

REPUBLIKA E SHQIPËRISË
UNIVERSITETI POLITEKNIK I TIRANËS
FAKULTETI I INXHINIERISË SË NDËRTIMIT
DEPARTAMENTI I HIDRAULIKËS DHE VEPRAVE HIDROTEKNIKE

DISERTACION

PER MARRJEN E GRADES SHKENCORE
DOKTOR

Analiza dhe mbrojtja nga grushti hidraulik i strukturave dhe sistemeve hidraulike me
presion te HEC-eve

Paraqitur nga:

M.Sc. Fahri Maho

Udheheqës shkencor:

Prof. Sulejman Xhelepi

Tirane, 2021

PERMBAJTJA

1	NJE UDHETIM MBI HISTORINE E GRUSHTIT HIDRAULIK	14
1.1	Hyrje	14
1.2	Zhvillimet qe i paraprijne Studimit te Fenomenit te Grushtit Hidraulik deri ne Vitin 1700	15
1.3	Zhvillimet dhe Studimet qe pasuan ne Shekullin e 18 ^{te}	18
1.4	Zhvillimet specifike ne Fenomenin e Grushtit Hidraulik (shekulli i 19 ^{te})	20
1.5	Zhvillimet ne Shekullin e 20 ^{te} deri ne vitin 1960	24
1.6	Zhvillimet pas vitit 1960	28
2	TEORIA ELASTIKE E GRUSHTIT HIDRAULIK	31
2.1	Rrjedhja e Paqendrueshme ne Tubacione dhe Grushti Hidraulik	31
2.2	Fenomeni i Grushtit Hidraulik dhe Ekuacioni per Ndryshimin e Presionit	32
2.3	Nxjerrja e Ekuacionit per Ndryshimin e Presionit	34
2.4	Llogaritja e Shpejtesise se Vales ne Tubacionet me Mure te Holle	38
2.4.1	Llogaritja e mases se rrjedhjes te akumuluar ne elementin δL	39
2.4.2	Ndryshimi i volumit te lengut si rezultat i ngjeshjes	40
2.4.3	Ndryshimi i volumit te lengut per shkak te zgjerimit elastik te tubit	40
2.4.4	Llogaritja e shpejtesise se vales per ankorim te plote te tubacionit ne te dy anet	43
2.5	Parametrat qe ndikojne ne Shpejtesine e Vales nga Grushti Hidraulik dhe Shkalla e Ndikimit te tyre ne Madhesine e saj	45
2.5.1	Moduli i elasticitetit te materialeve te tubacioneve (E)	46
2.5.2	Moduli i elasticitetit te ujit qe transportohet nga tubacionet E_u	48
2.5.3	Diametri i tubacionit D	49

2.5.4	Ndikimi i spesorit të mureve të tubit në vlerat e modulit të elasticitetit e	50
2.5.5	Shkalla e ndikimit të mënyres së instalimit të tubacionit - Koeficienti i Puasonit μ	50
2.6	Llogaritja e Shpejtesise së Perhapjes së Grushtit Hidraulik në Tubo me Mure të Holle dhe të prodhuar me Materiale të Ndryshme	51
2.6.1	Shpejtesia e perhapjes së vales nga grushti hidraulik në tubacionet Polietilen me densitet të lartë	51
2.6.2	Shpejtesia e perhapjes së vales nga grushti hidraulik në tubacionet GRP	53
2.6.3	Shpejtesia e perhapjes së vales nga grushti hidraulik në tubacionet prej Gize sferoidale	54
2.7	Një Menyre Alternative për Llogaritjen e Shpejtesise së Vales në Tubacionet Elastike	55
2.7.1	Llogaritja e shpejtesise së vales për tubacionet elastike	57
2.7.2	Llogaritja e vlerave të ψ për disa tubacione me mure të trashë	59
2.7.3	Llogaritja e vlerave të ψ për tunelet me veshje të kombinuar beton + llamarine celiku	65
2.7.4	Llogaritja e shpejtesise së vales për tubacionet beton-arme	67
2.7.5	Permbledhje e vlerave të ψ për instalimet e tubacioneve në praktiken inxhinierike	68
2.7.6	Permbledhje mbi krahasimin e burimeve të ndryshme të literatures për vlerën e koeficientit ψ në shprehjen e shpejtesise së vales	71
2.7.7	Konkluzione për ndikimin e cilesive elastike të tubit në shpejtesine e perhapjes së vales	77
2.8	Vleresimi i ndikimit të Grimcave të Ngurta në Lengun që transportohet në Shpejtesine e Perhapjes së Vales nga Grushti Hidraulik në Tubacione	78
2.9	Vleresimi i ndikimit të Permbajtjes së Ajrit në Lengun që transportohet në Shpejtesine e Perhapjes së Vales nga Grushti Hidraulik në Tubacione	82
3	TEORIA KLASIKE E ALLIEVIT PËR GRUSHTIN HIDRAULIK	87
3.1	Hyrje	87

3.2	Permbledhje e Monografise se Allievit (1902)	89
3.2.1	Ekuacionet diferenciale dhe ekuacionet baze te levizjes se paqendrueshme te ujit	90
3.2.2	Grushti hidraulik i drejte	92
3.2.3	Grushti hidraulik i zhdrejte	92
3.3	Diskutimi i Pergjithshem i Metodes se Allievit	95
3.3.1	Komente te pergjithshme per rrjedhjen e paqendrueshme	95
3.3.2	Formulat baze te Allievit	99
3.3.3	Karakteristika ρ e perdorur nga Allievi	102
3.3.4	Pavazhdueshmeria e ligjit te ndryshueshmerise se presionit	106
3.3.5	Permbledhje e fenomenit te grushtit hidraulik te paraqitur ne koordinata karteziiane	110
3.3.6	Diagramat rrethore te serive te nderthurura te Allievit	115
3.3.7	Problemet teknike dhe programi i kerkimeve te metejshme te Allievit	118
4	AVANCIMI I TEORISE KLASIKE TE GRUSHTIT HIDRAULIK, DERIVIMI I EKUACIONEVE DIFERENCIALE DHE ZGJIDHJA	121
4.1	Derivimi i Ekuacioneve Diferenciale te Grushtit Hidraulik	121
4.1.1	Ekuacioni i levizjes	121
4.1.2	Ekuacioni i vazhdueshmerise	124
4.2	Zgjdhja e Ekuacioneve Diferenciale te Grushtit Hidraulik ne Tubacione	128
4.2.1	Transformimi i ekuacioneve te pjesshem diferenciale ne ekuacione diferenciale te plote	129
4.2.2	Zgjdhja me metoden e diferencave te fundme	133
4.2.3	Kushtet kufitare per sistemet hidraulike baze	137
4.2.4	Aplikimi i metodes se llogaritjes me diferenca te fundme ne sisteme te ndryshme hidraulike me nje tubacion	140
4.2.5	Sistemet hidraulike komplekse	143
4.2.6	Sistemet ku merren ne konsiderate termat e ferkimit ne ekuacionet diferenciale te grushtit hidraulik	155
4.2.7	Metoda e karakteristikave me interpolim	157
4.2.8	Rrjeti i karakteristikave – avantazhet dhe dizavantazhet e perdorimit	164

5	KULLAT E EKUILIBRIT PER ZVOGELIMIN E GRUSHTIT HIDRAULIK NE HEC-E	167
5.1	Qellimi dhe Funkcionet e Kullave te Ekuilibrit ne Sistemet me Presion te HEC-eve	167
5.2	Ekuacionet Baze te Lekundjeve te Mases se Ujit ne Kullat e Ekuilibrit	167
5.2.1	Ekuacioni dinamik i lekundjeve ne kullen e ekuilibrit	169
5.2.2	Ekuacioni i vazhdueshmerise se lekundjeve ne kullen e ekuilibrit	170
5.3	Zgjidhja e Ekuacioneve (I) dhe (II) pa Ferkimin ne Tunel	171
5.3.1	Mbyllje e menjehershme e mbyllesit ne hyrje te turbines	171
5.3.2	Hapje e menjehershme e mbyllesit ne hyrje te turbines ose rritja e ngarkeses	173
5.3.3	Ndryshim linear i ngarkeses ne sistem	173
5.4	Llogaritja e Lekundjeve te Nivelit te Ujit ne Kullen e Ekuilibrit, me Ferkim ne Tunel - Integrimi Direkt	174
5.4.1	Mbyllje e menjehershme e saracineskes ne hyrje te turbines	174
5.4.2	Renie lineare e ngarkeses ne sistem dhe rritje e menjehershme e ngarkeses	175
5.4.3	Zgjedhja e koeficientit F	175
5.5	Integrimi Hap pas Hapi	175
5.5.1	Metoda e Pressel-it	175
5.5.2	Percaktimi direkt i Δv nga ekuacionet (5 - 10) dhe (5 - 11)	177
5.5.3	Metoda me diferenca te fundme e Eskande-s	177
5.5.4	Ceshtje te tjera ne analizen e kullave te ekuilibrit	178
5.5.5	Metodat e drejtuesit te turbines; periodat e mbylljes dhe hapjes se mbyllesit; metodat e tjera dhe ligjet e mbylljes	180
5.5.6	Futja e raporteve ne llogaritjen e kullave te ekuilibrit	182
5.6	Kullat e Ekuilibrit me Seksion te Zgjeruar	190
5.6.1	Metodat e pergjithshme te llogaritjes	192
5.6.2	Rritja e pjesshme e ngarkeses, kullat e ekulibrit me dhoma te zgjeruara	193
5.7	Kullat e Ekuilibrit me Hyrje te Ngushtuar	195

5.7.1	Kullat e ekuilibrit cilindrike me hyrje te ngushtuar	195
5.7.2	Kulla e ekuilibrit diferenciale e Johnson-it	202
5.8	Ceshtje te Tjera te Kullave te Ekuilibrit	204
5.8.1	Kulla ekuilibri ne seri	204
5.8.2	Kulla ekuilibri ne tunelet e shkarkimit nga turbinat e HEC-eve	207
5.8.3	Kullat e ekuilibrit ose puset e ushqyer nga me shume se nje tunel (Fig. 5-22a dhe b dhe 5 - 43)	209
5.8.4	Percaktimi i shkalles se mbylljes se saracineskes duke siguruar vazhdimesi te kerkuar te presionit ne fundin e poshtem te tunelit	211
5.8.5	Problemi i plasjes te nje tubacioni	213
5.8.6	Eksperimentet ne modelet e kullave te ekuilibrit	213
5.9	Stabiliteti i nje dhe disa Kullave te Ekuilibrit	213
5.9.1	Stabiliteti i nje kulle cilindrike ekuilibri dhe puse me dhoma te zgjerueshme – Rasti i amplitudave te vogla dhe te medha	216
5.9.2	Stabiliteti i nje kulle cilindrike me ngushtim, diferenciale dhe me shume dhoma	226
5.9.3	Faktore te tjere qe mund te influencojne ne stabilitetin e kullës se ekuilibrit	228
5.9.4	Zgjedhja e faktorit te sigurise n dhe efekti i tij ne ecurine e lekundjeve	235
5.10	Metoda Grafike e Schoklitsch	241
5.10.1	Principet baze te metodes	241
5.10.2	Kulla e ekuilibrit me kaperderdhes	245
5.10.3	Rrjedhja Q_d ne dhomen e kullës nga burime te jashtme (Figure 5-38)	246
5.10.4	Kulla e ekuilibrit diferenciale (Figure 5-13 dhe Figure 5-39)	247
5.10.5	Analiza e Kullave te ekuilibrit te njepasnjeshme (Figure 5-16 dhe Figure 5-18)	249
5.11	Metoda Grafike e Calame dhe Gaden	255
5.12	Krahasimi i Rezultateve te Eksperimenteve me ato te Llogaritur	259

6	APLIKIME PRAKTIKE TE ANALIZES SE GRUSHTIT HIDRAULIK NE MBROJTJEN E SISTEMEVE HIDRAULIKE	261
6.1	Nje veshtrim i shkurter mbi Projektet e Mbrojtjes nga Grushti Hidraulik ne HEC-et ne vendin tone	261
6.1.1	Kullat e ekuilibrit ne sistemin me presion te HEC-it te Komanit	261
6.1.2	Kulla e ekuilibrit ne sistemin me presion te HEC-it te Fangut	264
6.1.3	Kulla e ekuilibrit ne sistemin me presion te HEC-it te Bistrices	264
6.1.4	Kulla e ekuilibrit ne sistemin me presion te HEC-it te Moglices	264
6.2	Sistemet e Mbrojtjes nga Grushti Hidraulik ne Stacionet e Pompimit te Projektuara dhe Zbatuara ne Vendin tone	265
6.3	Analiza e Detajuar e Fenomenit te Grushtit Hidraulik ne Stacionet e Pompimit te Ujerave te Zeza ne Ksamil	265
6.3.1	Sistemi i kanalizimeve te ujerave te zeza te Ksamilit dhe shperthimi i tubit te dergimit te stacionit nr.4	265
6.3.2	Stacioni i pompimit nr.4 – Parametrat e pompimit	267
6.3.3	Analiza e operimit te stacionit te pompimit per gjendjen e qendrueshme	270
6.3.4	Analiza e operimit te stacionit te pompimit per gjendjen e paqendrueshme	276
6.3.5	Shpejtesia e vales ne sistemin me presion te stacionit te pompimit	276
6.3.6	Projektimi i masave per zvogelimin e efektit te grushtit hidraulik ne stacionin e pompimit nr.4	282
6.4	Perfundime dhe Konkluzione te Aplikimit te Analizes se Grushtit Hidraulik ne Stacionet e Pompimit	287
7	PERFUNDIME DHE REKOMANDIME	289
	LITERATURA	291
	SHTOJCA 1 – SHEMBUJ NUMERIKE TE LLOGARITJES SE SHPEJTESISE SE VALES DHE VARESIA NGA ELASTICITETI I TUBACIONIT	294
	SHTOJCA 2 – ALGORITMET	297

Lista e Figurave

Figure 1-1 Trekendeshi diferencial i Barrow	16
Figure 1-2 Lekundjet e nje penduli	17
Figure 2-1 Rrjedhja e qendrueshme ne nje tubacion ne mungese te ferkimit	32
Figure 2-2 Cikli i plote i grushtit hidraulik ne tubacion ne mungese te ferkimit.....	35
Figure 2-3 Volumi i kontrollit te rrjedhjes se paqendrueshme per analizen e momentit.....	36
Figure 2-4 Volumi i kontrollit te rrjedhjes se qendrueshme per analizen e momentit.....	36
Figure 2-5 Forcat qe veprojne ne volumin elementar te rrjedhjes se qendrueshme.....	37
Figure 2-6 Perhapja e vales se presionit ne dy momente te kohes.....	39
Figure 2-7 Varesia e modulit te elasticitetit nga temperatura per disa metale.....	47
Figure 2-8 Varesia e modulit te elasticitetit nga temperature dhe koha e zgjatjes se ngarkimit me presion	48
Figure 2-9 Shpejtesia e vales se grushtit hidraulik kundrejt diametrit dhe presionit te tubove HDPE100	52
Figure 2-10 Shpejtesia e vales se grushtit hidraulik kundrejt diametrit dhe spesorit te tubove prej celiku	53
Figure 2-11 Shpejtesia e vales se grushtit hidraulik kundrejt diametrit, shtangesise dhe presionit te tubove GRP	54
Figure 2-12 Shpejtesia e vales se grushtit hidraulik kundrejt diametrit dhe klases se tubove prej Gize sferoidale	55
Figure 2-13 Skema e llogaritjes se shpejtesise se vales ne tubacionet me mure te trashe...	57
Figure 2-14 Tubacion elastic me mure te trashe	61
Figure 2-15 Tubacion me xhunto zgjatuese ne dy anet	64
Figure 2-16 Veshje e kombinuar e tuneleve beton+llamarine celiku.....	65

