdot t}} = \text{konst.}$, amiből következik, hogy

$$x_1^2 : x_2^2 = t_1 : t_2,$$



57. ábra. A diffúzió terjedése térben és időben

vagyis a koncentráció időbeni változása gyorsabb, mint a térbeli változása $\left(\frac{x^2}{t} = \text{konst.}\right)$.

5. § A CSEPPEK PÁROLGÁSI FOLYAMATA

A cseppek párolgási folyamata lényegesen különbözik sík felületek párolgási viszonyaitól. Már régóta ismeretes, hogy a párolgás annál gyorsabb, minél kisebb a cseppek átmérője. Ezért belsőgésű motorok esetén is a tüzelőanyagot nagyszámú apró cseppekre porlasztják szét.

Cseppek párolgási törvényszerűségének levezetéséhez a következő egyszerűsítő feltételezéseket vesszük: 1. A cseppek alakja gömb, 2. a cseppek állnak a környező levegőhöz viszonyítva, 3. a tér kiterjedése, melyben a párolgás történik, végtelen, 4. a párolgás folyamata stacioner és 5. a cseppek felületén a gőz telített.

A diffúzió törvényének differenciálegyenlete polárkoordinátákban a következő lesz:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 (cr)}{\partial r^2}, \quad (132)$$

ahol r — a csepp középpontjától való távolság.

Mivel a párolgási folyamatot az adott dt időszakban stacionernek gondoljuk (a csepp sugarának változását elhanyagoljuk), ezért

$$\frac{\partial c}{\partial t} = 0.$$

A (132) egyenlet alapján pedig

$$\frac{\partial^2 (cr)}{\partial r^2} = 0. \quad (133)$$

A fenti egyenletet integrálva kapjuk:

$$c = \frac{A}{r} + B, \quad (134)$$

ahol A és B — integrációs állandók, melyek a kezdeti feltételekből határozhatók meg.

$r = \infty$ esetén

$$B = c_\infty,$$

míg $r = r_0$, ahol r_0 jelenti a csepp sugarát. Ezekből

$$A = r_0 (c_s - c_\infty),$$

ahol c_s — a telített gőz koncentrációja.

A (134) egyenletből differenciálással kapjuk, hogy

$$\frac{\partial c}{\partial r} = - \frac{A}{r^2}, \quad (135)$$

vagyis a koncentráció-gradiens a csepp középpontjától mért távolság négyzetével fordítva arányos.

A csepp felületéről az egységnyi idő alatt elpárolgott folyadék mennyisége

$$G_0 = - 4 r^2 \pi D \frac{\partial c}{\partial r}.$$

Mivel

$$- r^2 \frac{\partial c}{\partial r} = A = r_0 (c_s - c_\infty),$$

így

$$G_0 = 4 r_0 \pi D (c_s - c_\infty), \quad (136)$$

vagy a parciális nyomásokkal kifejezve

$$G_0 = 4 r_0 \pi D \frac{p_s - p_\infty}{RT}. \quad (137)$$

Abban az esetben, ha $c_\infty = 0$, — azaz a végtelenben a koncentráció zérus — a fenti egyenletek a következőképpen írhatók:

$$G_0 = 4 r_0 \pi D c_s \quad (138)$$

illetve

$$G_0 = 4 r_0 \pi D \frac{p_s}{RT} \quad (139)$$

A fenti egyenletekből látható, hogy az egységnyi idő alatt elpárolgó folyadék mennyisége nem a felülettel, hanem a cseppek sugarával arányos lineárisan.

A (138) és (139) egyenletekből levezethető, hogy

$$\frac{dF}{dt} = \text{konst.},$$

vagyis a párolgó cseppek felülete lineárisan csökken az időben. Ezt kísérletek [61] is igazolták, feltéve, hogy a cseppek átmérője nem volt túlzottan kicsiny.

Így pl. víz esetében $r_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ mm-ig volt megfigyelhető a $\frac{dF}{dt} = \text{konst.}$

Ennél kisebb cseppek esetén $\frac{dF}{dt}$ értéke csökkent.

A cseppek párolgási folyamata közben azok hőmérséklete csökken, ezért a párolgási sebesség számításánál ezt figyelembe kell venni. A cseppek hőmérséklete a párolgásra fordított hőveszteségtől, valamint a környezettől felvett hőmennyiségtől függ.

A környezettől a hővezetés által felvett hő, a diffúzió kifejezéséhez hasonlóan,

$$U = 4 \pi r_0 \lambda (T_\infty - T_0), \quad (140)$$

ahol λ — hővezetési együttható,

T_0 — a csepp hőmérséklete,

T_∞ — a környezet hőfoka.

A párolgásra fordított hő

$$U' = G_0 \cdot l_i = 4 r_0 \pi \cdot l_i \cdot D c_s. \quad (141)$$

Stacioner párolgás esetén $U = U'$, vagyis

$$4 \pi r_0 \lambda (T_\infty - T_0) = 4 r_0 \pi l_i D \cdot c_s,$$

ahonnan

$$T_\infty - T_0 = \frac{l_i D c_s}{\lambda} = \frac{l_i \cdot D p_s}{\lambda R T_0}. \quad (142)$$

Ha ismert a telített gőz nyomása a hőmérséklet függvényében $p_s = f(T_0)$, akkor T_0 és p_s értékei egyértelműen meghatározhatók.

A (138) és (142) egyenletek segítségével meghatározható a párolgás sebessége

$$w = \frac{\lambda}{l_i \cdot r_0} (T_\infty - T_0). \quad (143)$$

Eszerint a párolgás sebessége a pszichrometrikus különbséggel ($T_\infty - T_0$) egyenesen arányos.

Az összefüggés lineáris voltát LEONOV [59] kísérletileg is igazolta. A másodpercenként elpárolgott folyadék mennyisége a hőmérsékletcsökkenés figyelembevételével

$$G = G_0 \left(1 - \frac{l_i^2 D p_s}{\lambda R T_0} \right). \quad (144)$$

Látható, hogy a párolgás sebessége kisebb lesz, mint a hőmérsékletcsökkenés figyelembevétele nélkül.

6. § PÁROLGÁS LÉGÁRAMBAN

Az előzőekben álló folyadék párolgási folyamatait vizsgáltuk, álló közegben. Az ilyen párolgást *statisztikus párolgási folyamatnak* nevezzük.

A gyakorlati esetek túlnyomó részében a párolgó anyag és a környezet elmozdul egymáshoz viszonyítva, ekkor *dinamikus párolgási folyamattal* állunk szemben. Ez utóbbi esetben már nem a molekuláris diffúzió sebessége határozza meg a párolgási sebességet, hanem az áramlás okozta konvektív áramok és a *turbulens pulzáció*. Mennél gyorsabban vonjuk el a cseppek felszínéről a telített gőz réteget, annál gyorsabb lesz a párolgás.

Légáramban létrejövő párolgási folyamat igen bonyolult komplexum, ezért számítása tisztán elméleti úton nagy nehézségekbe ütközik. Az elmélet további tökéletesítése a hidrodinamika és hőátadás elméletének általános fejlődésével kapcsolatosan várható.

Hasonlóan a hőátadási problémák megoldásához, párolgási folyamatok esetén is sikerrel alkalmazhatók a hasonlósági törvények. Így általános esetben az egyes méretnélküli számok között a következő funkcionális összefüggés áll fenn [61]:

$$Nu' = f(Re, Gr', Pr'),$$

ahol Nu' — a *Nusselt*-szám párolgás esetére,

Re — a *Reynolds*-szám,

Gr' — a *Grasshof*-szám párolgás esetére,

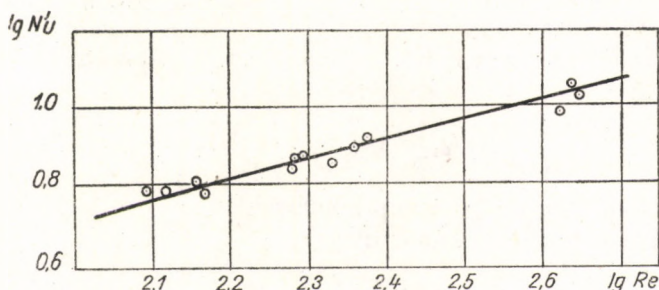
Pr' — a *Prandtl*-szám párolgás esetére.

Turbulens áramlás okozta kényszer-konvekció esetén a szabad — azaz a párolgás folytán létrejött — konvekció hatását elhanyagolhatjuk és ilyenkor a fenti egyenletből a *Grasshof*-szám kiesik.

$$Nu' = f(Re, Pr').$$

A fenti kifejezést általában a következő alakban használják [61]:

$$Nu' = K (Re)^n \cdot (Pr')^m, \quad (145)$$



58. ábra. Cseppek párolgási viszonyai

Párolgási folyamatok esetén a *Prandtl*-szám közel van az egységhez, míg kitevője 0,3—0,44 között változik. Így jó közelítéssel írható, hogy

$$Nu' = K_1 (Re)^n = k \cdot Nu, \quad (146)$$

ahol K ill. K_1 — állandók.

A (115) egyenlet szerint gömb alakú cseppekre

$$Nu = 0,54 Re^{0,5},$$

és $k = 0,96$ értékkel kapjuk, hogy

$$Nu' = 0,52 \cdot Re^{0,5}, \quad (147)$$

ahol

$$Nu' = \frac{\beta \cdot d}{D}.$$

A (147) egyenletből meghatározható a β párolgási tényező a Re -szám, valamint a cseppátmérő függvényében. Az egyenlet helyességét VIRUBOV [57] kísérletekkel is igazolta (58. ábra).

7. § CSEPPEK IZOTERMİKUS PÁROLGÁSI FOLYAMATA

Az előzőkben láttuk, hogy a nagy hőátadási tényező miatt a cseppek felszíne rendkívül gyorsan felmelegszik. Maga a párolgási folyamat ennél jóval hosszabb ideig tart, s az viszonylag szűk hőmérséklet-intervallumban folyik le (55. ábra).

Ezért VIRUBOV [58] feltételezte, hogy a cseppek felszíne pillanatnyilag melegszik fel az egyensúlyi hőmérsékletre, s maga a párolgási folyamat izotermikus. Az 55. ábrából az is látható, hogy a párolgási folyamat lényegében állandó α_{\min} mellett ($Nu = 2$) folyik le, vagyis konduktív hőcserének és molekuláris diffúzióknak megfelelő viszonyok között. A fenti feltételezések kis átmérőjű (<20 mikron) cseppekre jól teljesülnek, nagyobb cseppekre mint első közelítést kell tekintenünk.

Ha most a cseppekre felírjuk a hőmérleget, a csepp által felvett hőmennyiség

$$Q_1 = 4 r_0^2 \pi (\vartheta_k - \vartheta_T), \quad (148)$$

ahol ϑ_k, ϑ_T — a levegő és a csepp hőmérséklete.

A párolgásra fordított hőmennyiség

$$Q_2 = \beta 4 r_0^2 \pi (p_s - p_0) l_i, \quad (149)$$

ahol β — párolgási tényező,

$p_s - p_0$ — a parciális nyomások különbsége a csepp felületén és a környezetben,

l_i — a párolgási hő, melyet a következőképpen számíthatunk:

$$l_i = i_s + i_t - i_0,$$

ahol i_s — a telített gőz hőtartalma a párolgási hőmérsékleten, amely

gázolaj esetén ($\gamma = 0,85$) : $i_s = 60 + 0,56 \vartheta_T$.

nehéz gázolajra ($\gamma = 0,90$) : $i_s = 50 + 0,61 \vartheta_T$,

i_t — a gőz túlhevítésére fordított hő fele

$$i_t = C_t \frac{\vartheta_k - \vartheta_T}{2},$$

i_0 — a folyékony üzemanyag hőtartalma a befecskendezési hőmérsékleten

$$i_0 = C_T \vartheta_0.$$

A fajhőket állandónak vehetjük fel, s megfelelően $C_t = 0,6$ és $C_T = 0,5$ Kcal/kg C° értékekkel számolhatunk.

A (148) és (149) egyenleteket egyenlővé téve kapjuk, hogy

$$\alpha(\vartheta_k - \vartheta_T) = \beta(p_s - p_0)l_i,$$

vagy figyelembe véve, hogy a jelen esetben

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda} = 2; \quad Nu' = \frac{\beta d}{D} = 2,$$

egyenletünk a következőképpen írható:

$$\lambda(\vartheta_k - \vartheta_T) = D p_s \cdot l_i, \quad (150)$$

feltéve, hogy $p_0 = 0$.

A telített gőz nyomása a hőmérséklet függvényében a következő egyenlettel fejezhető ki:

$$p_s = A \cdot e^{-\frac{B}{T_s}}, \quad (151)$$

míg a diffúzió tényezője adott hőmérséklet és nyomás mellett

$$D = D_0 \frac{T_0}{273 \cdot p_k}, \quad (152)$$

ahol D_0 — a diffúzió tényezője a környezet hőfokán.

Ez utóbbi kifejezéseket helyettesítve a (150) egyenletbe, meghatározható a párolgás egyensúlyi hőmérséklete:

$$\lambda(\vartheta_k - \vartheta_T) = D_0 \frac{T_0}{273 \cdot p_k} \cdot l_i \cdot A e^{-\frac{B}{T_s}}. \quad (153)$$

A fenti egyenletekben szereplő állandók értékeit az alábbi táblázat tartalmazza.

2. táblázat

	Gázolaj	Nehézáolaj
Fajsúly, γ kg/m ³	850	900
Diffúzió tényezője D [m/óra] ..	$0,121 \cdot 10^{-4}$	$0,140 \cdot 10^{-4}$
A állandó kg/m ²	$6,0 \cdot 10^7$	$2,76 \cdot 10^7$
B állandó	$4,15 \cdot 10^3$	$3,97 \cdot 10^3$

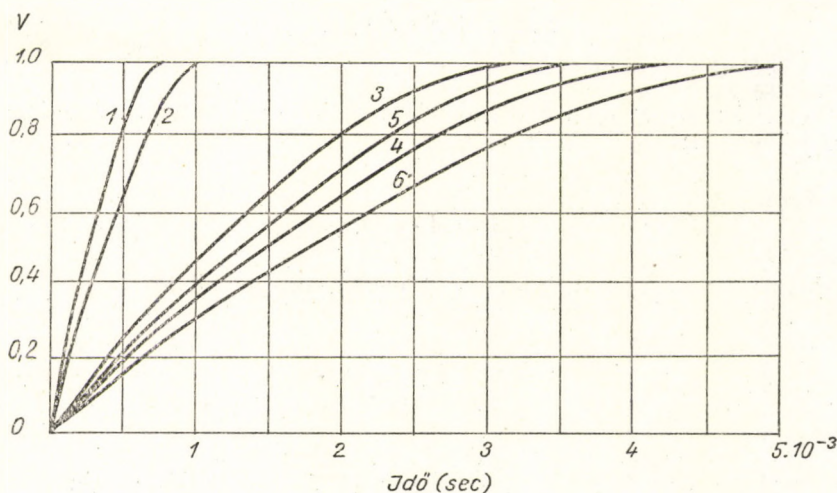
A dt idő alatt elpárolgott üzemanyag súlya így írható

$$dG = \beta f \cdot p_s \cdot dt, \quad (154)$$

ahol f — a csepp felülete.

Molekuláris diffúzió esetén $Nu' = 2$, így

$$\beta = \frac{2D}{d}$$



59. ábra. Különböző átmérőjű cseppek párolgása az idő függvényében

s ezzel a (154) egyenletről a párolgás sebessége a cseppátmérő (d) csökkenése alapján:

$$\frac{d}{dt}(d^3) = \frac{12 \cdot D p_s}{\gamma} d = K' d. \quad (155)$$

Izotermikus párolgás esetén $K' = \text{állandó}$, és a fenti egyenlet integrálható.

$$d^2 = d_0^2 - Kt, \quad (156)$$

ahol $K = \frac{8 D p_s}{\gamma}$,

d_0 — a csepp kezdeti átmérője.

A (156) egyenlet segítségével meghatározható a cseppek átmérőjének csökkenése az időben. A csepp teljes elpárolgása esetén $d = 0$, s ezzel a párolgás ideje

$$t_0 = \frac{d_0^2}{K} \tag{157}$$

A cseppek részleges elpárolgási ideje a cseppek relatív térfogatának függvényében:

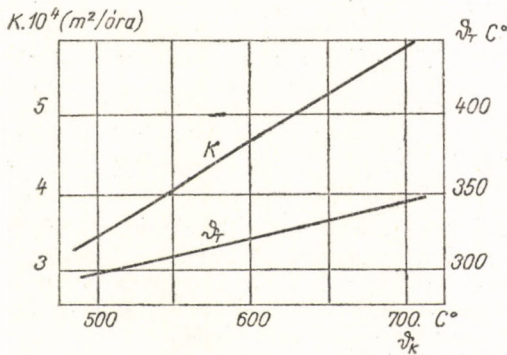
$$t = t_0 [1 - (1 - V)^{2/3}] \tag{158}$$

ahol V — az elpárolgott térfogat a kezdeti térfogat tört részeiben kifejezve.

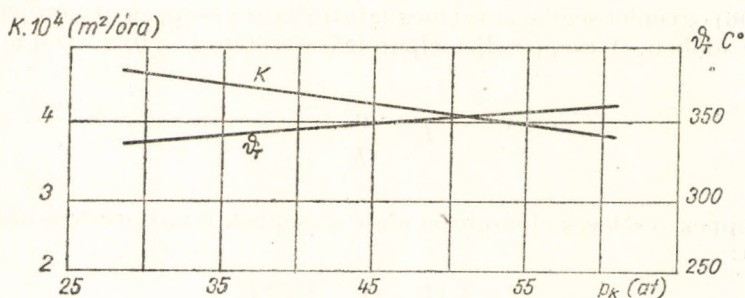
Egy ilyen számítás eredményeit láthatjuk az 59. ábrán 10 és 20 μ csepp-átmérőkre, gázolaj és nehézgázolaj esetén. A görbékhez tartozó adatokat a mellékelt táblázat tartalmazza.

3. táblázat

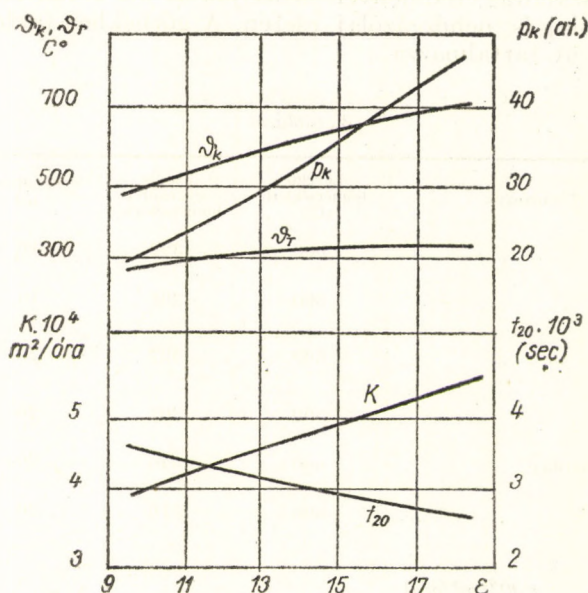
A görbék sorszáma	Üzemanyag	Levegő hőmérséklete (C°)	Csepp egyensúlyi hőmérséklete	Cseppátmérő (μ)	Levegő nyomása (at)
1	gázolaj	600	322	10	30
2	„	500	301	10	30
3	„	600	322	20	30
4	„	500	301	20	30
5	nehézgázolaj	600	340	20	30
6	„	500	316	20	30



60. ábra. A cseppek hőmérséklete és párolgási sebessége a levegőhőmérséklet függvényében



61. ábra. A cseppek hőmérséklete és párolgási sebessége a levegő nyomásának függvényében



62. ábra. A cseppek hőmérséklete és párolgási sebessége a sűrítési arány függvényében

A kapott eredmények [58] nagyságrendben egyeznek WENTZEL [15] és VIRUBOV [57] korábbi számítási eredményeivel, azzal a különbséggel, hogy az itt kapott görbék nem egyenesek. A számítások munkaigényét összehasonlítva, VIRUBOV itt közölt újabb számítási módszere összehasonlíthatatlanul egyszerűbb a régieknél, s ugyanakkor az eddigi kísérleti eredmények szerint jobban megközelíti a valóságot. Az egyes tényezők, mint a cseppátmérő, az üzemanyag tulajdonsága, a közeg hőmérséklete stb. hatása a keverékképzésre így egyszerű számításokkal követhető.

A (156) egyenletből látható, hogy a K tényező a cseppek felületének csökkenését s ezzel a párolgás sebességét is jellemzi. A 60, 61 és 62. ábrákon

látható a K tényezőnek, valamint a csepp egyensúlyi hőmérsékletének változása a levegőhőmérséklet, a nyomás, valamint a sűrítési arány függvényében. Mint látható, legnagyobb hatása a közeg hőmérsékletének van. A hőmérsékletnek 500 C° -ról 600 C° -ra való növekedése a párolgás tartamát mintegy 35%-kal csökkenti. A nyomás növekedése azonos hőmérséklet mellett a párolgási sebességet csökkenti, habár a párolgási hőmérséklet kissé növekszik (61. ábra). A sűrítési arány növekedésével a párolgás sebessége nő, a párolgási folyamat tartama csökken. Az ábrából a $20\ \mu$ átmérőjű cseppek párolgási ideje (t_{20}) is leolvasható a sűrítési arány függvényében. A sűrítési arány $\varepsilon = 18$ -ról $\varepsilon = 10$ -re való csökkenése a párolgási idő mintegy 33%-os növekedéséhez vezet.

Ez a számítási módszer alkalmas arra is, hogy az egész üzemanyagsugár párolgási viszonyait számíthassuk. Mint ismeretes, a befecskendezett üzemanyagsugár igen nagyszámú s különböző átmérőjű cseppekből áll, melyeknek elosztása a következő egyenlettel adható meg.

$$V = e^{-\xi^n}, \quad (159)$$

- ahol $\xi = \frac{x}{x_0}$ — a cseppek viszonylagos mérete (átmérője),
 V — a cseppek azon részének összterfogata, melyeknek átmérője nagyobb, mint x ,
 x_0 — a jellemző méretet azt a cseppátmérőt jelenti, amelynél $V = \frac{1}{e} = 0,368$,
 n — az eloszlás jellemzője, amely porlasztás egyneműségét határozza meg. Értéke 2—4 között változik.

Az üzemanyagsugárban levő x átmérőjű cseppek számát úgy kapjuk meg [58], ha a (159) egyenlet differenciálhányadosát elosztjuk ugyanezen átmérőjű cseppek térfogatával, vagyis

$$dN_x = -n \frac{6}{\pi} \frac{x^{n-4}}{x_0^n} \cdot e^{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^n} \cdot dx. \quad (160)$$

A fenti cseppek átmérője t idő elteltével a párolgás következtében lecsökken

$$x_t = \sqrt{x^2 - Kt}$$

értékre, míg a cseppek térfogata

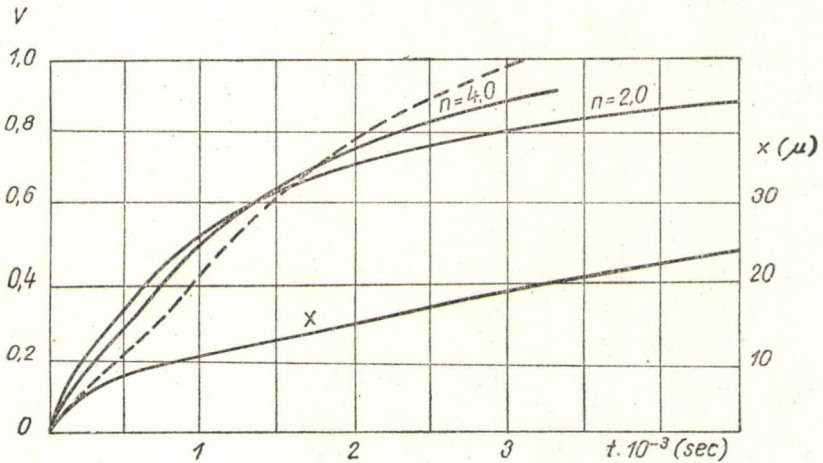
$$V_t = \frac{\pi}{6} (x^2 - Kt)^{\frac{3}{2}} \quad (161)$$

lesz. Ezenkívül azok a cseppek, melyeknek átmérője kisebb volt, mint \sqrt{Kt} , teljesen elpárolognak. A t időpillanatban még el nem párolgott üzemanyag

mennyiségét a (160) és (161) egyenletek szorzatának integrálja adja:

$$V_r = \int_{\sqrt{Kt}}^{\infty} (-n) \frac{x^{n-4}}{x_0^n} (x^2 - Kt)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\left(\frac{x}{x_0}\right)^n} \cdot dx. \quad (162)$$

A fenti egyenlet integrálásához még ismerni kell az x_0 és n tényezőök időbeni változását. Ugyanis a párolgás előrehaladásával egyes átmérő csoportok teljes elpárolgása révén az eloszlás változása várható. Az idevágó speciális



63. ábra. Cseppek elpárolgási fokának s az elpárolgó cseppek átmérőjének változása az idő függvényében

vizsgálatok [58] azt mutatták, hogy a leggyakrabban előforduló $n = 3-4$ értékek esetén a párolgás egész ideje alatt x_0 és n állandónak vehető. $n = 2$ esetén a párolgás előrehaladásával az eloszlás javul (n értéke növekszik), ugyanakkor az x_0 jellemző méret növekszik. Nagy kezdeti n értékek esetén a helyzet fordított — az eloszlás kissé romlik, azonban az x_0 jellemző méret csökken.

A (162) egyenlet alapján gázolajra végzett számítások eredményeit különböző eloszlások esetén a 63. ábrán láthatjuk [58]. A számítások $\vartheta_k = 600^\circ\text{C}$, $\vartheta_T = 332^\circ\text{C}$, $p_k = 30$ at és $x_m = 20 \mu$ medián átmérőjű cseppekre vonatkoznak. A szaggatott vonallal megrajzolt görbe a közepes medián-átmérő szerinti párolgási viszonyokat szemlélteti. Az ábrából látható, hogy a párolgás első szakaszában a különböző átmérőjű cseppekből álló sugár párolgása gyorsabb, mint az azonos átmérőjű cseppeké. Ugyanakkor a sugár párolgása a végén erősen elhúzódik. A fenti jelenségek annál erősebben kifejezésre jutnak, mennél kisebb az n kitevő, vagyis mennél rosszabb az eloszlás. Ezért a közepes átmérő szerinti számítás csak akkor ad elfogadható eredményeket, ha a porlasztás igen egynemű ($n = 8-10$). A 63. ábrán a teljesen elpárolgott cseppek kezdeti átmérője is látható az idő függvényében.

A számítások eredményeihez meg kell jegyeznünk, hogy azok arra az esetre érvényesek, amikor az egyes cseppeket körülvevő koncentráció-mezők egymásra hatása elhanyagolható. Ez a feltétel általában csak az üzemanyag-sugár külső héjára teljesül, ahol a cseppek koncentrációja kisebb. Ezért a sugár tengelyében a párolgás minden bizonnyal tovább fog tartani, mint ahogy az a fenti számításokból következne. Rendezett légmozgás elősegíti a cseppek egyenletes eloszlását, s ezzel a párolgási folyamat kellő időben történő lefolyását is. A befecskendezési nyomás növelése bizonyos határon belül szintén javítja mind a cseppek finomságát, mind pedig átmérő szerinti és sugáron belüli eloszlásukat is.

A sugáron belüli jó eloszlásra mindenképpen törekedni kell. Az átmérő szerinti eloszlás kérdése kettős. Igen egynemű sugár közel azonos méretű folyékony cseppekből, s azokat körülvevő gőzrétegből áll. Kevésbé egynemű eloszlás esetén kis gőzfelhőket, valamint gőzréteggel körülvett nagyobb cseppeket kapunk. Az utóbbi esetben az előoxidációs folyamatok valamivel előbb indulhatnak meg, s így a gyúlási késedelem bizonyos mértékű csökkenése várható. Ugyanakkor egyes elemi térfogatokban a keverék túlgazdagodásra hajlamos, ami viszont az égési folyamat romlásához vezethet.

8. § DIESEL-TÜZELŐANYAGOK PÁROLGÁSI KÉPESSÉGE

Diesel-tüzelőanyagok egyik legfontosabb fizikai jellemzője a párolgási képesség. A keverékképzés sebességét, s ezzel az elérhető maximális fordulatszámot, valamint a motor indíthatóságát nagymértékben a tüzelőanyag párolgási képessége szabja meg.

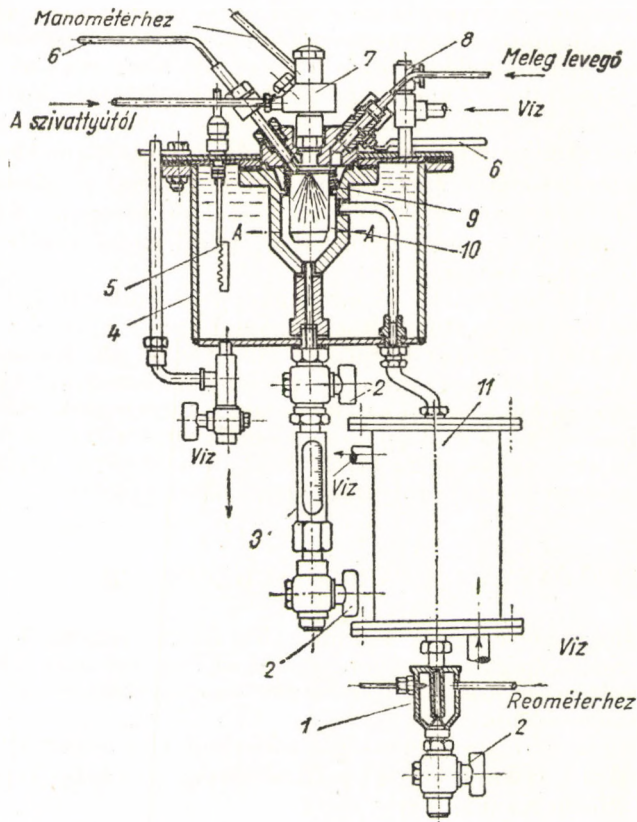
Tüzelőanyagok párolgási képességét a desztillációs görbével szokás jellemezni. Így például OSTWALD szerint a tüzelőanyag párolgási képességére jellemző Z szám (Siede-Kennziffer)

$$Z = \frac{\vartheta_{5\%} + \vartheta_{15\%} + \dots + \vartheta_{95\%}}{10},$$

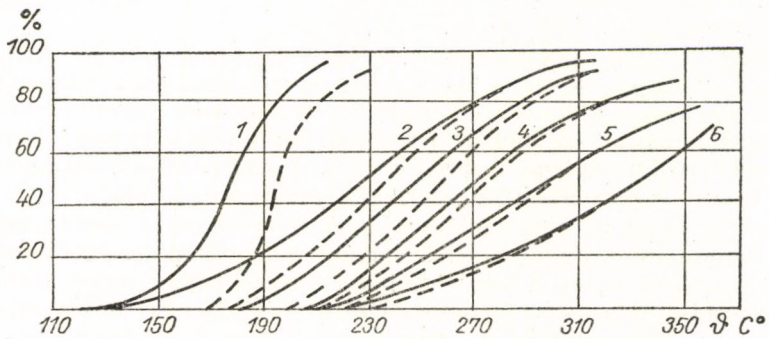
ahol $\vartheta_{5\%}$, $\vartheta_{15\%}$, ... $\vartheta_{95\%}$ — az 5%, 15%, ... 95%-os desztillációhoz tartozó hőmérsékletek.

A fenti Z szám azonban nem jellemzi egyértelműen a tüzelőanyagok párolgási képességét. Ez főleg azért van, mert a motorban lefolyó párolgási folyamat lényegesen különbözik a desztillációs párolgási folyamatától. A motorban előforduló nyomások mellett a tüzelőanyag forrni nem tud, mivel a szénhidrogének kritikus nyomása annál kisebb. A szabványos desztillációs folyamatnál viszont a párolgás atmoszférikus nyomáson történik.

Tüzelőanyagok párolgási folyamatának közvetlenül a motor hengerében történő tanulmányozása igen nehéz feladat. Ma még nincs kidolgozva olyan kísérleti módszer, amely lehetővé tenné a keverékképzés egyes szakaszainak különválasztását s azok vizsgálatát. Ezért a kutatásokat külön erre a célra épített speciális berendezéseken kell végezni. A berendezéseknek a lehetőségekhez mérten pontosan utánoznia kell a motorban lejátszódó jelenségeket.



64. ábra. Tüzelőanyagok párolgási képességének meghatározására szolgáló kísérleti berendezés



65. ábra. Vizsgált tüzelőanyagok desztillációs görbéi

Az utóbbi időben LEONOV [59] szerkesztett ilyen berendezést, melynek elvi elrendezését a 64. ábra mutatja. Az üzemanyag beporlasztása zárt fűvókán keresztül történik egy bombába, amely közel 100 C°-ra felhevített vízterben helyezkedik el. A bombát meleg levegővel fűvatják át, amely az elpárolgott üzemanyagot magával viszi egy hűtőbe. Az el nem párolgott üzemanyag pedig a bomba alján levezethető. A bombában a levegő nyomása 18 at, míg a hőmérséklete 150 C° volt. A párolgási képesség jellemzésére a százalékban kifejezett elpárolgott üzemanyagmennyiség szolgált (párolgási szám).

A vizsgált üzemanyagok desztillációs görbéit a 65. ábrán láthatjuk, míg az egyes fizikai-kémiai jellemzőket s a kísérletileg talált párolgási számokat az alábbi táblázat mutatja:

4. táblázat

Fizikai-kémiai jellemzők	Ligroin	Petróleum	Diesel-tüzelőanyag			
			A	B	C	D
Fajsúly	0,784	—	0,842	0,857	0,868	0,878
A forrás kezdete, C°	125	133	182	207	211	233
A desztilláció mértéke 300 C°-ig, %-ban	—	—	88,5	70	50	30
Kinematikai viszkozitás 20 C°-on, cSt-ban	1,37	—	3,30	5,7	9,1	16,5
%-os összetétel						
Aromás szénhidrogének ..	13,9	—	29,1	30,8	32,9	35,4
Naftének	39,9	—	39,3	31,1	27,5	20,0
Parafinok	46,2	—	31,6	38,1	39,6	44,6
Cetán-szám	42,0	—	44,1	46,9	47,3	48,6
Párolgási szám (%)	66	50	39	31	24	21
Pszihrometrikus különbség	24	18	12,5	9	6	4

A bomba alján felfogott üzemanyagot lepárlásnak vetették alá, a kapott görbéket szintén a 65. ábrán láthatjuk (szaggatott vonal). A görbék összehasonlításából kitűnik, hogy a párolgás ideje alatt a tüzelőanyag frakcionálódása jön létre.

A fenti kísérleti berendezés elvileg alkalmas a párolgási képesség eléggé szabatos meghatározására, azonban szélesebb körű gyakorlati alkalmazásra bonyolult szerkezete és körülményes kísérleti metodikája miatt nem alkalmas. Ugyanakkor a kapott kísérleti eredmények alapjául szolgáltak egy sokkal egyszerűbb módszer kidolgozásához, melynek segítségével a párolgási képesség gyorsan és megbízhatóan meghatározható.

Az új módszer [59] alapjául az a feltevés szolgált, hogy molekuláris diffúzió esetén a párolgási folyamat izotermikus. Ugyanis ebben az esetben, mint azt később kimutatjuk, a párolgás sebessége egyedül a pszihrometrikus különbség függvénye.

Az izotermikus párolgási folyamattal kapcsolatos feltevést LEONOV [59] benzolcseppeken kísérletileg igazolta. Ezzel igazolta a (150) egyenlet, valamint a további számítások helyességét.