Figure 2-17 Seksionet e tuneleve me veshje te dyfishte dhe pa veshje ne emertimet e Jaeger	73
Figure 2-18 Ndikimi i ferkimit ndermjet lengut dhe grimcave ne grushtin hidraulik shkaktuar nga mbyllja e nje saracineske ne nje tubacion ne te cilin rrjedh lengu i perzier (burimi: Zaruba, J.) [29].....	80
Figure 2-19 Paraqitja grafike e shpejtesise se vales per perqendrimet te ndryshme te gazit ne uje.....	86
Figure 3-1 Varesia e karakteristikes ρ nga shpejtesia v_0 – grupi i vijave prezantuese	106
Figure 3-2 Paraqitja e permbledhjes karteziante e tubacioneve sipas Allievit	114
Figure 3-3 Menyra e ndertimit te diagramave rrethore te nderthurura te Allievit	118
Figure 4-1 Skema hidraulike e rrjedhjes per derivimin e ekuacionit te levizjes	122
Figure 4-2 Skema hidraulike dhe volumi i kontrollit per ekuacionin e vazhdueshmerise .	125
Figure 4-3 Vijat karakteristike ne planin x, t	132
Figure 4-4 Rrjeti x, t per analizen e grushtit hidraulik ne nje tubacion te vetem	134
Figure 4-5 Karakteristikat ne kufijte e sistemit.....	137
Figure 4-6 Koeficientet e shkarkimit per saracineskat (Wiley dhe Streeter [15])	140
Figure 4-7 Skema e sistemit hidraulik me nje tubacion te vetem.....	141
Figure 4-8 Nyje ne seri te tubacionit.....	144
Figure 4-9 Nyjet me disa tubacione.....	145
Figure 4-10 Perafrimi ne sistemin e tubacioneve ne seri me cilesi te ndryshme.....	148
Figure 4-11 Rrjeti i sistemit real dhe ekuivalent.....	149
Figure 4-12 Saracineske e instaluar ne seksion te brendshem te tubacionit.....	151
Figure 4-13 Humbjet lokale ne hyrje te tubacionit te ushqyer nga nje rezervuar	153
Figure 4-14 Instalimi i pompes centrifugale ne sistemin hidraulik.....	154
Figure 4-15 Pompe e pajisur me kontravalvol	155
Figure 4-16 Metoda me interval kohe te percaktuar	160
Figure 4-17 Gabimet e interpolimit ne planin x, t	163
Figure 4-18 Rrjeti i karakteristikave	164

Figure 5-1 Skema e sistemit me presion te HEC-it te pajisur me kulle ekuilibri.....	168
Figure 5-2 Skema e ngarkimit te elementetit te shkeputur nga tuneli me presion	169
Figure 5-3 Lekundjet e nivelit te ujit ne kullen e ekuilibrit qe ndjek mbylljen e menjehershme te saracineskes pa ferkim ne tunel	173
Figure 5-4 Grafiket e varesise se α nga t dhe k nga α gjate mbylljes se saracineskes.....	181
Figure 5-5 Paraqitja grafike e vlerave qe prodhon ekuacioni (5 - 22)	188
Figure 5-6 Paraqitja grafike e vlerave te Table 5-6	190
Figure 5-7 Kullat e ekuilibrit me dhoma te zgjerueshme.....	191
Figure 5-8 Kullat cilindrike me hyrje te ngushtuar	196
Figure 5-9 Vlerat e $z_{r,max}$ ne funksion te F_{ro} dhe z_0 per mbyllje te menjehershme	199
Figure 5-10 Vlerat e $z_{r,max}$ ne funksion te F_{ro} dhe z_0 per hapje te menjehershme	200
Figure 5-11 Skice e nje hyrje te ngushtuar per ne kullen e ekuilibrit	201
Figure 5-12 Skice e nje hyrje te ngushtuar per ne kullen e ekuilibrit	201
Figure 5-13 Kulla diferenciale e ekuilibrit e Johnson-it.....	202
Figure 5-14 Kulla te ekuilibrit diferenciale ne hyrje	202
Figure 5-15 (a) - (e) Faza te ndryshme te lekundjeve ne nje kulle ekuilibri diferenciale ...	203
Figure 5-16 Kulla ekuilibri te njepasneshme (te 2 dhomat ne anen e sipërme te turbines)	204
Figure 5-17 Skeme alternative me ate te Figure 5-16.....	205
Figure 5-18 Kulle ekuilibri te njepanjeshme (turbina ndermjet dhomave te kullave te ekuilibrit).....	205
Figure 5-19 Lekundjet e niveleve te ujit ne kullat e ekuilibrit te njepasneshme te llojit te treguar ne Figure 5-18	208
Figure 5-20 Kulle ekuilibri poshte turbines.....	209
Figure 5-21 Sistemi i ekuilibrit ne Wetingen. Tuneli i shkarkimit eshte normalisht i ventiluar, por me raste nen presion (rrjedhje ne te gjithe seksionit).....	209
Figure 5-22 (a) dhe (b) – kullat e ekuilibrit te ushqyera nga disa tunele	210

Figure 5-23 Percaktimi i shkalles se mbylljes se nje saracineske te emergjences per te siguruar nje ngritje te kerkuar te presionit (kullat e ekuilibrit te ngushtuar)	211
Figure 5-24 Paraqitje e analizes se stabilitetit, y_1 (vija e vazhduar): lekundjet ne drejtues jane vendosur per te siguruar prurje konstante, y (vija e nderprere) lekundjet per shkak te drejtimit per fuqi konstante.	214
Figure 5-25 Karakteristikat e drejtuesit te turbines (kurba C prezanton drejtimin per fuqi konstante)	215
Figure 5-26 Percaktimi i aksit te lekundjeve dhe kurba e fuqise max. te turbines.....	218
Figure 5-27 Kurbat e β_{Th} te Thoma-s, te Frank-ut β_{Fr} dhe β^* dhe β_{lim} ne grafik kundrejt ϵ . Per $\epsilon > 20$ kurbat β_{Fr} aplikohen. Per $\epsilon < 20$ kurbat β_{lim} aplikohen.....	223
Figure 5-28 Lekundjet ne shuarje rreth askit I, II dhe “shembje” e grushtit hidraulik.....	224
Figure 5-29 Percaktimi grafik (duke perdorur parametrat pa dimensione dhe raportet) i lekundjeve stabel dhe jostabel sic pershkruhen ne Figure 5-28. Metoda ketu (e perdorur nga Frank) duke perfshire marredhenien ndermjet z dhe v eshte e ngjashme me diagramat e Ca	224
Figure 5-30 Grafiku i uljes maksimale te lekundjeve per shkak te hapjes se menjehershme ne varesi te siperfaqes maksimale te saracineskes; llogaritja perfshin tolerance per humbjet nga ferkimi dhe eshte bazuar ne supozimin e drejtimit per fuqi dalese te barabarte.....	226
Figure 5-31 Kurba a varesise se rendimentit nga fuqia e turbines.....	231
Figure 5-32 Kurbat krahasuese per lekundjet ne kullen e ekuilibrit. Hapje e menjehershme nga $Q_{-e} = 3.45 \text{ m}^3/\text{s}$ ne $Q_0 = 40 \text{ m}^3/\text{s}$. ($Q_{-e}/Q_0 = 0.086$), $L = 5,900 \text{ m}$, $A_T = 17.25 \text{ m}^2$, $A_S = 18.9 \text{ m}^2$, $F_{V_0^2} = 6 \text{ m}$, $\epsilon = 82.1$ (parametri Vogt), $n^* = 1 + 0.48z^*/H_0 = 1.109$ per $H_0 = 239 \text{ m}$	232
Figure 5-33 a dhe b Kurbat e N ose ω ne varesi te energjise se prodhuar P	233
Figure 5-34 Shuarja e lekundjeve dhe marredhenia me faktorin e sigurise.....	238
Figure 5-35 Metoda grafike e llogaritjes se kullës se ekuilibrit (sipas Schoklitsch).....	243
Figure 5-36 Prezantimi grafik i metodes se permiresuar te Schoklitsch.....	244

Figure 5-37 Llogaritja e kullës së ekuilibrit me kapërdërdhës (kurba ndihmëse 4' e vizatuar për $\Delta t = 0.1$ sek)	245
Figure 5-38 Paraqitja grafike e rrjedhjes Q_d në dhomen e ekuilibrit nga burime të jashtme	246
Figure 5-39 Llogaritja grafike e një kulle ekuilibri diferenciale	248
Figure 5-40 Sisteme të kullave të ekuilibrit të njëpasnjëshme me një tunel që lidh puset (dhe një ngushtim me sipërfaqe E)	251
Figure 5-41 Analiza grafike e sistemit të kullave të ekuilibrit të treguar në Figure 5-40 (Prurja e turbinës zero dhe pa humbje ferkimi në kullën e ekuilibrit)	252
Figure 5-42 Lëkundjet e nivelit të ujit z_1 dhe z_2 në një sistem kullash ekuilibri të njëpasnjëshme të tipit të treguar në Figure 5-40	253
Figure 5-43 Kulle ekuilibri të ushqyer nga dy tunele presioni me gjatësi L_1 dhe L_2	254
Figure 5-44 Principet e përcaktimit grafik të kurbes (u_r , z_r) (sipas Calame dhe Gaden) ...	256
Figure 5-45 Analiza e mbylljes së menjehershme (sipas Calame dhe Gaden)	258
Figure 5-46 Analiza e ngarkimit të menjehershëm të sistemit energjitik (sipas Calame dhe Gaden)	259
Figure 6–1 Kulla e ekuilibrit dhe tunelet e turbinave 1 dhe 2 në HEC Komanit në profil gjatësor [Burimi: Projekti i Zbatimit HEC-Koman]	263
Figure 6–2 Kulla e ekuilibrit dhe tunelet e turbinave 1 dhe 2 në HEC Komanit në profil gjatësor [Burimi: Projekti i Zbatimit HEC-Koman]	263
Figure 6–3 Pamje e vendit të shpërthimit të tubacionit të dërgimit	266
Figure 6–4 Pamje e dëmtimit të tubacionit gjatë shpërthimit	267
Figure 6–5 Përmbledhje e llogaritjeve të koef. të humbjes së energjisë për rrjedhjen e qendrueshme	270
Figure 6–6 Kurba e rezistencës së sistemit	272
Figure 6–7 Kurbat e presionit minimal nga grushti hidraulik në tubacionin e dërgimit ..	280
Figure 6–8 Presionet në nyjet 6, 7 dhe 8 në varesi të kohës	280
Figure 6–9 Kurbat e presionit minimal nga grushti hidraulik në tubacionin e dërgimit ..	281
Figure 6–10 Presionet në nyjet 6, 7 dhe 8 në varesi të kohës	281

Figure 6–11 Varesia e presionit dhe prurjes nga koha gjate grushtit hidraulik – Nyja 1..	283
Figure 6–12 Kurbat e presionit maksimal & minimal ne tubacion per kohe ndezje te pompes $t = 15$ sek	284
Figure 6–13 Lekundjet e presionit dhe ajrit ne dhomen me presion per kapacitet $V = 1.2 \text{ m}^3$	286
Figure 6–14 Lekundjet e presionit ne nyjet 6, 7 dhe 8 per volum te ajrit ne dhome 1.2 m^3	286
Figure 6–15 Kurbat e presionit maksimal & minimal ne tubacion per volum te ajrit ne dhome 1.2 m^3	286
Figure 6–16 Instalimi i dhomes se ajrit dhe ndezesve te bute te pompave St. Nr.4.....	287

Lista e Tabelave

Table 2-1 Tabele permbledhese e modulit te elasticitetit dhe koeficientit te Puasonit per materiale me te perdorshme ne tubacione	46
Table 2-2 Vlerat e peraferta te modulit te elasticitetit dhe dendesise se ujit dhe disa lengjeve si dhe shpejtesite e zerit	48
Table 2-3 Efekti i prezences se grimcave te ngurta ne rritjen e presionit nga grushti hidraulik	81
Table 2-4 Efekti i perqendrimit te gazit dhe presionit ne shpejtesine e vales ne nje tubacion	85
Table 2-5 Rezultatet e llogaritjeve te shpejtesise se vales per % te ndryshme te perqendrimit te gazit.....	85
Table 4-1 Parametrat dhe cilesite e tubacioneve te sistemit.....	148
Table 5-1 Influenca e kohes relative τ/T ne raportin e ngritje maksimale me amplituden e lekundjeve.....	174
Table 5-2 Koeficientet e ferkimit sipas Strickler dhe Manningut per tunelet e veshur me beton.....	175
Table 5-3 Llogaritja hap pas hapi e lekundjeve te niveleve te ujit ne kullen e ekuilibrit (sipas Pressel)	176

Table 5-4 Vlerat numerike te prodhuar nga ekuacioni (5 – 22)	187
Table 5-5 Vlerat e ξ	189
Table 5-6 Vlera me te sakta sipas Calame dhe Gaden	189
Table 5-7 Vlerat e Thoma-s β_{Th} , te Frank-ut β_{Fr} dhe β^* perftuar nga ekuacioni (5 – 79.a).	222
Table 5-8 Lidhja ndermjet β_{lim} dhe parametrin ε sipas Frank	223
Table 5-9 Kushti i dyte Thoma, vlerat e Fv_0^2 ne varesi te ε	225
Table 5-10 Vlerat e T_r , $T_r T/T_1$ dhe Δ per sistemin hidraulik te marre ne shqyrtim.....	239
Table 6-1 Tabelat e llogaritjes se shpejtesise maksimale dhe minimale te vales	277
Table 6-2 Skenaret e analizes se grushtit hidraulik ne sistem	277
Table 6-3 Llogaritjet e rritjes se presionit nga grushti hidraulik Rasti A	279
Table 6-4 Llogaritjet e rritjes se presionit nga grushti hidraulik Rasti B	279
Table 6-5 Kushtet e operimit te stacionit te pompimit me nje pome ne pune.....	283
Table 6-6 Kushtet e operimit te stacionit te pompimit me nje pompe ne pune	285

1 Nje udhetim mbi historine e Grushtit Hidraulik

1.1 Hyrje

Fenomeni i Grushtit Hidraulik ne vecanti dhe i rrjedhjes se paqendrueshme ne pergjithesi si cdo fenomen tjetër natyror ka ndjekur nje rruge dhe histori relativisht me te re se vete hidraulika. Vendimi per te perfshire nje permbledhje te kesaj historie ne kete studim eshte marre edhe nga mungesa e nje materiali te tille ne literaturen aktuale ne shqip per kete fenomen. Ekzistojne ne literaturen nderkombetare per grushtin hidraulik shume permbledhje te historise se tij te cilat jane shkruar ne periudha te ndryshme dhe si te tilla pershkruajne periudhat perpara tyre dhe nuk perfshijne te gjithë periudhen e zhvillimit te tij deri ne ditet tona. Permbledhja qe po japim me poshte eshte mbeshtetur ne shume prej tyre me perpjekjen per te mbuluar te gjithë periudhen deri ne ditet e sotme. [1]

Cdo fenomen ne natyre ekziston pavaresisht nivelit te njohjes sone per te. Shumica e tyre zbulohen dhe behen perpjekje per ti njohur nepermjet ligjesive te njohura te natyres. Prioritet ne keto njohje jane fenomenet qe prekin apo ndikojne ne interesat e njerezimit dhe kjo ben qe historia e njohjes dhe studimit te fenomeneve natyrore te ndjeke keto prioritete.