A párolgás sebességét, vagyis az egységnyi idő alatt elpárolgott tüzelőanyag mennyiségét (súlyát) a következő egyenlet fejezi ki:

$$G = \beta f p_s,$$

ahol f — a csepp felülete,

p_s értékét a (36) egyenletből helyettesítve kapjuk

$$G = \frac{\beta \cdot f \cdot \lambda}{D \cdot l_i} (\vartheta_k - \vartheta_T). \quad (163)$$

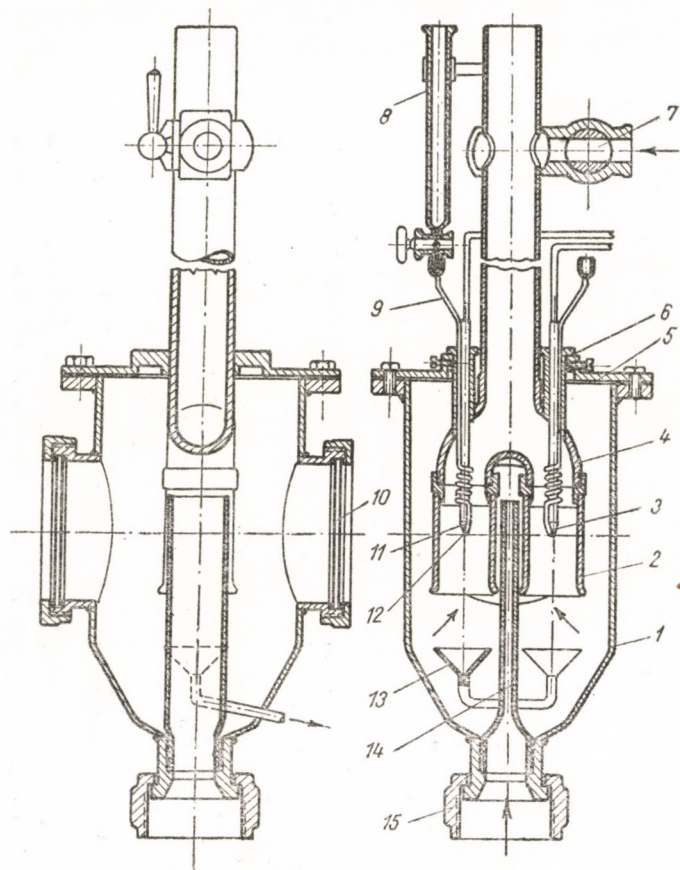
Adott műszer esetén a $\beta f \lambda$ szorzat állandó érték. A $D \cdot l_i$ szorzat az üzemanyag sajátosságaitól függ, azonban az üzemanyagként alkalmazott szénhidrogének esetén gyakorlatilag szintén állandó érték. Ezzel a (163) egyenlet röviden így írható:

$$G = k (\vartheta_k - \vartheta_T), \quad (164)$$

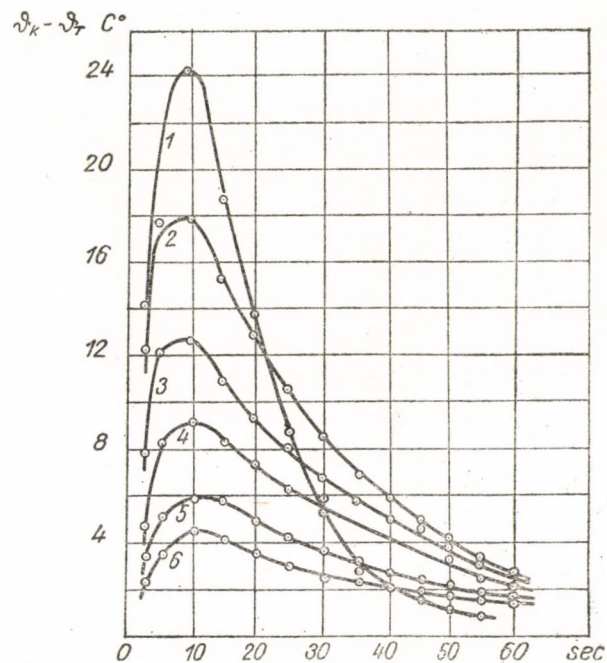
vagyis a párolgási sebesség egyenesen arányos a pszihrometrikus különbséggel. Ezért a pszihrometrikus különbséget fel lehet használni az üzemanyag párolgási képességének jellemzésére. A pszihrometrikus különbség abszolút értéke természetesen a műszer adataitól és a kísérleti viszonyoktól (hőmérséklet, légsebesség) függ, ezért a műszert valamilyen egyedi szénhidrogénre célszerű hitelesíteni, mikor is a levegő sebességét és hőmérsékletét egyszer s mindenkorra meg kell állapítani.

Egy ilyen a pszihrometrikus különbség meghatározására szolgáló műszer rajzát a 66. ábra mutatja. A termoelemek üvegből készült csövek belsejében vannak elhelyezve. A forrasztási pontoknál vörösréz-háló van elhelyezve, amely az odavezetett tüzelőanyagcseppeket tartja. A tüzelőanyag odavezetése mérőbürettából történik, vörösréz kapilláris csövön keresztül. A kapilláris cső csőkégyő formájában a termoelemek köré van csavarva, így az üzemanyag felmelegszik a levegő hőmérsékletére. A levegő áramlási sebessége a termoelemeket körülvevő csőben 2 m/sec, míg hőmérséklete 150 C°.

A mérés módszere a következő. A levegőáramlás megindítása után valamelyik termoelem hálójára egy cseppet engednek. Ezután bizonyos időközönként leolvassák a termoelemek millivolt mérőit. A pszihrometrikus különbség időbeni változását a 67. ábrán láthatjuk. Az összes vizsgált tüzelőanyagok esetén a maximális értéket 10 mp elteltével kapták. A pszihrometrikus



66. ábra. A pszichrometrikus különbség meghatározására szolgáló berendezés

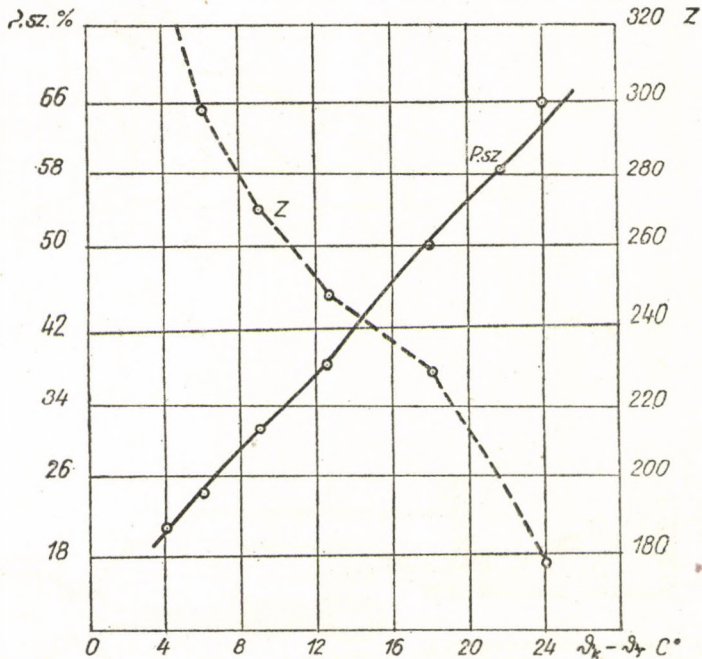


67. ábra. A pszichrometrikus különbség változása a párolgás folyamán

különbség csökkenése ismét bizonyítja, hogy a párolgás folyamata közben a tüzelőanyag frakcionálódása jön létre.

A pszihrometrikus különbség maximális értéke a gőznyomástól és a párolgási folyamatban domináló frakció mennyiségétől függ. Ezért a párolgás jellemzésére a pszihrometrikus különbség maximális értéke szolgál.

A vizsgált üzemanyagokra kapott értékeket a 4. táblázat tartalmazza. Ha most a párolgási számot a pszihrometrikus különbség függvényében ábrázoljuk (68. ábra), egyenest kapunk. Ebből következik, hogy a párolgási



68. ábra. Összefüggés a párolgási szám, az Ostwald-féle Z szám és a pszihrometrikus különbség között

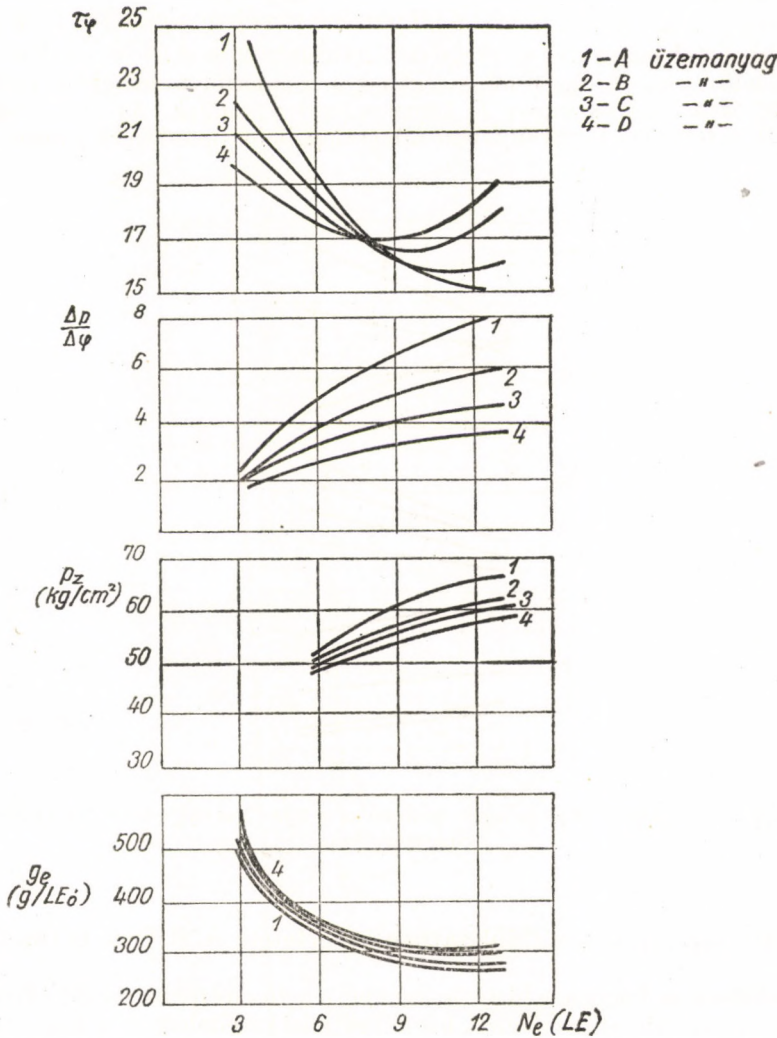
képesség jellemzésére a pszihrometrikus különbség egyértelműen használható, ugyanakkor a mérési módszere és berendezése sokkal egyszerűbb a korábban leírt laboratóriumi berendezésnél.

Az ábrában felvittük az Ostwald-féle Z-szám értékeit is a pszihrometrikus különbség függvényében. Az egyes pontok itt nagyobb szórást mutatnak, ami e módszer kisebb megbízhatóságát mutatja.

9. § A PÁROLGÁSI KÉPESSÉG HATÁSA A MUNKAFOLYAMATRA

A tüzelőanyag párolgási képessége jelentősen befolyásolja a keverékképzés és égési folyamat egymás után következő fázisait. A körfolyamat dinamikai

tényezői (maximális égési nyomás, nyomásemelkedési fok, a nyomásemelkedés sebessége), egyéb ismert tényezőkön kívül, a párolgási képességtől is függ. A gyúlási késedelem ideje alatt beadagolt üzemanyagnak csak az a része vehet

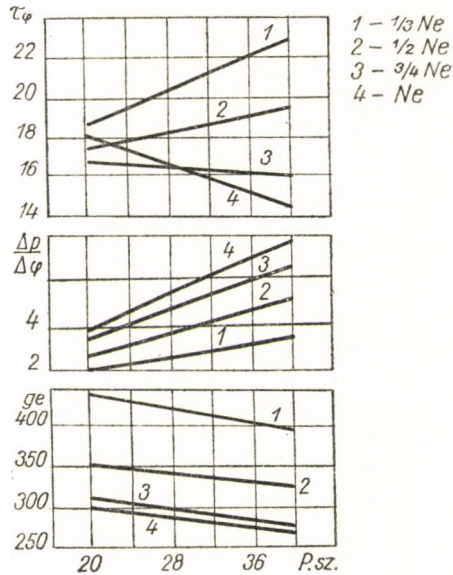


69. ábra. A körfolyamat jellemzőinek változása a terhelés függvényében, különböző tüzelőanyagoknál

részt az égésben, amely el is párolgott. Ezért a gyúlási késedelem ideje alatt beadagolt üzemanyag mennyisége nem határozza meg egyértelműen a várható nyomásemelkedési sebességet, amely az egymásbafonódó fizikai-kémiai folyamatok bonyolult függvénye.

A párolgási folyamat körfolyamatra gyakorolt hatása különböző típusú égőterek esetén különböző mértékben jelentkezik. Ismeretes, hogy a közvetlen befecskendezésű motorok a legérzékenyebbek az üzemanyagra, s a porlasztás minőségére. Elő- és örvénykamrás motorok esetén a kamra hőfoka viszonylag nagy, ami a párolgást még kevésbé jól párolgó tüzelőanyag esetén is biztosítja. Ugyanilyen értelemben hat a levegő örvénylő mozgása is az örvénykamrában.

A tüzelőanyag párolgási képességének a munkafolyamat egyes mutatóira gyakorolt hatását KOSZTIGOV és LEONOV [60] vizsgálta. Az egyes mutatók változását a terhelés függvényében közvetlen befecskendezésű motor esetére



70. ábra. A körfolyamat jellemzőinek változása a tüzelőanyag párolgási képességének függvényében

a 69. ábrán láthatjuk, a 4. táblázatban ismertetett A, B, C és D tüzelőanyag esetén.

A gyúlási késedelem kisebb terheléseknél a cetánszámnak megfelelően változik, vagyis nagyobb cetánszámnak kisebb gyúlási késedelem felel meg. Nagyobb terheléseknél a gyúlási késedelem szempontjából a párolgási képesség a mérvadó, és a legtöbb könnyű párlattal rendelkező tüzelőanyag adta a legrövidebb gyúlási késedelmet. Ennek egyrészt az az oka, hogy a terhelés növekedésével növekszik a kompresszió-hőmérséklet is, és a kémiai folyamatok limitáló hatása csökken. Másrésztől növekszik a ciklusonként beadagolt üzemanyag mennyisége, a sugár tömörsége növekszik, a párolgási sebesség csökken. Emiatt a gyúlási késedelem esetleg növekedhet is, különösen nehezebb párlatok használatánál.

A nyomásemelkedés sebessége $\left(\frac{dp}{da}\right)$ a terhelés növekedésével nő. A görbék

a párolgási képesség sorrendjében helyezkednek el, vagyis a maximális nyomásemelkedési sebességet a legkönnyebb tüzelőanyag adja. A különbség az egyes párlatok között a terheléssel növekszik.

A maximális égési nyomás változása teljesen hasonló a nyomásemelkedési sebesség változásához.

A fajlagos fogyasztás a terheléstől függetlenül a könnyebb párlatú tüzelőanyag esetén kisebbre adódott. Intenzívebb párolgás esetén a keverékképzés gyorsabban folyik le, s az égés a felső holtpont tájékán megtörténik.

Örvénykamrás motornál a fenti tüzelőanyagok használata nem tekintve a gyúlási késedelem kismérvű változását, lényeges változást az említett paraméterekben nem jelentett. A párolgási képességben mutatkozó különbség az égőtér magas hőmérsékleténél, figyelembe véve még a légmozgást is, nem jelentkezik döntő tényezőként — különösen nagyobb terhelések mellett.

A 70. ábrán az egyes mutatók változását láthatjuk közvetlen befecskendezésnél a párolgási szám függvényében. Mint látható, az egyes mutatók és a párolgási szám (vagy pszihrometrikus különbség) között lineáris összefüggés áll fenn.

Meg kell jegyeznünk végezetül, hogy a fenti vizsgálatok még kezdeti állapotban vannak, s ezek alapján még általános következtetést levonni nehéz. Ugyanakkor nem kétséges, hogy a párolgási képességgel kapcsolatos kérdéseknek nagy jelentőségük van a keverékképzés és az égésfolyamat szempontjából, ami további vizsgálatokat tesz szükségessé.

IV. fejezet

AZ ÉGÉS LEFOLYÁSA DIESEL-MOTOROKBAN

1. § AZ ÉGÉSFOLYAMATRÓL ÁLTALÁBAN

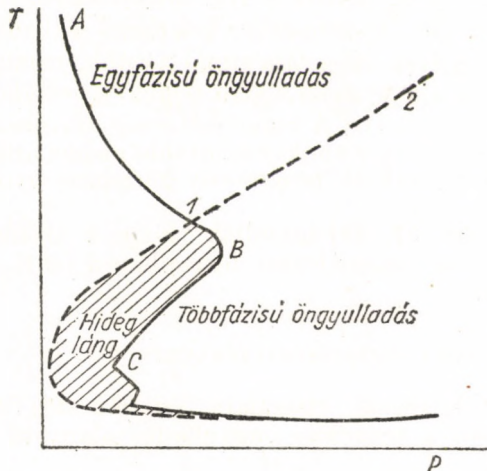
Diesel-motorok gazdaságos üzemének egyik fő feltétele a beadagolt tüzelőanyag-mennyiség időbeni és teljes elégetése. Így az égésfolyamat lefolyásának ismerete szükséges volna a szerkesztő részére, hogy feladatát ésszerűen és jól megoldhassa. Ugyanakkor a Diesel-motor körfolyamatának legkevésbé tanulmányozott része éppen az égésfolyamat. Ennek oka abban keresendő, hogy a keverékképzés és égés folyamatai egymásbafonódnak, miközben különféle fizikai és kémiai változások bonyolult komplexuma befolyásolja az elemi részfolyamatok kialakulását. Ezért a részfolyamatok működő motornál igen nehezen vagy egyáltalán nem figyelhetők meg. Modelleken (pl. bombában) végzett kísérleteknél egyes paraméterek hatásának vizsgálata lehetővé válik, s az így kapott eredmények elméleti szempontból sokszor igen hasznosak lehetnek. Sajnos, az eltérő kísérleti feltételek miatt a kapott eredmények legtöbbször közvetlenül nem vihetők át a motorra. Ezért a modellek szerkesztésénél a lehetőségekhez mérten biztosítani kell a tényleges motorüzemnek megfelelő feltételeket.

A keverékképződés, párolgás és égés folyamatáról alkotott felfogások a fejlődés során jelentékeny változáson mentek keresztül. Maga R. DIESEL s a korabeli kutatók azt tartották, hogy a gyulladást a párolgási folyamat előzi meg, s a láng az elgázosodott tüzelőanyag—levegő keverékben terjed tova. Később O. ALT, majd K. NEUMANN azt állította [lásd 30], hogy a párolgás nincs lényeges jelentőséggel a gyulás és az égés folyamatára, s az égés folyékony fázisban is létrejöhet. Pontosabb elméleti (W. WENTZEL [15]) és kísérleti vizsgálatok (A. M. ROTHROCK [14]) azonban ismét a párolgási folyamat nagy jelentőségére mutattak rá, s igazolták, hogy a gyúlési késedelem ideje alatt a tüzelőanyag jelentős része elpárologhat. Így kétségtelenül bebizonyult, hogy a tüzelőanyagcseppek elpárologásának lényeges jelentősége van az égésfolyamatban.

A tüzelőanyag párolgási folyamata kihatással van az égés menetére már csak azért is, mert a párolgás helyi lehűléssel járhat. Az egyes fizikai-kémiai folyamatok egymásba fonódása azt eredményezi, hogy a keverék nem lesz homogén, s az égés különbözni fog a homogén gázkeverékben történő égéstől. A párolgással egy időben megindul az elpárologott tüzelőanyag diffúziója a környező légkör szomszédos rétegeibe, s az öngyulladás ott következik be, ahol a koncentráció és hőmérséklet az öngyulladás szempontjából a legkedvezőbb.

2. § SZÉNHYDROGÉN—LEVEGŐ KEVERÉK ÖNGYULLADÁSI FOLYAMATA

Mint azt több elméleti és kísérleti vizsgálat mutatta [31, 32], a Diesel-motorikus öngyulladásí folyamat kinetikai szempontból többállapotú öngyulladásí folyamat. Ugyanis a többállapotú öngyulladásí felső hőmérsékleti határa annál magasabban fekszik, mennél nagyobb a nyomás (71. ábra, 1—2 szakasz), így az a motorban előforduló hőmérsékleteknél is lehetséges.



71. ábra. Az öngyulladásí zónák határa a p — T koordináta-rendszerben

A következőkben a szénhidrogének öngyulladásí folyamatainak különböző kinetikai eseteit tárgyaljuk, különös tekintettel a Diesel-motorikus égési folyamatra.

a) LÁNCOLATOS-TERMÍKUS ÖNGYULLADÁS

Szénhidrogének öngyulladásí folyamata nem tekinthető egyértelmű jelenségnek. A jelenség természetét a kémiai kinetika néhány alapvető törvénye határozza meg, ugyanakkor lényegesen változhat azoktól a fizikai-kémiai feltételektől függően, amelyben az öngyulladásí folyamat kifejlődik.

Szénhidrogének öngyulladásí folyamata mindig egy bizonyos indukciós periódus (gyúlási késedelem) elteltével lép fel. Ha ez jelentősen meghaladja a hőrelaxációs időt (vagyis azt az időt, amelynél a hőmérséklet e -ed részére csökken*, s amely a hűtés viszonyait jellemzi), akkor O. M. TODESZ [33] szerint ilyen reakciósebesség és hűtési viszonyok mellett nem jöhet létre progresszív önfelmelegedés és termikus öngyulladás sem. Ebből következik, hogy az ilyen öngyulladás nem lehet egyszerű termikus öngyulladásí folyamat. Az öngyulladás csak bizonyos autokatalitikus folyamatokon keresztül lehetséges, amikor is a reakció öngyorsulása a felhalmozódott reakciótermékek

* e — a természetes logaritmus alapszáma (2,7182818).

katalitikus hatása alatt jön létre. Azonban hosszú indukciós periódus mellett tiszta láncolatossá öngyulladás sem lehetséges, mivel ez esetben a kiinduló anyag már az előtt elfogyhat, mielőtt a reakciósebesség a kritikus öngyulladási értéket elérte volna. Ezt az ellentmondást N. SZEMJONOV [34] oldotta fel a láncolatossá-termitikus öngyulladás elméletének kidolgozásával. Eszerint a lassú láncreakció fejlődése nem az aktív centrumok okozta láncelágazásokon keresztül jön létre, mely aktív centrumok az elemi reakciók során közvetlen keletkeznek (pl. $\text{OH} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}$), hanem viszonylag stabil közbenső termékek szétesése útján. A széteséskor keletkező szabad gyökök új reakcióláncokat kezdenek, melyek elágazása annál lassúbb, mennél stabilabb a közbenső termék. SZEMJONOV az ilyen lassan fejlődő láncreakciót „elfajuló elágazású láncreakció”-nak nevezte. A reakciósebesség növekedésével növekszik a hőfelszabadulás sebessége is, s amikor az utóbbi meghaladja a hőátadás sebességét, bekövetkezik a reakció progresszív termikus gyorsítása, s ezzel az öngyulladás.

Kísérletek [31, 32, 37, 38] igazolják, hogy a szénhidrogének öngyulladási folyamata összes megjelenési formáiban a fenti típusú láncreakció szerint megy végbe.

b) ÖNGYULLADÁS KÜLÖNBÖZŐ HŐMÉRSÉKLETI ZÓNÁKBAN

Szénhidrogének kinetikai vizsgálata azt mutatta [35], hogy bizonyos hőmérsékleti zónában a termikus öngyulladás alapvető összefüggései nem érvényesek.

A termikus öngyulladás elmélete szerint a következő összefüggés áll fenn a nyomás és hőmérséklet között

$$p \cdot e^{-\frac{E}{RT}} = \text{konst.},$$

ahol E — az aktivációs energia, ami azt jelenti, hogy a hőmérséklet csökkenésével az öngyulladáshoz szükséges nyomás határértéke növekszik. A fenti összefüggés azonban csak nagy hőmérsékleteknél érvényes, és bizonyos hőmérsékleti tartományban ennek a fordítottja figyelhető meg (71. ábra, BC szakasz), vagyis a hőmérséklet emelkedése megnehezíti az öngyulladást [34].

A gyúlési késedelem a hőmérséklettel a következő összefüggés szerint változik:

$$\tau \cdot e^{-\frac{E}{RT}} = \text{konst.},$$

ahol τ — gyúlési késedelem. A valóságban ez csak viszonylag nagy (900—1000 K°) és viszonylag kicsi (600 K° alatt) hőmérsékleteknél figyelhető meg, míg közbülső hőmérsékleti zónában (700—900 K°) szinte teljesen független a hőmérséklettől, sőt bizonyos esetekben a hőmérséklet növekedésével τ értéke is növekszik [31, 32].

A láncreakciók általános elméletéből következik, hogy az oxidáció sebessége a hőmérséklet emelkedésével növekszik. Ugyanakkor meghatározott

hőmérsékleti zónában a reakció sebessége vagy nem függ a hőmérséklettől, vagy negatív hőmérsékleti koefficiens figyelhető meg [31, 32].

Végül még egy éles különbség figyelhető meg a különböző hőmérsékleti zónákban. Nagy hőmérsékleteknél a láng keletkezését folytonos reakció okozta öngyorsulás előzi meg, amelynek legnagyobb részét az elágazó láncreakció okozta öngyorsulás teszi ki, és csak az utolsó kis részét foglalja el a termikus öngyorsulás. Kisebb hőmérsékleteknél a lángot az úgynevezett „hidegláng” (kalte Flamme, cool flame) folyamatok előzik meg, vagyis az öngyulladási folyamat több különböző stádiumon keresztül fejlődik ki. A fentiek alapján az öngyulladási területet két részre lehet osztani: nagy hőmérsékletű zónára, amelyben a legegyszerűbb módon jön létre a lánccolatos-termikus öngyulladás, és kisebb hőmérsékletű zónára, amely mindig több fázisú [20, 31, 32].

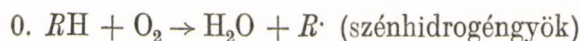
c) HIDEGLÁNG-FOLYAMATOK MECHANIZMUSA

Kisebb hőmérsékleteknél (600 K° alatt) kicsi a valószínűsége aktív centrumok létrejöttének molekulák szétesése útján, ezért ilyenkor az előoxidációs folyamat a szénhidrogének önoxidációja folytán peroxid képződéssel indul.

Mint azt NEJMAN [36] kísérleteiben kimutatta, a peroxid felhalmozódása a hidegláng indukciós periódusában növekvő sebességgel történik, valamilyen exponenciális törvény szerint: $per \sim e^{pt}$. Azt is tapasztalták, hogy peroxid bevitelle a keverékbe nagymértékben elősegíti a hidegláng keletkezését, s annak indukciós periódusát is lényegesen csökkenti. Aldehidek szintén gyorsítják a hidegláng-folyamatot, azonban jóval kisebb mértékben, mint a peroxidok.

A fenti kísérleti eredmények alapján született meg a hidegláng-folyamatok kémiai természetéről alkotott két elmélet, amelyek lényegében az elfajuló elágazású láncreakció forrásául szolgáló aktív termék kiválasztásában különböznek egymástól. Az egyik elmélet szerint ilyen aktív termékül a peroxid, a másik szerint pedig az aldehid szolgál. SZOKOLIK [31] szerint a fenti két sémát (peroxid és aldehid) úgy kell tekinteni, mint az elfajuló elágazású láncreakció létrejöttének lehetséges módjait, melyek bizonyos feltételek között egymásra hatnak.

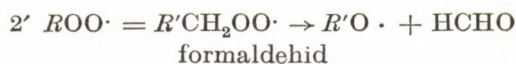
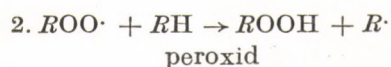
Az alábbiakban bemutatjuk a szénhidrogének oxidációjának két lehetséges módját [31]:



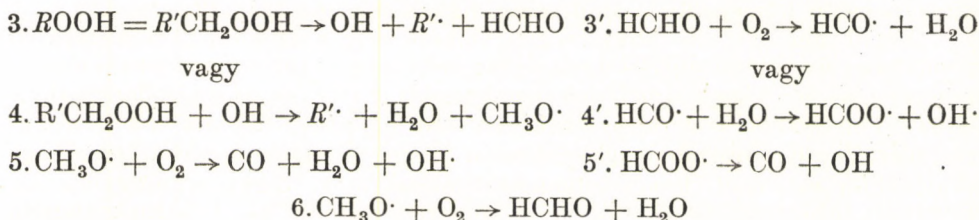
Peroxid séma

Formaldehid séma

A láncc folytatása:



Elfajuló elágazások:



Itt R — a szénhidrogén-molekulák maradékát (residuum) jelenti.

Eszerint a peroxid-séma a következőképpen jön létre: Először a szénhidrogén-molekulából reakció vagy szétesés útján szénhidrogéngyökök keletkeznek, melyek szabad vegyértékük révén igen nagy kémiai aktivitással bírnak (O. reakció). Ezek O_2 -vel reagálva peroxidgyököt adnak (1. reakció), mely a következő reakcióban hidroperoxidot ($ROOH$) ad (2. reakció). A hidroperoxid viszonylag stabil, ugyanakkor aktív közbenső termék, amely időről időre szétesik, s több szabad gyököt hoz létre. Ezek a szabad gyökök hozzák létre az új önálló reakcióláncokat (3. reakció).

Mivel a peroxidok szétesésénél keletkező szabad gyökök az újabb peroxid-molekulákkal való ütközéskor azok szétesését okozzák, ezért a peroxidok szétesése lavinyszerű jelleget ölt. A reakció exotermikus jellege miatt felborul a hőegyensúly, s most már a peroxidshétesést a keverék felmelegedése is sietteti. A folyamat robbanási jelleget ölt az úgynevezett hidegláng kíséretében. A hidegláng folyamatban az összes kémiai energiának csak mintegy 10—15%-a szabadul fel, s a keletkezett termékek:

1. szabad gyökök, melyek tovább gyorsítják a szénhidrogének oxidációját,
2. nagy mennyiségű formaldehid, amely nemcsak a 3. számú reakciónak megfelelően keletkezik, hanem pl.



típusú szabadgyök-rekombinációk során is. A felszabaduló energia elegendő a formaldehid optikai gerjesztéséhez.

Így kisebb hőmérsékletknél is mindig megfigyelhető a hidegláng intenzív kisugárzása, amely a keletkező termékek kémiaiilag aktív voltára enged következtetni.

A formaldehid lényeges hatással van magára az öngyulladás folyamatra is, és hatása kis és nagy hőmérsékletknél ellentétes. Nagy hőmérsékletnél a formaldehid gyorsítja az öngyulladás folyamatát, míg kis hőmérsékletnél gátolja.

Az utóbbi évek kísérleti eredményei azt mutatták, hogy a hidegláng-folyamat nemcsak gazdag keverékben jöhet létre, hanem igen szegény keverékben is. Például BASZEVICS [32] $a \approx 100$ légfesleg-tényezőnél is regisztrálta a hidegláng kisugárzást, fénysoксszorozóval. Ez utóbbi tény a peroxid-séma alapján nehezen magyarázható. Ugyanis a peroxid-séma szerint a hidegláng meghatározott sebességű peroxid-shétesés következménye, amelyhez

elegendő nagy peroxid-koncentráció szükséges. A peroxid-képződéshez szükséges O_2 koncentráció (az 1. és 2. reakció szerint) nem nagyobb a szénhidrogén-koncentrációnál, ami heptán esetén $\alpha = 0,09$ légszelet-tényezőt jelent. Kísérletek igazolják, hogy a hidegláng-képződés szempontjából a fenti oxigén-koncentráció az optimális. Ebben az esetben viszont teljesen érthetetlen (a peroxid-séma szerint) a hidegláng keletkezése $\alpha \gg 1$ keverékekben. A fenti ellentmondások megszüntetésére SZOKOLIK [31] a következő egységes sémát ajánlja. Eszerint a kezdeti aktus mindig $ROO\cdot$ peroxidgyököt hoz létre (0. és 1. reakció), s az oxidáció a továbbiakban vagy a peroxid-, vagy pedig a formaldehid-séma szerint folytatódik. Hogy melyik séma szerint folytatódik a reakció, az attól függ, hogy a peroxidgyökök érkeznek-e reagálni a szénhidrogén-molekulákkal szétesésük előtt, amit végeredményben a keverék hőmérséklete és koncentrációja határoz meg. A $ROO\cdot$ gyökök létezése annál rövidebb idejű, mennél nagyobb a hőmérséklet és a koncentráció. Ezért nagyobb hőmérsékletnél egyedül a formaldehid-séma lehetséges, ugyanez kisebb hőmérsékleteknél csak igen szegény keverékben fejlődhet ki.

A peroxidgyök szétesése formaldehid képződéséhez vezet (2' reakció), amely O_2 jelenlétében a reakciólánc elágazását okozza (3'—5' reakciók), újra létrehozva formaldehidet és OH-gyököt. Így a formaldehid-séma az elfajuló elágazású láncreakció összes jellegzetességeit mutatja, és szintén létrehozza az aktív gyökök magas koncentrációját. A formaldehid itt szintén gerjesztett állapotban keletkezik, így a hideglángra jellemző kisugárzás itt is fellép. Ellentétben a peroxid-sémától, itt jelentős mennyiségű CO is keletkezik, és feltételezhető, hogy ennek reakciója okozza azt a jellegzetes kék színű kisugárzást, amely ennek a jelenségnek a „kék láng” (blue flame) elnevezést adta. A folyamatot úgy képzelhetjük el, hogy a reakció párhuzamosan megy mind a peroxid-, mind pedig a formaldehid-séma szerint, miközben a formaldehid kihát a peroxid képződésére, — a pillanatnyi viszonyoknak megfelelően. A formaldehid oxidációja szabad gyökökhöz vezet, melyek a peroxid szétesését okozzák, vagyis gátolják a peroxidos hidegláng-folyamat fejlődését. Ez utóbbi a hőmérséklet növekedésével növekszik, így meghatározott hőmérsékleti zónában a reakció lassulásához vezet (negatív hőmérsékleti koefficiens). Meghatározott viszonyok között a peroxid-folyamat gátlása a hidegláng kialakulásához vezet azzal, hogy most már mint kék láng jelenjen meg a szénhidrogén jelentős részének oxidációja közepette, egészen a CO-ig. A hőfejlődés és az aktív gyökök (OH) nagy koncentrációja következtében létrejön a CO öngyulladás, mellyel be is fejeződik a folyamat.

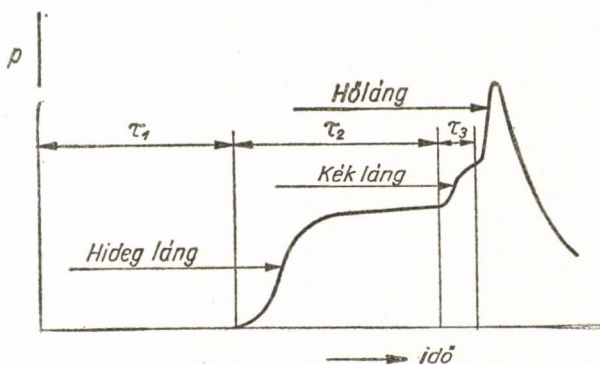
Összefoglalva, a szénhidrogének öngyulladásai folyamatáról a hivatkozott szerzők szerint a következőket mondhatjuk:

a) A szénhidrogének öngyulladása végső soron mint a CO öngyulladása következik be.

b) Szénhidrogének kis hőmérsékletű, többfázisú öngyulladásai folyamatát általában mint háromfázisú folyamatot lehet felfogni (72. ábra), amely hidegláng-képződéssel indul, majd átmenve a kék lángba, a CO öngyulladásával fejeződik be.

c) A nagy hőmérsékletű öngyulladásai folyamat folyamatos egyfázisú, elágazó (formaldehiden keresztül) láncreakció, amely szintén a CO öngyulladásával fejeződik be (73. ábra).

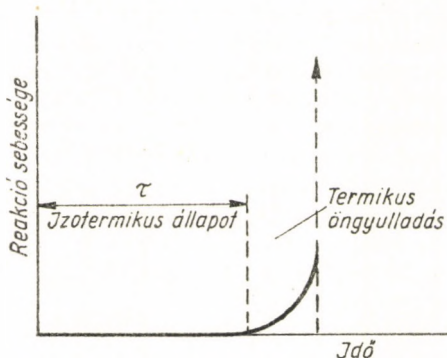
Az öngyulladásához szükséges nyomás határértéke, valamint az össz gyúlési késedelem (τ_{Σ}) a hidegláng intenzitásától, vagyis a szabad gyökök koncentrá-



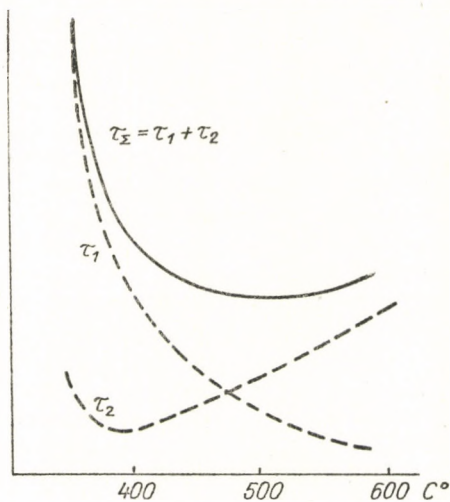
72. ábra. A többfázisú öngyulladás fázisai

ciójától függ. A hőmérséklet növekedésével a hidegláng intenzitása csökken, ami a következő fázisok bizonyos mértékű lelassulását eredményezheti (74. ábra).

Ezért az össz gyúlési késedelem (τ_{Σ}) többfázisú öngyulladás esetén a hőmérséklet növekedésével nem csökken a Szemjonov-formula szerint, sőt



73. ábra. Egyfázisú öngyulladás



74. ábra. A gyúlési késedelem összetevőinek változása a hőmérséklet függvényében

bizonyos hőmérsékleti tartományban τ_{Σ} növekedése figyelhető meg.

Mint ismeretes, az Otto-motorokban megfigyelhető detonációs égés szintén többfázisú öngyulladású folyamat következménye [35]. Így természetes, hogy Diesel-motorban is előfordulhat detonációs jellegű égés. Diesel-motorban azonban a keverékképzésből kifolyólag nagyobb összefüggő homogén keverék

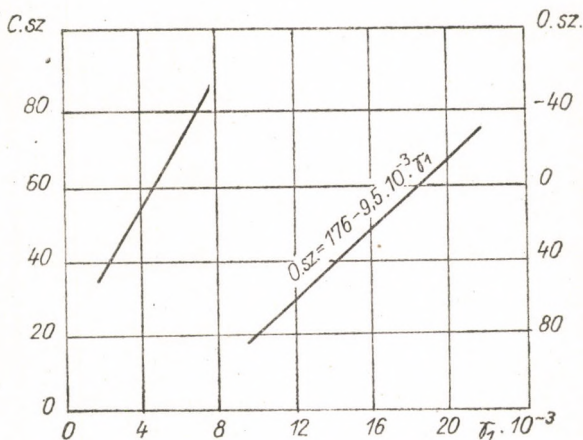
eloszlású térfogat csak ritkán alakul ki, ezért a detonáció intenzitása jóval kisebb, mint karburátoros motorban.

Korábban láttuk, hogy a formaldehid-séma kifejlődésével bizonyos viszonyok között csökken a peroxid-hidegláng intenzitása, vagyis a tüzelőanyag detonáció elleni ellenállóképessége növekszik. A formaldehid gátló hatása abban is megnyilvánul, hogy a τ_1 indukciós periódus hőmérséklettel való csökkenése lassul, vagyis a $\gamma_1 = \frac{E_1}{R}$ hőmérsékleti koefficiens csökken.

A fentiek alapján várható, hogy a hőmérsékleti koefficiens és a cetánszám között meghatározott összefüggés áll fenn. Valóban, SZOKOLIK [37] még 1940-ben empirikus úton felfedezte ezt az összefüggést, amely a fenti elmélet keretén belül megmagyarázható. Parafinos szénhidrogének esetén homogén keverékre

$$O. sz. = 176 - 9,5 \cdot 10^{-3} \frac{E_1}{R},$$

ahol O. sz. — az oktánszám,
 E_1 — aktivációs energia a hidegláng-folyamatban.

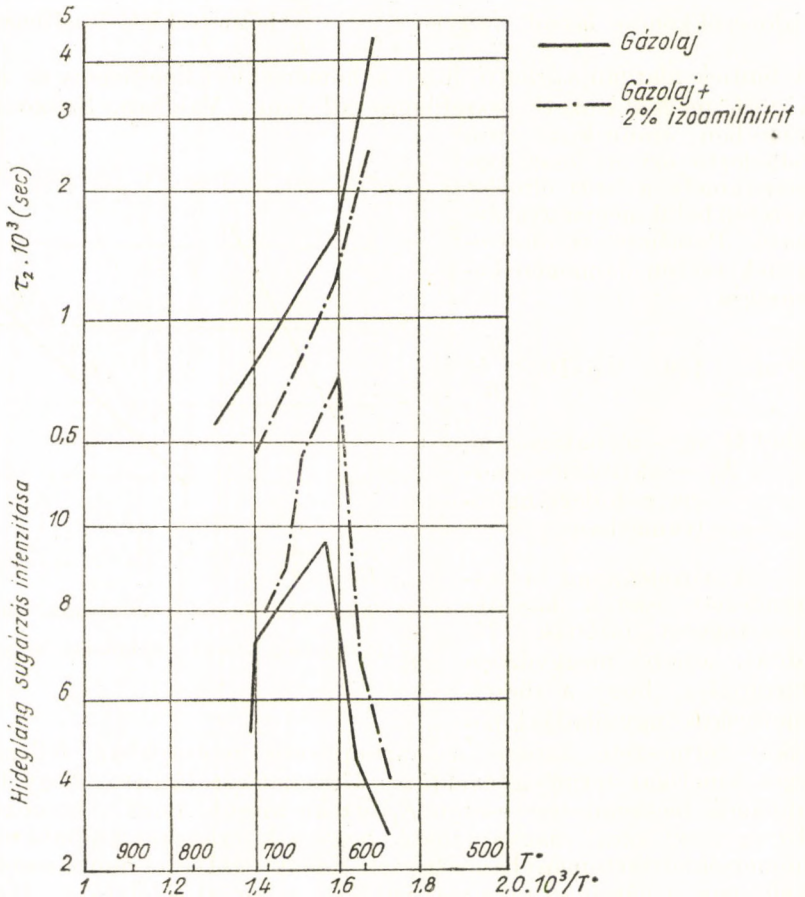


75. ábra. Összefüggés a cetánszám, oktánszám és az $\frac{E_1}{R}$ mennyiség között, többfázisú öngyulladás esetén

A tüzelőanyag befecskendezése esetén hasonló összefüggést találtak (75. ábra), amely meggyőzően bizonyítja, hogy a dieselmotorikus öngyulladás kinetikai természete azonos a karburátoros motorokban fellépő detonációs égés kinetikai természetével [32]. Ugyanakkor látható, hogy Diesel-tüzelőanyagok fecskendezése esetén E_1 értéke kisebb, mint a homogén keveréké. Ez egyrészt azzal magyarázható, hogy a kísérleteket különböző nyomás- és hőmérséklet-tartományban végezték. Ezenkívül Diesel-motor esetén figyelembe kell venni a párolgási folyamat hatását, valamint a folyékony fázis jelenlétét. SERRUYS [16] kísérletei szerint ugyanis folyékony fázis jelenlétében a peroxidképződés intenzívebb, mint homogén gázfázis esetén. A gyors párolgási folyamat különösen alacsonyabb kompresszió esetén szintén kihat a hidegláng-folyamat kifejlődésére, amennyiben a hőmérséklet csökkentésével csökken a hidegláng-folyamat sebessége — a gyúlési késedelem nő. Ezt bizonyították a „MIB-D” motorral végzett saját kísérleteink is, amikor a porlasztási nyomás 130 kg/cm^3 -ről 175 kg/cm^2 -re történő megemelése a gyúlési késedelem bizonyos mértékű növekedéséhez és erős detonációs égéshez vezetett [17].

A hidegláng-folyamatok intenzitását jó közelítéssel a formaldehid vegyi lumineszcenciája jellemzi. Mint a kísérletek mutatják, a hidegláng intenzitása

bizonyos határ után a hőmérséklet növekedésével csökken, s vele együtt a második fázis aktivációs energiája is. Így a τ_2 indukciós periódus a fenti hőmérséklet elérése után lassabban csökken a hőmérséklet növekedésével, a görbe törést mutat a $\lg \tau$ és $\frac{1}{T}$ koordináta- rendszerben (76. ábra).



76. ábra. A hidegláng gyúlési késedelmének és intenzitásának változása a hőmérséklet függvényében

A fentiekből látható, hogy a szénhidrogénnek Diesel-motorikus öngyulladási folyamata igen bonyolult komplexum, melynek egyes fázisai lényegesen kihatnak a folyamat egész fejlődésmenetére. Ezért a gázolajokat jellemző cetánszám csak a kísérletekhez megállapított szabványviszonyok mellett érvényes, más esetekben az egyes fázisok kifejlődésétől függően más-más gyúlési késedelmet kaphatunk — még azonos kompresszióviszony esetén is.

a) AZ ÉGÉS LEFOLYÁSA A „MAN-M” ÉS AZ IZZÓFEJES MOTOROKBAN

1954-ben a nürnbergi MAN cég új típusú motorral jelent meg a piacon, az úgynevezett M-motorral (Mittelkugel-Brennraum-Verfahren), amely lágy járásával, gazdaságos üzemével és tüzelőanyag iránti érzéketlenségével tűnt ki. A keverékképzés jellegzetessége a korábbi rendszerekhez viszonyítva az volt, hogy a tüzelőanyagot a dugattyúkamra falára fecskendezték, s az innen elpárolgó üzemanyag levegővel való elkeveredését megfelelő légmozgás biztosította. A lágy és detonációmentes üzemet MEURER [18] korábbi közleményeiben a Diesel-motoroktól eltérő reakciómechanizmussal s az izzó szénrészekéktől származó kényszer-gyújtással magyarázta. Azonban MEURER megállapításai nehezen magyarázhatók. Ugyanis a kamra falán elpárolgó tüzelőanyagban meginduló előoxidációs folyamat, a viszonylag alacsony hőmérséklet miatt feltétlenül a korábban ismertetett többfázisú öngyulladásí folyamat szerint indul. De tekintettel arra, hogy a hidegláng-folyamat elegendően nagy intenzitását az indukciós periódus megnövekedése okozza — ami egyben az elpárolgott üzemanyag mennyiségének növekedéséhez is vezet — és a hidegláng indukciós periódusát a reakciózóna közelében levő fölös üzemanyag növeli, ezért az öngyulladásí folyamatba bevitt tüzelőanyag csökkentése — amint ez a MAN-eljárásnál történik — megnehezíti a kopogás létrejöttét.

Az izzó szénrészekéktől származó kényszergyújtás szintén nehezen érthető. Kísérletek szerint az izzópont hőmérsékletének legalább 1000—1200 C° hőmérsékletűnek kell lennie ahhoz, hogy a gyújtás létrejöjjön. Néhány mikronos átmérőjű részecskék esetén azok hőmérséklete szinte pillanatnyilag veszi fel a környezet hőmérsékletét, amely a fenti értékeknél jóval kisebb. S még egy kérdés: a tüzelőanyag fő részét hogyan védik meg az öngyulladástól.

MEURER új álláspontot képvisel a füstképződést illetően is. Szerinte a füstképződést nem annyira az oxigén hiánya, hanem maga az égés reakciókinetikai mechanizmusa okozza. Ezek szerint a reakciósebesség és a hőmérséklet emelkedésével a szükségesnél mind kevesebb és kevesebb oxigén jut a reakciózónába egészen addig, amíg a peroxidos oxidációs folyamat megszűnik az oxigénhiány következtében. Ez a tüzelőanyag krakkolásához s ezen keresztül szabad szén kiválásához vezet, amely utóbbi a szerző véleménye szerint csak az alábbi reakcióban tud elégni:



A reakció lefolyásához elegendő mennyiségű égéstermék (H₂O) jelenlétére van szükség.

A fenti séma szempontjából:

a) a hőmérséklet emelkedése, amely a reakció első szakaszában kedvező, a reakció többi fázisaiban nem kívánatos;

b) mindenáron meg kell akadályozni a tüzelőanyag termikus szétesését, ami az előoxidációs folyamatok lassításával érhető el.

Az oxidáció sebességének csökkentése a füstképződés megakadályozása szempontjából alapvető gondolatként vonul végig, s az M-eljárás konstrukciós elveinek alapjául szolgál, ahol az égőtér fala — a szerző elgondolása szerint — a szakaszosan működő karburátor (intermittent carburator), szerepét tölti be. Ez a fal biztosítja a tüzelőanyag lassú és egyenletes előoxidálását.

A kipuffogó gázokban jelentkező füst, MEURER szerint, az előoxidációs folyamatok következménye, mikor is „a reakciózónában a krakkolás sebessége és az oxigén hozzáfűtés sebessége között eltérés (diszproporció) lép fel”. A fenti séma igazolására a szerző azt a tényt hozza fel, hogy közvetlenül az öngyulladás után a spektrumban CC vonalak jelennek meg, amelyek a CC és CH kötések széteséséről tanúskodnak.

A fenti megfontolások azonban nyilvánvaló tévedésen alapulnak. Az öngyulladás után megfigyelt CC-, CH-, valamint OH-vonalak ugyanis a szénhidrogénlángok jellemző spektrumát alkotják, s arról tanúskodnak, hogy a keletkezett közönséges hőlángban meghatározott koncentrációjú CC-, CH- és OH-gyökök vannak gerjesztett állapotban. Ebből azonban egyáltalán nem lehet a CC-gyök szétesésére következtetni, ahogy ezt a szerző gondolja. Ezenkívül a fentiekben feltételezett reakció-mechanizmus, amely szabad szén kiválásához vezet, egy belső ellentmondással is bír. Ugyanis egyedül lehetséges exotermikus folyamatként csak az üzemanyag oxidációja tekinthető, ezért a reakció zónájában a hőmérséklet jelentős növekedése csak oxigén hozzáfűtés esetén lehetséges. Ha az oxigén hozzáfűtés megszűnik, azzal megszűnik a hőmérséklet emelkedése is, úgyhogy semmi okunk sincs a fenti két folyamat közötti „diszproporció” növekedését várni, amely lényegében a fenti füstképződési mechanizmus alapjául szolgált.

Most vizsgáljuk meg a füstképződés lehetőségeit az öngyulladási folyamatban és az égés alapfázisában. Több állapotú öngyulladási folyamatban a krakkolódás egyetlen valószínű útjának az látszanék, hogy a szénhidrogén-gyök szétesik, mielőtt reakcióba lépne az oxigénnel (1. reakció). Diesel-motornál az öngyulladás stádiumában, a hőmérséklet-emelkedés a kék- és hőláng számára szükséges oxigénodavezetés függvénye, ezért az üzemanyag mély krakkolódása nem várható. Valóban, sem a hideg- sem pedig a kék lángban nem fedezhetők fel a szénhidrogén szétesésének alacsonyabb termékei [31].

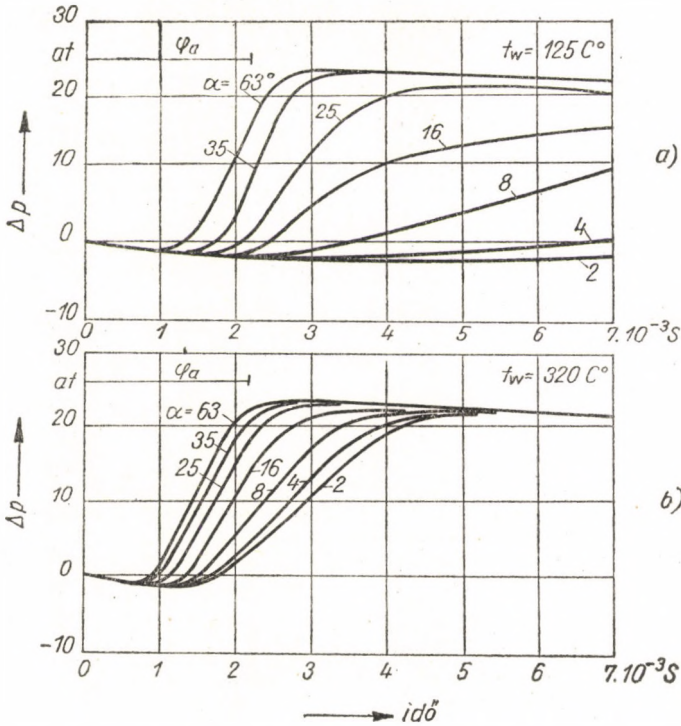
A fentiek alapján a füstképződés forrását az égés alapfázisában kell keresnünk. Egy meghatározott térfogat öngyulladása után egy turbulens lángfront terjed tova a heterogén keverékben, ahol $\alpha = 1,3 - 1,5$ átlagos léglevesleg-tényező esetén is — oxigénzegény zónák jöhetnek létre. Ezekben a zónákban a láng áthaladásakor létrejöhet szabad szén kiválása — hasonlóan a diffúziós lángokhoz. Ebből viszont az következik, hogy a füstképződés megakadályozásának egyetlen módja a tüzelőanyag tökéletes keverése a levegővel.

A MAN-M motor lágy járása főleg a keverékképzés lefolyásában leli magyarázatát. A folyamat kezdetén fellépő, viszonylag alacsony hőmérséklet miatt a gyűlés kezdetéig a tüzelőanyag csak kisebb része párolog el, ami alacsony nyomásemelkedési sebességet eredményez. Ugyanakkor az égés következtében a párolgás nagymértékben gyorsul, így az égés kellő időben történő lefolyása biztosítva van.

Az égésfolyamat lefolyását elsősorban a kamra falának hőmérséklete és a falra fecskendezett üzemanyag hányada határozza meg [27]. A 77. ábrán PISCHINGER Diesel-bombában végzett kísérleti eredményeit láthatjuk $t_w = 125$ és 320 C° falhőmérséklet mellett különböző irányú ráfecskendezések (α^0) esetén. Nagy szögeknél, amikor a falra gyakorlatilag üzemanyag nem jut, a fal hőmérsékletének befolyása csekély. Erős ráfecskendezésnél viszont

($\alpha = 2^\circ - 8^\circ$) a falhőmérséklet döntően befolyásolja a keverékképzés és égés sebességét.

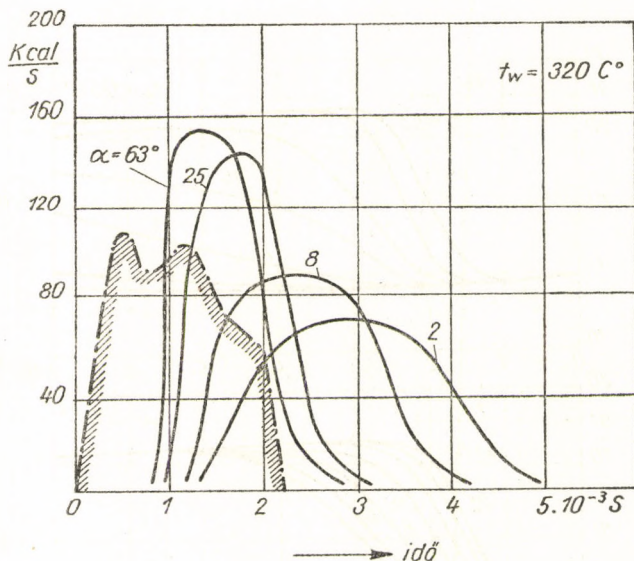
Az égési sebesség görbéit $t_w = 320\text{ C}^\circ$ falhőmérséklet esetére a 78. ábra szemlélteti. A görbékől látható, hogy a falra történő fecskendezés esetén a hőfelszabadulás sebessége kisebb, s ezzel magyarázható e motorok viszonylag lágý járása.



77. ábra. A nyomásgörbék változása falra történő fecskendezés esetén
a) falhőmérséklet $t_w = 125\text{ C}^\circ$, b) $t_w = 320\text{ C}^\circ$

Lényegében hasonló égési mechanizmussal van dolgunk az izzófejes motorban is. A befecskendezés az alsó holtpont tájékán történik, s a tüzelőanyag elpárolgása viszonylag nyugvó közegben jön létre az izzókúpon. Az égésteret füstgáz tölti ki, melynek oxigén-koncentrációja minimális, és csak az előoxidációs folyamatok megindulásához elegendő. A keletkezett aktív közbenső termékek termikus öngyulladása csak akkor következik be, amikor a dugattyú friss levegőt nyom be a kamrába. Mivel az égéster szájnyílása olyan kiképzésű, hogy az a kamrában egyértelmű légmozgatást nem hoz létre, az aktív termékek és a levegő keveredése nem lesz folyamatos. Ezzel magyarázható e motorok kemény, detonáció jellegű égésfolyamata. Ezen a téren haladást jelentett a szerző által is javasolt [21], majd a Mezőgazdasági Gép-

kísérleti Intézet által megvalósított tangenciális beömlésű égéskamra használata [22]. A keveredés itt meghatározott törvényszerűség szerint folyik le, ami az égés dinamikáját is szabályozza. A fenti megfontolásokat a Gépkísérleti Intézet eddigi mérései igazolják.



78. ábra. A hőfejlődés törvényszerűsége különböző irányú ráfecskendezések esetén

3. § FIZIKAI-KÉMIAI ÉS HIDRODINAMIKAI JELLEMZŐK HATÁSA A GYÚLÁSI ÉS ÉGÉSI FOLYAMATRA

Az égésfolyamat kinetikai természetét lényegében a tüzelőanyag kémiai összetétele, valamint az égéstérben uralkodó nyomás és hőmérséklet határozza meg. Az égés tömegsebessége (a tüzelőanyag elégetési sebessége), vagyis a hőfejlődés sebessége azonban egész sor fizikai-kémiai és hidrodinamikai tényező függvénye.

A fenti kérdések tisztázásának az ad nagy jelentőséget, hogy napjainkban a Diesel-motorok fordulatszámának növelése kulcskérdéssé vált. A fordulatszám növelésével tovább csökken a keverékképzésre rendelkezésre álló idő, ugyanakkor az üzemanyag tökéletes és kellő időben lefolyó elégetése továbbra is elengedhetetlen követelmény. A gyúlási késedelem növekedése még részben és bizonyos határig kompenzálható nagyobb előbefecskendezési szög beállításával, de az égés alapfázisának tartama forgattyúszögekben mérve nem növekedhet.

Diesel-motorok vizsgálata azt mutatta, hogy az égés alapfázisának tartama jó keverékképzés esetén nem növekedett lényegesen a fordulatszámmal.

Ezért feltételezhető, hogy hasonlóan a karburátoros motorokhoz, a turbulens pulzációnak az égés meghatározott fázisaiban a folyamat gyorsítása szempontjából nagy jelentősége van.

Diesel-motorok esetén a hőmérséklet változásának még további hatása is van, amennyiben a hőmérséklet növekedésével változik a kémiai reakció és a keverékképzés idejének viszonya, $\frac{\tau_{kém}}{\tau_{kev}}$.

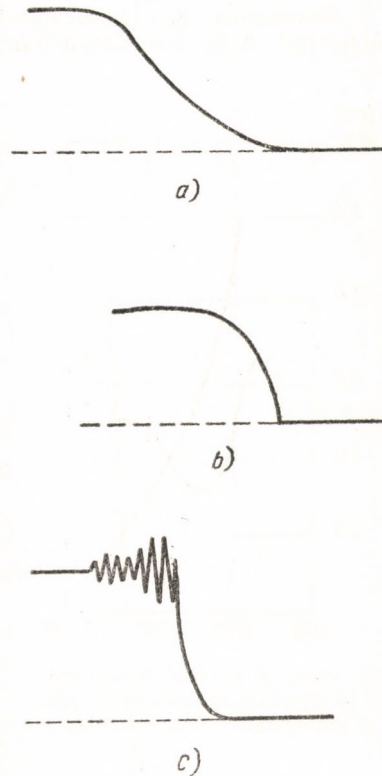
Ha a kémiai reakció sebessége jelentősen felülmúlja a keveredés sebességét (nagy hőmérsékletnél), akkor diffúziós égéssel van dolgunk. A tüzelőanyag sugárhéjában elpárolgott anyag még éppen csak elkezd diffundálni a szomszédos részek felé, amikor a határfelületen — amely nagy üzemanyag- és oxigénkoncentráció gradiensevel bír — már megkezdődik az égés. A további keveredés a láng zónájában jön létre, s az égési sebességet a diffúzió intenzitása szabja meg. Az ilyen égés jellemzői: rövid gyúlási késedelem, elnyújtott égés, a füstgázban el nem égett közbenső termékek nem találhatóak.

A másik szélső eset, amikor a keveredés ideje jóval rövidebb a kémiai reakció idejénél. Ebben az esetben a láng keletkezéséig egynemű keverék alakul ki, s a keletkezett lángfészkekből az égés a karburátoros motoréhoz hasonlóan terjed tova. A folyamatot füst nélküli, lágy égés jellemzi.

Egy közbülső eset áll elő akkor, ha a keveredés ideje közel azonos a kémiai reakció idejével. A folyamat jellegzetessége az, hogy a keveredés és az oxidációs folyamat egy időben folyik, és ezek egymásra hatnak. Ilyenkor az égéstér jelentős részét aktív részecskékkel telített keverék foglalja el, ami az előoxidáció folyamán a detonációszerű égés feltételeit hozza létre. Az égés nagy nyomásemelkedési sebességgel történik.

A $\frac{\tau_{kém}}{\tau_{kev}}$ viszony több tényező következtében változhat. Így pl. a keverékképzés sebessége lényegesen függ a turbulencia intenzitásától, ugyanakkor a hőmérséklettől kevésbé. Viszont a reakció sebessége lényegesen csak a hőmérséklettől függ.

A fenti típusú égéseket jellemző nyomásgörbék a 79. ábrán láthatók [38]. Kis hőmérsékletnél a hőfejlődés és a nyomásnövekedés lassan, *S* görbe szerint történik. Nagy hőmérsékleten rövid gyúlási késedelem, meredek nyomásemelkedés és lassú utóégés a jellemző. Közepes hőmérsékleti zónában gyors



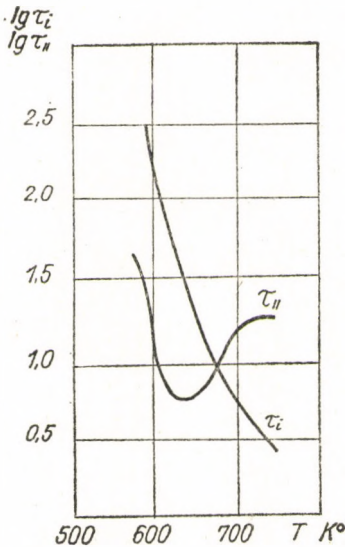
79. ábra. Jellemzőes nyomásgörbék
a — kinetikai égés, b — diffúziós égés, c — detonációs égés

nyomásemelkedés és a detonációs égésre jellemző nyomáshullám-vibráció* figyelhető meg — utóégés nélkül.

a) A KEZDETI HŐMÉRSÉKLET HATÁSA AZ ÖNGYULLADÁSI ÉS ÉGÉSI FOLYAMATRA

A befecskendezés kezdetekor fellépő keverékhőmérséklettől nagymértékben függ az előoxidációs folyamatok mechanizmusa és tartama, s ezzel a gyúlési késedelem. Ha ugyanekkor a keveredés sebessége lényegesen nem változik, akkor a $\frac{\tau_{kém}}{\tau_{kev}}$ viszony különbözőképpen alakulhat.

SZVIRIDOV [38] Diesel-bombában kapott kísérleti eredményeit a 80. ábrán láthatjuk. A gyúlési késedelem a hőmérséklet emelkedésével csökken, mialatt



80. ábra. A gyúlési késedelem és az égés tartamának változása a hőmérséklet függvényében

az aktivációs energia is csökken. A kapott görbéket $lg \tau$ és $\frac{1}{T}$ koordinátarendszerben ábrázolva, meghatározhatók az aktivációs energia látszólagos értékei, melyek az 5. táblázatban láthatók.

Az égés alapfázisának hossza, τ_{II} a hőmérséklettől különbözőképpen függ. A hőmérséklet növekedésével mintegy 650 K°-ig τ_{II} értéke csökken, majd ismét növekedni kezd. A maximális égési sebesség a fenti kísérletekben tehát 650 K° környékén következett be, a 79/c ábrán látható nyomásgörbével. SZVIRIDOV szerint ugyanis itt teljesült a $\tau_{kém} = \tau_{kev}$ viszony, mely a fentebb elmondottak értelmében létrehozza a detonáció jellegű égés feltételeit [38].

Nagyon érdekes, hogy SZOKOLIK [32] a maximális hidegláng-intenzitást ugyanilyen hőmérsékletnél mérte (lásd 76. ábra), s a gyúlési késedelem görbéjének töréspontja a $lg \tau \sim \frac{1}{T}$ koordináta-rendszerben szintén itt következik be [39].

5. táblázat

Kezdeti nyomás, at	Aktivációs energia értéke, kcal/mol	
	Hőmérsékleti zóna	
	nagy	kicsi
20	20 000	36 000
30	17 000	34 700
40	10 000	30 000

az aktivációs energia is csökken. A kapott görbéket $lg \tau$ és $\frac{1}{T}$ koordinátarendszerben ábrázolva, meghatározhatók az aktivációs energia látszólagos értékei, melyek az 5. táblázatban láthatók.

Az égés alapfázisának hossza, τ_{II} a hőmérséklettől különbözőképpen függ. A hőmérséklet növekedésével mintegy 650 K°-ig τ_{II} értéke csökken, majd ismét növekedni kezd. A maximális égési sebesség a fenti kísérletekben tehát 650 K° környékén következett be, a 79/c ábrán látható nyomásgörbével. SZVIRIDOV szerint ugyanis itt teljesült a $\tau_{kém} = \tau_{kev}$ viszony, mely a fentebb elmondottak értelmében létrehozza a detonáció jellegű égés feltételeit [38].

Nagyon érdekes, hogy SZOKOLIK [32] a maximális hidegláng-intenzitást ugyanilyen hőmérsékletnél mérte (lásd 76. ábra), s a gyúlési késedelem görbéjének töréspontja a $lg \tau \sim \frac{1}{T}$ koordináta-rendszerben szintén itt következik be [39].

* A keletkezett lökéshullám a henger falán visszaverődve nyomáslengéseket hoz létre.

Ezért fel kell tételeznünk, hogy a hidegláng-folyamatok maximális intenzitása is hozzájárul a rövid, detonációszerű égés kifejlődéséhez.

Közönséges Diesel-motoroknál ($\varepsilon = 14-18$) a befecskendezés pillanatában a levegő hőmérséklete $800-950\text{ K}^\circ$, vagyis magasabb a maximális hidegláng-intenzitást jelentő 650 K° értéknél. Ez azonban nem jelenti azt, hogy a fenti hőmérsékletnél nem fejlődhet ki detonációs égés. A $\tau_{\text{kéui}} = \tau_{\text{kev}}$ feltétel, SZVIRIDOV kísérleteitől eltérően, más hőmérsékletnél is fennállhat, s végeredményben az égés dinamikáját a fizikai-kémiai és hidrodinamikai tényezők együttesen szabják meg.

Megjegyezzük, hogy az izzófejes motoroknál ($\varepsilon = 5-6$) az égőtérben levő füstgáz hőmérséklete kb. 650 K° körül van, ami a fentiek szerint kedvezően hat a detonációs égés kifejlődésére. Ezért a keverékképzés és ezzel az égés szabályozása itt különös jelentőséggel bír.

b) A KEZDETI NYOMÁS HATÁSA AZ ÖNGYULLADÁSI ÉS ÉGÉSI FOLYAMATRA

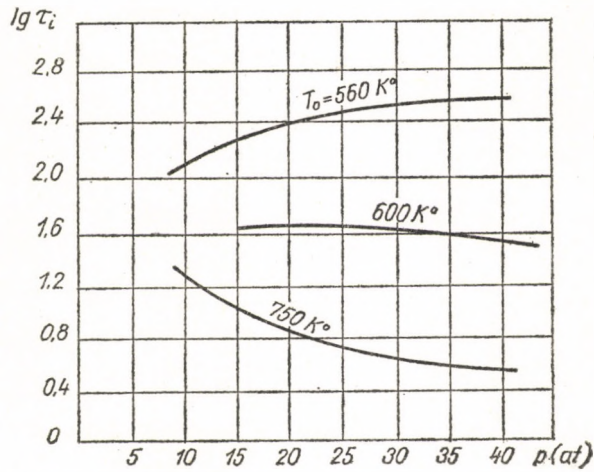
A kezdeti nyomásnak az öngyulladás és égési folyamatra gyakorolt hatása ma még nem teljesen tisztázott kérdés. A kísérleti eredmények is többször ellentmondanak egymásnak [38, 39, 23], aminek egyrészt az az oka, hogy azokat különböző feltételek mellett végezték. A kezdeti nyomás változtatása egyben megváltoztatja a befecskendezett tüzelőanyag-sugár alakját, valamint a porlasztás és keverékképzés dinamikáját is, ami a különböző kísérleti berendezéseknél különböző mértékben jelentkezhet.

Ismeretes, hogy a gyúlási késedelem a nyomástól a következő alakú összefüggés szerint függ:

$$\tau \sim \frac{1}{p^n};$$

vagyis a gyúlási késedelem a nyomás n -ik hatványával fordítottan arányos.

WOLFER [23] $n = 1,19$ értéket ad meg, míg SZERBINOV [39] szerint ez az érték $0,35-0,50$ között változik. A kérdésben bizonyos mértékű előrehaladást jelentenek SZVIRIDOV [38] legújabb kísérletei, melyek szerint a nyomás befolyása a gyúlási késedelemre a különböző hőmérsékleti tartományokban más és más. Eszerint 600 K° alatt a nyomás növekedésével τ értéke növekszik, $600-700\text{ K}^\circ$ között a nyomásváltozás gyakorlatilag nem befolyásolja a gyúlási késedelmet, míg $700-900\text{ K}^\circ$ hőmérsékleti tartományban τ erősen függ a nyomástól (81. ábra). Ez utóbbi hőmérsékleti tartományban n értéke



81. ábra. A gyúlási késedelem változása a nyomás függvényében

1,0—1,2 között változik. Hasonló eredményeket találhatunk más kutatóknál is [40, 24]. A probléma teljes értékű tisztázásához azonban még további kísérleti anyagra van szükség.

c) HIDRODINAMIKAI TÉNYEZŐK HATÁSA AZ ÖNGYULLADÁSI ÉS ÉGÉSI FOLYAMATRA

A Diesel-motorok fordulatszámának növelése, különösen a gépjármű-technikában, kulcskérdéssé vált. A fordulatszám növekedésével mind kevesebb idő áll rendelkezésre a keverékképzésre és az égésre, ezért ez utóbbi folyamatokat gyorsítani kell valamilyen módon. A gyúlási késedelem növekedése (forgattyúszögekben) még nagyobb előbefecskendezési szög állítással bizonyos mértékig ellensúlyozható, az égés elnyúlása azonban már a ciklus gazdaságosságának rovására megy.

Eddigi megfigyelések azt mutatták, hogy jó keverékképzés esetén az égés tartama észrevehetően nem növekedett meg a fordulatszám növekedésével, ezért fel kell tételezni, hogy — a karburátoros motorokhoz hasonlóan — a turbulencia itt is gyorsítja az égés alapfázisát. Sajnos, eddig csak egyetlen munkára utalhatunk [38], amelyben kísérlet történt a fenti feltételezés igazolására. A mérések igazolták, hogy az égés alapfázisában az égés tömegsebessége a turbulenciával nő. A gyúlási késedelem ideje bizonyos mértékben szintén csökken, azonban itt egyértelmű összefüggést nem lehetett eddig megállapítani.

A fenti kísérletek hiányossága, hogy a turbulencia struktúráját (lásd II/2. §) és intenzitását nem határozták meg, s ezért a turbulencia gyorsító hatása mennyiségileg nem állapítható meg.

Kétségtelen, hogy a hidrodinamikai jellemzők hatásának vizsgálata a közeljövő egyik legfontosabb kísérleti feladata, mint ahogyan ezt a Szovjetunió kutató intézeteiben folyó ilyen irányú tevékenység igazolja is.

4. § AZ ÉGÉS FÁZISAI DIESEL-MOTORBAN

A Diesel-motorban végbemenő égés, mint láttuk, bonyolult egymásba-fonódó folyamat, kezdve a befecskendezés kezdetétől a kipufogás kezdetéig.

Habár az egymást követő folyamatok szorosan függnek egymástól és feltételezik egymást, mégis célszerű a Diesel-motorban lejátszódó égésfolyamatot részekre osztani.

Az égésfolyamat részekre osztásának gondolata H. RICARDÓTÓL (1923) ered. Ő az égésfolyamatot három részre osztotta: 1. gyúlási késedelem ideje, 2. a gyors égés szakasza és 3. a lassú utóégés szakasza.

Az égés összetett sebessége a folyamat egyes fázisainak sebességétől (időtartamától) függ, s így azt döntően a leglassúbb fázis befolyásolja. Egyes esetekben a fizikai-kémiai átalakulások határolják az égés sebességét (kinetikai égés), más esetekben a reagenseknek a reakció helyéhez való adagolása, illetve az égéstermékek elvonása (diffúziós égés).

A következőkben az égésfolyamatot a legkorszerűbbnek tekintett felfogás szerint [40] négy részre fogjuk osztani:

A gyúlási késedelem fázisa a befecskendezés kezdetétől a termikus öngyulladás kezdetéig tart. Főbb jellemzői a következők:

a) A reakció sebességek viszonylag kicsinyek, s a reakció termékei közbülső termékek (pl. hidegláng-folyamatok).

b) Az üzemanyag állandóan lép be a hengerbe, felhalmozódva a gyúlás kezdetéhez.

c) A fizikai-kémiai folyamatok okozta nyomás- és hőmérsékletváltozás olyan kicsiny, hogy gyakorlatilag elhanyagolható és a nyomást, valamint a hőmérsékletet döntően a kompresszió szabja meg.

A gyúlási késedelem ideje alatt belépő tüzelőanyag a fizikai-kémiai átalakulások egész során megy át. A tüzelőanyagcseppek felmelegszenek, elpárolognak és kémiai átalakuláson mennek keresztül, amikor is nagyszámú aktív centrum keletkezik.