Fillimi i studimit te nje fenomeni dhe vazhdimi i tij ne cdo fushe te mendimit shkencor varet nga disa faktore si:

- Njohja e faktoreve fizike te perfshire ne kete fenomen
- Nevoja per zgjidhjen e problemeve qe lindin nga faktet fizike
- Nevoja per njohjen e shkaqeve dhe kuptimit te tyre dhe impakti i tyre ne fushat e tjera
- Aftesia per te njohur problemin dhe zgjidhjen e tij
- Aftesia per te njohur kuptimin dhe nderlidhjen e fenomeneve fizike dhe mjetet mendore dhe logjike per studimin e tyre si matematike, fizike dhe logjike

Nevoja per njohjen e fenomenit te Grushtit hidraulik lindi relativisht vone ne fushen me te gjere te Hidraulikes. Zhvillimet e hershme te hidraulikes bazoheshin ne problemet e transportit te ujit dhe matjet e rrjedhes per ujitje dhe perdorim per furnizim me uje te qendrave te banuara. Teoria dhe projektet kishin te benin me presionin hidrostatik, humbjet nga ferkimi dhe koeficientet e rrjedhjes, shumica e te cileve mund te nxirreshin nga studimet eksperimentale. Nuk kishte ardhur akoma si nevoje teknike per t'u thelluar ne rastet e rrjedhjes se paqendrueshmes ne kanalet e hapur ashtu edhe ne tubacione. Fenomene te grushtit hidraulik te njohur ne kohet e hershme kishin te benin me veprimin e valeve ne brigjet e detrave dhe porteve qe megjithese njiheshin nuk ekzistonin njohurite matematike dhe fizike per te mbuluar zgjidhjen e tyre dhe si rezultat ndertoheshin valethyes mbeshtetur ne eksperiencon e ndeshjes me fenomene te tilla sesa me llogaritje.

1.2 Zhvillimet qe i paraprijne Studimit te Fenomenit te Grushtit Hidraulik deri ne Vitin 1700

Studimet me te hershme ne fushen e Grushtit Hidraulik jane realizuar nga Euleri ne vitin 1775 kur ai u perpoq per nje zgjidhje te fenomenit te rrjedhjes se gjakut neper arterie. Zgjidhja e bezdisi ate megjithese mjetet matematike dhe fizike ishin ne zoterim te tij. Megjithate, studimet e tij u mbeshteten ne nje baze tashme te krijuar matematike dhe fizike te zhvilluar ne vitet 1600-1700. Eshte e logjikhme dhe e pershtatshme qe ne te tregojme se si keto mjete matematike dhe fizike jane zhvilluar per te bere te mundur fillimin e studimit te fenomenit te grushtit Hidraulik.

Fushat analoge te cilat terhoqen vemendjen e matematikaneve dhe fizikanteve (shkencetareve te natyres) qe ne kohet e hershme dhe studimet e tyre u bene themeli ne te cilin u bazua teoria e Grushtit Hidraulik ishin:

1. Shperndarja e valeve ne ujerat e ceket
2. Shperndarja e zerit ne ajer
3. Rrjedhja e gjakut ne arterie

Asnje nga problemet e mesiper nuk dha shprese per nje zgjidhje te detajuar pa zhvillimin e algjebres dhe zgjidhjen e ekuacioneve te pjesshem diferenciale. Kjo per faktin qe fenomenet perfshijne shkallen e ndryshimit te presionit dhe shpejtesise ne ambiente elastike. Ishte e nevojshme per matematikanet per te zhvilluar nje mjet per te studiuar shkallen e ndryshimit dhe per fizikantet per te zhvilluar nje teori te elasticitetit qe duhet te koordinoje keto shkalle te ndryshimit.

Zhvillimet do te jepen ne radhe kronologjike dhe perfshijne periudhen deri ne kohet e Njutonit dhe Leibnicit.

Rene Dekart (1596-1650)

Ai hapi fushen e re te Gjeometrise Analitike nepermjet zbulimit te sistemit kartezyan te koordinatave. Kjo beri te mundur te vendoste Gjeometrine ne baza analitike (algjebrike) dhe coi ne zhvillimin e trigonometrise dhe Gjeometrise Analitike. Kjo perben bazen e analizës matematike.

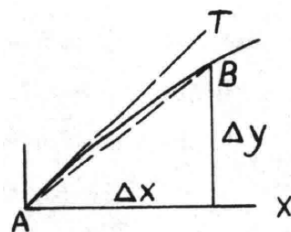
Bonaventura Cavalieri (1598-1647)

Hodhi idene e “te pandashmeve” Δx dhe Δy , qe ekzistonin madhesi te pandashme (gjeometrike) te quajtura pika dhe shuma e nje numri infinit te pikave formojne nje vije. Me tej, shuma e nje numri infinit i vijave japin nje siperfaqe dhe shuma e nje numri infinit i siperfaqeve japin nje volum. Ne studimet e tij mungonte qartesia dhe nuk ishin te kenaqshme per mendjet e shkencetareve. Megjithate, padyshim ai stimuloi Leibnicin dhe bashkekohesit e tij ne zhvillimin e algjebres integrale.

Isak Barrow (1630-1677)

Me 1663 ai perdori te ashtuquajturin trekendeshi diferencial (Figure 1-1) dhe keshtu futi idene e limiteve ne nje kuptim gjeometrik. Kur Δx dhe Δy zvogelohen ne menyre te vazhdueshme, korda AB i afrohet tangjentes AT. Raporti $\Delta y/\Delta x$ i afrohet ne limit pjerresise se tangjentes AT, dhe kjo eshte shkalla e ndryshimit te y ne lidhje me x ne piken A te kurbes. Ai ja komunikoi kete studim Njutonit. Gjithashtu eshte e njohur qe Leibnici e njohi punen e tij dhe koordinoi me te.

Figure 1-1 Trekendeshi diferencial i Barrow



Isak Njuton (1642 – 1727)

Ekzistojne dy studime te Njutonit qe jane vecanerisht te rendesishme per ne. Nje nga keto eshte teoria e flukseve, bazat e algjebres. Ne punet e tij me te hershme ai konsideroi madhesite e vogla ne infinit, ne menyre te ngjashme me Cavalierin, por ai nuk e mori parasysh kete meqe ai mendonte qe nuk kishte baze te forte matematike. Me 1664-1666 ai zhvilloi teorine e tij te flukseve. Kjo ishte bazuar fillimisht ne shkallen e levizjes ne kohe ne nje pike (d.m.th. te shpejtesise), “rrjedhjen” pergjate nje kurbe, keshtu qe studimi i tij kishte nje baze gjeometrike dhe fizike. Ai studioi flukset e funksioneve te ndryshme.

Raporti i flukseve te y ne lidhje me flukset e x ishte fluks i y ne lidhje me x. Ne emertimet e diteve tona kjo ishte shkruar:

$$\frac{dy}{dt} \div \frac{dx}{dt} = \frac{dy}{dx}$$

Ne emertimin e Njutonit me “pikë”, ku \dot{y} nenkupton diferencialin ne lidhje me kohen, fluksi i y (ne lidhje me kohen), ky raport eshte shkruar $\dot{y} \div \dot{x}$.

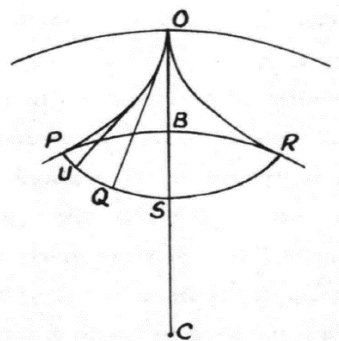
Me vone Njutoni studioi operimin e kundert te funksioneve, integrimin e tyre ose katrorin.

E dyta e studimeve te Njutonit e vecante per ne eshte studimi i shperndarjes se zerit ne ajer. Kjo eshte dhene ne librin “Principia” te publikuar ne vitin 1687. E gjithe puna e Njutonit ne kete moment ishte bazuar ne gjeometrine sintetike. Ne librin e tij te pare ai merret me levizjen e pergjithshme te trupave nen veprimin e forcave te ndryshme dhe ne vecanti per levizjen e planeteve. Ne librin e dyte ai konsideron levizjen e trupave ne ambiente rezistues (d.m.th. efekti i ferkimit). Ketu jane edhe studimet per lekundjet e pendulit, shperndarja e valeve ne kanale dhe shperndarja e valeve te zerit ne ajer. Ne librin e trete ai jep “Sistemin e Botes” se tij qe eshte bazuar ne librin e tij te pare dhe perfshin nje pershkrim me sistematik dhe te plote te levizjes se trupave qiellore.

Eshte e keshillueshme te studjohen zhvillimet e Njutonit te teorise se perhapjes se valeve te ujit ne kanale dhe te valeve te zerit ne ajer. Se pari ai studioi lekundjet e nje penduli (Figure 1-2). Korda e pendulit OP eshte e kufizuar nga dy gjysem-qarqe OP dhe OR, secili me gjatesi L, dhe penduli lekundet pergjate qarkut PQSR. Forca e terheqjes eshte ne drejtim te qendres C te qarkut PBR. Ai gjeti qe forca qe shkakton nxitimin pergjate trajektores PQSR eshte proporcionale me distancen pergjate trajektores nga S.

Kjo na jep ne nje levizje te thjeshte harmonike pergjate trajektores dhe levizja e pendulit mund te lidhet me levizjen e nje grimce ne nje trajektore rrethore me shpejtesi konstante kendore (d.m.th. levizja e projektionit te kesaj grimce ne nje diameter te rrethit).

Figure 1-2 Lekundjet e nje penduli



Ai e shtriu studimin e tij per rastin ku qarku PBR ka nje rreze infinit, keshtu qe forca centripetale behet paralele, dhe nxorri formulen per perioden e lekundjeve te nje penduli te thjeshte ne siperfaqen e tokes.

$$\tau = 2\pi \sqrt{L/g}$$

Per te gjetur perioden e valeve ne nje kanal, ai se pari tregoi qe perioda e lekundjeve te nje lengu ne nje tub – U me gjatesi totale L ishte e barabarte me ate te nje penduli me gjatesi L/2. Pas kesaj ai perdori analogjine (gabimisht, sic Lagranzhi tregoi me vone) qe distanca nga kurora ne piken me te ulet ne nje vale uji korespondon me gjatesine e lengut ne tubin – U dhe se forca e nxitimit ne secilin rast vepron ne keto dy gjatesi koresponduese te lengut.

Keshtu qe perioda e nje vale ne nje kanal eshte $\pi \sqrt{L/g}$, ku L eshte gjatesia e vales. Kjo jep,

gabimisht, nje shpejtesi $\frac{1}{\pi} \sqrt{L/g}$. Per rastin e valeve te zerit ne ajer, Njutoni i krahasoi ato me lekundjet e nje penduli te thjeshte. Ai supozoi qe dendesia te ishte ne proporcion te zhdrejte me presionin. Nese h eshte lartesia e ajrit ne nje kollone me dendesi uniforme te barabarte me ate ne siperfaqen e tokes e cila do te jape nje presion ne bazen e saj te barabarte me presionin barometrik (p.sh. 760 mm), ai nxori qe koha e marre nga vala e presionit per te udhetuar nje distance te barabarte me perimetrin e nje rrethi me rreze h (d.m.th. per te

udhetuar nje distance $2\pi h$) ishte e barabarte me perioden e nje penduli me gjatesi h . Atehere shpejtesia e vales eshte \sqrt{gh} .

Duke perdorur nje presion baromatrik prej 30" ose 760mm (Hg), ai gjeti $h = 29,725$ feet dhe shpejtesine e zerit ne ajer prej 979 ft/s. Ky eshte nje rezultat i njejte i nxjerre nga Lagranzh me vone. Eshte interesante te shenojme se si Njuton dhe Lagranzh u perpoqen te pajtojne kete vlere teorike me vlerat ekspserimentale afersisht 1,142 ft/s. Lagranzh tha se diferenca ishte per shkak te gabimit te eksperimentit. Njutoni megjithate, kishte besim ne vleren ekspserimentale. Ai dha dy arsye per gabimin ne vleren teorike.

1. Prezenca e grimcave te ngurta ne ajer. Keto duke patur afersisht te njejtin densitet me ujin ose kripes duhet te jene te distancuar nga njeri tjetri me afersisht 10 diametra, perderisa uji eshte 870 here me i rende se ajri. Zeri (rritja e presionit) udheton neper grimcat e ngurta ne ajer dhe konsumohet ne levizjen nga grimca ne grimce. Kjo do te jape nje korigjim te shpejtesise prej $979 \times 10/9 = 1,088$ ft/s.
2. Prezenca e avujve ne ajer ne raport 10 me 1, shpejtesia, e cila varet nga rrenja katrore e dendesise do te rritet me $1,088\sqrt{11/10} = 1,142$ ft/s.

Wilhelm Leibnic (1646 – 1716)

Ai dha versionin e tij te algjebres pavaresisht nga Njutoni, megjithese ai kishte akses ne metoden e Njutonit ne vitin 1673 kur ai vizitoi Londren. Ne vitin 1684 dhe 1686 ai publikoi metoden e tij. Simbolet e perdorura prej tij u adoptuan nga te gjitha perfshire matematikanet angleze. Ai shkruajti:

$$\int ydy = 1/2y^2$$

Ai duket te kete zhvilluar i pari algjebren integrale dhe mendoj diferencialin si te kundertin e integralit. Kjo ishte e kundert me te menduarit e Njutonit, i cili u lidh perpara me diferencialet dhe me vone me operimin e kundert te integrimit ose kuadraturen.

1.3 Zhvillimet dhe Studimet qe pasuan ne Shekullin e 18^{te}

Eshte periudha ne te cilen botohen dokumentet e para ne lidhje direkte me elemente te fenomenit te Grushtit Hidraulik. Zhvillimi i bazave te matematikes dhe fizikes ne shekullin e 17^{te} krijoi kushtet per progres te metejshem dhe cilesor ne studimin e fenomenit. Ne rend kronologjik kontributet e secilit po i japim ne vazhdim.

Jean Bernuli (1667 – 1748)

Ishte nje nga matematikanet me te medhenj te kohes se tij dhe nje pionier ne vendosjen e algjebres integrale ne nje bazament te forte.

Teilor Brooks (1685 – 1731)

Punoi ne serite e pafundme dhe nxori serite e Teilorit ne vitin 1712, nje nga teoremat tona baze.

Colin Maklaurin (1698 – 1746)

Publikoi serite e tij ne vitin 1742. Keto ishin nje rast i vecante i serive te Teilorit. Kjo eshte provuar shume me heret ne vitin 1730 nga Xheims Stirling.

Leonhard Euler (1707 – 1783)

Ai ishte pionier ne zhvillimin e teorise se detajuar te perhapjes se zerit ne ajer dhe te valeve elastike qe udhetojne pergjate nje kordoni te keputur. Ne artikullin e tij per perhapjen e zerit ai deklaroi qe nuk do te kishte arritur ne kete zgjidhje nese nuk do te kishte lexuar analizen e problemit nga Lagranzhi. Euleri e gjeti trajtimin e Lagranzhit shume te veshtire per t'u ndjekur. Megjithate, analiza e tij eshte shume e ndryshme nga Lagranzhi. Ai perdori funksionet e nderprere per here te pare, sic kishte bere ne studimin e kordes vibruese, duke ruajtur qe natyra e vertete e shkakut te papritur qe shkaktoi valet kerkoi perdorimin e funksioneve nderpreres. Lagranzhi, nga ana tjeter, perdori vetem funksionet e vazhduar, duke supozuar nje sistem te grimcave te fundme te ajrit ne vend te nje ambienti te vazhduar. Ai zgjidhi rastin e kordes vibruese ne menyre te ngjashme duke marre nje grup te masave te fundme. Lagranzhi dhe D'Alembert hodhen poshte vlefshmerine e perdorimit te funksioneve te nderprere. Kundershtimi vazhdoi edhe kur Euleri tregoi qe zgjidhjet e tij jane si te te tjereve, ku funksionet e vazhduar mund te perdoreshin. Megjithate, Euleri u shpreh se me kohe keto gjeometra konservatore do te kuptonin keto funksione te reja.

Joseph Lagranzh (1736 – 1813)

Ai pasoi Eulerin ne 1766 si drejtor i matematikes ne Akademin e Berlinit. Ai perftoi zgjidhjet per levizjen e lengjeve te pangjeshshem dhe te ngjeshshem ne tekstin e tij "Mekanika Analitike". Per lengjet e pangjeshshem ai perdori potencialin e shpejtesise ϕ dhe metoda e tij eshte shume e pavolitshme, duke qene se ishte bazuar ne perafimet e zgjatimeve te Tailorit $\phi = \phi' + z\phi'' + z^2\phi''' \dots$, etj.

Ne rastin e valeve ne nje kanal, i supozoi te ceketa mjaftueshem qe dimensionin vertikal z mund te neglizhohej dhe planet vertikale ne masen e rrjedhjes mbeten vertikale. Nga shprehja e meposhtme qe ai zhvilloi:

$$\frac{\partial^2 \phi'}{\partial t^2} = gh \left[\frac{\partial^2 \phi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y^2} \right]$$

Ku h eshte thellesia e kanalit. Duke e zvogeluar kete ne nje dimension te vetem ne hapesine, ai gjeti shpejtesine e vales $a = \sqrt{gh}$.

Per fluidet e ngjeshshem, si ajri, ai shtoi nje term ne relacionet e tij baze per lengjet e pangjeshshem, per te lejuar ngjeshmerine, dhe nxori te njejten zgjidhje si me siper. Ketu h eshte presioni ne masen e ajrit, sic eshte percaktuar me pare nga Njutoni dhe Euleri.

Gaspard Monge (1746 – 1818)

Ne 1789 pershkroi integrimin e tij grafik te ekuacioneve diferenciale te pjesshem. Me vone e publikoi kete ku eshte perdorur per here te pare “Metoda e Karakteristikave”. Monge ishte themeluesi i Universitetit “Ecole Polytechnique” te Parisit.

Pierre Laplace (1749 – 1827)

Eshte nje matematikan dhe shkencetar i madh, nje bashkekohes i Lagranzhit. Ai zhvilloi ekuacionin qe mban emrin e tij “Ekuacioni i Laplasit” dhe kriterin e ekuilbirit te fluideve homogjene.

$$\nabla^2 \phi = \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \phi = 0$$

Rreth vitit 1808 ai shpjegoi diferencen e shpejtesise se perhapjes se zerit ne ajer ndermjet vleres teorike dhe asaj eksperimentale. Vlera teorike, bazuar ne ligjin e Bojlit ishte $a = \sqrt{P/\rho}$. Ai deklaroi qe ky ligj nuk mund te aplikohet pasi temperatura nuk ishte konstante nen presione te ndryshme. Per kushte ku nuk kishte transferim te nxehtesise ndermjet dy sistemeve $a^2 = \frac{C_p P}{C_v \rho}$, ku C_p dhe C_v jane nxehtesite specifike. Duke perdorur $C_p/C_v = 1.41$, kjo rrit shpejtesine me rreth 20%.

Puna e Laplasit perfshin mekaniken qiellore dhe ai perdori metodat analitike kudo ne studimet e tij fizike, ne krahasim me Njutonin, qe perdori Gjeometrine Sintetike ne librin “Principia”.

Augustin-Louis Cauchy (1789 – 1857)

Ai vendosi diferencialet ne nje baze analitike te forte, jo te varur ne nje marredhenie gjeometrike ndermjet kordes dhe tangjentes. Ai shprehu madhesine e pafundme i si nje produkt ah, ku h eshte nje madhesi e zgjedhur e fundme arbitrare dhe a nje tjetere madhesi e pafundme.

Nga e gjithë kjo pune ne kuptojme qe puna e Njutonit, Leibnicit dhe bashkekohesit e tyre dhane nje shtytje te madhe ne zhvillimin e matematike dhe shkences. Ne gjysmen e dyte te shekullit te 18^{te} Europa perendimore ishte nje bashkesi e mbyllur studiuesish. Akademite dhe shkollat lulezuan ne Itali, France, Austri dhe Gjermani por edhe ne Angli dhe Rusi. Mesimdhenia dhe shkrimet e njerezve te tille te medhenj si Bernuli, D’Alembert, Lagranzh, Laplace, Legendre dhe Euler u bene te mirenjohura kudo. Konceptet fizike dhe matematike tashme shpreheshin ne formen e ekuacioneve integrale dhe diferenciale te zakonshem dhe te pjesshem.

1.4 Zhvillimet specifike ne Fenomenin e Grushtit Hidraulik (shekulli i 19^{te})

Ne shekullin e 19^{te} fillojne studimet qe i dedikohen ne menyre specifike fenomenit te Grushtit Hidraulik. Ato fillojne me Thomas Young ne fillim te viteve 1800 dhe perfundojne me Lorenzo Allievin qe zhvillon per te paren here nje teori te pergjithshme per Grushtin Hidraulik ne

vijim te paraardhesve te tij. Ne vijim do te japim ne menyre kronologjike kontributet kryesore per fenomenin e Grushtit Hidraulik gjate ketij shekulli:

Thomas Young (1773 – 1829)

Ne 1808 ai beri disa studime hidraulike per rrjedhjen ne rruget e gjakut. Ai studioi humbjet e ferkimit duke perfshire ato ne brryla, si dhe perhapjen e vales se presionit. [2] Ai diskutoi tekstin e Pierre Louis Georges Dubuat ne “Principet e Hidraulikes“ (1786). Shume pune eksperimentale ne ajer dhe rrjedhjen e paqendrueshme ne tubacione ishte ndermarre ne gjysmen e pare te shekullit. Megjithate nuk ishte zhvilluar nje teori e kenaqshme per shperndarjen e valeve te presionit ne tubacionet e ujit.

Herman von Helmholtz (1821 – 1894)

Ky duket te kete qene i pari qe ka shpjeguar faktin qe shpejtesia e perhapjes se vales ne tubacion me uje eshte me e vogel se sa kjo shpejtesi te ujit ne shtrat te pakufizuar. Kete ndryshim te shpejtesise se vales ai e shpjegoi ne menyre korrekte duke arsyetuar qe kjo ndodhte per shkak te elasticitetit te mureve te tubacionit.

Bernhard Riemann (1826 – 1866)

Ne vitin 1860 ai publikoi nje artikull ne Gottingen per valet e zerit dhe me vone ne 1969 u publikua teksti i tij me ekuacionet diferenciale te pjesshme duke ju referuar punimeve te meparshme te Eulerit te vitit 1759.

Riemann zhvilloi dhe aplikoi ekuacionet tre-dimensionale te levizjes dhe shprehjen e thjeshtuar te formes nje-dimensionale ne disa fusha. Megjithate, ai perdori percaktime dhe shprehje te qarta per vetite elastike te ambientit.

Wilhelm Weber (1804 – 1891)

Studioi teorine e rrjedhjes se fluideve te pangjeshshem ne tubacione elastike. [3] Ai beri disa eksperimente per te percaktuar shpejtesine e perhapjes. Kjo teori e mbeshtetur nga eksperimentet ishte e nevojshme ne studimet e grushtit hidraulik ne tubacionet e gomes dhe plastike te mevonshme.

Weberi zhvilloi dy ekuacionet e zakonshem te elasticitetit te mureve te tubit dhe nxitimin e kollones se ujit. Ne mund ti emertojme keto si ekuacionet e vazhdueshmerise dhe dinamike respektivisht. Keto jane bazat per te gjitha studimet teorike qe perfshijne madhesite e presionit dhe shpejtesise ne grushtin hidraulik.

Diederik Korteweg (1848 – 1941)

Zgjidhi per here te pare problemin e shpejtesise se perhapjes se vales duke marre elastike si muret e tubit ashtu edhe masen e lengut. Analiza e tij eshte shume e afert me analizen e sotme. Megjithate ai ishte i interesuar vetem ne shpejtesine e perhapjes dhe jo marredhenien e shpejtesine me presionin e grushtit hidraulik. Ai shmangu efektin e ferkimit dhe u mor me tubot ne te cilet vetem vibrimet per shkak te shperndarjes se vales dhe zerit ekzistonin. Ai nuk mori ne konsiderate sforcimet gjatesore per shkak te brrylave te tubit dhe ndryshimin e modulit te elasticitetit ne varesi te presionit.

Jules Michaud (1848 – 1920)

Ne 1878 publikoi nje artikull qe nga shume autore eshte konsideruar i pari qe kishte te bente me grushtin hidraulik. Ai nuk zhvilloi ose perdori secilen nga zgjidhjet teorike per perhapjen e vales (sigurisht ne ate kohe nuk ishte zbuluar ndonje marredhenie ndermjet presionit dhe shpejtesise se vales se grushtit hidraulik) por ai studioi gjeresisht projektimin dhe perdorimin e dhomes se ajrit dhe saracineskat e sigurise ne tubacione per te permiresuar efektet e mbylljes se menjehershme ose graduale te portave ose mbyllesve.

Vasily Gromeka (1847 – 1921)

Ne vitin 1883 publikoi nje artikull mbi grushtin hidraulik dhe ishte i pari qe perfshiu efektin e ferkimit ne analizen e ketij fenomeni. [4] Pavaresisht se ai kritikoi studiuessit paraardhes sepse nuk kishin konsideruar efektin e ferkimit ne analizen e fenomenit, shume nga supozimet ne analizat e tij kane qene te hapura per t'u kritikuar. Ai bazoi studimet e tij ne fillim ne supozimin qe muret e tubit jane te holle dhe veprojne si nje membrane cilindrike. Me pas ai aplikoi teorine e membranave per te percaktuar lekundjet e saj. Ai e konsideroi lengun si te pangjeshshem dhe forcen e ferkimit proporcionale me shpejtesine (qe do te thote shpejtesite jane te uleta dhe rrjedhja laminare). Ai konfirmoi qe termat qe vareshin nga ferkimi i bejne ekuacionet shume te veshtire per t'u zgjidhur dhe ne kete menyre kufizoi efektin e inercise se mureve te tubit.

Ndermjet viteve 1885-1899, shume inxhinier ne SHBA ndermoren eksperimente per analizen e grushtit hidraulik, me dhe pa dhomat e ajrit, dhe disa prej tyre u perpoqen te zhvillojne nje marredhenie teorike ndermjet zvogelimit te shpejtesise dhe rritjes se presionit, por me shume pak sukses, kryesisht per shkak te tubove te shkurter ne te cilet behej eksperimenti dhe mbylljes se ngadalte te saracineskes. Disa nga ato po i permendim me poshte:

1. Weston, E.B. (Trans. ASCE 1885)
2. Church, I.P. (Revista e Institutit Franklin 1890)
3. Carpenter, R.C. ("Eksperimente te Grushtit Hidraulik" – Trans. ASME 1893-1894)

Ne keto perpjekje Carpenter u perpoq per nje teori bazuar ne elasticitetin e ujit dhe mureve te tubit. Ai perdori tuba te shkurter, me dhe pa dhoma ajri.

Johannes von Kries (1853 – 1928)

Johannes von Kries ne vitin 1883 publikoi artikullin mbi teorine e grushtit hidraulik ne nje studim te rrjedhjes se gjakut ne arterie. Ne pjesen e pare te te cilit prezantoi teorine baze te grushtit hidraulik duke perfshire formulen e mevonshme te Zhukovskit. Ai me te drejte supozoi presionin uniform ne drejtimin radial, shpejtesine mesatare ne seksionin terthor, sforcimet rrethore ne murin e tubit proporcional me presionin. Ekuacionet e vazhdueshmerise dhe te momentit u kombinuan ne nje ekuacion klasik te vales qe kishte zgjidhjen e D'Alembert per valen udhetuese per presionin dhe shpejtesine. Derivimi i marredhenies presion – shpejtesi $\Delta p = \rho c \Delta v$ nga principet baze. Kries deklaroi qe nje analog

i ketij ekuacioni ishte tashme i njohur por jo akoma i vertetuar ne teorine e valeve te zerit ne ajer. Ndersa ne pjesen e dyte ai pershkroi vertetimin nepermjet eksperimentit. Ai derivoi formulen e Zhukovskit dhe Frizell ne vitin 1898 dhe teoria e tij u konfirmua nga rezultatet e eksperimenteve. Ne vitin 1892 ai publikoi librin e tij te pare qe pershkruante grushtin hidraulik “klasik“.