A porlasztás, valamint a cseppek levegővel való elkeveredése sohasem egynemű, ezért az öngyulladásához szükséges feltételek egyes pontokban vagy kisebb térfogatokban, de nem a kompressziótér teljes terjedelmében egyformán jönnek létre. Az első fázis végére az égőtérben általában több tűzfészek keletkezik, melyekben a reakció lángképződéshez vezet.

Az égés második fázisa az öngyulladástól a maximális nyomás eléréséig tart. (Mai gyorsjárású dieseleknél a maximális nyomás helye $6-10^\circ$ -kal a felső holtpont után van.)

A fázis jellemzői a következők:

a) A tűzfészek csaknem egyidejű öngyulladása.

b) Az égés tömegsebességének gyors növekedése, mely a fázis végére eléri maximumát.

c) A gyúlási késedelem és a befecsekendezés tartamától függően az üzemanyag égőtérbe való bevitele folytatódhat, az üzemanyag-koncentráció gyors növekedése mellett.

d) A nyomás és hőmérséklet gyors növekedése.

A második fázisban lejátszódó folyamatok közvetlenül meghatározzák a nyomásemelkedés sebességét és a maximális égési nyomást. Ugyanakkor a második fázis meghatározza a következő fázisok lefolyását (pl. a hőbevezetés intenzitását) is, és ezért erősen kihat a körfolyamat jószágára.

A több pontban egyidejűleg előálló öngyulladás oka a kiinduló „csepp—levegő” keverék és az ebből fakadó heterogén hőmérséklet- és koncentráció-eloszlás. Az öngyulladási pontok száma függ a porlasztás minőségétől és a tüzelőanyag-cseppek eloszlásától az égőtérben. A megfigyelések szerint az öngyulladási pontok számának minden üzemállapotban nagy jelentősége van, s az ilyen pontok száma a terheléssel nő. Az öngyulladás után ezekből a pontokból a keletkező láng minden irányban különböző sebességgel terjed tova. A láng tovaterjedési sebessége attól függ, hogy az adott térfogatban milyen jellegű égés fejlődhet ki. Tiszta kinetikai és diffúziós égés esetén a láng tovaterjedési sebessége $10-30$ m/sec között változik. Közbülső esetben, amikor a keverék-képzés és az előoxidációs folyamatok térben és időben összefonódnak, bizonyos térfogatokban létrejöhet a detonációs jellegű öngyulladás feltétele, s ilyenkor a láng tovaterjedési sebessége elérheti a hangsebességet. Tekintve, hogy a legtöbb esetben még a második fázisban is folytatódik a tüzelőanyag bevitele az égőtérbe, a láng tovaterjedésének befejeztével az égés az egész égéstérben

tovább folytatódik. Kísérleti adatok szerint [40] a láng tovaterjedési ideje csak mintegy egyharmadát foglalja el a második fázisnak.

Az égés második fázisában nagy mennyiségű közbenső termék keletkezik, így a közben befecskendezett tüzelőanyag ezekkel a termékekkel keveredik.

Az égés harmadik fázisa a maximális nyomástól a maximális hőmérséklet eléréséig tart (20—35°-kal a felső holtpont után).

Jellegzetességei:

- a) Intenzív égés az elért legnagyobb sebességgel.
- b) Az adagolás befejeződik, az oxigén- és tüzelőanyag-koncentráció csökken. A légfeleslegtényező közeledik minimális értékéhez.
- c) A közbenső termékek koncentrációja gyorsan csökken, míg a végtermékek koncentrációja gyorsan nő.
- d) A hőmérséklet emelkedése a maximális értékig, és a nyomás csökkenése az expanzió miatt.

Az égés harmadik fázisában, tekintettel a végtermékek és a közömbös (inert) gázok viszonylagos növekedésére, nagy szerepe van a keveredésnek és a diffúciónak. Ezért itt a rendezett légmozgás és ezen belül a turbulens pulzáció lényegesen gyorsíthatja az égést. A fázis tartamát a keveredés jósága határozza meg.

A *lassú utóégés* képezi az égés negyedik fázisát, amely a maximális hőmérséklet elérésétől az égés befejezéséig tart. Kísérletek azt mutatják, hogy az égés folytatódhat a kipufogás kezdetéig, sőt tovább is.

A negyedik fázis mintegy 50%-át teszi ki az egész keverékképzés és égés idejének, mialatt az összes hő 10—20%-a vezetődik be. E fázis jellemzői:

- a) Az égési sebesség állandóan csökken, a reakció lassan kialszik.
- b) A tüzelőanyag-adagolás nem történik, a kiinduló reagensek koncentrációja zérushoz tart, és a henger oxigéntartalma közeledik minimális értékéhez.
- c) Az égés végtermékeinek lassú növekedése, CO₂ és H₂O görbéi aszimptotikusan közelednek maximális értékükhöz.
- d) A nyomás és hőmérséklet gyors esése az expanzió következtében.

Mint látható, a negyedik fázis a leghosszabb, és jelentős mennyiségű hő vezetődhet be, különösen nagy terheléseknél. Mivel a folyamat az expanzió vonalán történik jobbra növekvő dugattyúsebesség mellett, az itt keletkező égéstermékek expanzió-lehetősége nagymértékben csökken, s velé együtt a bevitt hő kihasználása is. Ezért nagyon fontos a negyedik fázis rövidítése, jó keverékképzés biztosításával. A légmozgás és turbulens pulzáció itt is lényegesen gyorsítja az égés befejezését, s ezzel rövidíti e fázis tartamát.

5. § A GYÚLÁSI KÉSEDELEM

Az égőtérbe befecskendezett tüzelőanyag nem gyullad meg azonnal, hanem csak egy bizonyos idő elteltével. Ezt az időt indukciós periódusnak vagy gyúlási késedelemnek nevezzük.

A gyúlási késedelem ideje alatt a tüzelőanyag bejut az égőtérbe, cseppekre esik szét, majd elpárolog. Az elpárolgott tüzelőanyagban megindulnak az elő-

oxidációs folyamatok, melyek végül is a termikus öngyulladáshoz vezetnek (lásd IV. 2. §).

A gyúlási késedelem ideje fontos jellemzője a Diesel-motor körfolyamatának, amennyiben annak hossza erősen befolyásolja a ciklus dinamikai jellemzőit. Ezért a gyúlási késedelem meghatározásának a különböző paraméterek függvényében nagy jelentősége van.

Először NEJMAN és JEGOROV [41] nagyszámú kísérleti anyag feldolgozása alapján állított fel empirikus képletet a gyúlási késedelem kiszámítására (metán; $T > 1000 \text{ K}^\circ$)

$$p^{1,8} \cdot \tau \cdot e^{-\frac{41000}{T}} = \text{konst.}$$

Nem sokkal később SZEMJONOV [34] elméletileg is igazolta a fenti kifejezés helyességét. A gyúlási késedelem idejére, izotermikus láncreakció esetén, a reakció sebessége SZEMJONOV szerint

$$w = A \cdot e^{\varphi \cdot \tau},$$

ahol

$$\varphi = \text{konst.} \cdot p^n \cdot e^{-\frac{E}{RT}}.$$

Mivel a gyúlási késedelem ideje alatt a nyomás és hőmérséklet nem változik lényegesen, A értéke, sőt maga a reakciósebesség is közel állandónak vehető, vagyis

$$w = A \cdot e^{\varphi \cdot \tau} = \text{konst.},$$

ahonnan

$$p^n \cdot \tau \cdot e^{-\frac{E}{RT}} = \text{konst.} \quad (165)$$

A fenti kifejezéshez meg kell jegyeznünk, hogy az csak nagy hőmérsékletű (lásd fentebb), egyfázisú öngyulladási folyamatra érvényes, amikor a folyamat izotermikus láncreakcióval kezdődik.

Többfázisú öngyulladási folyamat esetén a reakciósebesség állandósága nem tételezhető fel, s ezenkívül a pillanatnyi nyomástól és hőmérséklettől függően az egyes fázisok dinamikája másként és másként alakulhat, lényegesen megváltoztatva ezzel a gyúlási késedelem idejét. A keverékképzés különböző fázisainak, valamint az előoxidációs folyamatoknak egymásbafonódása még csak bonyolítja az amúgy is bonyolult képet. Ezenkívül, mint azt korábban láttuk, többfázisú öngyulladási folyamatnál a hőmérséklet és nyomás hatása a különböző hőmérsékleti zónákban más és más.

A fent elmondottakkal magyarázható az a tény, hogy minden kutató más és más kitevő értékeket ad meg a (165) egyenletben. Így például WOLFER [23] szerint $n = 1,19$ és $\frac{E}{R} = 4650$ és $\text{konst.} = 0,44 \cdot 10^{-3}$; SZERBINOV [39]

$n = 0,3-0,5$ értéket ad meg, TOLSZTOV [40] szerint $n = 0,5$, míg SZVIRIDOV [38] legújabb kísérleti eredményeiből a minket érdeklő hőmérsékleti tartományban $n = 1,0-1,2$ értékek adódnak.

Egyes kutatók [24, 40] a (165) egyenletet a következő alakban használják:

$$\tau = \frac{c \cdot \sqrt{T}}{p^n} \cdot e^{-\frac{E}{RT}}.$$

Kísérleti anyag feldolgozásakor célszerű a kapott értékeket $\lg \tau - \frac{1}{T}$ vagy

$\lg \left(\frac{\tau p^n}{c \cdot \sqrt{T}} \right) - \frac{1}{T}$ koordináta rendszerben ábrázolni. Ilyenkor a görbék tangense az aktivációs energia látszólagos értékét adja megfelelő léptékben.

Az aktivációs energia látszólagos értéke az előoxidációs folyamatokra kísérletek szerint 5100—6000 kcal/mol között változik a tüzelőanyagok összetételétől függően.

Újabb kísérlet történt arra, hogy dimenzió-analízis alapján új empirikus képletet állítsanak fel a gyúlási késedelem meghatározására [42], a következő elgondolások szerint:

Közvetlen befecskendezésű motorok esetén a gyúlási késedelem a cetánszám, a kompresszióviszony, az előbefecskendezési szög, a fordulatszám, valamint a kompresszióütem kezdetén fellépő nyomás és hőmérséklet függvénye; vagyis

$$\tau = f(C, \varepsilon, \Theta, n, p_a, T_a).$$

Az egyenletben szereplő dimenzióval rendelkező paramétereket átalakíthatjuk méretnélkülivé.

$$\varphi = \tau n; \lambda = \frac{p_a}{p_0}; \pi = \frac{T_a}{T_0}.$$

Ezekkel

$$\varphi = f_1(C, \varepsilon, \Theta, \lambda, \pi) \quad (166)$$

A dimenzióanalízis elmélete szerint a (166) egyenlet egymáshoz hasonló folyamatok esetére hatványfüggvények szorzataként állítható elő

$$\varphi = A \cdot C^k \cdot \varepsilon^l \cdot \Theta^m \cdot \lambda^n \cdot \pi^p,$$

ahol az A, k, l, m, n, p állandókat kísérleti adatok alapján kell meghatározni.

Kísérleti adatok feldolgozása alapján a következő összefüggést kapjuk.

$$\varphi = \frac{\Theta^{0,6}}{C^{0,9} \cdot \varepsilon^{1,25} \cdot \lambda^{0,4} \cdot \pi^{3,2}} \cdot 4,11 \cdot 10^3.$$

A kapott formula, mint korábban említettük, gyorsjáratú közvetlen befejekendezésű motorokra érvényes [42].

6. § AZ ÉGÉS SEBESSÉGE. AZ INDIKÁTORDIAGRAM MEGSZERKESZTÉSE

A Diesel-motor indikátordiagramjának elméleti úton való megszerkesztése csak az égés tömegsebességének ismeretében lehetséges. Ezért az égés tömegsebességének analitikai úton való meghatározása több kutatót foglalkoztatott [26, 43]. Az égés tömegsebessége a kémiai reakciók lefolyásának törvényszerűségeitől függ, s ezért a kémiai dinamika összefüggéseiből indultak ki. Az egész égési folyamatot leegyszerűsítve úgy gondolták el, hogy az elemi bimolekuláris reakciók összességéből áll. Ilyen feltételezéssel a reakció sebessége

$$w = - \frac{dC_B}{dt} = k C_B \cdot C_{O_2},$$

ahol C_B — a tüzelőanyag koncentrációja,
 C_{O_2} — az oxigén koncentrációja
 k — a sebességi állandó és értéke,

$$k = k_0 e^{-\frac{E}{RT}},$$

ahol E — az aktiváció energiája.

INOZEMCEV [43] feltételezi, hogy az égés heterogén fázisban indul és homogén fázisban fejeződik be. Az égésfolyamat e két szélső esetére meghatározza a k_0 ütközési sebességállandót, amely heterogén fázis esetén

$$k'_0 = 11,15 \cdot \frac{\mu_b}{\gamma_b r_b} \sqrt{\frac{T}{\mu_{O_2}}} = \beta_1 \sqrt{T},$$

míg homogén fázisban

$$k''_0 = 2,7 \cdot 10^{10} \cdot \sqrt{\frac{\mu_b + \mu_{O_2}}{\mu_b \cdot \mu_{O_2}}} T = \beta_2 \sqrt{T},$$

ahol μ_b, μ_{O_2} — a tüzelőanyag és az oxigén molekulásúlya,
 r_b — a tüzelőanyag-cseppek sugara.

Az égésfolyamat egyes közbenső szakaszaira elméleti megfontolások alapján INOZEMCEV a következő összefüggéssel számol:

$$k = A \cdot e^{B\varphi},$$

ahol az A és B állandók az égés kezdetére és végére fennálló feltételekből határozhatók meg.

Általános esetben, természetesen már a kezdeti szakaszban is a reakció mindkét típusa fellép, s a folyamat előrehaladásával a gázfázis lesz az uralkodó. Eszerint

$$C_B = C'_B + C''_B$$

és

$$w = w' + w'' = \sqrt{T} \cdot C_{O_2} \left[C'_B \beta_1 e^{\frac{E'}{RT}} + C''_B \beta_2 e^{\frac{E''}{RT}} \right],$$

ahol „'” a heterogén fázisra és a „''” a homogén fázisra vonatkozik. Sajnos, C'_B és C''_B értékei nem állapíthatók meg, s így a fenti egyenlet ilyen alakban nem használható. Ez késztette INOZEMOEVET is a fentebb ismertetett számítási módszer követésére, habár az ott tett feltevések a gyakorlatban aligha teljesülnek.

Az égés egyenlete mostmár a következőképpen vezethető le. Feltételezve, hogy a befecskendezés törvényszerűsége a forgattyú szögelfordulás függvényében $\sigma = \varphi(\varphi)$ ismert, az üzemanyag koncentrációja

$$C_B = \frac{(\sigma - x) B_0}{\mu_b V},$$

ahol B_0 — az egy ciklus alatt befecskendezett üzemanyag,

V — a pillanatnyi hengertérfogat,

x — a tüzelőanyag elégett része.

Az oxigénkoncentráció

$$C_{O_2} = \frac{(a - x) 0,21 L_0 B_0}{V},$$

ahol a — légfeszleg-tényező, L_0 — az elméleti légszükséglet. Helyettesítve a kiinduló alapegyenletbe, kapjuk:

$$\frac{dC_B}{dt} = k \frac{(\sigma - x) B_0}{\mu_b \cdot V} \cdot \frac{(a - x) 0,21 L_0 B_0}{V}.$$

Mivel

$$\frac{dC_B}{dt} = \frac{B_0}{\mu_b \cdot V} \frac{dx}{dt} = 6 \cdot n \frac{B_0}{\mu_b V} \frac{dx}{d\varphi},$$

egyenletünk így írható:

$$\frac{dx}{d\varphi} = k \frac{0,21 L_0 B_0}{n} \cdot \frac{(\sigma - x)(a - x)}{V}.$$

K. NEUMANN [26] a fenti differenciálegyenletet kicsiny $(\varphi_2 - \varphi_1)$ intervallumokra integrálta, amikor k , V , σ értékeit állandónak lehetett venni. E szerint az intervallum végén

$$x_2 = \frac{\sigma \frac{a - x_1}{\sigma - x_1} - a e^{-\Phi \Delta \varphi}}{\frac{a - x_1}{\sigma - x_1} - e^{-\Phi \Delta \varphi}}, \quad (167)$$

ahol

$$\Phi = \frac{0,21 L_0 B_0 k (a - \sigma)}{6 n V}.$$

Ha feltételezzük, hogy a sebességi állandó (k) a φ szögelfordulás függvénye, akkor a differenciálegyenlet integrálható. Új változót bevezetve, *Bernoulli*-féle differenciálegyenletet kapunk:

$$z = a - x; \quad dz = -dx$$

és

$$\frac{dz}{d\varphi} = - \frac{0,21 L_0 B_0}{6 n} \frac{k(\varphi)}{V(\varphi)} \cdot [(\sigma - a) \cdot z + z^2],$$

ahonnan

$$z = a - x = e^{\int \Phi d\varphi} \cdot \left[C + \frac{0,21 L_0 B_0}{6 n} \int \frac{k(\varphi)}{V(\varphi)} \cdot e^{\int \Phi d\varphi} d\varphi \right].$$

Ha ismeretes a hőfejlődés sebessége, vagyis az $x = f(\varphi)$ függvény, akkor ennek alapján megszerkeszthető az indikátordiagram.

A termodinamika első főtétele szerint

$$dQ = c_v dT + A p dV.$$

A veszteségektől eltekintve

$$dQ = B_0 H_u dx.$$

Ezt helyettesítve az előző egyenletbe és a jobboldalt átalakítva, majd végig osztva $d\varphi$ -vel, kapjuk:

$$\frac{dp}{d\varphi} = \frac{\kappa - 1}{AV} \cdot \frac{B_0 H_u dx}{d\varphi} - \kappa \frac{P}{V} \frac{dV}{d\varphi}. \quad (168)$$

Mivel a változó hengertérfogat (V)

$$V = \frac{V_h}{2} \left(\frac{\varepsilon + 1}{\varepsilon - 1} - \cos \varphi + \frac{\lambda}{2} \sin^2 \varphi \right),$$

ahol $\lambda = \frac{r}{l}$, azaz a forgattyúsugár és hajtókar hosszának viszonya,

$V_h =$ lökettérfogat,

amiből

$$\frac{dV}{d\varphi} = \frac{V_h}{2} \left(\sin \varphi + \frac{\lambda}{2} \sin 2\varphi \right).$$

Helyettesítve a (168) egyenletbe:

$$\frac{dp}{d\varphi} + \kappa \frac{f'(\varphi)}{f(\varphi)} p = \frac{\psi \cdot B_0 H_u (\kappa - 1)}{A \cdot \frac{V_h}{2}} \cdot \frac{d\kappa}{f(\varphi) d\varphi}, \quad (169)$$

ahol $f(\varphi) = \frac{\varepsilon + 1}{\varepsilon - 1} - \cos \varphi + \frac{\lambda}{2} \sin^2 \varphi$, és a ψ tényező a hőátadást és a nem

teljes égést veszi figyelembe (értéke 0,85~0,9).

Végigszorozva az egyenletet $f(\varphi)^\kappa$ -val és integrálva kis ($\varphi_2 - \varphi_1$) intervallumra (κ az intervallumon belül állandó):

$$f(\varphi)^\kappa (p_2 - p_1) + p [f(\varphi_2)^\kappa - f(\varphi_1)^\kappa] = \frac{\psi B_0 H_u (\kappa - 1)}{A \cdot \frac{V_h}{2}} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} f(\varphi)^{\kappa-1} dx.$$

Vagy feltételezve, hogy az intervallumban jó közelítéssel

$$f(\varphi)^\kappa = \frac{f(\varphi_1)^\kappa + f(\varphi_2)^\kappa}{2}$$

és

$$p = \frac{p_1 + p_2}{2},$$

az előbbi egyenlet ilyen alakra hozható:

$$p_2 f(\varphi_2)^\kappa - p_1 f(\varphi_1)^\kappa = \frac{2 \psi B_0 H_u (\kappa - 1)}{A \cdot V_h} \int f(\varphi)^{\kappa-1} dx.$$

A jobboldali integrál kiszámításához x értékét φ -vel kell kifejezni. A $\varphi_2 - \varphi_1$ intervallumon belül x lineáris változását tételezzük fel:

$$x = \frac{\Delta x_{12}}{\varphi_2 - \varphi_1} \varphi + x_1 ;$$

innen

$$dx = \frac{\Delta x_{12}}{\varphi_2 - \varphi_1} d\varphi .$$

Így a jobboldali integrál értéke

$$\Delta x_{12} \cdot \frac{\int f(\varphi) d\varphi}{\varphi_2 - \varphi_1} .$$

Az $\frac{\int f(\varphi) d\varphi}{\varphi_2 - \varphi_1}$ nem más, mint a közepes ordináta az intervallumon belül, melyet

helyettesíthetünk $f(\varphi_{1,2})^{\kappa-1}$ értékkel. Ezek után a nyomás a következő egyenletből számítható:

$$p_2 [f(\varphi_2)]^\kappa - p_1 [f(\varphi_1)]^\kappa = \frac{2 \psi B_0 H_u (\kappa - 1) \Delta x_{12}}{A \cdot V_h} [f(\varphi_{12})]^{\kappa-1} . \quad (170)$$

A politropikus kitevő (κ) intervallumonként változik egyrészt a hőmérséklet, másrészt a gázösszetétel változása miatt.

Az intervallum végén fellépő T_2 hőmérsékletet a következőképpen határozhatjuk meg. Az állapotegyenlet szerint

$$p_2 \cdot V_2 = 848 M' \cdot T_2 ,$$

ahol M' — a molok száma az égés alatt.

Ha M — a molok száma a kompresszióvonal mentén, azaz az égés kezdetekor,

$\mu = \frac{M'}{M}$ — a molváltozás valódi koefficiense és $V_2 = \frac{V_h}{2} \cdot f(\varphi_2)$, akkor

$$T_2 = \frac{V_h \cdot f(\varphi_2) p_2}{848 \cdot 2 \cdot \mu M} , \quad (171)$$

ahol

$$M = B_0 L_0 \alpha (1 + \gamma_r)$$

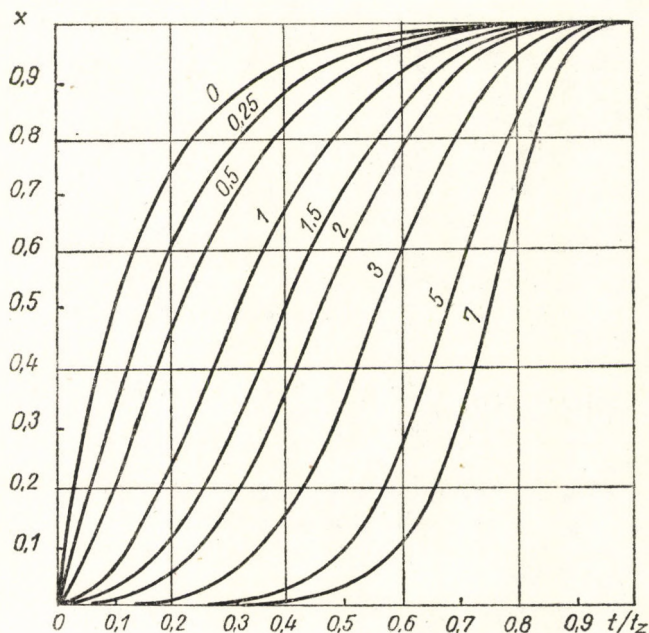
és

$$\mu = 1 + \frac{0,0664}{\alpha (1 + \gamma_r)} \cdot x ,$$

ahol γ_r — szennyezési tényező, vagyis a kipufogó ütem végén a hengerben maradt füstgáz-térfogat viszonya a lökettérfogathoz.

A fenti számítási módszerekhez meg kell jegyezni, hogy azokat csak szabályozható égésfolyamatok esetén lehet használni, amikor a gyúlási késedelem ideje jóval kisebb a befeeszkendezés tartamánál. Még így is jelentős eltérést adhat a számítás, aminek az az oka, hogy az égésfolyamat nem tekinthető elemi bimolekuláris reakciók sorozatának.

Újabbban a számítások egyszerűsítése céljából kísérletek történtek az égés egyenletének félempirikus képletekkel történő meghatározására [44, 45]. Így



82. ábra. A tüzelőanyag elégett részének változása különböző m kitevő esetén

VIBE annak feltételezésével, hogy az effektív (aktív) centrumok viszonylagos sűrűsége az időben

$$\rho = k_2 t^m$$

hatványfüggvény szerint változik, a következő összefüggést vezet le:

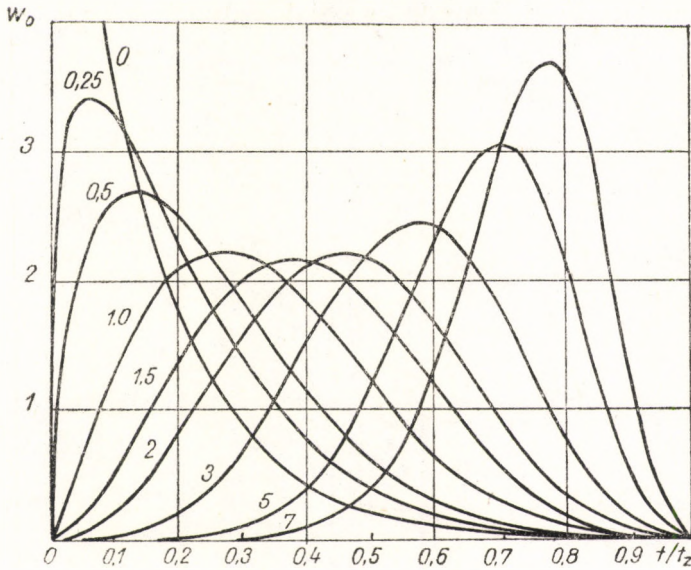
$$x = 1 - e^{-6,9 \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}}, \quad (172)$$

illetve

$$w = \frac{dx}{d(t/t_z)} = 6,9 (m + 1) \left(\frac{t}{t_z}\right)^m \cdot e^{-6,9(t/t_z)^{m+1}},$$

ahol t_z — az égés ideje,
 x — az elégett tüzelőanyag-mennyiség,
 m — az égésre jellemző kitevő,

mely Diesel-motorok esetén 0,0—0,7 között változik. A 82. és 83. ábrákon láthatjuk $x = f(t/t_z)$ és $w = f(t/t_z)$ görbéket, különböző m kitevők esetén. Kísérleti eredmények feldolgozása azt mutatta, hogy a fenti egyenletek elég



83. ábra. Az égési sebesség változása különböző m kitevők esetén

jól leírják az égés dinamikáját. Ugyanakkor ennek a módszernek is nagy hibája, hogy a t_z és m kinetikai tényezőket kísérleti adatok alapján előre fel kell venni.

7. § A CIKLUS DINAMIKÁJA

Az égésfolyamat dinamikáját jellemző tényezők a közepes és maximális nyomásemelkedési sebesség $\left[\left(\frac{\Delta p}{\Delta \varphi} \right)_{\text{köz}}, \left(\frac{\Delta p}{\Delta \varphi} \right)_{\text{max}} \right]$ és a λ nyomásemelkedési fok.

Régóta ismeretes, hogy a nyomásemelkedés sebessége annál nagyobb, mennél hosszabb a gyúlási késedelem, a befecskendezés tartamához viszonyítva. Ugyanakkor konkrét mennyiségi összefüggéseket erre nézve egyedül Tolstrov [40] munkájában találhatunk közvetlen befecskendezésű motorokra. Nagyszámú kísérleti adat alapján sikerült megállapítani, hogy a ciklus dinamikáját jellemző tényezők meghatározott összefüggésben állnak a gyúlási

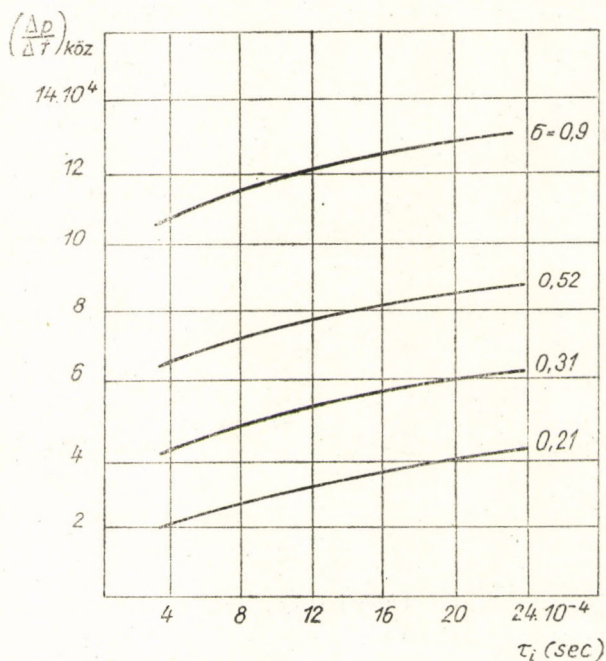
késedelem hosszával, valamint a σ dinamikai tényezővel. Ez utóbbi a gyúlási késedelem ideje alatt befecskendezett üzemanyag viszonylagos mennyiségét fejezi ki:

$$\sigma = \frac{q_{\tau}}{q_{\Sigma}}$$

ahol q_{τ} — a gyúlási késedelem ideje alatt befecskendezett tüzelőanyag mennyisége,

q_{Σ} — az egy ciklus alatt beadagolt mennyiség.

A kísérletileg talált összefüggéseket a 84, 85. és 86. ábrák szemléltetik.



84. ábra. A nyomásemelkedési sebesség közepes értékének változása a gyúlási késedelem függvényében

A τ gyúlási késedelem, állandó q_{τ} értékek mellett, kevésbé hat $\left(\frac{\Delta p}{\Delta t}\right)_{\text{köz}}$ és λ értékére, míg a maximális nyomásemelkedési sebességre nagyobb mértékben. τ hatása ebben az esetben, állandó előbefecskendezés mellett, az égés második fázisának változásával kapcsolatos.

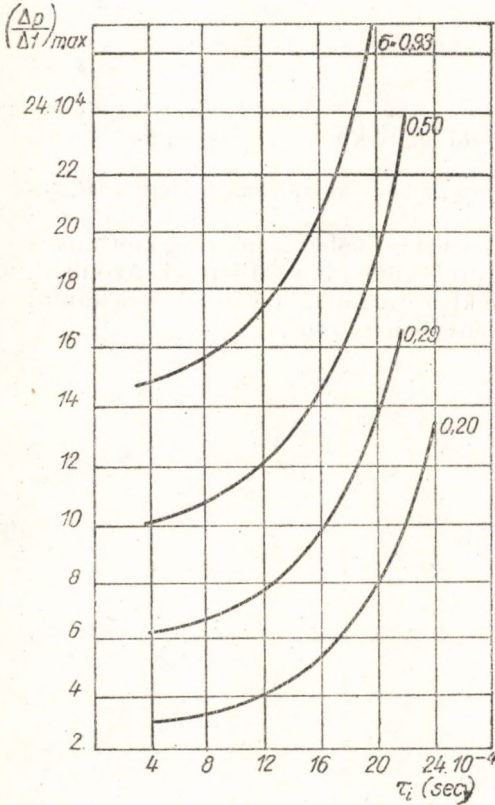
A σ tényezőnek lényegesen nagyobb hatása van a ciklus dinamikájára. Ez érthető is, hiszen σ növekedésével mind nagyobb mennyiségű tüzelőanyag áll rendelkezésre az öngyulladás pillanatában. Ugyanakkor az égésfolyamat kinetikai jellege biztosítja a rendelkezésre álló tüzelőanyag gyors (detonáció jellegű) elégését.

Az ábrákon látható görbéket $\tau = 3,0 - 22 \cdot 10^{-4}$ sec intervallumban a következő empirikus képletekkel adhatjuk meg:

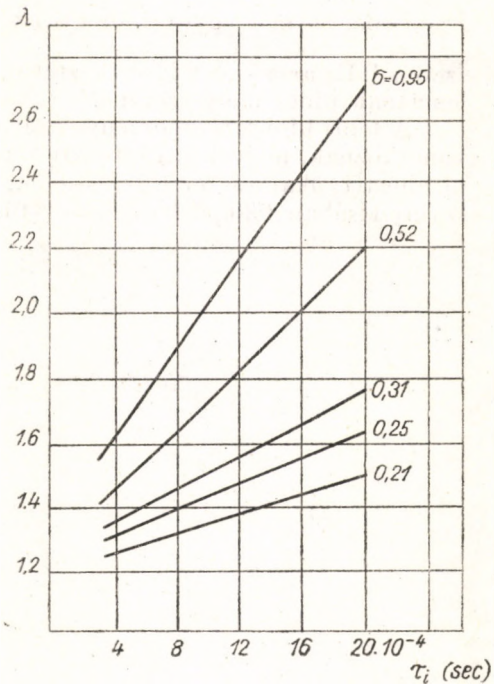
$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta t}\right)_{\text{köz}} = d + a \tau^n \quad \text{kg/cm}^2\text{sec}$$

$$\left(\frac{\Delta p}{\Delta t}\right)_{\text{max}} = D + b e^{k\tau}$$

$$\lambda = C + m \tau,$$



85. ábra. A nyomásemelkedési sebesség maximális értékének változása a gyúlási késedelem függvényében



86. ábra. A nyomásemelkedési fok változása a gyúlási késedelem függvényében

ahol

$$a = 1,1 \cdot 10^6; \quad k = 1,8 \cdot 10^3; \quad n = 0,6.$$

A c, d, D , valamint a b és m koeficiensek változó mennyiségek és a σ tényező függvényei (lásd a 6. táblázatot).

6. táblázat

σ	b	C	d	m	D
0,2	$1,5 \cdot 10^3$	1,18	$1,4 \cdot 10^4$	180	$2,5 \cdot 10^4$
0,3	2,05	1,25	3,3	250	5,8
0,4	2,5	1,28	4,5	350	7,8
0,5	2,8	1,29	5,6	440	9,4
0,6	3,1	1,30	6,7	520	10,9
0,7	3,3	1,31	7,8	580	12,0
0,8	3,5	1,33	8,9	630	13,0
0,9	3,7	1,34	10,0	670	13,8

Érdekes megjegyezni, hogy az összefüggésekben nem $\frac{\Delta p}{\Delta \varphi}$, hanem $\frac{\Delta p}{\Delta t}$ szerepel. Ez arra enged következtetni, hogy az égés kezdeti fázisában a turbulenciának nincs nagy szerepe.

A fenti kísérleti eredmények olyan közvetlen befecskendezésű motorokra vonatkoznak, melyekben intenzív rendezett légmozgás nem lép fel. Azonban, pl. dugattyúkamrás motorok esetén, a ciklus dinamikája változhat a kamra szájnyílásában fellépő légsebesség függvényében is [46].

V. fejezet

A KEVERÉKKÉPZÉS LEFOLYÁSA KÜLÖNBÖZŐ ÉGŐTEREKBEN

1. § A KEVERÉKKÉPZÉS ÁLTALÁNOS KÉRDÉSEI

A keverékképzésen azon egymásbafonódó folyamatok összességét értjük, melyek eredményeképpen az égőtérben többé-kevésbé egynemű tüzelőanyag—levegő keverék áll elő. A keverékképzés a tüzelőanyag befecskendezésével kezdődik, amikor az adagoló berendezés segítségével az egy ciklusra szükséges tüzelőanyag-adagot az égőtérbe juttatjuk. A porlasztó furatán kilépő tüzelőanyag-sugár nagyszámú apró cseppekre esik szét. A cseppek különböző hidrodinamikai tényezők hatására (rendezett légmozgás, turbulens pulzáció) mindjobban eloszanak az égőtérben, s közben megindul a gázosodásuk.

A keverékképzési folyamat jellemző sajátosságai főleg az égőtér kiképzésétől függenek. Az égőtereket a keverékképzés folyamatát illetően két nagy csoportra oszthatjuk

- a) közvetlen befecskendezésű égőterek,
- b) osztott égőterek.

Közvetlen befecskendezés esetén a jó keverékképzés biztosítható

- a) rendezett légmozgás biztosításával (ernyőzött szelepek, speciális szívócső (Drall-kanal), dugattyúkamrás megoldások);
- β) a tüzelőanyag porlasztással történő pontos elosztásával az égőtérben.

A közvetlen befecskendezésű motorok egy tipikus megoldását láthatjuk a 87/a ábrán. Az égőtérben rendezett légmozgás nem jön létre, s az üzemanyag jó elosztásáról többlyukú porlasztó gondoskodik, viszonylag nagy befecskendezési nyomás mellett.

A fenti típusú égőterekben a hidraulikai veszteségek elhanyagolhatóan kicsinyek, az égőtér intenzíven hűtött felülete minimális, ezért igen jó fogyasztás érhető el velük. Hátrányuk viszont, hogy a tüzelőanyag minőségére és a porlasztás jóságára érzékenyek, égési végnyomásuk és nyomásemelkedési sebességük nagy.