Jozef Palmer Frizell (1832 – 1910)

Ne vitin 1897 publikoi nje artikull ku dha per here te pare trajtimin analitik te valeve te presionit dhe shpejtesise per shkak te grushtit hidraulik. [5] Ai zhvilloi formulen per shpejtesine e vales se menjehershme dhe per intensitetin e presionit per shkak te zvogelimit te castit te rrjedhjes. Ky ishte nje zhvillim i konsiderueshem dhe duket te ishte bere pa dijenine e zhvillimeve ne Europe per kete ceshtje. Analizat e Frizell jane ne thelb te njejta me ato te Kortewek dhe te tjeret duke perfshire bashkekohesit e tij si Zhukovski dhe Allievi. Ai nuk perdori marredhenien ndermjet grushtit hidraulik dhe valeve te zerit si Zhukovski. Megjithate, deklaroi qe shpejtesia e vales per module te elasticitetit te tubit infinit eshte sa shpejtesia e zerit ne uje te pakufizuar. Puna e tij megjithate eshte kritikuar nga bashkekohesit e tij amerikane, nga ku mund te kuptohet perse puna e tij nuk ka marre vendin e duhur ne fushen e grushtit hidraulik. Ndoshta mungesa e komunikimit me Europen ka qene nje nga arsyet e kesaj mosnjohje dhe mosvleresimi.

Nikolaj Jegorovic Zhukovski (1847 – 1921)

Ne vitin 1898, bazuar ne eksperimente intensive dhe studimeve te tij teorike, publikoi nje raport ku zhvillohej teoria baze e grushtit hidraulik. [6] Kjo ndodhi pothuaj ne te njejten kohe me studimet dhe rezultatet e Frizell ne SHBA. Kjo teori verifikon marredhenien teorike ndermjet presionit dhe ndryshimit te shpejtesise gjate grushtit hidraulik me rezultatet eksperimentale.

Nga raporti i tij rezulton qe Zhukovski ishte njohur me punen qe ishte bere deri atehere nga Marey, Gromeka dhe Korteweg si dhe me eksperimentet e zhvilluara ne SHBA, perfshire artikullin e fundit te Frizell. Ai zhvilloi formulen e llogaritjes se shpejtesise se vales nga grushti hidraulik qe ishte e njejte me ate te nxjerre nga Korteweg dhe Frizell. Gjithashtu ai zhvilloi marredhenien ndermjet shpejtesise dhe presionit te grushtit hidraulik duke u bazuar ne ligjin e ruajtjes se energjise dhe ate te vazhdueshmerise. Zhukovski tregoi shume qarte si udheton vala e presionit pergjate tubacionit dhe si reflektohet ajo ne skajet fundore.

Zhukovski dhe Frizell zhvilluan teorine praktike te valeve te presionit nga grushti hidraulik per dy arsye te ndryshme. Frizell interesohej per sigurine dhe rregullimin e shpejtesise se turbinave ne HEC-e dhe Zhukovski ishte i interesuar per sigurine dhe operimin e sistemit te ujesjellesit.

Deri ne ate kohe studimet per perhapjen e valeve nga grushti hidraulik kishin sherbyer per arsye shkencore sidomos per shpejtesine e perhapjes se valeve. Duke filluar nga kjo kohe dhe me pas, studimet do te merrnin nje rendesi te vecante ne zhvillimin e shkences dhe aplikimin praktik te saj.

Lorenzo Allievi (1856 – 1941)

Allievi publikoi ne vitin 1902 dhe 1913 teorine e pergjithshme duke u nisur nga principet fillestare ne ngjashmeri me Korteweg. [7] Megjithate, ai perftoi nje ekuacion baze te rendit te pare me te sakte per nxitimin $-\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\gamma}{g} \left(\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} \right) = \frac{\gamma}{g} \frac{dV}{dt}$, ku ai perdori derivatet totale te shpejtesise ne lidhje me kohen.

Ekuacioni i vazhdueshmerise ishte i pandryshuar deri ne vitin 1937 qe ky ekuacion eshte shprehur me derivatet totale $\frac{dP}{dx} = \frac{\partial P}{\partial t} + V \frac{\partial P}{\partial x}$, duke zevendesuar derivatet e pjesshem $\frac{\partial P}{\partial t}$.

Allievi tregoi qe termi $V \frac{\partial V}{\partial x}$ mund te binte per shkak te parendesise relative duke perftuar keshtu ekuacionin e rendit te dyte dhe zgjidhjen e tij ne format funksionale. Ai prezantoi dy madhesi pa dimensione te quajtura karakteristika, te percaktuar si:

$$\rho = \frac{av_0}{2g\gamma_0}; \quad \theta = \frac{a\tau}{2L} \text{ ndersa raporti i tyre eshte } \theta = \frac{Lv_0}{g\gamma_0\tau}.$$

Ku ρ eshte gjysma e raportit te energjise kinetike te ujit me energjine potenciale te rezervuar ne muret e tubit per shkak te thellesi hidraulike y_0 , dhe lekundet nga 0.1 per thellesi te medha dhe shpejtesi te vogla ne 10 per thellesi te vogla dhe shpejtesi te medha. Kjo eshte nje karakteristike e tubit.

θ eshte karakteristika e operimit te portes ose saracineskes, τ tregon kohen ekuivalente te mbylljes se portes. Nese τ eshte pese here me e madhe se perioda $2L/a$, $\theta = 5$. Duke perdorur mbylljen uniforme ne kohen T, ai perftoi zgjidhjen e pergjithshme per rritjen maksimale te presionit.

$$\frac{h}{H_0} = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho}{\theta} \right)^2 \left[1 + \sqrt{4 \left(\frac{\theta}{\rho} \right)^2 + 1} \right]$$

Puna e Allievit mbulon te gjithe fushen e operimit duke perfshire mbylljen graduale dhe tabelat dhe grafiket e tij mbulojne te gjithe rastet e mundshme.

1.5 Zhvillimet ne Shekullin e 20^{te} deri ne vitin 1960

Studimi i grushtit hidraulik u shtri ne te gjithe boten duke u perqendruar me teper ne rendesine praktike te tij. Fushat e studimit u specializuan dhe metodat me te sakta dhe te detajuara te shoqeruara me testet eksperimentale dhe percaktimin e parametrave hidraulike te komponenteve qe luanin nje rol te rendesishem.

Eshte e veshtire te permendim te gjitha studimet e bera ne bote per kete fenomen por do te kufizohemi ne vazhdimin e ideve baze dhe perdorimin e tyre praktik ne fusha te ndryshme, ne vend qe te japim historine e punes se bere.

Gjate 20 viteve te para te shekullit te 20^{te}, u be nje pune e madhe nga aplikimi i teorive te zhvilluara dhe publikuar nga Allievi dhe Zhukovski ne projektet praktike ujore dhe HEC-e. Ne Europe autoriteti ishte Allievi kryesisht per shkak te perkthimin ne frengjisht. Ndersa ne Ameriken Veriore autoriteti ishte Zhukovski, pjeserisht nga perkthimi i teorise se tij qe ishte i dipsonueshem qe ne vitin 1904, ndersa perkthimi i Allievit nuk ishte bere i njohur deri ne vitin 1925.

Projektet e hershme ne te cilat u perdoren teorite e mesiperme te Alievit dhe Zhukovskit kishin te benin kryesisht me problemet ne tubacionet nen presion dhe kullat e ekuilibrit, te cilat rishikuan teorite baze, duke vendosur ekuacionin e vales dhe zgjidhjen funksionale dhe duke dhene formulen per shpejtesine e vales dhe rritjen e presionit per shkak te zvogelimit te menjehershem te shpejtesise.

Veshtiresia ne kete periudhe eshte gjetja e rritjes se presionit per rastin e mbylljes se ngadalte te portes. Waren supozoi qe per mbyllje te ngadalte te portes ne kohen T, me te madhe se perioda 2L/a, presioni maksimal nga grushti hidraulik arrihet kur vala e pare e kthyer ne porte dhe me pas grushti hidraulik negativ (i reflektuar) do te evitoje cdo rritje te presionit per shkak te mbylljes se portes, ferkimi do te ktheje presionin ne vlerat normale. Me kete supozim ai percaktoi vleren e rritjes maksimale te presionit per mbylljen e ngadalte si me poshte:

$$H_R = \frac{LV}{g(T - L/a)}$$

George Constantinescu (1881 – 1965)

Ne vitin 1920 pershkroi nje shpikje te nje mekanizmi per te transmetuar energjine mekanike nepermjet perdorimit te vales se grushtit hidraulik. Energjia ne fjale mund te ishte e madhe dhe distanca e transmetimit e gjate, per zhvendosje shume te vogla te lengut (zakonisht vaj). Ai dha shume shembuj te aplikimit te kesaj metode ne fusha te ndryshme.

Arnold Gibson (1878 – 1959)

Prezantoi nje artikull ne vitin 1920 mbi valet e presionit per shkak te mbylljes graduale te portes, duke i bazuar studimet e tij mbi Zhukovskin. [8] Ne kete artikull dhe ne studimet e tjera qe pasojne per grushtin hidraulik ne tubacione te thjeshte per shkak te mbylljes se portes ne skajin e poshtem fundor, marredhenia ndermjet prurjes dhe humbjes se presionit nepermjet portes se mbyllur pjeserisht jane bazuar ne disa ligje te supozuara qe duket te jete te arsyeshme. Ne vitin 1923 Gibson shpiku nje aparature per matjen e prurjes se turbinave hidraulike, duke perdorur varesine e presionit nga koha te shkaktuar nga mbyllja e turbines. Ai e perdori kete per aplikimin e testeve te rendimentit ne HEC-et e reja.

Stronger & Kerr

Ne vitin 1926 publikuan nje artikull per rregullimin e shpejtesise ne turbinat hidraulike duke perdorur metoden e llogaritjes se rritjes se presionit dhe shpejtesite koresponduese per shkak te levizjes se portes te dhene nga Gibson. [9] Ata moren ne konsiderate rendimentin e

turbines ne pozicione te ndryshme te portes dhe konsideruan levizjet uniforme dhe jouniforme te portes. Nga vlerat e presionit, shpejtesise dhe rendimentit, ata perftuan tepricen ose mungesen ne hyrje te HEC-it dhe llogariten variacionin e shpejtesise.

Peter Kruse

Ne vazhdim te diskutimit me nje vlere te madhe te publikimit te Stronger dhe Kerr, 1926, Kruse diskutoi efektin ne HEC-et me renie te vogel te ΣLV ne tubacionin e shkarkimit turbines me nje peshe relativisht te madhe. Ai perdori si baze te llogaritjeve te tij te rritjes se presionit totalin e ΣLV . Me tej ai percaktoi presionin nga grushti hidraulik siper dhe poshte portave te turbines duke perdorur si kriter ΣLV . Ai vuri ne dukje gjithashtu qe per te tilla instalime projekti i tubit te shkarkimit te turbines perfshin jo vetem rikthimin e energjise por edhe efektin e inercise se kollones se ujit ne rregullimin e shpejtesise.

Hogg & Traill

Dhane te dhena te vlefshme te perftuara nga testet rregulluese ne 55,000 njesi te gjenerimit te fuqise. Pervec krahasimit te testeve dhe llogaritjen e rregullimeve ata treguan qe ne disa teste kishte ndodhur nderprerje e kollones se ujit, duke shkaktuar tronditje te forta te ndjera dhe degjuara afer njesise se gjenerimit. Me nje mbyllje me te ngadalte te portes kjo tronditje nuk ndodhi. Kjo tregoi qe tronditja e forte ishte me teper per shkak te nderprerjes se kollones se ujit se sa nga rritja e tepert e presionit nga rritja e kohes se pershkimit te drejtuesit te turbines.

Wood, F.M.

Prezantoi nje diskutim per te cilin ai zhvilloi metoden grafike. Me qellim te perdorimit te nje grafiku te vetem per cdo model te vecante te rrotorit, pavaresisht renies, prurjes dhe fuqise per cdo HEC te vecante, ishte perdorur varesia (h , v) pa dimensione si nje baze per secilin rotor ku jane shtuar dhe kurbat e rritjes ose zvogelimit te HEC-it. Keto kurba jane mbeshetur ne performancen e modelit te rrotorit ne porta. Keshtu, nga leximi i rritjes ose zvogelimit te HEC-it ne momentet qe vijojne te kohes, mesatarja e HEC-it mund te llogaritet dhe shpejtesia e rrotullimit gjithashtu.

Löwy, R.

Ne vitin 1928 publikoi tekstin e tij per grushtin hidraulik qe mbuloi zgjidhjen analitike hap pas hapi te presionit nga grushti hidraulik ne tubacion dhe metoden grafike te tij, qe eshte identik ne ndertimin dhe operimin me ate te Wood. F. M. Löwy studioi gjithashtu rezonancën e lekundjeve te presionit nga grushti hidraulik per shkak te lekundjeve periodike te portes dhe grushtin hidraulik per shkak te hapjes graduale te portes. Ai gjithashtu mori ne konsiderate efektin e ferkimit sic beri Gibson, por metoda e tij eshte me analitike duke perdorur ekuacionet e pjesshme diferenciale me termat e shtuar te ferkimit. Puna e Löwy u be baza e zgjerimit te metodes grafike nga inxhinieret Europiane ne vitet e mevonshme.

Kontributore te ndryshem qe punuan dhe publikuan gjate kesaj periudhe jane te shumte dhe me rritjen e kohes ndermjet kerkimeve dhe botimeve eshte e veshtire te percaktohet nje

radhe prioritetit ne to. Per kete arsye po i japim ato ne rend kronologjik por qe mund te kete edhe harresa qe nuk zbehin qellimin e kesaj historie.

Schnyder, O. (1929)

Ne 1929 aplikoi metoden grafike ne studimin e tubacioneve te lidhur me pompat centrifugale, duke perdorur karakteristikat e plota te pompes sic jane percaktuar nga testet. Ne vitin 1932 botoi artikullin e tij ne te cilin ishte i pari qe duke perdorur metoden grafike lejoi ferkimin pergjate tubacionit. Ai ndertoi nje kurbe ferkimi poshte aksit te shpejtesise.

Louis Bergeron (1931)

Ne 1931 botoi artikullin ne te cilin shtriu metoden grafike per te shprehur marredhenien ndermjet presioneve dhe shpejtesive ne cdo dy pika te tubacionit.

Simpoziumi i pare mbi Grushtin Hidraulik (1933)

Ne simpoziumin e mbajtur nen kujdesin e ASME dhe ASCE, gjate javes se inxhinierise ne Çikago u prezantuan punime nga inxhinieret nga Amerika e Jugut dhe Veriut dhe diskutime nga inxhinieret Europiane. Punimet e prezantuara lidheshin me tubacionet me presion ne HEC-e me renie te madhe, tubacione te perbere, kullat e ekuilibrit dhe pompat centrifugale te pajisura me dhoma ajri dhe saracineska te clirimit te presionit.

Angus, R.W. (1935)

Ne vitin 1935 prezantoi nje artikull qe mbulonte teorine baze dhe disa aplikime te metodes grafike duke perfshire perdorimin e ferkimit dhe studimin e instalimeve te stacioneve te pompimit.

Bergeron (1937)

Shkroi nje artikull te pergjithshem qe mbulon te gjithë teorine e valeve elastike plane ne ambiente te ndryshem, shufrat gjatesore, telave vibrues, lekudjeve perdredhese me dhe pa masat shoqeruese dhe volantet, linjat e transmetimit te energjise dhe grushtin hidraulik me ferkim te perqendruar. Ky eshte ndjekur nga nje artikull i ngjashem ne vitin 1938 prezantuar ne Kongresin Nderkombetar te Mekanikes se Aplikuar.