A fenti hátrányok kiküszöbölése céljából születtek meg a dugattyúkamrás motorok nagyszámú változatai, melyeknek alapvető típusait a 87/b, c, és d ábrán láthatjuk. A jó keverékképzés biztosítása céljából itt már felhasználjuk a dugattyúkamrába áramló levegő mozgását is. Ezenkívül gyakran találkozunk ernyőzött szelepek alkalmazásával is, melyek függőleges tengelyű légörvénylest hoznak létre. A szelepek ernyőzése a volumetrikus hatásfokot csökkenti, ezért újabban ugyanezt a hatást a szívócsatorna megfelelő vezetésével próbálják elérni.

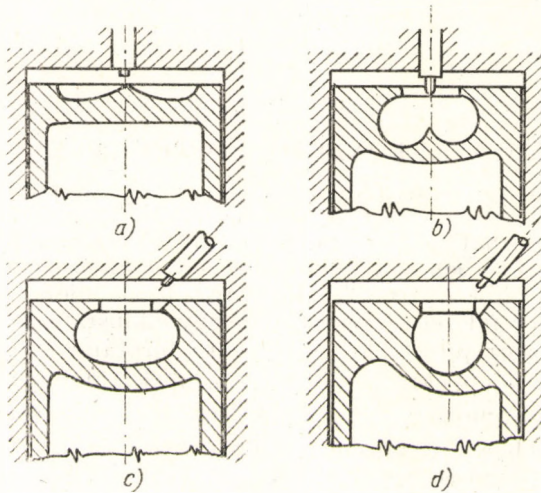
A hidraulikai veszteségek dugattyúkamrák esetén sem jelentősek, s tekintve, hogy a dugattyúkamra sem intenzíven hűtött, itt is jó fogyasztási értékek érhetők el. Ugyanakkor a ciklus dinamikai tényezői kedvezőbbek lehetnek,

habár egyes tényezőkre (pl. befecskendezési nyomás) ezek is elég érzékenyek.

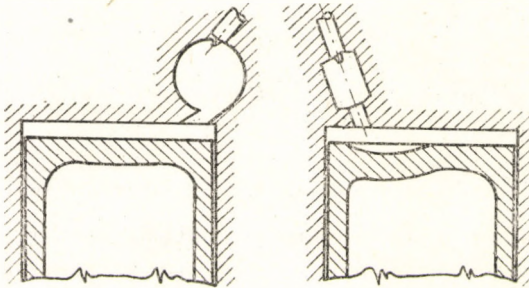
A Diesel-motorok másik nagy csoportját az osztott égőtérű motorok képezik (88. ábra). Ide tartoznak az örvénykamrás, előkamrás és légkamrás motorok (az utóbbi típusok száma ma már nem jelentős).

Ezekben a motorokban a jó keverékképzést az összekötő csatornákon nagy sebességgel átáramló levegő biztosítja a kompresszió- illetve az expanzióütem (kifűvés) mentén. A tüzelőanyag minőségére és porlasztására nem olyan kényesek, mint a közvetlen befecskendezésű motorok. Levegőkihasználásuk igen jó lehet ($\alpha_{\min} = 1,1 \sim 1,3$), ilyenkor nagy effektív középnyomás érhető el. A ciklus dinamikai tényezői általában szintén kedvezőek (lásd IV. 7. §).

Hátrányuk, hogy az égőtér kiképzéséből kifolyólag járulékos hidraulikai és hővesztések lépnek fel a közvetlen befecskendezésű motorokhoz viszonyítva. Ezért fajlagos fo-



87. ábra. Közvetlen befecskendezésű égésterek



88. ábra. Osztott égésterek

gyasztásuk általában rosszabb. Indítási tulajdonságuk szintén nem kedvező, s a legtöbb esetben izzógyertya alkalmazása szükséges az indításhoz.

2. § KÖZVETLEN BEFECSKENDEZÉSŰ ÉGŐTEREK

Közvetlen befecskendezésű égőtér esetén a tüzelőanyag beadagolása közvetlenül a fő égőtérbe történik. Az üzemanyag eloszlása az égőtérben, a keverékképzés és égés folyamata, ami végeredményben a munkafolyamat gazdaságosságát határozza meg, egész sor tényezőtől függ. Ezek a tényezők főként konstrukciós jellegűek, melyek közül a fontosabbak a következők:

- a) kompresszióviszony,
- b) az égőkamra térfogata (dugattyúkamrás motoroknál),

- c) az égőtér alakja,
- d) a porlasztófúvóka szerkezeti kialakítása,
- e) a porlasztó hajlásszöge,
- f) a tüzelőanyag-adagolás törvényszerűsége,
- g) az összekötő csatorna mérete (dugattyúkamrás motoroknál).

A fenti tényezők optimális egybehangolása biztosítja a motor gazdaságos üzemét.

Az alábbiakban megvizsgáljuk a fenti tényezőknek a munkafolyamatra gyakorolt hatását.

a) A KOMPRESSZIÓVISZONY

Belsőégésű motorok elméletéből ismeretes, hogy a kompresszióviszony növekedésével növekszik a körfolyamat termikus hatásfoka.

Sabathé-körfolyamat esetén a termikus hatásfok kifejezése a következő:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}} \frac{\lambda \varrho^{\kappa} - 1}{(\lambda - 1) + \kappa \lambda (\varrho - 1)},$$

ahol $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ — az adiabatikus kitevő.

A termikus hatásfok növekedése attól függ, hogyan változik a λ nyomás-emelkedési fok és az előzetes expanzió ϱ tényezője. A fenti tényezők és a közölt hőmennyiség között az alábbi összefüggés áll fenn [62]:

$$\frac{q_1 + q_2}{c_v T_c} = \lambda - 1 + \kappa \lambda (\varrho - 1),$$

vagy helyettesítve a

$$T_c = T_a \varepsilon^{\kappa-1}$$

értéket, kapjuk:

$$\frac{q_1 + q_2}{c_v T_a} = \varepsilon^{\kappa-1} \cdot [\lambda - 1 + \kappa \lambda (\varrho - 1)].$$

Állandó hőmennyiség közlése esetén az egyenlet baloldala állandó, tehát ε növekedése esetén a zárójeles kifejezésnek csökkennie kell. Mivel gyorsjáratú Diesel-motoroknál az égés olyan gyorsan folyik le, hogy az közel van a klaszszikus Otto-ciklushoz, inkább valószínű λ csökkenése. Ez pedig a termikus hatásfok bizonyos mértékű csökkenéséhez vezet. Ez is hozzájárul ahhoz, hogy a kompresszióviszony növekedésével a termikus hatásfok nem növekszik arányosan.

A mechanikai hatásfok a kompresszióviszony növekedésével csökken, s ezért az $\eta_t \cdot \eta_m$ szorzat értéke maximummal bír ε függvényében.

A kompresszióviszony növekedésével növekszik az égési végnyomás, ezért ε növelése meghatározott értéken felül nem célszerű. $\varepsilon = 18-19$ értékek fölé menni általában nem szokás, s csak ritkán találkozunk $\varepsilon = 20-21$ értékekkel.

A fenti megfontolásokat kísérletek is igazolják, amennyiben $\varepsilon = 12-13$ értékek mellett is sikerült 180 g/Leó alatti fogyasztási értékeket elérni (Lanz, D-14, MIB-D).

A kompresszióviszonytól függ még a kompresszió véghőmérséklete, s ez utóbbitól a gyúlási késedelem ε növekedésével a gyúlási késedelem ideje csökken, ami — jó keverékképzést feltételezve — a ciklus dinamikai tényezőit kedvezően befolyásolja.

A kompresszióviszonnyal kapcsolatos fenti megállapítások lényegileg az osztott égőtérű Diesel-motorokra is vonatkoznak.

b) AZ ÉGŐKAMRA (DUGATTYÚKAMRA) TÉRFOGATÁNAK BEFOLYÁSA A KEVERÉKKÉPZÉSRE

Az égőtér térfogatát meghatározza a kompresszióviszony. Feltételezve, hogy a tüzelőanyag egyenletesen eloszlik az egész égőtérben, az összes levegő részt vesz az égési folyamatban, ellentétben pl. az osztott égőtérű motorokkal, amelyeknél a beporlasztástól távol eső zugokban levő levegő egy része kihasználatlanul maradhat.

Dugattyúkamrás motorok esetén is a tüzelőanyag befecskendezése közvetlenül a dugattyúkamrába történik, ezért a keverékképzés szempontjából csak a kamrában helyetfoglaló levegő áll rendelkezésre, míg a dugattyú feletti teret kitöltő levegő csak részben hasznosítható a kifúvás után. Ezért az α légfelesleg-tényező itt nem jellemzi pontosan az égési folyamatot. Ilyenkor helyesebb a dugattyúkamra térfogatára vonatkoztatott viszonylagos légfelesleg-tényezővel (α_k) számolni, mely szerint

$$\alpha_k = \frac{V_k}{V_c} \alpha,$$

ahol V_k — a dugattyúkamra térfogata,
 V_c — a teljes égőtér térfogata.

A dugattyú feletti tér tehát csökkenti a viszonylagos légfelesleg-tényezőt, ezért ezt a teret a lehetőség szerint csökkenteni kell, hogy a hengerbe vezetett levegő minél nagyobb része vegyen részt a keverékképzésben. Kivitelezett típusoknál a V_k/V_c viszony értéke 0,75—0,85 között változik.

c) AZ ÉGŐTÉR ALAKJÁNAK HATÁSA A KEVERÉKKÉPZÉSRE

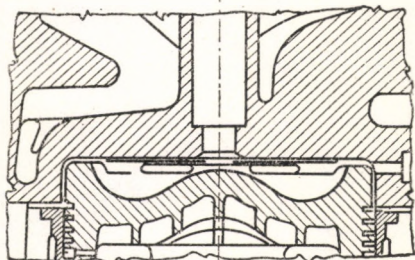
Az égőtér alakjának lényeges hatása van az egész munkafolyamat jóságára. Az égőtér kialakítása meghatározza annak intenzíven hűtött felületét, ami a hőveszteség szempontjából lényeges. Az égőtér alakjától függ a benne helyet foglaló levegő mozgása is, ami jó keverék előállítása szempontjából fontos. Ezenkívül minden egyes esetben az égőtér alakja határozza meg az alkalmazandó porlasztó szerkezeti kialakítását — a porlasztófuratok számát, azok átmérőjét s irányát.

A 89. ábrán közvetlen befecskendezésű, egységes égőteret láthatunk (V-2). A hideg hengerfalat a befecskendezés pillanatában a dugattyú széle elválasztja az égőtértől. Rendezett légmozgás a kamrában általában nem jön létre*, s a keverékképzésről a közepén elhelyezett 7 lyukú porlasztó gondoskodik. A befecskendezési nyomás 200 kg/cm^2 .

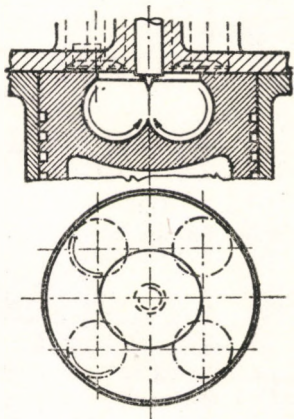
A Saurer-féle toroidális dugattyúkamrás égőteret a 90. ábra mutatja. A kamra és a többlyukú porlasztó is centrális elhelyezésű, s a motornak két szívó és két kipufogó szelepe van. A kamrában kétféle légmozgás jön létre. A szívási ütem alatt az ernyőzött szelepeken beáramló levegő függőleges tengelyű örvénylő mozgást kap, majd a kompresszió-ütem alatt a kamrába áramlik. A kétirányú légmozgás jó keverékképzést és kis fajlagos fogyasztást biztosít.

Hasonló égőtérrel találkozunk a Járműfejlesztési Intézet új kísérleti motoránál is. A levegő függőleges tengelyű örvénylő mozgását a szívócső megfelelő szög alatti vezetése biztosítja.

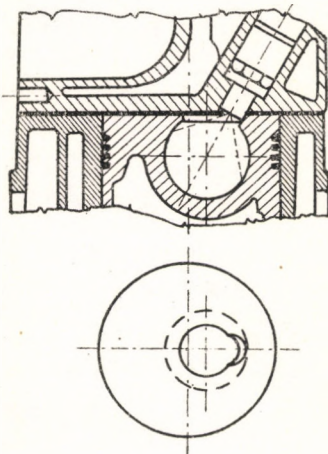
A dugattyúkamrák egy másik változatát látjuk a 91. ábrán (MAN). A kamra gömb alakú, s a kompressziótér 81%-át foglalja magában. Az átömlő



89. ábra. Hesselman-féle égéstér



90. ábra. Toroidális égéstér (Saurer)



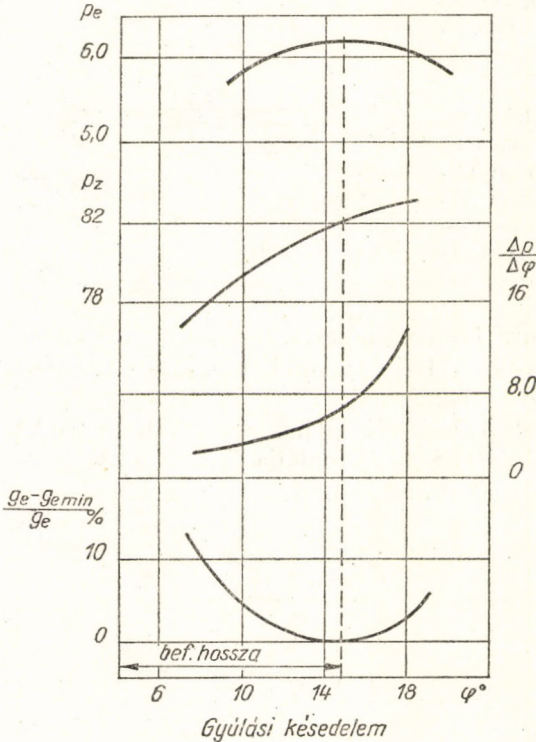
91. ábra. Gömb alakú desaxiális égéstér (MAN)

keresztmetszet olyan nagy, hogy abban viszonylag kis sebességek lépnek fel. Az alkalmazott lapos ülésű túszeleppel kiképzett porlasztó (Flachsitzdüse) a

* Ez a megállapítás az eddigi típusokra vonatkoz k. Elvileg rendezett légmozgást a szelep ernyőzésével és a légsatorna megfelelő kialakításával itt is létre lehet hozni.

tüzelőanyagot egyenletesen osztja el a kamra mentén, s ez hivatott biztosítani a jó keverékképzést.

Kísérletek igazolják, hogy kis légmozgással rendelkező égőterekben az égési folyamatot a nagy nyomásemelkedési sebesség jellemzi. Ugyanis ezekben tökéletes elégés s ezzel jó fogyasztás csak akkor kapható, ha a gyúlási késedelem ideje megegyezik a befecskendezés idejével (92. ábra) [62]. A fenti



92. ábra. Gömb alakú égéstér (MAN) jellemző mutatóinak változása a gyúlási késedelem függvényében

feltétel azonban azt jelenti, hogy az öngyulladás pillanatában már az összes üzemanyag az égőtérben van, tehát nagy mennyiségű üzemanyag gyullad meg egyszerre. Az égési folyamat nem szabályozható, ami a nagy nyomásemelkedési sebességet vonja maga után.

Ha a gyúlási késedelem rövidebb a befecskendezés hosszánál, akkor az öngyulladás után belépő tüzelőanyag friss levegővel való elkeveredése a légmozgás hiánya miatt nincs biztosítva. $\frac{\Delta p}{\Delta \varphi}$ értéke

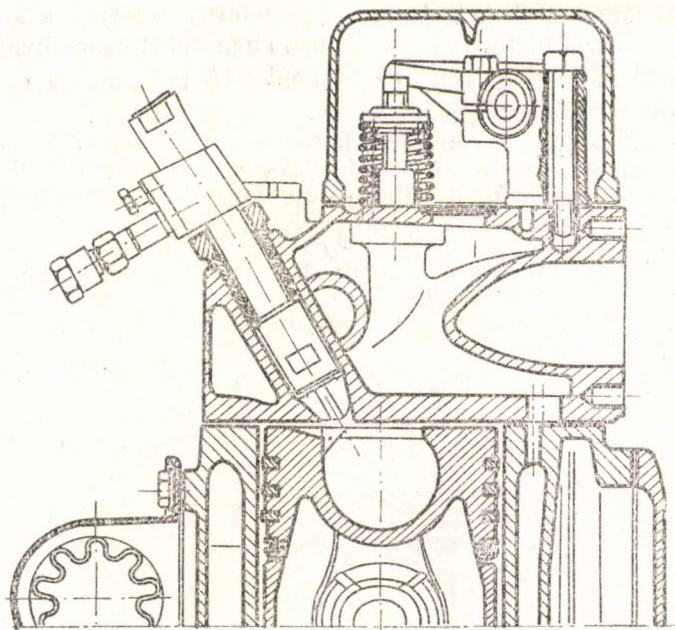
csökken, a fajlagos fogyasztás egyidejű növekedése mellett.

Az új MAN-M Diesel-motor a keverékképzést illetően sokban eltér a szokásos keverékképzési módoktól. A motor gömb alakú égőtere dugattyúban van elhelyezve, s a kétlyukú porlasztó a tüzelőanyagot vékony rétegben a kamra falára juttatja (93. ábra). A falról elpárolgó tüzelőanyag levegővel való elkeveredéséről függőleges tengelyű örvénylő

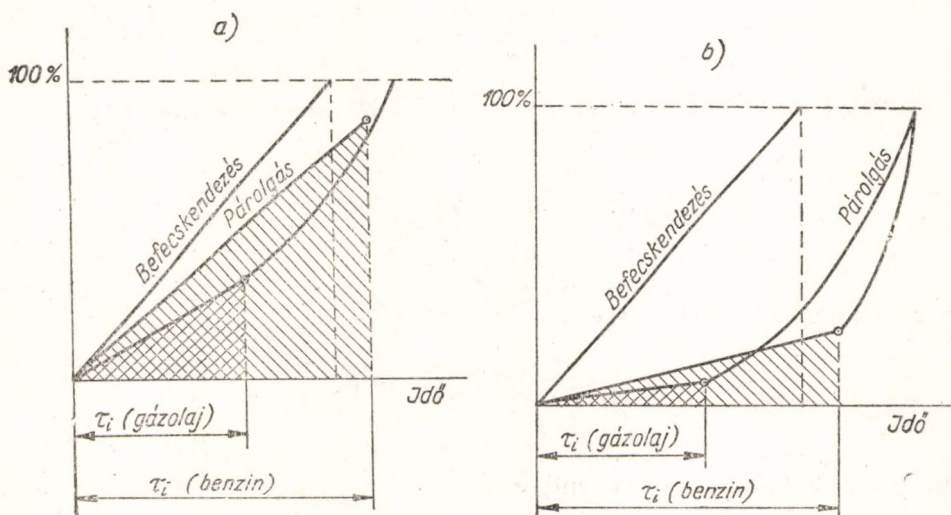
légmozgás gondoskodik. A gyúlási késedelem ideje alatt a párolgás szempontjából a viszonylag kis falhőmérséklet ($250-300\text{ C}^\circ$) a mérvadó, ezért az öngyulladás pillanatában csak kevés tüzelőanyag gyullad meg. A hőmérséklet gyors emelkedésével a tüzelőanyag fizikai-kémiai előkészítése meggyorsul, úgy hogy az időbeni elégés még biztosítva van.

A keverékképzés dinamikáját közönséges Diesel-motorra és a MAN-M motorra sematikusán a 94. ábra szemlélteti [19]. Látható, hogy a szokásos keverékképzési módszerek mellett még rövid gyúlási késedelem esetén is jelentős mennyiségű üzemanyag (sraffozott terület) gyullad meg egyszerre.

A fenti rendszerű égőtérrel felvett fényképek azt mutatták, hogy közvetlenül a fal mentén keletkező lángrészek spirális pályán a kamra közepe felé



93. ábra. Az új MAN—M-motor

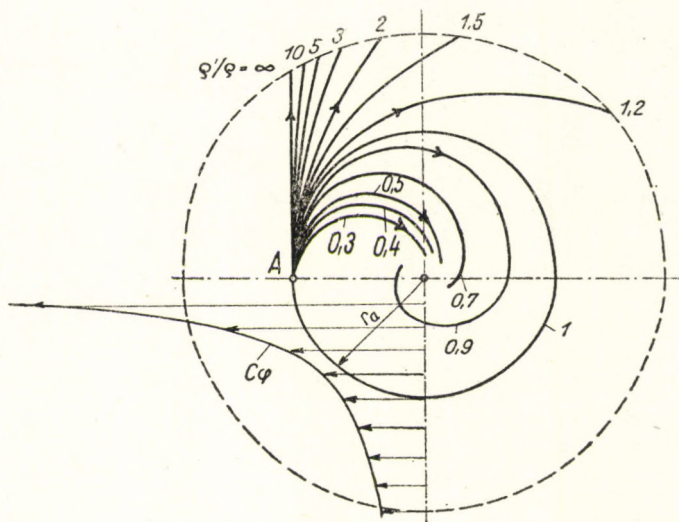


94. ábra. A keverékképzés dinamikája a szokásos Diesel-motorban (a) és a MAN—M-motorban (b)

mennek [27]. Másrészt kell, hogy a hidegebb friss levegő a középről a fal felé áramoljon, ezzel biztosítva a későbbben elpárolgott üzemanyag elégését is. Hogy a kamrában tényleg ilyen mozgásoknak létre kell jönniük, az a következő megfontolásokból következik.

Ha egy potenciális örvényteret feltételezünk $\Gamma = r \cdot C_\varphi$ cirkulációval, s annak A pontjában egy ρ' sűrűségű részecske helyezkedik el (95. ábra), akkor a részecske egyensúlyát radiális irányban a következő egyenlet fejezi ki:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = m \frac{C_\varphi^2}{r} - V \frac{dp}{dr}.$$



95. ábra. Különböző fajsúlyú részecskék pályái potenciális örvényterben

Mivel

$$\frac{dp}{dr} = \frac{C_\varphi^2}{r} \rho,$$

a mozgásegyenlet a következő lesz:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{C_\varphi^2}{r} \left(1 - \frac{\rho}{\rho'} \right).$$

Polárkoordinátákra áttérve, mikor is

$$\frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{dr}{d\varphi} \cdot \frac{C_\varphi}{r}$$

és

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dr}{d\varphi} \cdot \frac{C_\varphi}{r} \right) = \frac{d^2 r}{d\varphi^2} \cdot \frac{C_\varphi^2}{r^2} - 2 \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 \cdot \frac{C_\varphi^2}{r^3},$$

a következő differenciálegyenletet kapjuk:

$$\frac{d^2 r}{d\varphi^2} \cdot \frac{1}{r} - 2 \left(\frac{dr}{d\varphi} \right)^2 \frac{1}{r^2} = 1 - \frac{\varrho}{\varrho'}.$$

Az egyenlet megoldása $\varrho' > \varrho$ esetre

$$\frac{r_a}{r} = \cos \left(\varphi \sqrt{1 - \frac{\varrho}{\varrho'}} \right), \quad (173)$$

míg $\varrho' < \varrho$ esetén

$$\frac{r_a}{r} = \cosh \left(\varphi \sqrt{\frac{\varrho}{\varrho'} - 1} \right). \quad (174)$$

A részecske lehetséges pályáit különböző $\frac{\varrho'}{\varrho}$ paraméterek függvényében a 95. ábra mutatja. $\frac{\varrho'}{\varrho} = 1$ esetén a részecske körpályán mozog. Ha $\frac{\varrho'}{\varrho} > 1$, akkor a részecske kifelé mozog spirális pályán, míg $\frac{\varrho'}{\varrho} < 1$ esetén befelé.

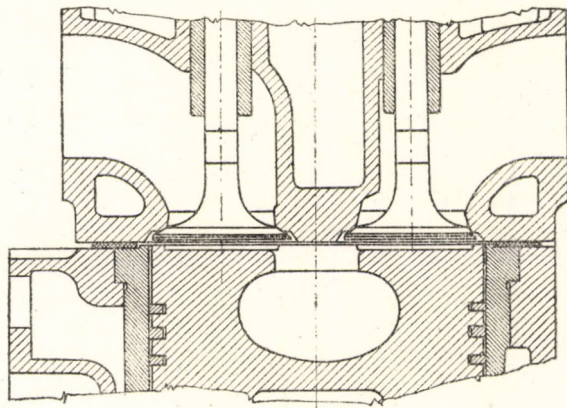
Tüzelőanyag-cseppek esetén $\frac{\varrho'}{\varrho} = 400$, így a cseppek közel egyenes pályán a fal felé mozognak. Égő gázzészecskék esetén a $\frac{\varrho'}{\varrho}$ viszony kisebb az egységnél, és a 0,3 értékig is lemehet. Ezért a lángrészek örvénylő légtérben spirális pályán a középpont felé mozognak, elősegítve ezzel a jó keverékképzést.

A (173) és (174) egyenletekből látható, hogy a pályák alakja csak az r_a sugártól és a $\frac{\varrho'}{\varrho}$ viszonytól függ, de nem függ a cirkuláció erősségétől. Így különböző fordulatszámoknál a pályák azonosak lesznek, vagyis a „termikus keveredés” intenzitása a fordulatszámától független.

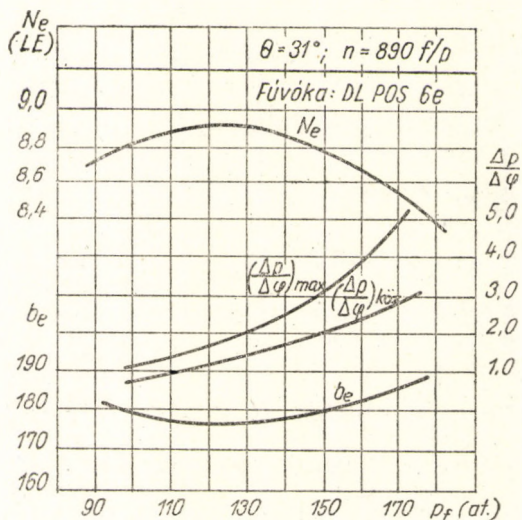
A 96. ábrán ellipszoid alakú dugattyúkamrás égőteret láthatunk (MIB-D, D-14). Ezeknél az égőtereknél a kamra térfogatára vonatkoztatott szájnnyílás-keresztmetszet általában kisebb, mint az előbb bemutatottaknál. A szájnnyílásban jelentős légsebesség jön létre ($W_{\max} = 30-50$ m/sec), ami a jó keverékképzést nagymértékben elősegíti. Az égőtér nagy előnye, hogy nem igényel többlyukú porlasztót, melynek üzembiztonsága és élettartama kisebb a közön-

séges csapos porlasztókénál. Ezért mezőgazdasági motoroknál, ahol az üzembiztonság fő követelmény, ez az égőtér sikerrel alkalmazható (MIB-D, D-14).

A nyomásemelkedés sebessége eléggé kis értékben tartható, amennyiben a kamra szájnylásának mérete, a tüzelőanyagugár tömörsége és a befecskende-



96. ábra. Ellipszoid kamrás égőtér (D-14, MIB-D)



97. ábra. A MIB-D motor jellemzői a befecskendezési nyomás függvényében

zési nyomás megfelelő összhangban vannak. A szájnylás méreteinek változtatásával változik a rajta átáramló levegő sebessége, s annak a tüzelőanyagugárra gyakorolt hatása is. A porlasztási nyomás növekedésével javul a porlasztás minősége, valamint a sugáron belüli eloszlás, ezért ugyanolyan lég-

sebesség mellett a tüzelőanyag fizikai előkészítése meggyorsul — az égés sebessége nő.

A „MIB-D” stabil Diesel-motor néhány mutatójának változását a befecskendezési nyomás függvényében a 97. ábrán láthatjuk.* A befecskendezési nyomás optimális értéke 130 kg/cm^2 , a nyomásemelkedési sebesség maximális értéke $2,1 \text{ kg/cm}^2/1^\circ$. A porlasztási nyomás 170 kg/cm^2 -re való megnövelése erős kopogásos égést eredményezett, a fajlagos fogyasztás növekedett.

a) A PORLASZTÓ KONSTRUKCIÓJA

Adott égőtér-konstrukció esetén a porlasztó helyes megválasztása döntő hatással van a keverékképzés és az égési folyamat jóságára. A porlasztó konstrukciójától függ a porlasztás finomsága és egyneműsége, a tüzelőanyag-sugár tömörsége és kúpszöge, az adagolás törvényszerűsége (bizonyos mértékig) és a tüzelőanyag eloszlása az égőtérben.

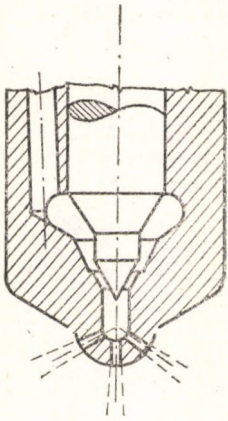
Különösen gyenge légmozgással rendelkező égőterekben van nagy jelentősége a porlasztó helyes kiválasztásának. A tüzelőanyag jó makro- és mikrostruktúrájának biztosítása itt csaknem egyedül a porlasztó feladata. A megkívánt makrostruktúrát a többlyukú porlasztó, míg a jó mikrostruktúrát a nagy befecskendezési nyomás biztosítja.

A porlasztással kapcsolatban végzett nagyszámú kísérletek alapján a porlasztás minőségére az alábbiakat állapíthatjuk meg [7, 8, 9, 54, 62 stb.]:

a) A kifolyási sebesség növelésével (akár a sebességi tényező, akár a befecskendezési nyomás növelése révén) a porlasztás egyneműsége javul és a közepes cseppátmérő csökken.

β) Az ellennyomás (közegnyomás) növelésekor a porlasztás minősége jobb lesz.

γ) A porlasztófuratok átmérőjének csökkenésekor a porlasztás egyneműsége nő, az átlagos cseppátmérő csökken.



98. ábra. Többlyukú tús porlasztó

Az általánosan alkalmazott porlasztótípusokat a 98—102. ábrákon láthatjuk.

A többlyukú, tús porlasztó (98. ábra) állandó kifolyási keresztmetszettel rendelkezik. A furatok száma 4 és 7 között változik, melyek a terület mentén egyenletesen vannak elosztva. A sugarak egymással bezárt kúpszögét az égőtér határozza meg. Ezek a porlasztók gyenge légmozgással rendelkező égőterekben nyerne alkalmazást.

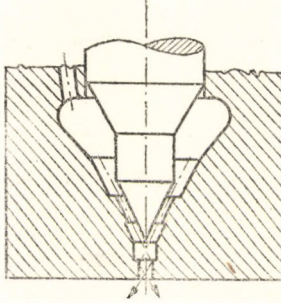
A 99. ábra egylyukú, tús porlasztót mutat, állandó kifolyási keresztmetszettel. Az üzemanyag-sugár kis kúpszögű és tömör.

Csapos porlasztót mutat a 100. ábra, melynél a tű vége hengeres kiképzésű. A kifolyási keresztmetszet gyűrű alakú és állandó. A kapott sugár tömör és kis kúpszögű.

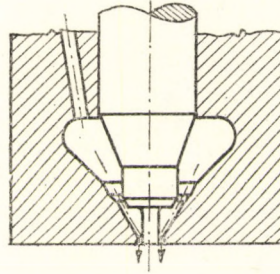
* A szerző adatai. — A szerk.

A 101. ábrán a csapos porlasztók leggyakrabban használt típusát láthatjuk, ahol a tű vége csonkakúp alakú. A kifolyási keresztmetszet a tű mozgása során nem állandó. A sugár kúpszöge a csonkakúp alakú rész kúpszögétől függ, értéke 40° -ot is elérhet.

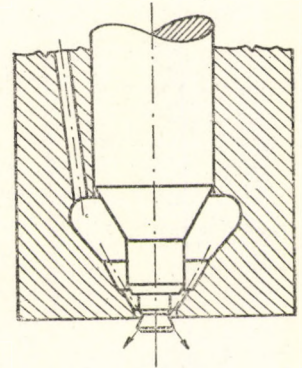
Lapos felfekvésű porlasztótűt mutat a 102. ábra. A sugár kúpszöge a furat l/d viszonyának a függvénye. Kis l/d viszony esetén 40 – 50° -os kúpszög is elérhető. Gömb és ellipszoid alakú égőterek esetén használatos.



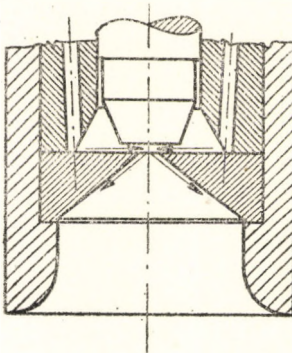
99. ábra. Egylyukú tűs porlasztó



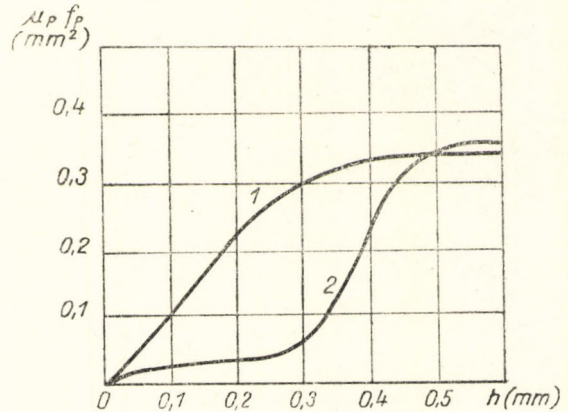
100. ábra. Csapos porlasztó hengeres csappal



101. ábra. Csapos porlasztó



102. ábra. Sík felületű tűszelepes porlasztó



103. ábra. Az ekvivalens átfolyási keresztmetszet a tüemelkedés függvényében.

1 — tűs porlasztó, 2 — csapos porlasztó

A porlasztófuratokban és a porlasztótű-házban az üzemanyag fojtása lép fel, ezért a tényleges átfolyási keresztmetszetet a $\mu_p f_p$ ekvivalens keresztmetszet jellemzi. Az ekvivalens keresztmetszet változását a porlasztófuratok, valamint a porlasztótű és fészke közötti tér geometriai méretei szabják meg.

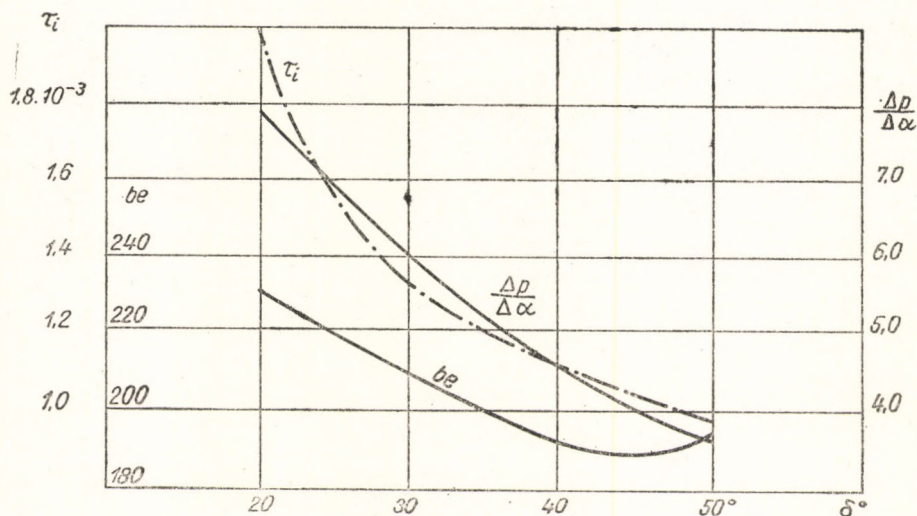
Az ekvivalens keresztmetszet változását a tüemelkedés függvényében egylyukú tűs, valamint csapos porlasztó esetére a 103. ábra mutatja. Az ábrából látható, hogy a görbék erősen különböznek egymástól. Az ekvivalens keresztmetszettől függően változik az adagolás törvényszerűsége az időben, mivel az időegység alatt átfolyó mennyiség a keresztmetszettel arányos. Ebből következik, hogy a porlasztót fel lehet használni a befecskendezési törvényszerűség szabályozására is.

A fordulatszám és a terhelés (befecskendezett adag) növekedésével a tű mozgási sebessége nő, ezért ilyenkor a befecskendezési törvényszerűsége gyakorolt hatás csökken.

•) A PORLASZTÓ HAJLÁSSZÖGE

Közvetlen befecskendezésű motorokban (nem tekintve a dugattyúkamrás motorokat) a porlasztót rendszerint a henger középvonalában függőlegesen helyezik el, az üzemanyag jó elosztása céljából.

Dugattyúkamra esetén a porlasztó elhelyezhető a henger középvonalában vagy ahhoz egy bizonyos szög alatt. A porlasztó elhelyezése minden esetben a keverékképzés jellegétől és a motor konstrukciós jellegzetességeitől függ.



104. ábra. A D-24 dugattyúkamrás motor jellemző mutatói a porlasztó hajlásszögének függvényében

Így például a MAN gömbkamrás égőtérben a keverék jó makrostruktúráját légmozgás nélkül kívánták elérni, ezért a porlasztó a henger tengelyével kis szöget zár be.

Ellipszoid alakú kamrák esetén célszerű a porlasztó hajlásszögét nagyobbra választani. A beporkasztott tüzelőanyagcsugár — haladó mozgása mellett — a kamra szájnyílásához viszonyítva is elmozdul radiális irányban. Az elmozdulás

oka a dugattyú függőleges mozgásában és a porlasztó szög alatti elhelyezkedésében rejlik. Természetesen, a tüzelőanyag sugárnak a légáramban való viszonylagos elmozdulása javítja a keverékképzést. Ezenkívül mennél nagyobb szög alatt találkozik a tüzelőanyag sugár a légárammal, a külső héj szétesése annál intenzívebb lesz — a gyúlási késedelem bizonyos mértékig csökken.

A 104. ábrán láthatjuk a gyúlási késedelem, a nyomásemelkedés sebessége és a fajlagos fogyasztás változását a porlasztó hajlásszögének függvényében (T-24 dugattyúkamrás motor). Annak ellenére, hogy nagyobb porlasztó hajlásszögek esetén az üzemanyag jórészt a kamra egyik oldalába jut, az intenzív légmozgás miatt a keverékképzés nem romlott, s az optimális fogyasztás $\delta = 40-43^\circ$ -nál adódott.

Fontos tényező még, hogy a sugár hegye az összekötő-csatorna közepén menjen át. Ez a porlasztónak lejjebb vagy feljebb emelésével érhető el.

Mint a kísérletek mutatják, a sugár hegyében az üzemanyag apró cseppekre esik szét. Ezt az osztódási folyamatot már mérsékelt légáram is gyorsítja. A porlasztó szög alatti elhelyezkedésének következtében a cseppek radiális sebességkomponenssel is rendelkeznek, ami az üzemanyag jobb eloszlását biztosítja (105. ábra).

Radiális irányban, ahol

$$w_x = w \cdot \sin \alpha,$$

a csepp mozgását a következő differenciálegyenlet írja le:

$$m \frac{dw_x}{dt} = - \varphi_k \rho_k r^2 \pi w_x^2,$$

ahol φ_k — a csepp ellenállás tényezője,
 ρ_k — a közeg sűrűsége,
 r — a csepp sugara.

A fenti differenciálegyenletet rövidebben így is írhatjuk:

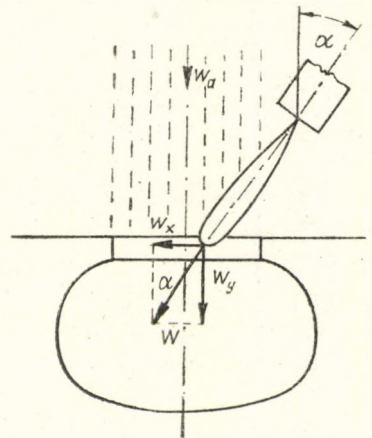
$$\frac{dw_x}{dt} = - K w_x^2, \quad (175)$$

ahol

$$K = \frac{3}{4} \varphi_k \cdot \frac{\rho_k}{\rho_a} \cdot \frac{1}{r}.$$

Integrálva a (175) egyenletet azzal a feltétellel, hogy $t = 0$ időpillanatban $w_x = w_{x0}$, kapjuk:

$$w_x = \frac{w_{x0}}{1 + K w_{x0} t}. \quad (176)$$



105. ábra. A porlasztó hajlásszögének hatása a tüzelőanyag eloszlására

A megtett út pedig

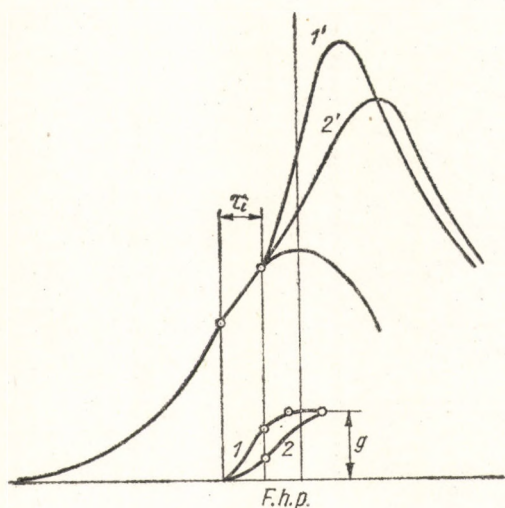
$$S_x = \frac{1}{K} \ln(1 + Kw_{x0}t). \quad (177)$$

A cseppek radiális elmozdulása a cseppek kezdeti w_{x0} sebességétől és sugarktól függ, mikor is a w_{x0} sebesség elsősorban a porlasztó hajlásszögének függvénye. A cseppek különböző sebessége és mérete az eloszlás szempontjából kedvező.

1) A TÜZELŐANYAG-ADAGOLÁS TÖRVÉNYSZERŰSÉGE

Az adagolás törvényszerűségén a hengerbe belépő tüzelőanyag mennyiségét értjük a főtengelyelfordulás függvényében. Az adagolás jellegét főleg az adagoló henger és a porlasztó furatok keresztmetszeteinek viszonya, a bütyökprofil, a fúvóka konstrukciója, a nyomóvezeték átmérője és hossza, valamint a fordulatszám határozza meg. A fenti tényezők jelentősen befolyásolhatják az adagolás törvényszerűségét, s ezzel az égés dinamikáját is.

Az öngyulladás kezdete rendszerint megelőzi a befecskendezés végét, ezért az előoxidációs folyamatok viszonylag nagy légfeszüléssel mellett folynak le. Következésképpen a befecskendezési törvényszerűség gyakorlatilag nincs befolyással a gyúlési késedelem tartamára. Viszont egy meghatározott gyúlési késedelem mellett az adagolás törvényszerűsége bizonyos mértékig meghatározza a munkafolyamat jellemzőit (106. ábra). A befecskendezés tartamának változtatásával különböző paraméterű indikátor-

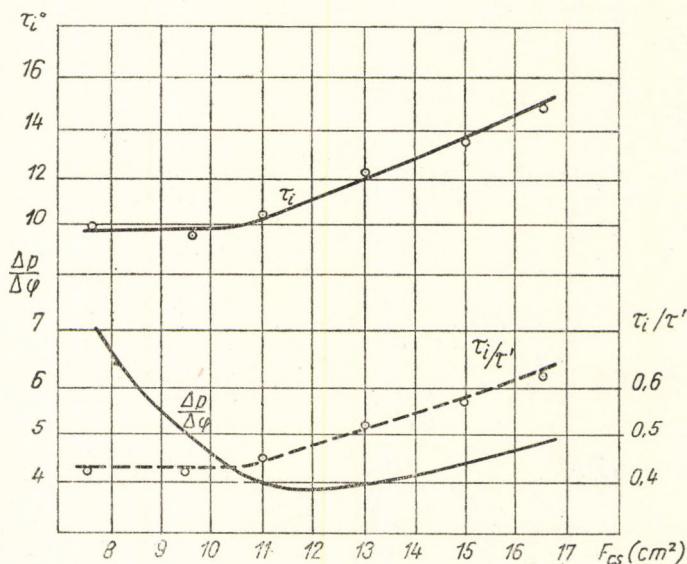


106. ábra. A befecskendezési törvényszerűség hatása az indikátor diagram alakjára

diagramokat lehet kapni. Így rövid befecskendezés esetén a gyúlési késedelem ideje alatt nagyobb mennyiségű tüzelőanyag jut a hengerbe, ami nagy nyomásemelkedési sebességgel és égési nyomással jár együtt.

Az adagoló szivattyú dugattyújának sebességét, azonos fordulatszám mellett, a bütyök profilja szabja meg. Rövid befecskendezési idő elérése céljából tangenciális bütyökprofil alkalmaznak, amely meredek sebességgörbével rendelkezik. A meredek sebességgörbének még az az előnye is megvan, hogy a növekvő befecskendezési sebesség következtében az újabban jövő részecskék kilépnek a már létrejött sugárkúpából és friss levegővel érintkeznek. A levegőkihasználás mértéke nő.

Meg kell jegyeznünk, hogy a gyúlási késedelem ideje alatt befecskendezett tüzelőanyag mennyisége és a τ_i gyúlási késedelem nem határozzák meg egyértelműen a ciklus dinamikai tényezőit. Ez a megállapítás különösen intenzív légörvényléssel rendelkező égőterekre vonatkozik, ahol a porlasztás finomsága, a tüzelőanyag párolgási képessége és a légmozgás intenzitása befolyásolják az égés dinamikáját (lásd 107. ábra).



107. ábra. A D-24 dugattyúkamrás motor jellemző mutatói a kamra szájnyílásának függvényében

g) AZ ÖSSZEKÖTŐ-CSATORNA MÉRETEI

Dugattyúkamrás motorok esetén az égőtér két részből áll, melyeket viszonylag nagy keresztmetszetű csatorna köt össze. Az égés a dugattyúkamrában kezdődik, majd a kifúvás után az egész térfogatban folytatódik.

Az összekötő-csatorna keresztmetszetének változtatása az átáramlási sebesség változását vonja maga után. A légsebesség változásával változnak a sugárra ható külső aerodinamikai erők is, ezért a sugár szétesése bizonyos mértékig a légsebesség függvénye. A légsebesség növelésével növekszik az apró cseppek kezdeti mennyisége, és egy meghatározott $\tau_{i\min}$ eléréséig a gyúlási késedelem s vele együtt a nyomásemelkedési sebesség is csökken (107. ábra).* A légsebesség további növelésekor τ_i már nem csökken, s az intenzív porlasztás és keverés következtében a nyomásemelkedési sebesség gyorsan növekszik.

A fentiekből következik, hogy minden egyes csatornamérethez tartozik egy optimális sugárforma és befecskendezési nyomás.

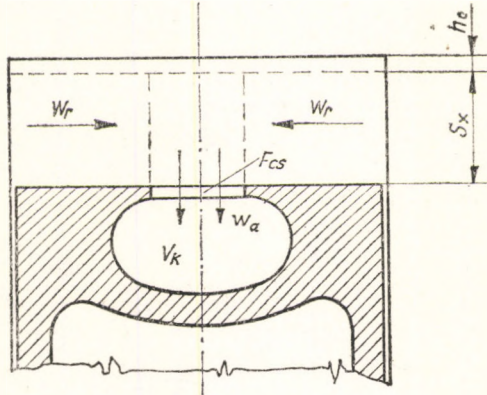
* A szerző adatai. — A szerk.

A dugattyú feletti térben kétirányú áramlás jön létre (108. ábra). A dugattyú felfelé irányuló mozgásakor a szélekről a levegő radiális irányban előbb befelé, majd megfordulva axiális irányban a kamrába áramlik. A keverék-képzés szempontjából gyakorlatilag csak az axiális sebességnek van jelentősége.

Ha feltételezzük, hogy a dugattyú feletti tér minden pontjában azonos nyomás uralkodik, akkor a kamrába beömlő levegő térfogata differenciális alakban a következő:

$$dV'_k = \frac{V_k}{V_x} dV_x,$$

ahol $V_x = V_c + F_d \cdot S_x$ — a henger pillanatnyi térfogata,
 V_k — a kamra térfogata,
 V_c — kompressziótérfogat,
 F_d — a dugattyú keresztmetszete,
 S_x — a dugattyú elmozdulása.



108. ábra. A w_a átömlési sebesség számítása, dugattyúkamrás égőtérben

Az átáramlási sebesség ezekután a

$$w_a = \frac{1}{F_{cs}} \frac{dV'_k}{dt} \quad (178)$$

egyenlettel adott, ahol F_{cs} — az összekötő-csatorna keresztmetszete. Helyettesítve a (178) egyenletbe és figyelembe véve, hogy

$$F_d = \frac{V_h}{2r}; \quad V_c = \frac{V_h}{\varepsilon - 1}$$

és

$$S_x = r \left(1 - \cos \varphi + \frac{1}{2} \lambda \cdot \sin^2 \varphi \right),$$

a következőket kapjuk:

$$w_a = \frac{\pi}{60} \cdot \frac{n \cdot V_k}{F_{cs}} \cdot \frac{B}{\left(\frac{1}{\varepsilon - 1} + A \right)}, \quad (179)$$

ahol

$$A = \frac{1}{2} \left(1 - \cos \varphi + \frac{1}{2} \lambda \sin^2 \varphi \right),$$

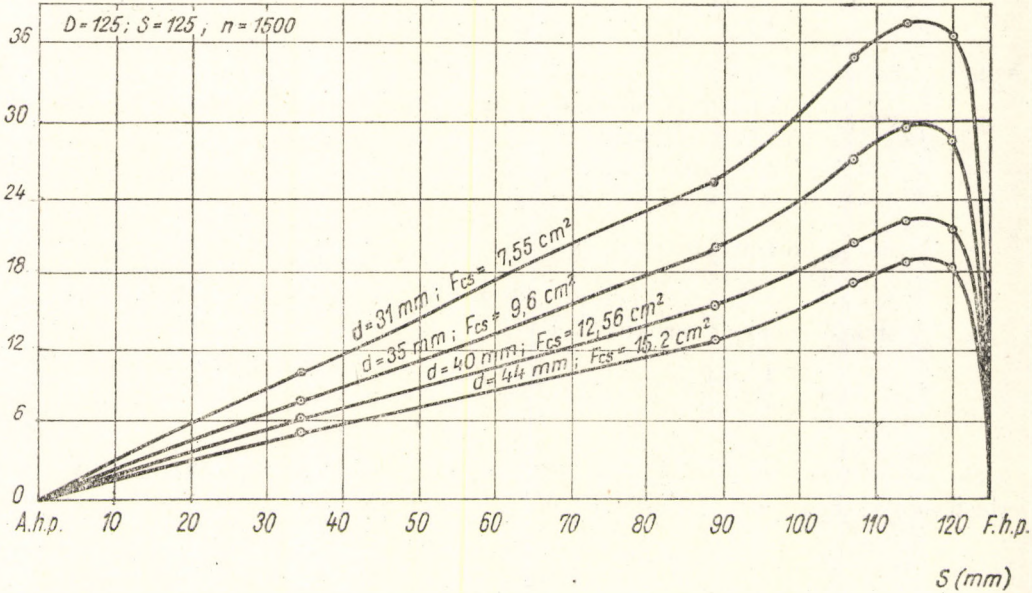
$$B = \sin \varphi + \frac{1}{2} \lambda \sin 2 \varphi.$$

Az egyenletből látható, hogy azonos kompresszióviszonyok esetén az áramlásra jellemző szám

$$\sigma_r = \frac{n \cdot V_k}{F_{cs}} \quad (180)$$

alakban adható meg.

w_a
(m/sec)



109. ábra. A w_a sebesség változása, különböző szájnnyílások esetén, a löket függvényében (D-14)

Az átáramló levegő energiája

$$dE_a = \frac{w_a^2}{2g} dG_a,$$

ahol az átáramló levegő súlya

$$dG_a = \gamma \cdot dV_k = \frac{G}{V_x} \cdot \frac{V_k}{V_x} dV_x,$$

az összes energia pedig

$$E_a = \frac{G \cdot V_k}{2g} \int_{\pi}^{2\pi} \frac{w_a^2}{V_x^2} \left(\frac{dV_x}{d\varphi} \right) d\varphi. \quad (181)$$

A (181) egyenlet kiértékelése grafikusán történik.

Az axiális sebesség löketmenti változását különböző átömlési keresztmetszetek esetére a 109. ábra mutatja (D-14 kísérleti motor).* A sebességmaximumok helye kb. 20—25°-kal a felső holtpont előtt helyezkedik el.

3. § ÖRVÉNYKAMRÁS MOTOROK

a) A KEVERÉKKÉPZÉS ÁLTALÁNOS KÉRDÉSEI

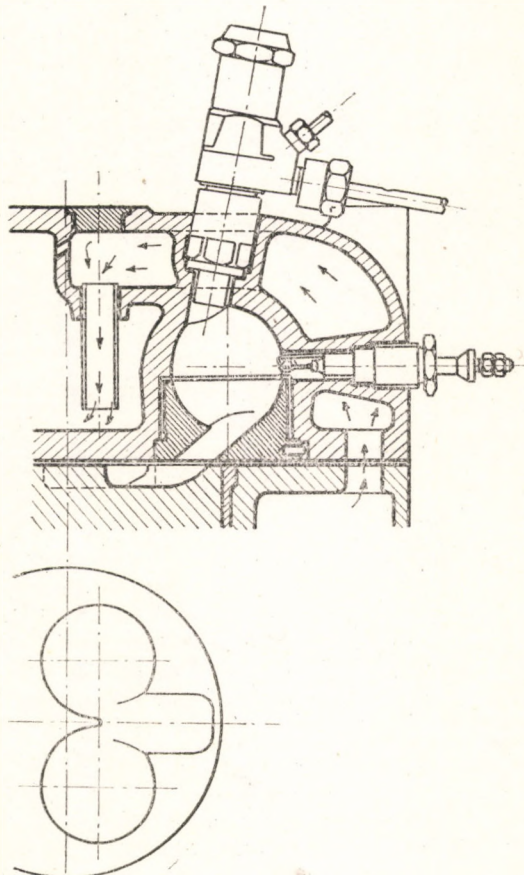
Osztott égőtér esetén igen elterjedt az örvénykamrás keverékképzési mód. Az égőtér alakja gömb vagy henger, amelyhez az összekötő-csatorna tangenciálisan csatlakozik. A tangenciális beömlés biztosítja a levegő egyértelmű örvénylő (forgó) mozgását.

Az örvénykamrás motorok egy tipikus megoldását láthatjuk a 110. ábrán (Ricardo „Komet-III”).

Örvénykamrás motoroknál csapos porlasztókat alkalmaznak. A sugár kúpszöge gömb alakú örvénykamra esetén 15—40°, míg hengeres esetén 4—8°. Az intenzív légmozgás miatt a porlasztási nyomás 100—120 kg/cm². A befecskendezés szintén tangenciálisan történik, a légmozgás irányában.

A légmozgás struktúrája (sebességeloszlása) a kamrában a kompressziólöket alatt változó jelleget mutat [63]. A sebességeloszlást illetően három periódus állapítható meg. Az első s egyben a leghosszabb szakaszban, amely 180°-tól (alsó holtpont) 325—330°-ig tart, a kamrában helyet foglaló levegő úgy mozog, hogy a sugáron kifelé haladva a sebesség lineárisan növekszik. Az első szakasz vége körülbelül egybeesik a kamrába belépő mozgásmennyiség-görbe inflexiós pontjával (111. ábra).

A 325—330°-tól a 345—350°-ig terjedő második szakaszban a belépő mozgásmennyiség változása csökken, majd hirtelen esni kezd. A sebességmező kezd átrendeződni a potenciális ör-



110. ábra. Örvénykamrás motor égőtere (Ricardo Comet-III)

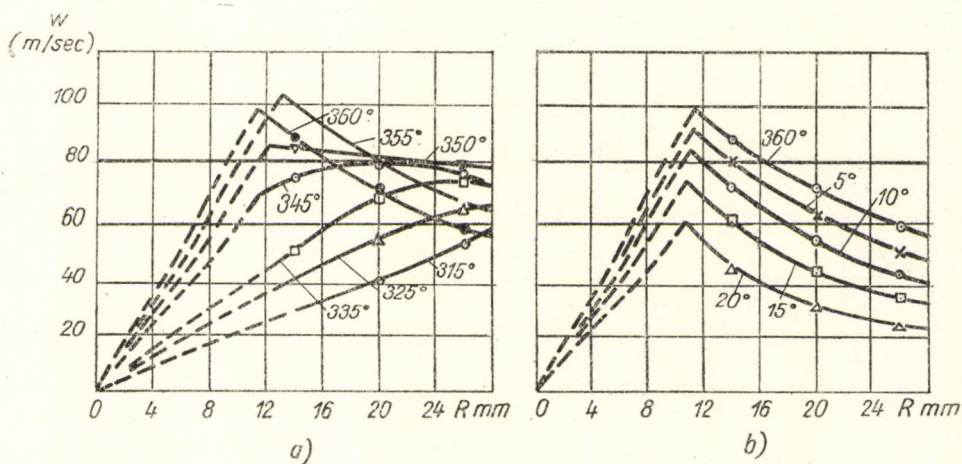
* A szerző adatai. — A szerk.

vénytérnek megfelelően. A rövid átalakulási szakaszt az jellemzi, hogy a sebesség a sugár mentén jó darabon majdnem azonos.

A keverékképzés a második periódusban kezdődik. A kialakult sebességeloszlás kedvező, mivel az áramlás kinetikai energiáját az egész kamra mentén egyenletesen osztja el.

A második szakasz követően az örvénylés gyakorlatilag potenciális, vagyis $w \cdot r = \text{konst.}$ (a középpont közvetlen környékét nem tekintve). A potenciális áramkép a felső holtpont után is fennmarad (mintegy 20° -ig), azonban folyton csökkenő sebességértékekkel.

A fentiekből következik, hogy a keverékképzés bizonyos mértékben hasonlóan folyik le, mint azt a „MAN-M” motor esetén láttuk. A légmozgás irányá-



111. ábra. Örvénykamra sebességeloszlása, különböző forgattyúszög állásoknál, a sugár függvényében

ban beporlasztott cseppek egy része, elveszítve saját sebességét, a centrifugális erőter hatására a kamra falára kerül, mielőtt még elpárologna (95. ábra). A falra került üzemanyag elpárolgása és friss levegővel való keveredése teljesen hasonlóan történik a MAN-M keverékképzéssel kapcsolatban mondottakhoz, s itt is fellép a „termikus keveredés”.

A fentiek alapján könnyen érthető az örvénykamrás motorok viszonylag lágy járása.

Örvénykamrás motorok korábbi típusainál az örvénykamra térfogata a kompressziótér 75—80%-át tette ki. A Komet-III. motornál ez csak 50%-ra rúg, s a levegő többi része a dugattyúfenékben levő mélyedésben foglal helyet (110. ábra). Az átömlő-csatorna keresztmetszete elliptikus alakú.

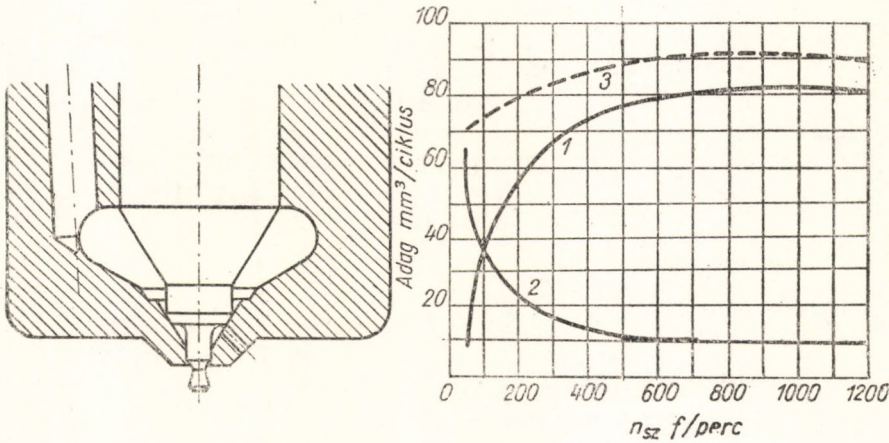
A kamra viszonylagos térfogatának csökkentése az alábbi előnyöket szolgáltatja:

- a) a hidraulikai veszteségek csökkentése;
- β) a hőveszteségek csökkenése a kisebb hűtött felület következtében;

γ) a kamra térfogatának csökkenése nagyobb szelep keresztmetszeteket enged meg, s a henger hűtése is jobb;

δ) a kisebb veszteségek következtében az effektív hatások és az indítás is javul.

Örvénykamrás motorok indítási viszonyai általában rosszak, különösen tangenciális befecskendezés esetén. Ezért RICARDO olyan porlasztót szerkesztett (112. ábra), amely induláskor (kis terhelésnél) az üzemanyag jelentős részét a kamra középpontján keresztül, vagyis a legmelegebb részbe fecskendezi be. Nagy terhelésnél az üzemanyag jelentős része a fő porlasztónyíláson jut az égőtérbe.



112. ábra. A Ricardo—Pintaux-porlasztó

Az örvénykamrás motorok előnyeit és hátrányait röviden a következőkben foglalhatjuk össze. *Előnyei* :

α) Az intenzív légmozgás következtében kis légfelesleg szükséges. Nagy effektív középnyomás érhető el, a ciklus dinamikai tényezői kedvezőek.

β) A körfolyamat változó fordulatszámoknál és terheléseknél is stabil, s ezekre nem érzékeny.

γ) A porlasztás minőségére nem érzékeny, ezért egyszerű csapos porlasztó alkalmazható — kis befecskendezési nyomással.

δ) Az örvénykamra nagy hőmérséklete miatt nem érzékeny az üzemanyag párolgási képességére.

A rendszer hátrányai :

α) az áramlás okozta hidraulikai veszteségek,

β) a nagy kamrafelületek miatt jelentős hőveszteségek,

γ) rossz indítási viszonyok.

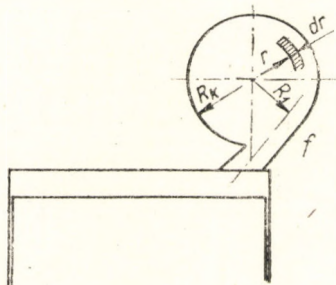
b) AZ ÖSSZEKÖTŐ-CSATORNA SZÁMÍTÁSA. AZ ÖRVÉNYKAMRA JELLEMZŐ SZÁMAI

A hengerből az örvénykamrába beáramló levegő az utóbbiban örvénylő mozgást idéz elő. Mérések [8, 54, 62] szerint a két tér között a nyomásesés nem haladja meg az egy atmoszférát, ezért a számításoknál ezt elhanyagolják, és azonos nyomás- és hőmérséklet-értékekkel számolnak.

Az örvényszám — az örvénykamrában örvénylő levegő fordulatszám — viszonya a fordulatszámhoz az úgynevezett relatív örvényszámot adja. Sok kísérlet igazolja, hogy a munkafolyamat lefolyását a relatív örvényszám lényegesen befolyásolja, melynek értéke kivitelezett motoroknál 25—40 között változik.

A minimális örvényszámot abból a feltételből számíthatjuk, hogy a befecskenkezés ideje alatt a levegő egy teljes fordulatot tegyen meg a kamrában. Ha a befecskenkezés hosszát 18° -ra vesszük, akkor a relatív örvényszám értéke 20.

Az örvényszámot abból a feltételből határozhatjuk meg, hogy a kamrában levő levegő mozgásmennyiségének nyomatéka egyenlő a belépő mozgásmennyiség nyomatékával (113. ábra), vagyis



113. ábra. A relatív örvényszám számításához

$$\int_{r=0}^{r=R_k} r \cdot w_k dm_k = \int_{\pi}^{\varphi_2} R_1 w dm, \quad (182)$$

ahol w_k — a levegő sebessége a kamrában,
 w — a levegő sebessége a csatornában,
 m, m_k — az áramló levegő tömege a csatornában, illetve a kamrában.

Lineáris sebességeloszlást feltételezve, a baloldali integrál értéke, mivel a középponttól r távolságra levő hengeres réteg sebessége $w_k = r\omega_k$, a következő lesz:

$$\int_{r=0}^{r=R_k} r w_k dm_k = \int_{r=0}^{r=R_k} \frac{r^2 \cdot \omega_k \gamma_k}{g} dV_k = \frac{\gamma_k \omega_k}{g} \cdot \int_{r=0}^{r=R_k} r^2 \cdot dV_k,$$

ahol V_k — a kamra térfogata,
 γ_k — a levegő fajsúlya a kamrában.

Az integrál nem más, mint a kamra térfogatának inercianyomatéka. Ha R_2 -vel jelöljük a térfogat inerciasugarát, akkor

$$\int_{r=0}^{r=R_k} r^2 dV_k = V_k \cdot R_2^2$$

s ezzel

$$\int_{r=0}^{r=R_k} r w_k dm_k = \frac{\omega_k (V_k + V_c) \gamma_0}{V_x \cdot g} V_k R_2^2, \quad (183)$$

ahol γ_0 — a levegő fajsúlya a szívás kezdetén,
 V_x — a henger térfogata egy tetszőleges pillanatban.

Gömb alakú kamra esetén $R_2 = 0,633 R_k$, míg hengeres kamrára $R_2 = 0,707 R_k$.

A jobboldali integrálban a (179) egyenlet szerint

$$w = \frac{\pi}{60 \mu} \frac{n \cdot V_k}{f} \cdot \frac{B(\varphi)}{\frac{1}{\varepsilon - 1} + A(\varphi)},$$

míg a dt idő alatt belépő gáz tömege

$$dm = \mu f \cdot w \frac{\gamma_x}{g} dt = \mu f w \frac{(V_h + V_c) \gamma_0}{V_x \cdot g} dt.$$

A fentiek figyelembevételével az integrál értéke

$$R_1 \int_{\pi}^{\varphi_z} w dm = \frac{\pi^2 \cdot n V_k^2 (V_h + V_c) \gamma_0 \cdot R_1}{6 \cdot 60^2 \cdot f \cdot V_h \cdot g \cdot \mu} \int_{\pi}^{\varphi_z} \frac{[B(\varphi)]^2}{\left[\frac{1}{\varepsilon - 1} + A(\varphi) \right]^3} d\varphi. \quad (184)$$

A (183) és (184) egyenletet egyenlővé téve az örvényszám:

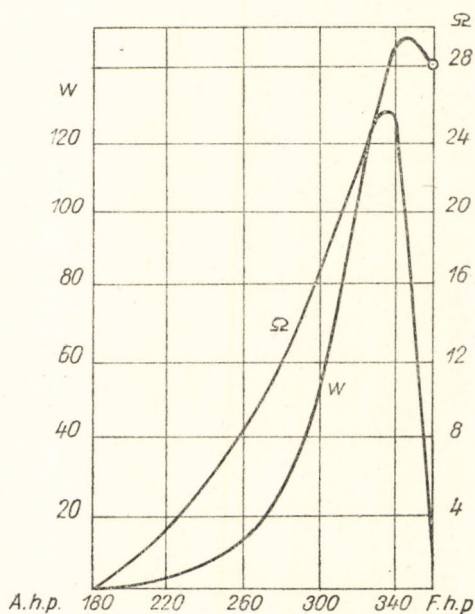
$$\omega_k = \frac{R_1 \pi^2 n V_k}{R_2^2 \cdot 6 \cdot 60^2 \mu f} \left[\frac{1}{\varepsilon - 1} + A(\varphi) \right] \cdot \int_{\pi}^{\varphi_z} \frac{[B(\varphi)]^2}{\left[\frac{1}{\varepsilon - 1} + A(\varphi) \right]^3} d\varphi. \quad (185)$$

A relatív örvényszám pedig

$$\frac{\omega_k}{\omega} = \Omega = \frac{\pi \cdot V_k \cdot R_1}{720 \cdot f \cdot R_2^2} \left[\frac{1}{\varepsilon - 1} + A(\varphi) \right] \cdot \int_{\pi}^{\varphi_z} \frac{[B(\varphi)]^2}{\left[\frac{1}{\varepsilon - 1} + A(\varphi) \right]^3} d\varphi. \quad (186)$$

A 114. ábrán látható az összekötő-csatornában fellépő w sebesség és az Ω relatív örvényszám változása, a szögelfordulás függvényében.

Ha megelégszünk a felső holtpontban fellépő relatív örvényszám meghatározásával, akkor a (186) egyenlet lényegesen egyszerűbbé tehető. Az integrál előtti zárójeles kifejezés értéke $\frac{1}{\varepsilon - 1}$ lesz, míg az integrál értéke a következő



114. ábra. A relatív örvényszám és az összekötő-csatornában levő sebesség változása a főtengely szögelfordulásának függvényében

közéltő egyenlettel adható meg (a grafikus integrálás hibakorlátain belül):

$$K = \frac{180}{\pi} \int_{\pi}^{2\pi} \frac{[B(\varphi)]^2}{\left[\frac{1}{\varepsilon - 1} + A(\varphi)\right]^3} d\varphi = 565\varepsilon - 3500. \quad (187)$$

Ezzel Ω értéke a felső holtpontban:

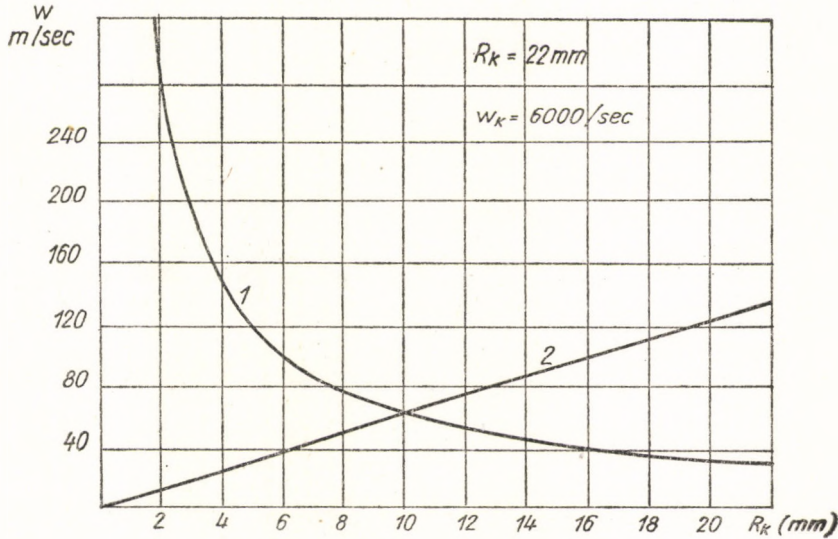
$$\Omega = \frac{\pi}{720} \frac{V_k}{f(\varepsilon - 1)} \frac{R_1}{R_2^2} (9,86\varepsilon - 61,1). \quad (188)$$

Ha Ω -nak előre adunk egy értéket, akkor meghatározható az ehhez szükséges f csatornakeresztmetszet.

Mint korábban említettük, a felső holtpont tájékán az örvénykamrában az áramlás átrendeződik, s egy potenciális örvénytér alakul ki. A tér cirkulációját az előbbihez hasonlóan határozhatjuk meg.

Potenciális áramlás esetén a tér mozgásmennyiségének nyomatéka

$$M = \int_{r=0}^{r=R_k} r w dm_k = \Gamma \int_{r=0}^{r=R_k} dm_k = \Gamma \cdot V_k \rho. \quad (189)$$



115. ábra. Sebességeloszlás az örvénykamrában

1 — potenciális örvénytér, 2 — a levegő mint merev test forog a kamrában

A (184) és (189) egyenleteket egyenlővé téve

$$\Gamma = \frac{\pi \cdot n \cdot V_k}{6 \cdot 60^2 \mu f} R_1 \left[\frac{1}{\varepsilon - 1} + A(\varphi) \right] \cdot \int_{\pi}^{\varphi_z} \frac{[B(\varphi)]^2}{\left[\frac{1}{\varepsilon - 1} + A(\varphi) \right]^3} d\varphi, \quad (190)$$

ahol μ — átömlési tényező.

A cirkuláció ismeretében a sebességmező most már könnyen megszerkeszthető.

A (185) egyenletet elosztva a (190) egyenlettel, meghatározható az örvényszám és a cirkuláció viszonya:

$$\frac{\omega_k}{\Gamma} = \frac{1}{R_2^2}. \quad (191)$$

A sebességek eloszlását potenciális és lineáris sebességeloszlás esetén a 115. ábra mutatja.

Örvénykamrák jellemző paraméteréül az Ω relatív örvényszám szolgál, melynek optimális értéke 30—40 között változik. A kifejezés egyik hiányossága, hogy nem veszi figyelembe a fordulatszám hatását, mellyel lényegében a két tér közötti nyomásesés változik, s amit a levezetésnél nem vettünk figyelembe.

Ezért B. G. LIBROVICS [65] elméleti megfontolások és kísérleti eredmények alapján a relatív örvényszám és az összekötő-csatorna viszonylagos időkeresztmetszetének viszonyát javasolta jellemző paraméterként. Eszerint

$$X = \frac{V_k \cdot V_h \cdot n}{(\varepsilon - 1) f^2} \cdot K, \quad (192)$$

ahol K értéke a (187) egyenlettel adott; V_k és V_h literben, míg f mm²-ben helyettesítendő.

X optimális értéke 1,8—2,2 között változik.

A (192) egyenlethez meg kell jegyezni, hogy abban az R_1/R_2^2 viszony állandósága van feltételezve. Ez azonban nem áll fenn. Az R_1 sugár kamratípusonként változik, de nagyszámú kamra vizsgálata [65] azt mutatja, hogy jó közelítéssel

$$R_1 = 0,56 R_k + 0,38 \text{ cm},$$

s ennek alapján gömbkamra esetén

$$\frac{R_1}{R_2^2} = \frac{1,4 R_k + 0,95}{R_k^2},$$

míg hengeres kamrára

$$\frac{R_1}{R_2^2} = \frac{1,12 R_k + 0,76}{R_k^2}.$$

A fentiek alapján helyesebb az X paramétert az

$$X_1 = \frac{R_1}{R_2^2} \frac{V_k V_h n}{(\varepsilon - 1) f^2} \cdot K \quad (193)$$

alakban használni.