Simpoziumi i dyte mbi Grushtin Hidraulik (Dhjetor 1937)

Ne simpoziumin e mbajtur nen kujdesin e ASME, ASCE dhe AWWA, ne mbedhjen vjetore te ASME ne New York u prezantuan shume punime nga inxhinieret nga Amerika dhe Europa:

- Allievi, prezantoi nje punim ne mungese ne perdorimin e Dhomave te Ajrit ne tubacionet e shkarkimit. Ky ishte punimi i tij i fundit.
- Angus, prezantoi nje punim ne efektin e dhomave te ajrit dhe saracineskave ne tubacionet e shkarkimit te pompave.
- De Juhasz, K.J., prezantoi nje punim per sistemin e injektimit te karburantit duke perdorur metoden grafike.
- Knapp, F, prezantoi nje punim ne saracineskat mbyllese te emergjences.

- Knapp, R.T., prezantoi nje punim ne te cilin ai diskutoi karakteristikat e plota te pompave centrifugale. Ky punim ishte i ngjashem por me i detajuar se punimet e meparshme te Schnyder.
- Schnyder, prezantoi nje punim tjeter qe krahason rezultatet e testeve ne presionin nga grushti hidraulik ne tubacionet e pompave.

Angus (1938)

Prezantoi nje artikull duke konsideruar tubacionet e degezuar. Ai gjithashtu studioi nderprerjen e kollones se ujit ne tubacionet e pompave dhe efektin e ferkimit.

Projekti Bolder Canion (1940)

Raporti i ketij projekti te HEC-it krahasoi teorine me rezultatet e testeve per grushtin hidraulik ne tubacionin me presion.

Rich, G.R. (1944)

Prezantoi nje artikull ne te cilin ai perdori transformimin e Laplasit duke zgjidhur ne vecanti rastin e ferkimit duke perdorur nje perafirim te linearizuar dhe tubacionet e perbere dhe te degezuar. [10]

Wood, F.M. (1951)

Prezantoi nje artikull i cili ishte nje studim i pergjithshem i metodes grafike i aplikuar ne grushtet hidraulike elastic ne ambiente te ndyshme. Ky ishte i ngjashem me artikujt e meparshem te Bergeron. [11]

Lupton, H.R. (1953)

Prezantoi nje artikull ne te cilin ai studioi grushtin hidraulik ne tubacionet e shkarkimit te pompave me reference ne nderprerjen e kollones se ujit ne tubacion.

Mbledhja Vjetore ne Cikago ne Jubileun Diamond (Nentor 1955)

Ne vazhdim te simpoziumeve te 1933 dhe 1937 moren pjese ASME, ASCE dhe AWWA, ku jane prezantuar dy punime mbi tubacionet e shkarkimit te stacioneve te pompimit.

Sharp, B.B (1966)

Publikoi nje artikull ne te cilin ai diskutoi efektet e nderprerjes se kollones se ujit ne tubacionet e pompave. Permbledhja e studimit te tij ne ndreperjen e kollones se ujit ne tubacionin e pompave tregoi qe kerkohet me teper studim i detajuar duke konsideruar disa faktore te rendesishem si profili gjatesor dhe gjatesia e tubacionit. [12]

1.6 Zhvillimet pas vitit 1960

Nuk ka patur shume studiuues dhe kerkues ne kete periudhe per faktin qe teoria tashme ishte zhvilluar ne teresi dhe perafrimet per te marre ne konsiderate ferkimin dhe faktoret e tjere jo-linear ishin arsyeshem te sakte ne fushen e HEC-eve dhe instalimeve te stacioneve te pompimit ku humbjet nga ferkimi jane mbajtur ne vlera te uleta dhe tubacionet jane ne shumicen e rasteve metalike. Nevoja ne kete periudhe lidhet me njohurite tona per

nderveprimin ndermjet pajisjeve te ndryshme hidraulike (pompa, turbina, saracineska, etj.) dhe tubacioneve te presionit, d.m.th. nevoja per te permiresuar njohurite tona per kushtet kufitare te sistemeve nen verpimin e grushtit hidraulik.

Cdo sakesim apo thellim ne teori ka qene per rastet e moduleve te uleta te elasticitetit te mureve te tubacioneve dhe humbjet e larta nga ferkimi. Shtimi i termave jo-linear $v\partial v/\partial x$ dhe $v\partial p/\partial x$ ne ekuacionet kryesore perjashton zgjidhjen ne forme te paster matematike dhe perdorimi i integritit arithmetik hap pas hapi me diferenca te fundme del e nevojshme dhe kjo eshte provuar te jete e lodhshme dhe e veshtire ne realizim.

Vetem me daljen ne drite dhe perdorimin e kompjuterave qe nga fundi i viteve 50^{te} llogaritjet u bene me te thjeshta dhe me te shpejta. Si rezultat zhvillimet qe pasuan u fokusuan kryesisht ne pershtatjen e algoritmeve te zgjidhjes se ekuacioneve te rrjedhjeve te paqendrueshme ne pergjithesi dhe ato te grushtit hidraulik ne vecanti. Nder kerkimet mund te permendim:

Wood. F.M.

Nje artikull eshte shkruar ne Janar 1958 ne te cilin grushti hidraulik ne tubacione eshte studjuar me metoden grafike duke perfshire ferkimin jo-linear. Duke filluar nga viti 1961 programet kompjuterike jane simuluar per zgjidhjet pa dimensione duke perfshire ferkimin jo-linear.

V.L. Streeter

Nje artikull eshte prezantuar nga Streeter dhe Lai ne vitin 1962 qe ishte i pari i publikuar duke perdorur metodat kompjuterike, shume e nevojshme per shkak te jo-linearitetit te disa termave ne ekuacionet e vales. [13]

Kerkimet e mevonshme deri ne ditet tona

Me perdorimin e kompjuterit perafirimet per operimet me algoritmet e sistemeve te ekuacioneve per pershkrimin e pjeseve te ndryshme te sistemeve hidraulike po perdoren pak ose aspak. Ne te kaluaren keto perafirme jane perdorur per te bere te mundur perdorimin e mjeteve matematikore per te gjetur zgjidhjet. Ne pergjithesi mjetet matematikore nuk mund te zgjidhin problemet jo-lineare ne nje forme te mbyllur. Perderisa praktikisht te gjithe ligjet tona fizike jane jo-lineare ne jemi te detyruar te perdorim metodat e diferencave te fundme, ku arrihet sakesi me e madhe nepermjet diferencave me te vogla. Rritja e volumit te llogaritjeve dhe shpejtesia tashme nuk jane frenuese ne perdorimin e diferencave te vogla per shkak te perfeksionimit te teknologjise se kompjuterave.

Keshtu, ne te ardhmen ne duhet te kerkojme per sakesine ne perdorimin e ligjeve te fizikes ne operimin e sistemeve hudraulike. Nese keto ligje nuk pershtaten me disa modele matematikore ose nuk perafrohen me to, ato mund te shprehen ne forme grafike ose tabelare, te cilat mund te futen ne kompjuter.

Megjithate, ekzistojne disa fusha ku kerkimet mund te vazhdojne dhe llogaritjet e grushtit hidraulik ne tubacionet e thjeshte kerkojne saktesime te metejshme. Disa nga keto po i permendim me poshte:

- Efekti i shpejtimit dhe ngadalesimit ne rezistencen e ferkimit per rrjedhjen turbulente dhe laminare. Disa studime teorike jane bere ne kete fushe por veshtiresia kryesore qendron ne zhvillimin e programeve te sakta per te perligjur teorine.
- Nderprerja e kollones se ujit kur presioni zbret ne presionin e avullit. Ketu gjithashtu kerkohet nje program i gjere eksperimental.
- Percaktimi i ligjeve qe pershkruajne reflektimin e grushtit hidraulik ne kufijte e tubacionit. Studime te konsiderueshme jane bere ne operimin e saracineskave dhe portave dhe duket te kemi progres te konsiderueshem. Ne rastin e operimit te turbinave hidraulike dhe pompave, karakteristikat e tyre te plota duhet te perfshijne efektin e saracineskave dhe portave prezente ne instalim.
- Studimi per grushtin hidraulik ne rrjedhjen laminare.

2 Teoria Elastike e Grushtit Hidraulik

2.1 Rrjedhja e Paqendrueshme ne Tubacione dhe Grushti Hidraulik

Rrjedhjet e paqendrueshme ne hidraulike i referohen rrjedhjeve parametrat e te ciles ndryshojne ne kohe. Rrjedhjet e paqendrueshme jane rrjedhje tranzitore qe perfaqesojne gjendje kalimtare ose ndermjetese qe zgjasin per nje kohe te shkurter ose te gjate, nga nje gjendje e rrjedhjes se qendrueshme ne nje tjetere. Secila nga gjendjet skajore te rrjedhjes mund te jete gjendje ne qetesi e saj. Gjendja e paqendrueshme ose kalimtare e rrjedhjes eshte pergjigje e saj kundrejt nje ose disa ndryshimeve ne operim te pajisjeve hidraulike qe kontrollojne rrjedhjen ose ne ambientin rrethues qe influencojne ate.

Ne pergjithesi per te afruar modelet e studimit me modelet reale te tyre rrjedhjet e paqendrueshme ndahen ne dy kategori. Kriteri i ndarjes se rrjedhjes se paqendrueshme ne kategori eshte menyra se si kalohet tranzicioni ndermjet dy gjendjeve te qendrueshme skajore ne intervalin e kohes qe zgjat ky tranzicion. Kur parametrat e rrjedhjes (v ose Q , P) ndryshojne ne menyre graduale me kohen dhe ne intervale kohe te shkurtra rrjedhja te jep pershtypjen si e qendrueshme dhe ne kete rast rrjedhja klasifikohet si pothuaj e qendrueshme. Si rezultat i ndryshimeve graduale te parametrave te rrjedhjes ne sjelljen e saj mungojne pasojat e forcave te inercise dhe elasticitetit.

Ndersa kur parametrat e rrjedhjes ndryshojne ne nje kohe te shkurter dhe si rezultat efektet e forcave te inercise dhe reagimet elastike te lengut dhe tubacionit transportues behen dominuese rrjedhja klasifikohet plotesisht e paqendrueshme. Ne varesi te pergjigjes elastike te lengut dhe materialit te tubit kundrejt forcave te inercise te shkaktuara nga ndryshimet e shpejta te parametrave ne rrjedhjen plotesisht te ndryshueshme, brenda kesaj kategorie te rrjedhjes dallojme dy nen-kategori te metejshme. Kur pasojat nga forcat e inercise jane te konsiderueshme ndersa reagimet elastike te lengut dhe materialit te tubit jane te paperfillshme atehere rrjedhja konsiderohet tranzitore e vertete duke e referuar si rrjedhje ne ambient rigjid. Ndersa kur pervec forcave dominuese te inercise, per sakesimin e rrjedhjes tranzitore duhet te merren ne konsiderate sjelljet elastike te lengut dhe tubacionit transportues kundrejt ketyre forcave atehere kemi te bejme me rrjedhjen ne kushtet e Grushtit Hidraulik. [14] Dallimi ndermjet rrjedhjes ne ambient rigjid dhe Grushtit Hidraulik nuk mund te jete i thjeshte dhe varet ne faktin qe sa shpejt parametrat ndryshojne ne sistem. P.sh. lekundjet e niveleve te ujit ne kullen e ekuilibrit ne sistemet me presion te HEC-eve mund te pershkruhen si rrjedhje ne ambient rigjid. Ne kete rast efektet e inercise duhet te merren ne konsiderate ndersa efektet e elasticitetit ose ngjeshmerise jane qartesisht te paperfillshme. Ndersa mbyllja e menjehershme e nje saracineske ne nje tubacion apo sistem me presion krijon kushtet e grushtit hidraulik qe kerkon perfshirjen e sjelljes dhe reagimeve elastike te lengut dhe tubacionit per nje pershkrim te sakte te rrjedhjes dhe pasojave te saj. Duke qendruar ne kete argument, nese saracineska ose mbyllesi i sistemit te tubacionit mbyllet per nje kohe te gjate atehere perseri analiza e sistemit duke e konsideruar rrjedhjen ne ambient rigjid mund te prodhoje rezultate te kenaqshme. Sidoqofte, analiza ne kushtet e

grushtit hidraulik eshte e nevojshme pasi eshte me e plote dhe jep nje pamje te pergjithshme te rrjedhjes.

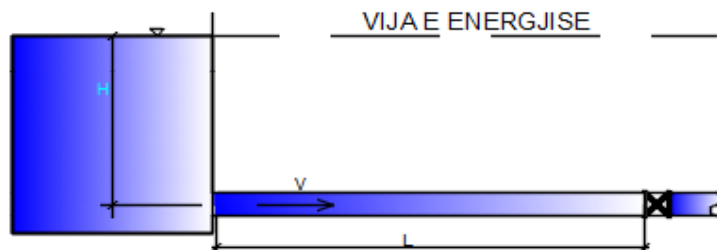
2.2 Fenomeni i Grushtit Hidraulik dhe Ekuacioni per Ndryshimin e Presionit

Mbyllja e menjehershme e saracineskes ne fund te nje tubacioni relativisht te gjate sjell ndryshimin e menjehershem te shpejtesise se rrjedhjes dhe si rezultat vetite elastike te mureve te tubacionit dhe vete lengut behen faktore te konsiderueshem ne sjelljen e vete rrjedhjes dhe duhet te merren ne konsiderate ne analizen e fenomenit.

Perpara se te hyjme ne trajtimin e hollesishem te ketij fenomeni po trajtojme me pare nje situatë te grushtit hidraulik te thjeshte ne nje tubacion per te treguar se cfare ndodh ne te kur shpejtesia e rrjedhjes ndryshon shume shpejt. Ne fakt trajtimi i ketij fenomeni eshte bere dhe prezantuar nga shume autore te vjeter dhe te rinj gjate gjithë historise se grushtit hidraulik por gjykojme qe prezantimi i koncepteve themelore qe jane te rendesishme per te kuptuar fenomenin mbetet i rendesishem.

Ne Figure 2-1 me poshte eshte dhene nje tubacion i thjeshte me nje saracineske te instaluar ne fundin e tij qe ushqehet nga nje rezervuar.

Figure 2-1 Rrjedhja e qendrueshme ne nje tubacion ne mungese te ferkimit



Saracineska eshte e hapur dhe duke supozuar rrjedhjen pa ferkim ne tubacion energjia gjate tubit do te jete H . Ne kushte te tilla rrjedhja ne sistem eshte e qendrueshme me shpejtesi V . Nese saracineska do te ndryshoje gjendjen e saj ne tubacion, perpara dhe pas saracineskes do te krijohet gjendja e paqendrueshme e rrjedhjes. Ketu ne do te merremi me ate qe ndodh ne anen e siperme te saracineskes.