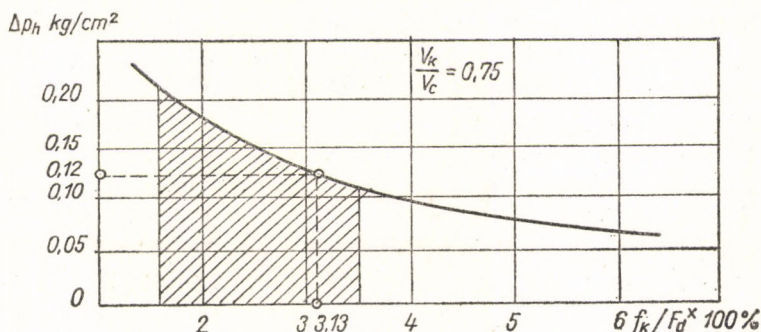
A levegőnek az összekötő-csatornán keresztül történő áramlása hidraulikai veszteségekkel jár együtt. Azonos relatív kamratérfogatokat feltételezve, a veszteségek annál nagyobbak, mennél kisebb a csatorna keresztmetszete a henger keresztmetszetéhez viszonyítva.

A 116. ábra a hidraulikai veszteségek változását mutatja a csatorna- és hengerkeresztmetszet viszonyának függvényében. A görbe az 1500—3000 fordulatszám-intervallumra vonatkozik, ahol — BRILING mérései alapján — a veszteség nem függ a fordulatszámtól [62].

A V_k/V_c viszony csökkenésével csökken az átáramló levegő mennyisége s ezzel a veszteség is.

Az áramlási veszteségek általában az összes súrlódási veszteségek 4—8%-át teszik ki.

A fenti hidraulikai veszteségekhez járul még a kamra hővesztése, amit eddig elkülönítve még nem sikerült meghatározni.



116. ábra. Örvénykamrás motorok hidraulikai vesztesége az f/F_d viszony függvényében

4. § ELŐKAMRÁS MOTOROK

Osztott égőtérű Diesel-motorok másik elterjedtebb típusát az előkamrás motorok képezik. Az előkamra térfogata a kompressziótér 30—50%-át foglalja el. Az előkamrát egy vagy több csatorna köti össze a főégőtérrel.

Kisebb hengerátmérők esetén az előkamrát konstrukciós okokból oldalt helyezik el. Nagyobb hengerátmérőknél a középponti elhelyezés a szokásos, ami a fő égőtérben jobb eloszlást biztosít.

Előkamrákban, ellentétben az örvénykamrával, a kompresszióütem alatt rendezetlen pulzációs légmozgás keletkezik. Ezért az áramlás kinetikai energiája nem jellemzi a kamra energiatartalmát a keverékképzés szempontjából. A keverékképzésre itt az előkamrában részben elégett tüzelőanyag energiáját használjuk fel. Az égés megindulása gyors nyomásemelkedéshez vezet, aminek következtében az előkamra „kifúj” a főégőtérbe. A kifúvás alkalmával intenzív keveredés jön létre, ami az üzemanyag viszonylag kis légfelesleggel történő elégését biztosítja.

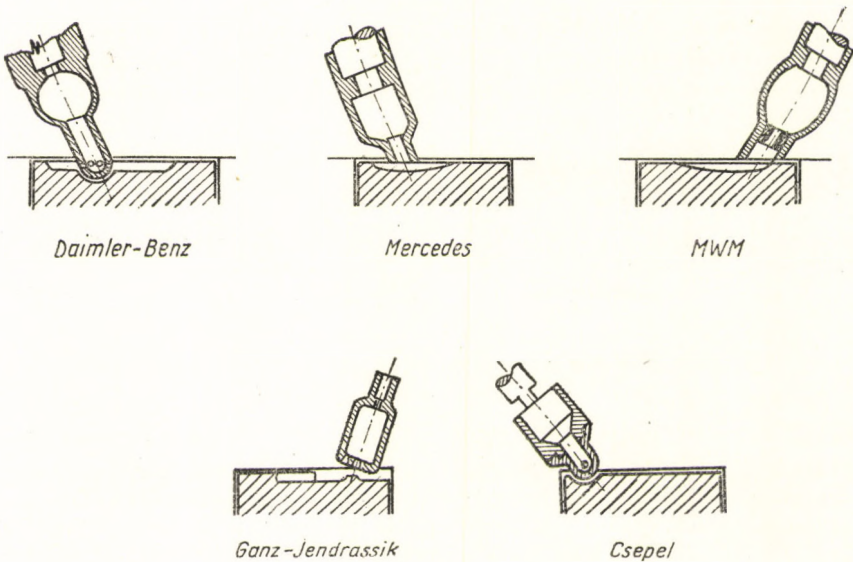
Az előkamra kifúvása annál hatásosabb, mennél több még el nem égett üzemanyagot fúj ki az előkamrából, ahol a további égésre már igen kevés friss levegő áll rendelkezésre. Ezért az égésnek a porlasztó felőli oldalon kell megindulnia, s akkor csaknem az egész előkamra-térfogatot ki tudja fújni.

Az üzemanyag befecskendezése rendszerint egylyukú, kis sugárkúpszögű csapos porlasztóval történik.* A tömör tüzelőanyag-sugár biztosítja a tüzelőanyag nagyobb részének a kamra első felébe való jutását, s ezzel a főtérbe való kifúvását.

* A Ganz—Jendrassik-típusnál nyitott porlasztót alkalmaznak.

Az előkamra-konstrukcióknak igen nagy száma ismeretes, ezek közül néhányat a 117. ábra szemléltet.

Az előkamrafuratok keresztmetszete általában a dugattyú-keresztmetszet 0,25—0,40%-át teszi ki. Újabbban azonban ez az arányszám nő, és sikeres megoldásokat találunk 1,0—1,5%-os viszonzszámmal is (Mercedes, MWM, Ganz). A furatok növelésével a hidraulikai veszteségek lényegesen csökkennek, a szükséges örvénylő mozgást speciális kiképzésű örvényperemek (Wirbelabsatz) biztosítják.



117. ábra. Előkamrás motorok jellemző típusai

Ha az előkamra elérte stabil hőállapotát, a gyúlási késedelem a terhelésre és a fordulatszám változására eléggé érzéketlen. A tüzelőanyag minősége, párolgási képessége szintén kevés hatással van a munkafolyamat jellemzőire.

Kísérletek [40, 54, 62] mutatják, hogy az előkamra relatív térfogata centrális elhelyezés esetén kisebb lehet, mint ha az oldalt van elhelyezve. Ennek oka abban kereshető, hogy centrális elhelyezés esetén kisebb kifúvási sebesség is elegendő a tüzelőanyag jó elosztásához.

Összegezőképpen az előkamrás keverékképzési mód *előnyei* a következők:

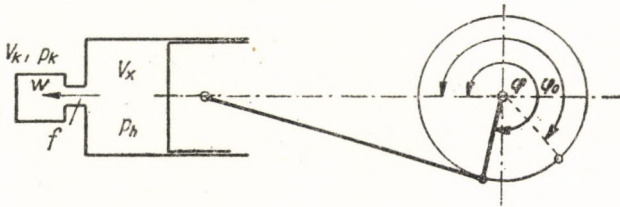
- a) kis égési végnyomás és nyomásemelkedési sebesség;
- β) a munkafolyamat eléggé érzéketlen a porlasztás minőségére, ezért csapos, egylyukú porlasztó alkalmazható, alacsony befecskendezési nyomással;
- γ) a tüzelőanyag fizikai-kémiai tulajdonságaira érzéketlen.
- δ) Az intenzív légmozgás és a nagy hőmérsékletű előkamra következtében nagy fordulatszámok érhetők el.

Hátrányai :

- a) A hő és hidraulikai veszteségek következtében viszonylag nagy fogyasztási értékek adódnak;
 β) rossz indítási viszonyok.

a) A KOMPRESSZIÓÜTEM ALATT LEJÁTSZÓDÓ ÁRAMLÁSI JELENSÉGEK SZÁMÍTÁSA

Előkamrás motoroknál a fő égőteret a kamrával viszonylag szűk csatorna köti össze. A kompresszióütem alatt a szűk csatornában fojtás jön létre, s emiatt jelentős nyomáskülönbség adódik a két tér között. Következésképpen, az örvénykamráknál használt számítási mód, amely a nyomások egyenlőségét tételezte fel, az előkamrába történő beáramlás sebességének meghatározására nem alkalmazható.



118. ábra. Az előkamrás motorok áramlási jelenségeinek számításához

Előkamrás motor sematikus vázlatát a 118. ábrán láthatjuk. Mind négy-, mind kétütemű motorok esetén a kompresszió nem az alsó holtpontban, hanem egy φ_0 szöghelyzetnél kezdődik, melynek geometriai helyzetét szívószelep, illetve kétütemű motornál a kipufogó nyílás zárása szabja meg. A valóságban a helyzet itt sem ilyen egyszerű. A zárási törvényszerűségtől, valamint a fordulatszámától függően itt is fojtás lép fel, ami miatt a φ_0 szög kisebb lesz.

A sebességek számításánál PISCHINGER a következő egyszerűsítő feltételekből indul ki [30]:

1. a kompresszióütem kezdetén a nyomás és hőmérséklet azonos mindkét térben;
2. a sűrítési folyamatot adiabatikusnak fogjuk fel, tehát a hőátadástól eltekintünk.

A fő égőtér és kamra között kialakuló áramlási sebességre a $\frac{p_k}{p_h}$ nyomásviszony a mérvadó. Mint ismeretes, az átáramlási sebesség a nyomásviszony függvényében a következő egyenlettel adható meg.

$$w = \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa - 1} \cdot RT_h \cdot \left[1 - \left(\frac{p_k}{p_h} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}. \quad (194)$$

Mivel

$$T_h = T_0 \left(\frac{p_h}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

és alkalmazva a szokásos

$$\psi = \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p_k}{p_h} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}$$

jelölést, a (194) egyenlet így írható:

$$w = \psi \cdot \left(\frac{p_h}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \quad (195)$$

A (195) egyenlet addig érvényes, amíg a p_k/p_h nyomásviszony a kritikus értéket el nem érte.

$$\left(\frac{p_k}{p_h} \right)_{\text{kr}} = \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = 0,528. \quad (196)$$

A kritikuson felüli tartományban az átáramlás a hangsebességgel fog történni, melynek értéke csak a hőmérséklettől függ.

$$w_{\text{kr}} = \sqrt{\frac{2g\kappa}{\kappa+1} RT_0} \cdot \left(\frac{p_h}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{2\kappa}} = \psi_{\text{kr}} \left(\frac{p_h}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{2\kappa}}. \quad (197)$$

A fenti egyenletekben a h index a hengerre, a k index az előkamrára és a „0” index a kompresszióütem kezdeti állapotára vonatkozik.

Amennyiben a két tér közötti nyomásviszony ismert lenne, a (195) és (197) egyenletekkel a sebesség már számítható volna. A nyomásviszony meghatározására újabb egyenletek felállítása szükséges.

Egy egyenletet abból a feltételből nyerhetünk, hogy a hengerben levő levegő súlya a kompresszióütem alatt nem változik, tehát fennáll a következő egyenlet:

$$\frac{V_x}{v_x} + \frac{V_k}{v_k} = \frac{V_0 + V_c}{v_0},$$

ahol V_0 — a henger lökettérfogata a φ_0 szöghelyzettől a felső holt-pontig,

v_x, v_k, v_0 — a megfelelő fajlagos térfogatok.

Mivel az adiabata-egyenletek szerint

$$\frac{v_0}{v_x} = \left(\frac{p_h}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \quad \text{és} \quad \frac{v_0}{v_k} = \left(\frac{p_k}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}}$$

és

$$V_x = V_h A(\varphi) + V_c - V_k,$$

a következő egyenletet nyerjük:

$$\frac{p_k}{p_0} = \left\{ \frac{1}{\varepsilon_k} \left[\frac{V_0}{V_h} + \varepsilon_c - \left(\frac{p_h}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \cdot (A(\varphi) + \varepsilon_c - \varepsilon_k) \right] \right\}^{\kappa}, \quad (198)$$

ahol

$$\varepsilon_k = \frac{V_k}{V_h},$$

$$\varepsilon_c = \frac{V_c}{V_h}.$$

A (198) egyenlet összefüggést ad a p_h/p_0 és p_k/p_0 nyomásviszonyok között — tetszőleges nyomásviszonyokra.

Egy másik egyenlet abból a feltételből nyerhető, hogy az összekötő-csatornán átáramló gáz súlya egyenlő az előkamra tartalmának súlynövekedésével.

Kritikusan aluli tartományban, ahol a legszűkebb keresztmetszetben felépő nyomás egyenlő a kamra nyomásával, a csatornán átáramló gáz súlya

$$dG = \frac{w \cdot \mu f}{v_k} dt, \quad (199)$$

A kamrában levő gáz súlya:

$$G_k = \frac{V_k}{v_k},$$

a növekedés pedig

$$dG_k = - \frac{V_k}{v_k^2} dv_k. \quad (200)$$

A (199) és (200) egyenletek egyenlőségéből, valamint

$$\frac{dv_k}{v_k} = - \frac{1}{\kappa} \frac{dp_k}{p_k}$$

adiabata-egyenletből kapjuk, hogy

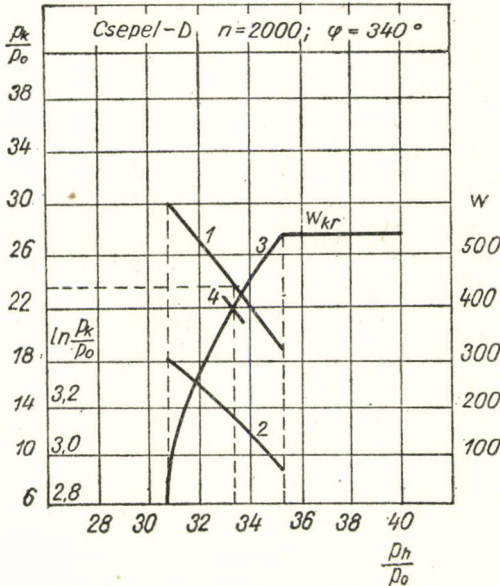
$$w d\varphi = \frac{6 \cdot n V_k}{\mu f} \cdot \frac{1}{\kappa} \cdot \frac{dp_k}{p_k}, \quad (201)$$

vagy integrálva

$$\int_{\varphi^0}^{\varphi} w d\varphi = \frac{6nV_k}{\mu f \kappa} \ln \frac{p_k}{p_0}. \quad (202)$$

A (195), (198) és (202) egyenletek segítségével most már intervallumonként meghatározható a három ismeretlen:

$$w, \frac{p_k}{p_0} \text{ és } \frac{p_h}{p_0}.$$



119. ábra. Grafikus eljárás az összekötő-csatornában levő sebesség meghatározásához

Ha több fordulatszámra is el akarjuk végezni a számítást, akkor célszerű az alábbi grafikus eljárást követni (119. ábra).*

Egy meghatározott φ (pl. 340°) szöghelyzetnél a (198) egyenlet segítségével ábrázoljuk a $\frac{p_k}{p_0} = f\left(\frac{p_h}{p_0}\right)$ függvényt (1 vonal). A $\frac{p_k}{p_0}$ görbéhez felvihetjük

még az $\ln \frac{p_k}{p_0}$ (2 vonal), és a (195) egyenlet segítségével a w értékét is (3 vonal)

a $\frac{p_h}{p_0}$ viszony függvényében. Most néhány sebességérték felvételével a hozzájuk

tartozó $\ln \frac{p_k}{p_0}$ értékeket a (202) egyenletből számítjuk, majd a kapott $\ln \frac{p_k}{p_0}$

* A szerző számításai. — A szerk.

értékhez tartozó $\frac{p_h}{p_0}$ -nál felvisszük a felvett sebességeket (4 vonal). A 3 és 4 görbe metszéspontja adja a keresett w sebességet, s a ponthoz húzott megfelelő ordináták a keresett nyomásviszonyokat.

A (202) egyenlet csak a kritikuson aluli tartományban érvényes, ezért a fenti számítási módszer is csak ott használható.

A kritikuson felüli tartományban a legszűkebb keresztmetszetben a fajtérfogat

$$v = v_h \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}. \quad (203)$$

Ezzel a kamrába beáramló gáz súlya

$$dG = \frac{1}{v_h} \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \cdot w \mu f dt. \quad (204)$$

A hengerben levő levegő súlya

$$G_h = \frac{V_x}{v_h} = \frac{V_h A(\varphi) + V_c - V_k}{v_h}.$$

(„ A ” — értékét lásd V/2. §. g.)

Differenciálva a fenti egyenletet,

$$dG_h = - \frac{1}{v_h^2} (V_h A(\varphi) + V_c - V_k) \cdot dv_h + \frac{V_h}{v_h} \frac{dA(\varphi)}{d\varphi} d\varphi. \quad (205)$$

A (204) és (205) egyenletek egyenlőségéből ($-dG = dG_h$), valamint a

$$\frac{dv_h}{v_h} = - \frac{1}{\kappa} \frac{dp_h}{p_h}$$

adiabata-egyenlet felhasználásával kapjuk:

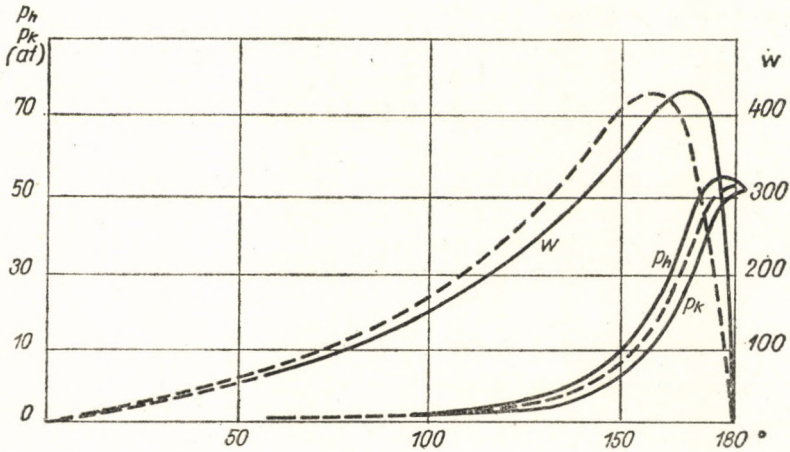
$$-w d\varphi = \frac{6n}{\mu f} \frac{V_h}{v_h} \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \cdot \left[(A(\varphi) + \varepsilon_0 - \varepsilon_k) \frac{1}{\kappa} \frac{dp_h}{p_h} + \frac{dA(\varphi)}{d\varphi} d\varphi \right]. \quad (206)$$

$\frac{dp_h}{p_h}$ értékét $d \left(\frac{p_h}{p_0} \right)$ -al, míg w -t a (197) egyenlet alatti értékével helyettesítve:

$$-\psi_{kr} \left(\frac{p_h}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{2\kappa}} \cdot d\varphi = \frac{6n \cdot V_h}{\mu f} \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \cdot \left[\frac{1}{\kappa} \frac{d(p_h/p_0)}{p_h/p_0} \cdot (A(\varphi) + \varepsilon_c - \varepsilon_k) + \frac{dA(\varphi)}{d\varphi} d\varphi \right]. \quad (207)$$

A fenti differenciálegyenlet általános megoldása a következő:

$$\left(\frac{p_h}{p_0} \right)^{-\frac{\kappa-1}{2\kappa}} = \left[\frac{(\kappa-1)\mu f}{12 V_h n} \cdot H \cdot \int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{d\varphi}{(A(\varphi) + \varepsilon_c - \varepsilon_k)^{\frac{\kappa+1}{2}}} + C \right] \cdot (A(\varphi) + \varepsilon_c - \varepsilon_k)^{\frac{\kappa-1}{2}}. \quad (208)$$



120. ábra. A Csepel-Diesel-motor nyomás- és sebességgörbéi a kompresszióütem alatt

A korábbi számításokból ismert a kritikus nyomásviszony (lásd a 196. összefüggést) kezdetét jelző φ^* forgattyúsög-állás, valamint a hozzá tartozó p_h^* nyomás. Ezekkel az integrálási állandó értéke a következő lesz:

$$C = \frac{1}{(A(\varphi^*) + \varepsilon_c - \varepsilon_k)^{\frac{\kappa-1}{2}} \left(\frac{p_h}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{2\kappa}}} - \frac{(\kappa-1)\mu f}{12 V_h n} \cdot H \int_{\varphi_0}^{\varphi^*} \frac{d\varphi}{(A(\varphi^*) + \varepsilon_c - \varepsilon_k)^{\frac{\kappa+1}{2}}}. \quad (209)$$

$\frac{p_h}{p_0}$ ismeretében a (197) és (198) egyenletekből meghatározható az áramlási sebesség és a kamranomás értéke.

A 120. ábrán láthatók a Csepel-Diesel nyomás- és sebességgörbéi $n = 2000$ f/p-nél.* A fordulatszám növelésével a nyomásgörbék közötti különbség roha-

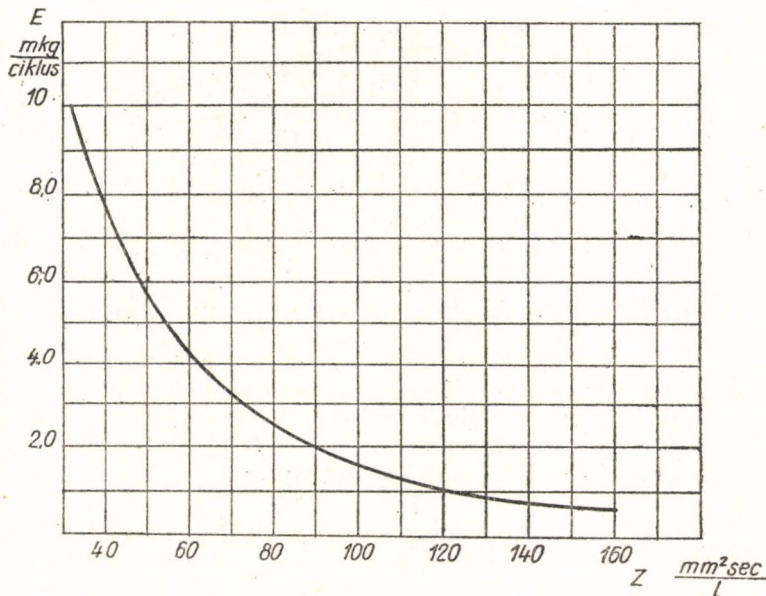
* A szerző adatai. — A szerk.

mosan nő. A főtér kompresszió-görbéjének maximuma mindig a holtpont előtt van.

PROF. LIBROVICS [65] elméleti és kísérleti vizsgálatok alapján egy Z paramétert vezetett be, amely meghatározott összefüggésben áll az áramlás energiájával. Eszerint

$$Z = \frac{30 f (\varepsilon - 1)^2}{V_h n \cdot \varepsilon \left(\frac{V_k}{V_c} \right)^2} \frac{\text{mm}^2 \cdot \text{sec}}{\text{lit}}, \quad (210)$$

ahol f — mm^2 -ben, V_h pedig literben helyettesítendő.



121. ábra. Örvénylési energia a Z paraméter függvényében

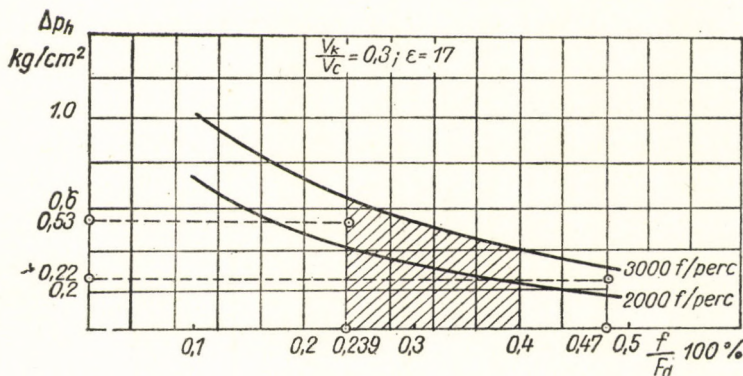
Az E átáramlási energia változását a Z paraméter függvényében a 121. ábrán láthatjuk. A görbe változása jó közelítéssel $\frac{1}{Z^2}$ -tel arányos.

A ciklusonkénti átáramlási energia ismeretében meghatározhatjuk a vele egyenértékű veszteség-középnymást

$$\Delta p_h = \frac{E}{10 V_h} \text{ kg/cm}^2,$$

A Csepel-Diesel esetén például $n = 2000$ f/p-nél $Z = 48$, ehhez diagramból $E = 6,0$ mkg/ciklus és $\Delta p_h = 0,45$ kg/cm². Mint látható, a hidraulikai veszteségek az összvesztesség 20—30 %-át is kitehetik — tehát igen jelentősek.

A hidraulikai veszteségek változását az f/F_d viszony függvényében, $\frac{V_k}{V_c} = 0,3$ érték mellett, 122. ábra mutatja. Látható, hogy az összekötő-csatorna keresztmetszetének csökkentésével a hidraulikai veszteség növekszik



122. ábra. Előkamrás motorok hidraulikai vesztesége az f/F_d viszony függvényében

5. § A KEVERÉKKÉPZÉS ENERGIASZÜKSÉGLETE ÉS GAZDASÁGOSSÁGA*

A keverékképzésre fordított energián azt a munkamennyiséget értjük, amelyet a hengertérbe juttatott tüzelőanyaggal a megfelelő keverék előállítására végett közölnünk kell. Ez az energia a keverékképzés jellegének megfelelően három részből tevődik össze:

- a befecskendezés folyamán az adagolószivattyú által közölt energiából;
- a sűrítés üteme alatt a levegő örvényeltetésére fordított energiából;
- osztott égőterű motoroknál a kamrából történő kifúvás alkalmával fellépő mozgási energiából.

a) A SZIVATTYÚ ÁLTAL KÖZÖLT MOZGÁSI ENERGIA

Diesel-motoroknál a megfelelő keverék elérése céljából aránylag nagy porlasztási nyomást kell alkalmazni. A keverékképzés energiájának meghatározásánál emiatt nem hanyagolható el az az energiamennyiség, melyet a mozgó tüzelőanyag tartalmaz.

Az a porlasztási energia, amelyet a tüzelőanyag a szivattyútól a befecskendezés folyamán kap, a következőképpen osztható fel:

- A tüzelőanyag felgyorsításához szükséges energia.
- Az átfolyásnál fellépő áramlási veszteségek.

* CSÓKA JÁNOS okl. gépészmérnök munkája.

3. A sugár szétporlasztásához szükséges energia.

4. Az összenyomott levegőbe való behatoláshoz szükséges energia.

Az 1 g-nyi tüzelőanyag elporlasztásához szükséges munkát mkg-ban az alábbi kifejezés alapján határozzuk meg:

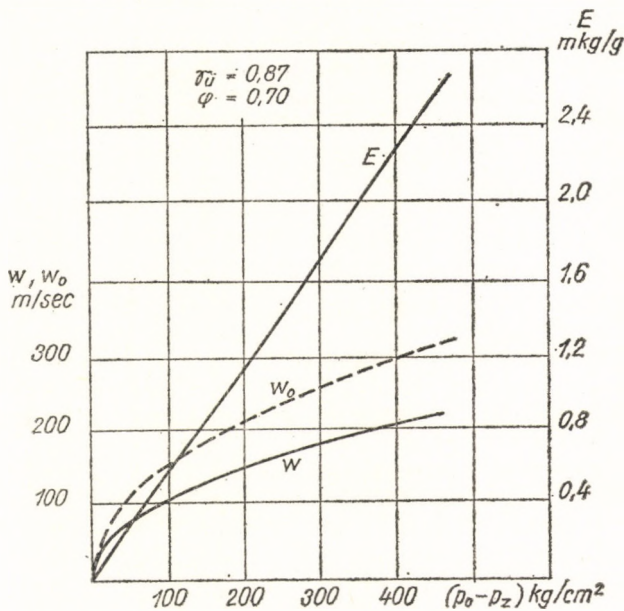
$$E = \frac{w^2}{2g} = \frac{(\varphi w_0)^2}{2g} = \frac{\varphi^2 (p_0 - p_z)}{\gamma_{\bar{u}}}$$

ahol w_0 s w — az elméleti és a tényleges kifolyási sebesség $\varphi = \frac{w}{w_0}$,

$\gamma_{\bar{u}}$ — a tüzelőanyag fajsúlya,

p_0 — porlasztási nyomás,

p_z — kompressziónyomás az égőtérben.



123. ábra. A tüzelőanyaggal közölt energia a befecskendezési nyomás függvényében

Az energia változását különböző $p_0 - p_z$ értékeknél a 123. ábrán láthatjuk. A szivattyú által közölt keverékképzési energia, mint látható, elsősorban a $p_0 - p_z$ nyomáskülönbségtől függ, ami motortípusonként különböző. Értékét az egyes motortípusoknál az szabja meg, hogy a szükséges keverékképzési munkának hány százalékát kell a befecskendezésnél elvégezni, vagy másképpen kifejezve, az égőtérben örvényeltetett levegővel mennyire segítjük elő a porlasztási munkát.

Közvetlen befecskendezésű motoroknál az örvénylő levegő energiája aránylag kicsi, úgyhogy itt a befecskendezési nyomás értéke nagy, kb. 250—450

kg/cm² értékű, és ennek megfelelően a porlasztás energiája 1,4—2,54 mkg/g között ingadozik. Az alsó érték már inkább dugattyúkamrás motorokra vonatkozik.

Osztott égőtereknél a levegő nagy örvénylő energiája miatt és az utóporlasztás miatt is a befecskendezési nyomás 130—320 kg/cm² körül van, aminek kb. 0,75—1,8 kgm/g porlasztási munka felel meg.

A porlasztási energia csökkentése az adagoló berendezés szempontjából előnyös. Mint már említettük azonban, a csökkentett porlasztási nyomás ellensúlyozásához a sűrítési energia egy részét kell mozgási energiává átalakítani a jó keverékképzés érdekében, ez viszont a motor effektív középnyomását csökkenti.

b) OSZTOTT ÉGŐTERŰ MOTOROK KEVERÉKKÉPZÉSI MUNKÁJA A SŰRÍTÉS ŪTEME ALATT

Osztott égőterű motoroknál a két teret összekötő, aránylag szűk csatorna miatt sűrítésnél a két tér között nyomáskülönbség alakul ki, amelynek hatására a főtérben levő levegő egy része nagy sebességgel áramlik át a kamrába. Ha ezt a nagy sebességű levegősugarat megfelelően ütköztetjük a befecskendezett tüzelőanyaggal, akkor igen jó porlasztást tudunk elérni, s ezzel az adagoló berendezéssel szemben állított követelmények csökkentését tesszük lehetővé.

A nagy sebességgel áramló levegő mozgási energiája azonban, mivel igen rossz hatásfokkal térül csak vissza az effektív középnyomásban, mint veszteség jelentkezik, s így az osztott égőterű motorok nagyobb fajlagos fogyasztásának egyik okaként tekinthető.

A mozgási energia nagy értéke tehát a porlasztás szempontjából előnyös, míg gazdaságosság szempontjából hátrányt jelent. A szükséges energia optimális értékének meghatározása csak kísérleti úton lehetséges, s így a számított értékek új konstrukciónál csak más motorokkal való egybevetésképpen használhatók.

Jelöljük w -vel az áramló levegő sebességét; legyenek p , ρ és T a csatorna legszűkebb keresztmetszetében p_h , ρ_h , T_h pedig a főtérben uralkodó állapotjelzők; f -vel a csatorna keresztmetszetét, végül μ -vel az átfolyási tényezőt jelöljük. Az áramló tömegre vonatkozóan az energiaegyenlet a következőképpen írható.

$$\int_0^t \left(\frac{w^2}{2} + u + \frac{p}{\rho} \right) \mu f w p dt = \int_0^t \mu f w \left(\frac{p}{p_h} \right)^{\frac{1}{\alpha}} c_p p T_h \cdot dt,$$

ahol t a sűrítési kezdetétől a kamrában levő keverék meggyulladásáig eltelt idő.

Az $u + \frac{p}{\rho} = c_p T$, valamint $p = \rho R T$ és $c_p - c_v = R$ egyenletek figyelembevételével a levegő mozgási energiája:

$$E = \int_0^t \mu f w \rho \frac{w^2}{2} \cdot dt = \frac{\alpha}{\alpha - 1} \int_0^t \mu f w p \left[\left(\frac{p}{p_h} \right)^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} - 1 \right] dt.$$

Az energia kifejezésének jobboldalát két részre bontva, nézzük meg, mit jelent az integrál alatt levő kifejezés.

Ha feltételezzük, hogy az átáramló levegő sebességi energiáját a kamrában is megtartja mint örvénylési energiát, akkor a kamra belső energianövekménye p_k , Q_k , és T_k állapotjelzőkkel:

$$V_k \cdot c_v d(Q_k \cdot T_k) = \mu f w Q c_p T \cdot dt,$$

vagyis

$$\frac{V_k}{\kappa - 1} \cdot dp_k = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \mu f w p \cdot dt$$

alakú lesz, így

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} \int_0^t \mu f w p \cdot dt = \frac{V_k}{\kappa - 1} \int_0^{p_k} dp_k = \frac{V_k}{\kappa - 1} (p_k - p_0).$$

Az első tag pedig az előbbiek felhasználásával:

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} \int_0^t \mu f w \left(\frac{p_h}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \cdot p \cdot dt = \frac{V_k}{\kappa - 1} \int_{p_0}^{p_k} \left(\frac{p_h}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \cdot dp_k.$$

Így a mozgási energia a fenti két kifejezéssel:

$$E = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \int_{p_0}^{p_k} \left(\frac{p_h}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \cdot dp_k - \frac{V_k}{\kappa - 1} (p_k - p_0). \quad (211)$$

Az előző fejezetben meghatározott p_h , $\frac{p_h}{p}$, illetve p_k segítségével most már az energia könnyen számítható.

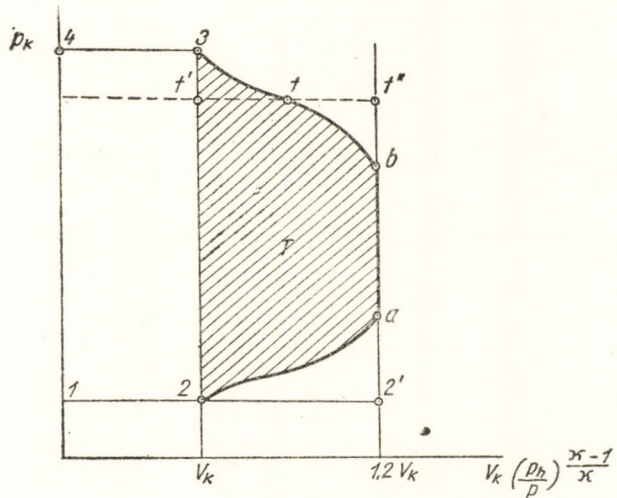
Ábrázoljuk ugyanis p_k -t a $V_k \left(\frac{p_h}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$ térfogat függvényében, s akkor a 124. ábrából nyilvánvalóvá válik, hogy az E értéke az 12ab 341 és 12 341

pontok által határolt területek különbségének $\frac{1}{\kappa - 1}$ -szerese, abban az eset-

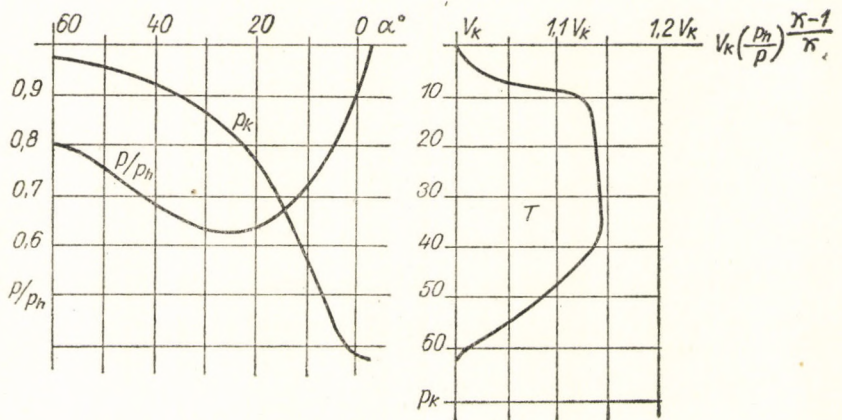
ben természetesen, ha a levegő mozgási energiáját a két tér között levő nyomáskülönbség kiegyenlítődéig számoljuk. Mivel azonban a kamrában levő keverék már egy a t pontnak megfelelő P_k kamranyomásnál felrobban, E értéke csak eddig a pontig számítható. Ez az érték az ábrán sraffozott terület $\frac{1}{\kappa - 1}$ -

szerese.

A $\left(\frac{p_h}{p}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$ maximális értéke a kritikusnak megfelelő lehet, ami $\kappa = 1,4$ -el 1,2-nek felel meg. A kritikus átömlési sebesség az ábrán a pontnál kezdődik és b pontnál fejeződik be.