Supozojme qe saracineska mbyllet plotesisht ne menyre te menjehershme, gje qe sjell qe shpejtesia e rrjedhjes afer dhe ngjitur me saracinesken te behet zero. Si rezultat, presioni ne seksionin e tubit ngjitur me saracinesken rritet ne menyre te menjehershme. Zhukovski ka dhene varesine e presionit nga nje ndryshim i menjehershem i shpejtesise (konceptuar si nje mbyllje e menjehershme e saracineskes) si: [6]

$$\Delta H = -\frac{a\Delta v}{g}$$

ku:

ΔH – Shtesa e presionit ne seksionin e saracineskes,

a – Shpejtesia e vales se presionit te krijuar

Δv – Ndryshimi i shpejtesise se rrjedhjes nga mbyllja e saracineskes

g – Nxitimi gravitacional

Megjithate ekuacionin e ndryshimit te presionit nga ndryshimi i shpejtesise do ta nxjerrim edhe ne seksionet pasardhese te ketij kapitulli.

Ne kushtet kur saracineska mbyllet ne menyre te menjehershme shpejtesia fundore eshte zero dhe $\Delta v = v$ (shpejtesine perpara manovrimit te saracineskes) dhe presioni eshte:

$$\Delta H = -\frac{av}{g} \quad (2 - 1)$$

Madhesia e rritur e presionit eshte e mjaftueshme per te zvogeluar momentin e rrjedhjes ne levizje ne zero.

Por rritja e presionit ne te njejten kohe shkakton dy efekte te tjera:

- Rritja (zgjerimi) e diametrit te tubit si rezultat i presionit te rritur, pra deformimin e tij
- Ngjeshjen (rritjen e dendesise) e lengut qe ndodhet nen kete presion te rritur

Me dy efektet e mesiperme do te merremi ne seksionet qe vijojne por ketu do te trajtojme se cfare ndodh ne tubacion nga momenti kur fenomeni ka filluar si me siper. Nje proces i tille eshte trajtuar dhe trajtohet ne te gjitha literaturen qe merret me fenomenin por gjykojme qe eshte e nevojshme per te perballur argumentet dhe principet e perdorur per sqarimin e fenomenit te grushtit hidraulik.

Pas momentit te pare $t = 0$ (Figure 2-2,1) ku shpejtesia e rrjedhjes behet zero ne seksionin e saracineskes, rrjedhja (shtresa e rrjedhjes) ngjitur me te do gjendet ne te njejtat kushte te shpejtesise zero ku do pesoje nje rritje te presionit si me siper. Ne kete menyre vazhdon ne shtresat njera pas tjetres deri ne rezervuar dhe rritjet e presionit te shkaktuara ne secilen prej tyre transferohen ne formen e nje vale qe leviz per ne rezervuar me nje shpejtesi a (Figure 2-2,2), madhesia e se ciles eshte funksion i vetive elastike te tubit dhe lengut dhe mbetet konstante deri kur keto veti mbeten te pandryshuara. Duke njohur gjatesine e tubacionit, fronti i vales do te arrije ne rezervuar per kohen L/a sek pas mbylljes se

saracneskes dhe ne kete moment shpejtesia e rrjedhjes ne te gjithe tubin eshte zero, ndersa presioni eshte $H+\Delta H$, (Figure 2-2,3) tubi eshte zgjeruar dhe lengu ngjeshur.

Nen keto kushte ne kufirin e rezervuarit me tubacionin lengu ne dy anet gjendet ne kushte te ndryshme, ne te djathte (nga ana e tubit) presioni eshte $H+\Delta H$ dhe ne te majte (ana e rezervuarit) presioni eshte H . Rrjedhimisht rrjedhja fillon te leviz ne drejtim te presionit me te ulet (te rezervuarit). Ne mungese te ferkimit shpejtesia ne drejtim te rezervuarit eshte e barabarte ne madhesi me shpejtesine e gjendjes se qendrueshme te rrjedhjes pasi shtyhet nga i njejti presion i rritur ΔH dhe burimi i lengut eshte lengu i grumbulluar ne tubacion si rezultat i ngjeshjes se tij dhe zgjerimit te tubit.

Procesi vazhdon ne kohe (Figure 2-2, Figure 2-4) derisa i gjithe lengu i grumbulluar ne gjatesine e tubit L kalon ne rezervuar duke e rikthyer rrjedhjen ne gjendjen fillestare. Ne kohen $2L/a$ pas fillimit te procesit, presioni ne te gjithe gjatesine e tubit eshte ne vleren fillestare por me drejtim te shpejtesise te kundert me ate fillestare (Figure 2-2,5). Ne kete moment lengu i grumbulluar nga zgjerimi i tubit dhe ngjeshja e tij ka kaluar ne rezervuar dhe vala e presionit duket ti nenshtrohet nje reflektimi. Ne keto kushte per shkak te inercise lengu vazhdon te leviz per ne rezervuar duke terhequr lengun ne tubacion qe krijohet si rezultat i zvogelimit te dendesise dhe tkurrjes se tubacionit nga zvogelimi i presionit ne masen ΔH poshte presionit fillestar dhe ky zvogelim presioni dhe gjendja e mbyllur e saracineskes shkakton shpejtesine zero pas frontit te vales (Figure 2-2,6). Pas kesaj vale negative seksion terthor i tubit zvogelohet dhe lengu zgjerohet (Figure 2-2,7).

Per nje kohe prej L/a sek vala negative arrin rezervuarin ose pas $3L/a$ sek nga fillimi i procesit dhe shpejtesia eshte zero ne te gjithe tubin. Por gjendja e presionit ne kufirin ndermjet rezervuarit dhe tubit nuk eshte ne ekuiliber pasi ne rezervuar presioni eshte H ndersa ne tubacion eshte i zvogeluar me ΔH . Ne kete menyre lengu i shtyre nga presioni i rezervuarit leviz ne drejtim te tubacionit me shpejtesi v duke barazuar presionin ne tubacion me ate te rezervuarit (Figure 2-2,8) derisa arrin seksionin e saracineskes per kohen L/a sek ose $4L/a$ nga fillimi i procesit.

Ne kohen $4L/a$ vala ka arritur saracinesken dhe ne kete moment te gjithe parametrat kane arritur vlerat e tyre fillestare, perpara se saracineska te mbyllet (Figure 2-2,9). Ky interval kohor i shpjeguar me siper dhe i prezantuar ne menyre skematike ne figuren me poshte perben nje cikël te plote te grushtit hidraulik qe ne mungese te ferkimit do te vazhdoje pa mbarim. Fakti qe ky fenomen i pershkruar ne mungese te ferkimit eshte i pafundem tregon nevojen per te marre ne konsiderate ferkimin e lengut me muret e tubacionit.

2.3 Nxjerrja e Ekuacionit per Ndryshimin e Presionit

Per te nxjerre ekuacionin e ndryshimit te presionit ΔP ne nje seksion te tubacionit si rezultat i ndryshimit te shpejtesise Δv (Figure 2-3), do te bazohemi ne ekuacionin linear te momentit. Sipas Figure 2-3, Δv eshte negative, qe con ne nje rritje te presionit me ΔH . Shqyrtojme ne seksionin e tubit nje gjatesi elementare te fundme δL por jo pambarimisht te vogel sic eshte

dL. Ndryshimi në shpejtësinë e rrjedhjes me Δv në tubacion shoqërohet me ndryshimin e presionit ΔH që përhapet me një shpejtësi a sic u shpjegua në seksionin e mësipërm. Si rezultat i rritjes së presionit, tubacioni do të deformohej duke rritur diametrin e tij. Shpejtësia e valës së presionit së bashku me përhapjen e zgjerimit të tubacionit përhapen me një shpejtësi a . Shpejtësia e përhapjes së valës a i referohet një vrojtuesi në qetësi kundrejt tubacionit por jo kundrejt shpejtësisë së rrjedhjes. Megjithatë, për tubacionet rigjide (të padeformueshem) çfarëdo zgjedhje e referencës së vrojtuesit do jepte në thelb rezultate të njëjta.

Figure 2-2 Cikli i plote i grushtit hidraulik në tubacion në mungesë të ferkimit

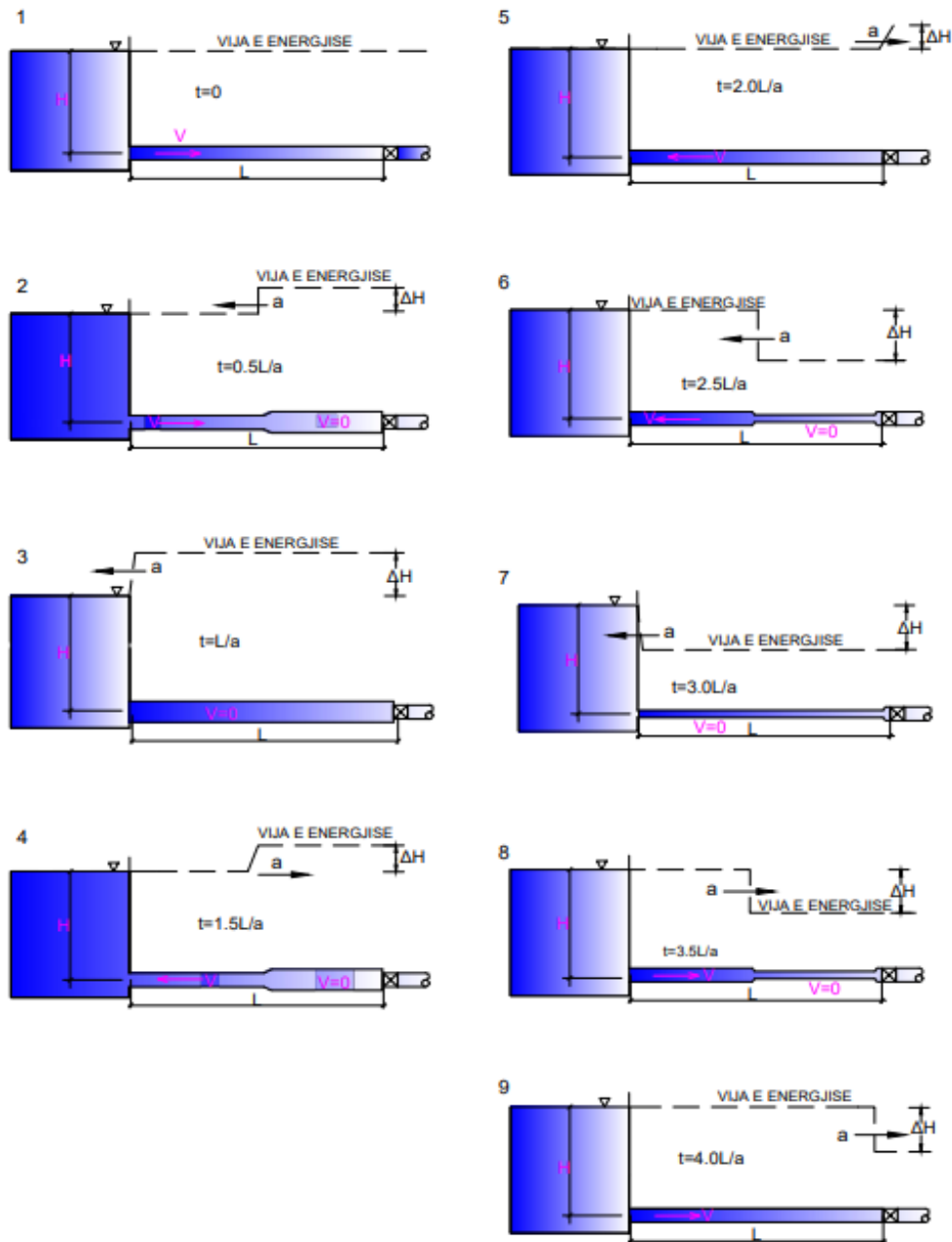
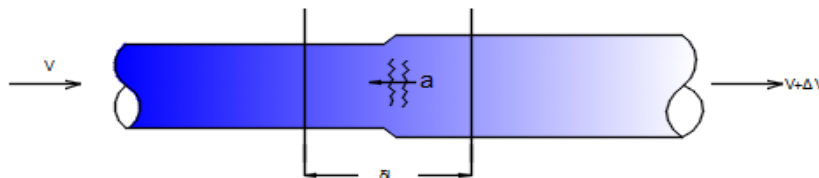
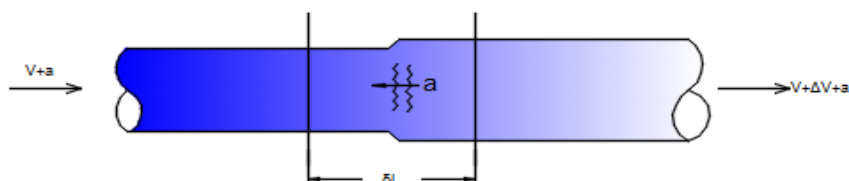


Figure 2-3 Volumi i kontrollit te rrjedhjes se paqendrueshme per analizen e momentit



Meqe jemi ne kushtet e rrjedhjes se paqendrueshme ekuacioni linear i momentit nuk mund te aplikohet. Megjithate nese perdorim nje sistem koordinativ qe leviz nga e djathta ne te majte me shpejtesi a ne do te kemi ne dukje nje rrjedhje te qendrueshme (Figure 2-4).

Figure 2-4 Volumi i kontrollit te rrjedhjes se qendrueshme per analizen e momentit



Dhe ne kete sistem, nga bazat e mekanikes se lengjeve, ne mund te aplikojme ekuacionin linear te momentit per rrjedhjen e qendrueshme nje-dimensionale si me poshte.

$$\sum F_j = (\sum Q\rho v)_d - (\sum Q\rho v)_h \quad (2 - 2)$$

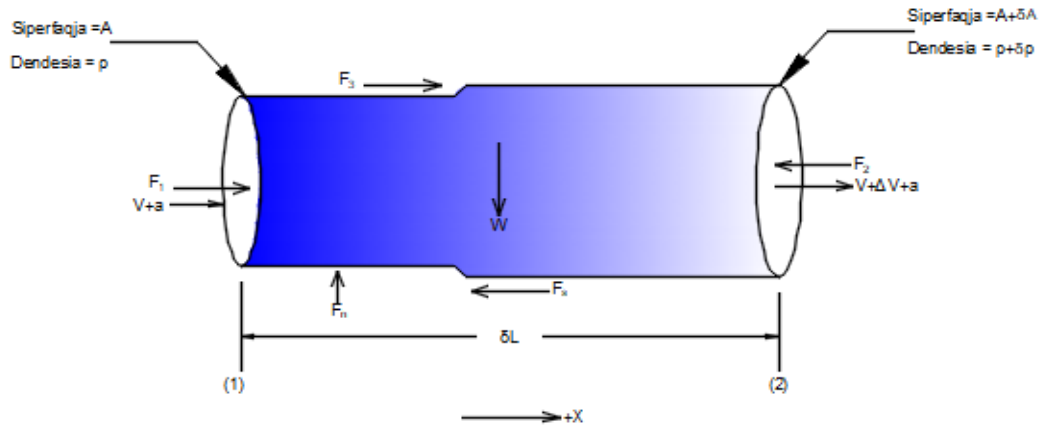
Ku Q eshte prurja, ρ eshte dendesia e lengut, dhe $\sum F_j$ eshte shuma e forcave te jashtme vepruese. Ne kete rast shpejtesia ne seksionin terthor te tubacionit eshte konsideruar uniforme dhe si rezultat koeficienti i korigjimit te momentit eshte marre i barabarte me 1.0.