124. ábra. Ábra a keverékképzésre fordított energia számításához



125. ábra. A Csepel-Diesel-motor keverékképzési energiája, a kompresszió ütem alatt

Itt említjük meg, hogy az átömlési sebesség növekedése csak egy bizonyos ideig növeli a mozgási energia értékét. Ugyanis bár a fordulatszám növekedésével az átömlő sebesség nő, egy bizonyos fordulatszám fölött a kamrába átömlő keverék mennyisége csökken, és így csökken a keverékképzésre fordított örvénylési munka [30. hivatk. 93. és 94. ábrái].

A kritikus beömlési sebesség elérése után a p_k ordináta fokozatosan csökken, és mivel $V_k \left(\frac{p_h}{p}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$ értéke korlátozott, a diagram területe csökkenni fog.

A 125. ábrán a Csepel D-350 előkamrás Diesel-motor örvénylési energiája látható.* Az energiadiagramban csak a V_k és a $\left(\frac{p_h}{p}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \cdot V_k$ közötti szakasz van ábrázolva. A diagram területe 1200 mm^2 , s így $V_k = 33 \text{ cm}^3$ -rel

$$E = \frac{0,1 \cdot 1200 \cdot 33}{20 \cdot 0,4 \cdot 100} = 4,95 \text{ mkg}$$

E ismeretében most már V_h lökettérfogattal az effektív középnyomás csökkentése:

$$\Delta p_h = \frac{E \cdot (\text{mkg})}{10 \cdot V_h (l)};$$

a fenti példánál $\Delta p_h = 0,4 \text{ kg/cm}^2$.

A különböző kamratípusoknál szokásos örvényeltetési energia arányának meghatározására E -t állítsuk elő az alábbi alakban:

$$E = \eta \frac{V_k \cdot p_0}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_h}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \cdot \left(\frac{p}{p_0} - 1 \right),$$

ahol η az E -nek megfelelő terület, tehát $2abt't'2$ és $2''abt''t'2$ terület aránya. $M < 1$ tartományra szorítkozva, ahol $p_k = p$ -vel, a két térben levő közeg súlyállandóságából:

$$\frac{p}{p_0} = \left[\frac{V_0}{(V_0 - V_t - V_k) \cdot \left(\frac{p_h}{p} \right)^{\frac{1}{\kappa}} + V_k} \right]^{\kappa},$$

ahol $V_0 = \varepsilon \cdot V_c$, V_t pedig t időpontig bekövetkezett térfogatesökkenés.

Mivel $V_t \approx V_h$ és $x = \frac{V_k}{V_c}$, a fenti egyenletből kapjuk:

$$\frac{p}{p_0} = \left[\frac{V_0}{(1 - x) \cdot \left(\frac{p_h}{p} \right)^{\frac{1}{\kappa}} + x} \right]^{\kappa}.$$

Legyen $\varepsilon = 21$, $x = 0,5$ s ezt az adott motort képzeljük el előkamrás, örvénykamrás és dugattyúkamrás kivitelben.

* A szerző adatai. — A szerk.

A $\frac{p}{p_h}$ viszonyt a t időpontban adjuk meg a csatornában uralkodó *Mach*-szám (a tényleges sebesség viszonya a hangsebességhez) segítségével (ez ugyanis az átömlés sebességére vonatkozóan is tájékoztatást ad):

$$M^2 = \frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_h}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right],$$

$$E = \eta \cdot \frac{V_k \cdot p_0}{2} M^2 \cdot \left(\frac{p}{p_0} - 1 \right). \quad (212)$$

Ha a három kamratípusnál $M_e = 0,8$, $M_\delta = 0,5$, és $M_d = 0,2$ értékekkel — mint az irodalomból megállapítható középértékekkel — az örvénylés energiáját meghatározzuk, az alábbi értékeket kapjuk:

$$E_e = 36 \cdot \eta_1 \frac{V_k \cdot p_0}{2},$$

$$E_\delta = 16,5 \cdot \eta_2 \frac{V_k \cdot p_0}{2},$$

$$E_d = 2,8 \eta_3 \frac{V_k \cdot p_0}{2}.$$

Vagy az előkamrás motor örvénylési energiájához viszonyítva:

$$E_\delta = 0,46 \frac{\eta_2}{\eta_1} E_e, \quad E_d = 0,078 \frac{\eta_3}{\eta_1} E_e.$$

Figyelembe véve η_1, η_2, η_3 lehetséges értékeit, megállapítható, hogy ha az előkamrás motor keverési energiáját 1-nek vesszük, akkor örvénykamrás kivitelben ennek 30—40%-a, dugattyúkamrás kivitelben pedig 3—7%-a szükséges. Az utóbbi értékek valamivel nagyobbak is lehetnek az örvény- ill. a dugattyúkamra nagyobb relatív térfogata miatt.

A felvett M értékek a kamratípusokra jellemző középértékek. Eltérés azonban mindkét irányban tapasztalható, ami a levegősugár energiájának kihasználási fokával magyarázható.

c) A KEVERÉKKÉPZÉSRE FORDÍTOTT MUNKA A KIFÚVÁS ALKALMÁVAL

Osztott égőterű motorok utolsó keverékképzési munkája a kamrából történő kifúvánál jön létre. A kamrában felszabaduló hő hatására a két tér között nyomáskülönbség jön létre, ami a kamrában levő keverék nagy sebességű kiáramlását eredményezi. A kamra energiatartalmának egy bizonyos százaléka tehát sebességi energiává alakul át, ami a későbbiek folyamán rossz hatásfokkal alakul csak vissza, és így mint veszteség könyvelhető el.

A kamrában levő keverék hőfokát T_k -val, a kiömlő csatornában levőét pedig T -vel jelöljük, akkor az áramló közeg súlyegységének energiamérlege a következőképpen írható:

$$c_p \cdot (T_k - T) = \frac{w^2}{2 Ag},$$

ahol c_p a keverék állandó nyomáson vett fajhője, g a nehézségi gyorsulás, A a munka hőegyenértéke, w pedig a kiömlő közeg sebessége. Mivel a kamrában levő közeg súlyegységének energiatartalma $c_p \cdot T_k$, így az energiatartalom kihasználási foka az utóporlasztás szempontjából:

$$\eta' = \frac{c_p (T_k - T)}{c_p \cdot T_k} = 1 - \frac{T}{T_k}.$$

Ha a csatornában a kiömlési folyamatot adiabatikusnak tekintjük, akkor a

$$\frac{T}{T_k} = \frac{1}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot M^2}$$

kifejezéssel, ahol M a csatornában uralkodó *Mach*-szám, η' kifejezése:

$$\eta' = \frac{1}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot \frac{1}{M^2}} \quad (213)$$

alakú lesz.

A kifejezésből megállapítható, hogy az utóporlasztásra fordított munka M -mel nő. M értéke motoroknál legfeljebb 1 lehet, amivel $\kappa = 1,4$ értéknél $\eta' = 0,17$. M értéke légkamrás motoroknál a legnagyobb. Előkamrás motoroknál azon a szakaszon, ahol a még el nem égett keverék zöme kifúvódik, kb. 0,4-re vehető fel, amivel $\eta = 0,0312$, azaz a kamra energiatartalmának 3,12%-a fordítódik utólagos porlasztásra. Örvénykamrás motoroknál M értéke valamivel kisebb, dugattyúkamrás motoroknál pedig már elhanyagolható.

A kamra energiatartalma azonban két részből tevődik össze: a sűrítésből származó energia-növekményből és a kamrában felszabaduló hőenergiából. Számunkra az energiaszükségletek összegezése szempontjából az a fontos, hogy a kamrában elégetett tüzelőanyag energiaértékének hány százaléka fordítódik az utóporlasztás munkájának az elvégzésére.

Ennek az értéke [29] közelítőleg az alábbi kifejezésből határozható meg:

$$\eta'_1 = \frac{\eta'}{1 - \frac{a \cdot R \cdot G \cdot T_0 \left(\frac{V}{V_0} \right)^{\kappa-1}}{p_k (V + a \cdot V_k)}} \quad (214)$$

A fenti kifejezésben:

- a — a kamra és a főtérben levő közeg sűrűségének aránya,
 R — univerzális gázállandó, emkg/kgK°,
 G — a beszívott levegő súlya, kg,
 T_0 — szívási véghőfok, K°,
 V_k — kamratérfogat, cm³,
 V_0 — összhengertérfogat, cm³,
 V — sűrítési térfogat, abban a pillanatban, amikor a kamrában az égés elkezdődik,
 p_k — kamranyomás kg/cm².

η'_1 értéke a számítások szerint kb. 25—35%-kal nagyobbra vehető fel, mint η' , tehát

$$\eta'_1 = (1,25 - 1,35) \eta'.$$

η'_1 ismeretében az utóporlasztásra fordított energia most már a kamrában felszabaduló hőenergia ismeretében meghatározható. Értéke a szokásos geometriai jellemzőkön kívül különösen az égés jellegétől függ. A rendelkezésre álló kevés kísérleti adatról csupán az a következtetés vonható le, hogy a helyesen beállított előkamrás motornál a teljes terhelésen beadagolt tüzelőanyag kalóriaértékének mintegy 1/5-e az előkamrában szabadul fel.

A példaként felhozott Csepel-motornál a beadagolt 500 cal és η'_1 0,041 értékekkel az utóporlasztásra fordított munka:

$$\frac{500 \cdot 0,427 \cdot 0,041}{5} = 1,75 \text{ mkg}^*.$$

d) A KEVERÉKKÉPZÉS GAZDASÁGOSSÁGA

A keverékképzésre fordított energia a motor energiamérlegében mint veszteség jelentkezik, s így a motor teljesítményét csökkenti, és a fajlagos fogyasztás értékét rontja. A keverékképzésre fordított energia hatásának tanulmányozására tegyük fel, hogy egy osztatlan égőterű motor effektív középnyomása p_e , fajlagos fogyasztása b_e , teljesítménye N_e .

Jelentse p_{we} azt az effektív középnyomást, ami a keverékképzési többletmunkához szükséges, a fenti motornak osztott égőtérrel történő kivitelezése esetén.

Ha feltesszük, hogy a beadagolt tüzelőanyag azonos kalóriaértéke mellett az égés törvényszerűsége mindkét motornál teljesen azonos, akkor az osztott égőterű motornál az effektív középnyomás:

$$p'_e = p_e - p_{we} = p_e \left(1 - \frac{p_{we}}{p_e} \right) = p_e \cdot W.$$

A fajlagos fogyasztás $b'_e = \frac{b_e}{W}$, a teljesítmény $N'_e = N_e \cdot W$, a gazdasági hatások pedig $\eta'_e = W \cdot \eta_e$ lesz.

* A szerző saját adatai. — A szerk.

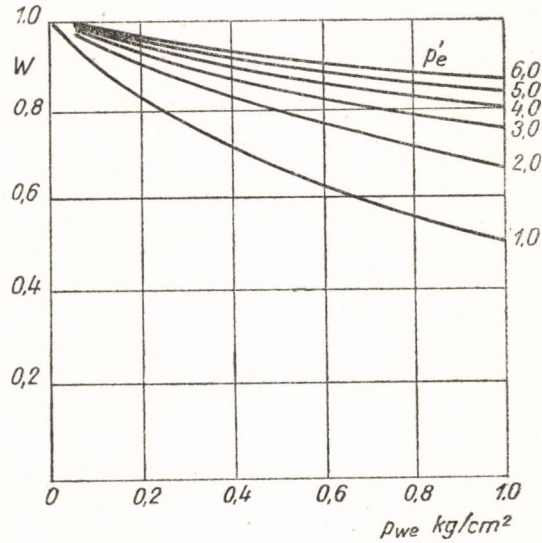
A teljesítmény, az effektív középnyomás és a hatásfok az örvényeltetési munka W -szeresére esik, míg a fogyasztás $\frac{1}{W}$ -szeresére nő.

W értéke p'_e függvényében a 126. ábrán látható [30].

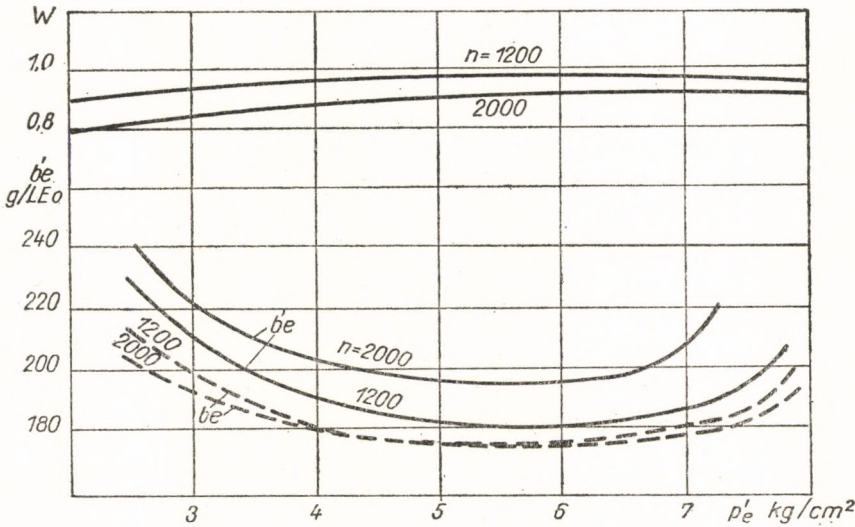
p_{we} értékének meghatározása adott motornál az előző fejezetek örvényeltetési munkáinak ismeretében lehetséges. Ennek birtokában W értékének meghatározása után a motor adott jelleggörbéiből meghatározható, hogy milyen lenne a motor, ha a keverékképzéshez szükséges többlet-energiát nem kellett volna elvégezni, feltételezve természetesen az azonos égésfolyamatot.

Példaképpen a 127. ábrán az 1,25 literes Deutz-motor adatai láthatók [30] az effektív középnyomás függvényében, $n = 2000$ és 1200 fordulat/perc-nél. A motor örvényelési munkája 0,6 és 0,26 kg/cm^2 effektív középnyomási értékkel van felvéve.

Az elmondottakból világos, hogy az örvényeltetési munkát a lehetőség-



126. ábra. A W függvény változása különböző p'_e értékek esetén



127. ábra. A tényleges (b'_e) és a redukált fogyasztás (b_e) változása különböző fordulatszámoknál, az effektív középnyomás függvényében (Deutz)

hez képest minimális értékre kell csökkenteni. Ez természetesen nagyobb átömlő-csatorna méretet von maga után, ami pedig a csökkenő áramlási sebesség miatt a keverékképzés minőségét rontja. A kettő között levő határesetet, mint optimális érték, csak kísérleti úton határozható meg.

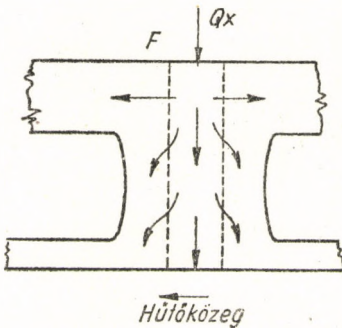
A keverékképzési munka nagyobb értéke miatt a nagyobb fajlagos fogyasztású osztott égőterű motorok alkalmazásának elterjedtségét éppen az okozza, ami tulajdonképpen a hibájukat. A nagy keverékképzési munka következtében keverékképző tulajdonságaik jók, így nagyobb fordulatszámot és nagyobb effektív középnyomást lehet velük elérni, amit a fordulatszám széles skáláján biztosítani tudnak. Ezzel magyarázható az a tény, hogy míg az osztatlan égőterű motorokat általában stabil üzemben, addig az osztottakat mint járműmotorokat alkalmazzák. Az utóbbi időben ugyan a közvetlen befecskendezésű motorok alkalmazása is terjed a járműiparban, de főleg dugattyúkamrás típusai révén.

6. § DIESEL-MOTOROK HŐTERHELÉSE ÉS HŐIGÉNYBEVÉTELE

A belsőégésű motorok hengerében felszabaduló hőmennyiség egy rész sugárzás (láng- és gázsugárzás) és vezetés útján az égőtér, illetve henger falának adódik át. Ez a hőmennyiség — amit a hengerfalról el kell vezetni — igen sok tényező függvénye, s számítása ma még megbízható módon nem lehetséges. Az alábbi számítások ezért — jelentős egyszerűsítések árán — csak közelítőeknek tekinthetők.

Ha Q jelöli a másodpercenként elvezetett hőmennyiséget, s F_{Σ} a hőelvonó felület közepes értékét, akkor a közepes hőterhelés:

$$q_k = \frac{Q}{F_{\Sigma}}$$



128. ábra. A hőátadás szemantikus ábrázolása

A fenti értéktől lényegesen különbözhet a helyi hőterhelés, amely az égéstér egy adott pontjában adja meg a hőáram értékét. Egy adott felületrész (F) hőterhelése a következőképpen fejezhető ki (128. ábra):

$$q = \frac{Q_x}{F} = \frac{\vartheta_g - \vartheta_h}{F \cdot R_{\Sigma}} + \sum \lambda F_i \frac{\partial T_i}{\partial x}, \quad (215)$$

- ahol Q_x — az adott felületrészre jutó hőmennyiség,
 ϑ_g — a gázok közepes hőmérséklete,
 ϑ_h — a hűtőközeg hőmérséklete,
 R_{Σ} — a gáz és hűtőközeg közötti hőellenállás,
 $\frac{\partial T_i}{\partial x}$ — a hőmérséklet-gradiens egy tetszőleges irányban,
 λ — a hővezetési együttható.

A gáz és hűtőközeg közötti hőellenállás értékét a hőátadási tényező, az anyag hővezetőképessége és a geometriai méretek (hőátadás felülete, a hőelvezetés hossza és keresztmetszete) határozzák meg.

Például geometriailag hasonló dugattyúk esetén a gáz—dugattyú—hengercfal—hűtőközeg-lánc hőellenállása, vízhűtést feltételezve, a következőképpen fejezhető ki:

$$R_x \cong \frac{1}{F} \left(\frac{1}{\alpha_g} + \frac{D}{\lambda} A \right), \quad (216)$$

ahol α_g — a gázok hőátadási tényezője,
 λ — a dugattyú anyagának hővezetési együtthatója,
 D — a dugattyú átmérője,
 A — állandó szám.

Az égéstér egy adott felületrészére jutó hőmennyiség (Q_x) elsősorban a hőátadási tényező függvénye. A termodinamikából ismeretes, hogy a hőátadási viszonyokat jellemző *Nusselt*-szám (Nu) a *Reynolds*-szám (Re) függvénye:

$$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda} = \text{konst. } Re^n, \quad (217)$$

ahol n értéke 0,6—0,75 között változik.

A (217) egyenletből következik, hogy a hőátadási tényező helyi értékét a gázsebesség határozza meg. Ezért az égéstér azon részei, melyek intenzív gázmozgásnak vannak kitéve (kamrásmotorok égőszájai, valamint a dugattyúfenék égőszájával szemközti része, kipufogó szelep), igen nehéz körülmények között dolgoznak.

A hőátadás illetve a hőelvezetés együttes hatásaként az égéstér egy bizonyos pontján kialakul egy *hőmérséklet*, s környezetében egy *hőmérséklet-gradiens*.

A hőmérséklet abszolút értéke az anyag szilárdsága, valamint a dugattyúgyűrűk munkája szempontjából érdekes. Alumínium ötvözetek szilárdsága 250—300 C° hőmérsékletnél rohamosan csökken (300 C°-nál a szilárdság kb. felére csökken). Ha a dugattyú hőmérséklete a gyűrűk zónájában több mint 220—240 C°, akkor a gyűrűk kokszosodása következhet be, a motorolaj minőségétől függően.

Az égéstér egyes pontjaiban keletkező hőfeszültségek a hőmérséklet-gradienssel arányosak. Nagyobb hőmérséklet-gradiens általában a dugattyúfenéken, valamint a szívó- és kipuffogószelep közötti keskeny vállrészen lép fel. Az utóbbi helyen gyakran repedések is keletkeznek, és hűtése mindig külön gondot igényel.

A fenti statikus hőigénybevétel mellett fellép még bizonyos mértékű dinamikus hőigénybevétel is a ciklusonkénti hőmérsékletingadozás következtében. A dinamikus hőigénybevétel abszolút értékét illetően a vélemények megoszlanak [66], de kétségtelen, hogy bizonyos esetekben kifáradásos repedéseket okozhat.

Egy motor üzembiztos munkája szempontjából gyakran a dugattyú hőigénybevétele a mérvadó. Ezért most vizsgáljuk meg geometriailag hasonló dugattyúk hőigénybevételi viszonyát.

Elméleti vizsgálatokból következik [66], hogy a dugattyúfenéken fellépő hőmérsékletkülönbség

$$\Delta \Theta = \text{konst.} \frac{q \cdot D}{\lambda} \quad (218)$$

alakú egyenlettel fejezhető ki.

Ha a (217) egyenletből kifejezzük az α hőátadási tényezőt, figyelembe véve, hogy hidrodinamikai hasonlóság esetén

$$\rho w D^2 = \text{konst.} G,$$

ahol G — a hengerbe beszívott levegő súlya mp-ként, a következőket kapjuk:

$$\alpha = \text{konst.} \frac{G^n}{D^{n+1}}.$$

Helyettesítve α és R_z értékét a (215) egyenletbe, a q hőáramra a következő kifejezést kapjuk:

$$q = \text{konst.} \frac{\vartheta_g - \vartheta_h}{\left(\frac{D}{G}\right)^n \cdot D + \frac{D}{\lambda} A}. \quad (219)$$

q értékét helyettesítve a (218) egyenletbe, a hőigénybevételre jellemző hőmérsékletkülönbség kifejezése a következő lesz.

$$\Delta \Theta = \text{konst.} \frac{\vartheta_g - \vartheta_h}{\lambda \left(\frac{D}{G}\right)^n + A}. \quad (220)$$

A (220) egyenlet további egyszerűsítése végett feltételezhetjük, hogy az összehasonlított dugattyúk anyaga közel azonos ($\lambda = \text{konst.}$), valamint $\vartheta_g - \vartheta_h = \text{konst.}$ és $G = \text{konst.} N$, ahol N — a hengerteljesítmény. Ezzel a (220) egyenlet a következő alakot ölti:

$$\Delta \Theta = \frac{\text{konst.}}{\left(\frac{D}{N}\right)^n + A'}, \quad (221)$$

ahol A' — valamilyen állandó szám. Ha A' értéke nem nagy a $\left(\frac{D}{N}\right)^n$ -érték mellett, akkor a további egyszerűsítés eredményeképpen

$$\Delta \Theta = \text{konst.} \left(\frac{N}{D}\right)^n, \quad (222)$$

vagyis a dugattyú hőigénybevétele a hengerteljesítmény és a dugattyúátmérő viszonyával arányos.

A (222) egyenletből következik, hogy azonos dugattyúfelület-teljesítmény vagy literteljesítmény esetén, de különböző hengerátmérők mellett, a hőigénybevétele nem lesz azonos. Ugyanis azonos dugattyúfelület-teljesítmény esetén a (222) egyenletből

$$\Delta \Theta = \text{konst.} D^n,$$

míg azonos literteljesítmény esetén

$$\Delta \Theta = \text{konst.} D^{2n},$$

vagyis a hőigénybevétele az átmérő növelésével emelkedik. Ezt kísérletek is igazolják [66].

A (222) egyenlet természetesen csak geometriailag hasonló dugattyúk esetén alkalmazható, s közel azonos üzemi viszonyok mellett. Ellenkező esetben a feltételezések nem teljesülnek. Ilyenkor az egyenletekben szereplő A és A' állandók értéke más és más lesz, és nem hagyható figyelmen kívül.

A $\Delta \Theta$ hőfokkülönbség okozta hőfeszültség értéke a következő egyenlettel fejezhető ki:

$$\sigma = \text{konst.} E \beta \Delta \Theta,$$

ahol β — a lineáris hőtágulási együttható,
 E — az anyag rugalmassági modulusa.

A (218) egyenlet felhasználásával írhatjuk:

$$q = \text{konst.} \frac{\sigma \lambda}{E \beta} \cdot \frac{1}{D}. \quad (223)$$

Ha σ alatt az illető anyagra megengedhető feszültséget értjük, akkor a (223) egyenletet így értelmezhetjük: a hőáram megengedhető értéke, geometriailag hasonló dugattyúk esetén, egyenesen arányos a $\frac{\sigma \lambda}{E \beta}$ kifejezéssel, és fordítva arányos a dugattyú átmérőjével.

Néhány anyag jellemzőit az alábbi táblázat mutatja:

7. táblázat

Anyag	E kg/mm ²	$\beta \cdot 10^6$	σ kg/mm ²	λ Kcal/m ² C°	$\frac{\sigma\lambda}{E\beta}$
Öntött alumínium	5 800	24	7	150	7500
Szénacél	20 000	12	40	32	5300
30×M típusú acél	18 600	14	50	32	6200
Auszténites hőállóacél	14 700	20	70	14	3300

A táblázatból kitűnik, hogy az auszténites hőállóacél bír a legkisebb $\frac{\sigma\lambda}{E\beta}$ értékkel. Ez a gyakorlatban azzal kompenzálódik, hogy itt a dugattyúfenék hőmérséklete lényegesen magasabb lehet, s ez csökkenti a q hőáram értékét.

JENDRASSIK [6], a fentiekől eltérő módon, szintén néhány általános érvényű összefüggéshez jutott. Csőben áramló közeg hőátadására érvényes összefüggésekből kiindulva, a hőterhelésre a következő kifejezést kapta:

$$q = \text{konst.} \cdot \frac{(D \cdot n)^{3/4}}{S^{1/4}},$$

vagy egy 100 mm furatú és 1000 f/p fordulatszámú motorra vonatkoztatott relatív hőterhelés:

$$q_r = \left(\frac{D}{100}\right)^{3/4} \cdot \left(\frac{S}{100}\right)^{-1/4} \cdot \left(\frac{n}{1000}\right)^{3/4}, \quad (224)$$

ahol S — a motor lökete.

A termikus igénybevételre jellemző hőmérsékletkülönbség értéke

$$\Delta\Theta = \text{konst.} \cdot D^{7/4} \cdot S^{-1/4} \cdot n^{3/4},$$

illetve az előbbieket szerint vonatkoztatott relatív érték:

$$\Delta\Theta_r = \left(\frac{D}{100}\right)^{7/4} \cdot \left(\frac{S}{100}\right)^{-1/4} \cdot \left(\frac{n}{1000}\right)^{3/4}. \quad (225)$$

A dinamikus hőigénybevételre, amely a hőmérsékletváltozás amplitúdójával arányos, a következő kifejezést kapta:

$$\Delta\Theta_{dr} = \left(\frac{D}{100}\right)^{3/4} \cdot \left(\frac{S}{100}\right)^{-1/4} \cdot \left(\frac{n}{1000}\right)^{1/4}. \quad (226)$$

A fenti összefüggések alapján azonban csak hasonló indikátor-diagramú, tehát hasonló terhelésű motorok hasonlíthatók össze a hőterhelés szempontjából. Ezért a (222) összefüggés általánosabb érvényűnek tekinthető.

A (219) egyenlet alapján meghatározható a dugattyúnak átadott hőmennyiség. $A = 0$ helyettesítéssel, valamint figyelembe véve, hogy $G = \text{konst. } D^3 \cdot n$, a következő egyenletet nyerjük:

$$Q = q \cdot F_d = \text{konst. } D^{2,4} \cdot n^{0,7}.$$

A kapott elméleti összefüggés jól egyezik KOFFMAN által [25] kísérletileg megállapított összefüggéssel.

IRODALOM

1. BLAUM, E., Das Einspritzgesetz der schnellaufenden Dieselmaschine. VDI. 1942.
2. GÓSI SÁNDOR, Ganz—Jendrassik rendszerű Diesel befecskendező szivattyú munkafolyamatának vizsgálata. „Járművek” 1959. 2. sz.
3. MANSFIELD, W., Trans. Inst. of Marine Eng. 1954. No. 12.
4. L'ORANGE, P., Zusammenarbeit von Pumpen und Düsen. „Dieselmaschinen” V.
5. PISCHINGER, A., Zur Mechanik der Druckeinspritzung. ATZ Beihefte. 1935.
6. JENDRASSIK, G., Engineering. 1951. Jun. 22., 29.
7. LEE, D. W., Measurements of Fuel Distribution. NACA Bull. No. 565. 1936.
8. SASS, F., Kompressorlose Dieselmotoren. Berlin 1929.
9. SCHWEITZER, P., Penetration of Oil Sprays. The Penn. State Coll. Bulletin No. 46. 1937.
10. SITKEI, GY., Beitrag zur Theorie der Strahlzerstäubung. Acta Technica Hung. XXV. 1—3. 1959.
11. ACKERMANN, G., VDI Forschungsheft No. 382. 1937.
12. ULSAMER, Forsch. Ing.-Wesen. No. 2. 1932.
13. HILPERT, Forsch. Ing.-Wesen. No. 5. 1933.
14. ROTHROCK, A.—WALDRON, C., Fuel vaporisation and its effect on combustion. NACA Rep. No. 435. 1932.
15. WENTZEL, W., Zum Zündvorgang im Dieselmotor. Forsch. Ing.-Wesen. No. 3. 1935.
16. HOLFELDER, O., MTZ. No. 5. 1949.
17. Jelentés a „MIB-D” Dieselmotor vizsgálatáról. Bp. M. E. Mezőgazd. Géptani Tanszék. 1958.
18. MEURER, S., Hear no noise, see no smoke with new German Diesel. SAE J. Sept. 1955.
19. MÜHLBERG, E., Über die Entwicklung der geräuscharmen MAN-M Motors. MTZ. Okt. 1958.
20. STURGIS, B., Chain reactions of H—O radicals may be knock cause. SAE J. Dec. 1954.
21. SITKEI GYÖRGY, Kétütemű 30 Le-s traktormotor tervezése. Diploma munka. 1954.
22. SZILVAY GÉZA, A GS-35 izzófejes traktormotor továbbfejlesztése. Előadás az MTA Dieselesítési Bizottsága ülésén. 1957.
23. WOLFER, H., Der Zündverzögerung im Dieselmotor. VDI Forsch. heft. No. 392, 1938.
24. SCHMIDT, F., VDI Forschungsheft No. 392. 1938.
25. KOFFMAN, J. Gas and oil Power. 1950.
26. NEUMANN, K., Kinetische Analyse des Verbrennungsvorganges in der Dieselmotoren. Forsch. Ing.-Wesen. No. 2. 1936.
27. PISCHINGER, A., Einfluss der Wand bei Verbrennung in einem Luftwirbel. MTZ. No. 1. 1959.
28. BÖTTGER, J., Neue Erkenntnisse auf dem Gebiete geräuscharmer Dieselverbrennung. Kraftfahrzeugtechnik No. 9. 1955.
29. CSÓKA JÁNOS: MTA VI. Oszt. Közleményei, 1959.
30. PISCHINGER, A., Gemischbildung und Verbrennung im Dieselmotor. Springer Verlag, Wien 1957.
31. СОКОЛИК, А., О самовоспламенении углеводородно-воздушных смесей. (Szénhidrogén—levegő keverékek öngyulladásáról.) Изд. АН СССР, Москва 1956.
32. СОКОЛИК, А. — Басевич, В., Физико-химическая природа воспламенения в двига-

- телях (Az öngyulladás fizikai-kémiai természete motorokban.) Изд. АН СССР, Москва 1956.
33. Тодес, О., Теория теплового взрыва. (A gyűlés [robbanás] hőelmélete.) Ж. Ф. Х. 7, 1939.
 34. Семенов, Н., Цепные реакции. (Láncreakciók.) Ленинград 1934.
 35. Войнов, А., О детонации и воспламенении в двигателе с искровым зажиганием. (A gyűlésről és detonációról karburátoros motorokban.) Изд. АН СССР, Москва 1956.
 36. Нейман, М. Успехи: химии. 7, 1938.
 37. Соколик, А., Температурный коэффициент предпламенных реакций. (Lángelőtti reakciók hőmérsékleti koefficiense.) Изв. АН СССР, ОТН. 4 1940.
 38. Свиридов, Ю., О процессах воспламенения и сгорания в дизелях. (Diesel-motorok öngyulladásai és égési folyamatairól.) Изд. АН СССР, Москва 1956.
 39. Сербинов, А., Самовоспламенение распыленных жидких топлив. (Porlasztott folyékony tüzelőanyagok öngyulladása.) Изд. АН СССР, Москва 1951.
 40. Толстов, А., Труды НИЛД, вып. 1, 1955
 41. Нейман, М. — Егоров: Ж. Ф. Х. 3, 1932.
 42. Лышевский, А.: «Авт. пром.» 6, 1958.
 43. Иноземцев, Н.: Основы термодинамики и кинетики химических реакций. (Kémiai reakciók termodinamikájának és kinetikájának alapjai.) Машгиз, Москва 1950.
 44. Вибе, И., Полуэмпирическое уравнение скорости сгорания. (Az égési sebesség fél-empirikus egyenlete.) 1956.
 45. Чурсин, М.: Труды МВТУ, вып. 83, 1958.
 46. Шиткей, Г.: Влияние конструктивных факторов на процесс сгорания в двигателе Д-14. (Konstrukciós tényezők hatása az égési folyamatra a D-14 motorban) Москва 1956 (неопубликовано).
 47. Астахов, И., Динамика процесса впрыска топлива в быстроходных дизелях. (A tüzelőanyag befecskendezés dinamikája gyorsjárású Diesel-motorokban.) Труды МАП, 154, 1948.
 48. Астахов: И., «Авт. пром.» 3, 1954
 49. Астахов: И., Гидравлический расчёт и выбор основных параметров топливopодающей системы. (Befecskendező rendszerek hidraulikai számítása és alapvető paramétereik megválasztása.) Труды НИЛД. 1955.
 50. Горбовицкий, Р.: Труды МВТУ. 1946.
 51. Натанзон, В.: Труды ЦИАМ. 20, 1936.
 52. Фомин, Ю.: «Авт. пром.» 2, 1957.
 53. Калиш, Г. — Эджибия, И., Подобие форсунок по их характеристикам. (Porlasztók hasonlósági karakterisztikái.) Изд. АН СССР, Москва 1956.
 54. Мелькумов, Т., Теория быстроходного дизеля. (Gyorsjárású Diesel-motorok elmélete.) Оборонгиз, Москва 1953.
 55. Толстов, А. и др., Исследование процесса подачи топлива. (Tüzelőanyagok adagolási folyamatának vizsgálata.) Оборонгиз, Москва 1938.
 56. Абрамович, Г., Прикладная газовая динамика. (Alkalmazott gázdinamika.) Машгиз, Москва 1954.
 57. Вырубов, Д., Смесеобразование в двигателях дизеля. (Keverékképzés Diesel-motorokban.) Труды МВТУ. 1946.
 58. Вырубов, Д., О методике расчёта испарения капель. (Cseppek párolgásának számításáról.) Труды МВТУ. 1954.
 59. Леонов, О.: Труды МВТУ. 1954.
 60. Леонов, О. — Костыгов, Н.: Труды МВТУ. 1954.
 61. Ирисов, А., Испаряемость топлив для поршневых двигателей. (Dugattyúgépek tüzelőanyagainak párolgási képessége.) Машгиз, Москва 1955.
 62. Брилинг, Н. и др., Быстроходные дизели. (Gyorsjárátú Dieselek.) Машгиз, Москва 1951.
 63. Бондаренко, Г., Структура движения вихря в вихревой камере. (Örvénymozgás struktúrája az örvénykamrában.) «Тракторы и сельскохозяйственные машины» 5, 1958.
 64. Миронов, А.: Труды МВТУ, вып. 83, 1958.
 65. Либрович, Б., Параметры вихревой камеры. (Örvénykamrák paramétere.) Труды НАТИ, вып. 39, 1941.
 66. Гинцбург, Б.: Труды НИЛД. 6, 1958.

A kiadásért felelős
BERNÁT GYÖRGY
az Akadémiai Kiadó igazgatója

☆

Felelős szerkesztő
BENKŐ JENŐ

☆

Műszaki szerkesztő
VIDOSA LÁSZLÓ

☆

A kézirat nyomdába érkezett: 1960. V. 11
Terjedelem: 18,2 (A/5) ív, 128 ábra
Példányszám: 1400

☆

1960.51358 — Akadémiai Nyomda, Budapest

Felelős vezető:
BERNÁT GYÖRGY

**MEGJELENT AZ
AKADÉMIAI KIADÓNÁL**

SCHIMANEK EMIL

BÁNKI DONÁT
TUDOMÁNYOS
MUNKÁSSÁGA
ÉS ALKOTÁSAI

1954 — 168 oldal — 27 ábra

2 tábla — Kötve 15,— Ft

*

SCHIMANEK EMIL

ENERGIAÁTALAKULÁS
HŐERŐGÉPEKBEN

1954 — 208 oldal

Kötve 20,— Ft

*

CSONKA PÁL

CSONKA JÁNOS ÉLETE
ÉS MUNKÁSSÁGA

1960 — 42 oldal — 30 ábra

Fűzve 8,— Ft



Ara: 50,— Ft