Rrjedhja eshte konsideruar vetem ne nje drejtim, drejtimin e rrjedhjes ne tubacion. Si rezultat fluksi i momentit hyn dhe del nga volumi elementar δL vetem nepermjet seksioneve terthore te tij dhe per kete mund te shkruajme:

$$(\sum F_j)_x = Q\rho(v_d - v_h) \quad (2 - 3)$$

Ku v_d dhe v_h jane shpejtesite perkatesisht ne hyrje dhe dalje te seksioneve te elementit me gjatesi δL dhe $(\sum F_j)_j$ eshte projeksioni i forcave te jashtme sipas drejtimin te rrjedhjes. Ne figuren me poshte jane paraqitur skematikisht te gjitha forcat qe vepron ne volumin elementar duke pershire prurjet qe hyjne dhe dalin prej tij. Per thjeshtesi te llogaritjeve konturet e volumit elementar me gjatesi δL i konsiderojme si konturet e nje tubacioni me te njejten gjatesi.

Figure 2-5 Forcat qe veprojne ne volumin elementar te rrjedhjes se qendrueshme



Forca e ferkimit te lengut me siperfaqen e brendshme te mureve te tubit eshte ne perpjestim te drejte me gjatesine e tij dhe duke qene se kjo gjatesi e elementit δL eshte shume e vogel mund te neglizhohet pa bere ndonje gabim te madh. Nga ana tjetere, meqenese materiali i tubacionit te perdorur ne praktiken e sistemeve hidraulike eshte relativisht i forte (celik, beton, etj.), deformimi radial i tubit eshte shume i vogel dhe ne kete menyre edhe F_3 eshte e paperfillshme. Ne kete menyre duke zevendesuar te gjitha forcat dhe momentet ne ekuacionin 2 - 2 do te kemi:

$$F_1 - F_2 = Q\rho[(v + \Delta v + a) - (v + a)] = Q\rho[\Delta v] \quad (2 - 4)$$

Ne te cilin:

$$Q\rho = (v + a)A\rho$$

Nga ana tjetere nese presioni ne seksionin (1) eshte p_0 , atehere presionin ne (2) do te ishte $p_0 + \Delta p$, dhe

$$p_0 A - (p_0 + \Delta p)(A + \delta A) = (v + a)A\rho(\Delta v) \quad (2 - 5)$$

Duke kryer veprimet ne ekuacionin e mesiperem, zevendesuar $\Delta p = \gamma \Delta H$ dhe duke ditur qe δA eshte shume e vogel ne krahasim me ΔH , A dhe γ , si dhe duke neglizhuar termat e madhesive te vogla rezulton ne shprehjet e meposhtme:

$$p_0 A - (p_0 + \gamma \Delta H)(A + \delta A) = (v + a)A\rho \Delta v$$

ose

$$p_0 A - (p_0 A + p_0 \delta A + \gamma \Delta H A + \gamma \Delta H \delta A) = (v + a)A\rho \Delta v$$

$$\Rightarrow p_0 A - p_0 A - p_0 \delta A - \gamma \Delta H A - \gamma \Delta H \delta A = (v + a)A\rho \Delta v$$

$$\Rightarrow -\Delta H \gamma A = (v + a) A \rho (\Delta v) \quad (2 - 6)$$

Ky ekuacion mund te shkruhet edhe si:

$$-\Delta H \gamma A = (v + a) A \rho (\Delta v) \quad \Delta H = -\frac{\rho}{\gamma} \Delta v (v + a) \quad (2 - 7)$$

ose

$$\Delta H = -\frac{a \Delta v}{g} \left(1 + \frac{v}{a} \right) \quad (2 - 8)$$

Duke ditur (sic do ta shohim edhe ne seksionet pasardhese) qe shpejtesite e rrjedhjeve ne praktiken e perdorimit te tubacioneve jane te rendit rreth 2 m/s dhe shpejtesite e vales se presionit edhe per tubacionet HDPE jane ne minimumin e tyre mbi 200 m/s, raporti v/a ne ekuacionin (2 - 8) eshte i rendit te 0.01, keshtu qe termi (1+v/a) i tij mund te konsiderohet i barabarte me 1.0 duke reduktuar vleren e shteses se presionit ΔH si me poshte:

$$\Delta H = -\frac{a}{g} \Delta v \quad (2 - 9)$$

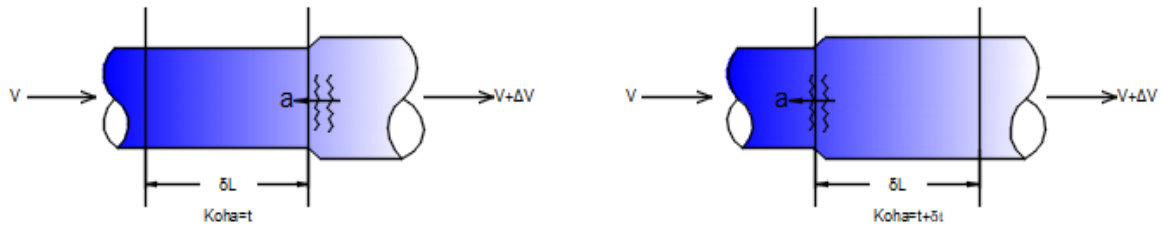
Ky eshte edhe ekuacioni i Zhukovskit, dhene ne seksionin 2.2. Nga ekuacioni (2 - 9) shohim qe presioni shtese ΔH eshte ne perpjestim te drejte me zvogelimin e shpejtesise se rrjedhjes Δv dhe shpejtesine e vales a . Si rezultat nuk mund te llogaritet rritja e presionit per shkak te ndryshimit te shpejtesise pa llogaritjen e shpejtesise se vales se perhapjes se tij. [6]

2.4 Llogaritja e Shpejtesise se Vales ne Tubacionet me Mure te Holle

Llogaritja e shpejtesise se vales se perhapjes se grushtit hidraulik eshte nje procedure e rendesishme ne procesin e analizes se grushtit hidraulik. Per te nxjerre nje ekuacion per llogaritjen e shpejtesise se vales do te perdorim ekuacionin e ruajtjes se mases te aplikuar ne nje volum elementar me gjatesi δL sic u veprua ne seksionin e meparshem. Llogarisim masen e rrjedhjes qe hyn dhe del ne volumin elementar gjate kohes qe i duhet vales te kaloje gjatesine e ketij volumi elementar. Masa hyrese neto barazohet me diferencen e masave ne hyrje me ate ne dalje ose me rritjen e mases se elementit δL duke prodhuar nje ekuacion per shpejtesine e vales a . Akoma supozojme qe nje zvogelim i shpejtesise do te sjelle nje akumulim te mases qe rezervohet ne volumin elementare te marre ne konsiderate.

Per te sqaruar me qarte cfare ndodh ne volumin elementar me gjatesi δL , marrim ne konsiderate pozicionet e vales ne dy momente te kohes, Momentin kur vala sapo arrin seksionin ne hyrje te volumit elementar (koha t) dhe momentin e dyte kur vala sapo e kalon seksionin e daljes se tij (koha t + δt). Ne Figure 2-6 me poshte jane prezantuar dy momentet e marra ne konsiderate me siper.

Figure 2-6 Perhapja e vales se presionit ne dy momente te kohes



Nga sa me siper rezulton qe vala me shpejtesi a pershkon elementin me gjates δL ne kohen δt . Pra tre parametrat jane te lidhura ndermjet tyre nepermjet shprehjes se meposhtme:

$$\delta L = a \delta t$$

2.4.1 Llogaritja e mases se rrjedhjes te akumuluar ne elementin δL

Gjate kohes δt qe i duhet vales per te kaluar plotesisht gjatesine e elementit δL masa e akumuluar ne element llogaritet me diferencen e mases qe hyn me ate qe del nga elementi. Matematikisht shprehet si me poshte:

$$\delta M = vA\rho\delta t - (v + \Delta v)(\rho + \delta\rho)(A + \delta A)\delta t \quad (2 - 10)$$

$$\delta M = vA\rho\delta t - (v\rho + v\delta\rho + \Delta v\rho + \Delta v\delta\rho)(A + \Delta A)\delta t$$

ose

$$\delta M = vA\rho\delta t - (v\rho A\delta t + v\rho\Delta A\delta t + v\delta\rho A\delta t + v\delta\rho\Delta A\delta t + \Delta v\rho A\delta t + \Delta v\rho\Delta A\delta t + \Delta v\delta\rho A\delta t + \Delta v\delta\rho\Delta A\delta t)$$

Duke hapur kllapen dhe duke kryer veprimet me siper si dhe duke injoruar madhesite e vogla (prodhimin e dy ose me shume madhesive te vogla) do te kemi:

$$\delta M = -A\rho\Delta v\delta t \quad (2 - 11)$$

Duke shfrytezuar marredhenien e δt , a dhe δL rezulton:

$$\delta M = -A\rho\Delta v \frac{\delta L}{a} \quad (2 - 12)$$

Masa e mesiperme eshte akumuluar ne volumin elementar pjeserisht nga dy faktore: se pari nga ngjeshja e lengut (rritja e dendesise se tij) dhe se dyti nga zgjerimi i tubacionit, te dyja si rezultat i rritjes se presionit.

Me tej duhet te percaktojme volumeve respektive nga dy faktoret e mesiperme, ngjeshja e lengut dhe zgjerimi i tubit.

2.4.2 Ndryshimi i volumit te lengut si rezultat i ngjeshjes

Per shkak te rritjes se presionit si rezultat i kalimit te vales se presionit te shkaktuar nga nje zvogelim i shpejtesise, volumi i lengut ngjeshet duke rritur dendesine e tij. Nga mekanika e lengjeve dime qe moduli i elasticitetit te mases se lengut eshte raporti ndermjet ndryshimit te presionit ne nje leng me ndryshimin relativ te volumit te tij per shkak te ketij ndryshimi dhe jepet me poshte:

$$E_u = \frac{dp}{dV/V} \quad (2 - 13)$$

Ku E_u eshte moduli i elasticitetit te mases se lengut, ndersa p dhe V jane respektivisht presioni dhe volumi i lengut. Derisa E_u eshte relativisht konstant ne nje diapazon te gjere te ndryshimit te presionit (pa prezence te gazeve ne leng), ne mund te marrim madhesine pambarimisht te vogel dp te barabarte me madhesine e fundme Δp , pra $dp = \Delta p$ nga ku shprehja (2 - 13) merr formen $E_u = \frac{\Delta p}{\delta V/V}$, dhe:

$$\delta V = -\Delta p \frac{V}{E_u} \quad (2 - 14)$$

Ku δV eshte ndryshimi ne volumen e lengut ne volumen e kontrollit qe rezulton nga ndryshimi i presionit me Δp .

2.4.3 Ndryshimi i volumit te lengut per shkak te zgjerimit elastik te tubit

Presioni i rritur per shkak te ndryshimit te shpejtesise se rrjedhjes ne tubacion do te sjelle deformimin radial dhe gjatesor te mureve te tubit duke krijuar me shume hapesine per grumbullimin e lengut. Bazat e mekanikes se materialeve te ngurte japin marredheniet ndermjet deformimeve relative te mureve te tubit ne te dy drejtimet pingule (gjatesore dhe radiale). Nese materiali ka pesuar nje deformim relativ ε_1 ai do te pesoje nje deformim relativ ε_2 ne drejtimin pingul me te parin (me kushtin qe materiali te deformohet lirisht pa shkaktuar sforcime ne ate drejtim) sipas marredhenies $\varepsilon_2 = \mu \varepsilon_1$, ku μ eshte koeficienti i Puasonit. Nese do te kishte nje kufizim per zgjatimin e lire ne secilin drejtim te shkaktuar nga lidhje apo sforcime vepruese, marredhenia do te ishte me e komplikuar. Me poshte po japim ekuacionet qe japin marredheniet sforcim/deformim relativ qe mund te aplikohen ne muret e holle te tubacioneve:

$$\sigma_1 = \frac{\varepsilon_1 + \mu \varepsilon_2}{1 - \mu^2} E \quad \text{ose} \quad \varepsilon_1 = \frac{\sigma_1 - \mu \sigma_2}{E} \quad (2 - 15.a)$$

$$\sigma_2 = \frac{\varepsilon_2 + \mu \varepsilon_1}{1 - \mu^2} E \quad \text{ose} \quad \varepsilon_2 = \frac{\sigma_2 - \mu \sigma_1}{E} \quad (2 - 15.b)$$

Ku σ_1 dhe ε_1 jane sforcimet dhe zgjatimet relative ne drejtimin pergjate aksit te tubit ndersa σ_2 dhe ε_2 jane sforcimet dhe zgjatimet relative ne drejtimin radial dhe E eshte moduli i elasticitetit te materialit te mureve te tubit (perseri supozohet se materiali eshte homogjen dhe izotrop pasi ne te kundert nje analize me komplekse do te duhet te behej).

Perpara se te vazhdojme analizen tone duhet te kemi parasysh qe tubacioni ishte ne gjendje te sforcuar per shkak te presionit te lengut ne gjendjen e qendrueshme dhe ekuacionet (2 – 15.a) dhe (2 – 15.b) mund te shkruhen:

$$\Delta\sigma_1 = \frac{\Delta\varepsilon_1 + \mu\Delta\varepsilon_2}{1 - \mu^2} E \quad \text{ose} \quad \Delta\varepsilon_1 = \frac{\Delta\sigma_1 - \mu\Delta\sigma_2}{E} \quad (2 - 16.a)$$

$$\Delta\sigma_2 = \frac{\Delta\varepsilon_2 + \mu\Delta\varepsilon_1}{1 - \mu^2} E \quad \text{ose} \quad \Delta\varepsilon_2 = \frac{\Delta\sigma_2 - \mu\Delta\sigma_1}{E} \quad (2 - 16.b)$$

Ndryshimi i volumit i shkaktuar nga deformimi radial δD mund te llogaritet:

$$\delta V_r = \pi D \frac{\delta D}{2} \delta L \quad (2 - 17)$$

Meqe $\delta D/D = \Delta\varepsilon_2$ atehere $\pi\delta D = \pi D\Delta\varepsilon_2$ dhe duke i zevendesuar ne (1 – 16) do te kemi

$$\delta V_r = \frac{1}{2} \pi D^2 \delta L \Delta\varepsilon_2 \quad (2 - 18)$$

Ndryshimi i volumit per shkak te deformimit gjatesor eshte:

$$\delta V_1 = \frac{\pi}{4} D^2 \delta L \Delta\varepsilon_1 \quad (2 - 19)$$

Duke kombinuar dy ekuacionet (2 – 18) dhe (2 – 19) do te marrim ndryshimin e volumit total per shkak te deformimit te tubit si me poshte:

$$\delta V = \frac{\pi}{4} D^2 \delta L (\Delta\varepsilon_1 + 2\Delta\varepsilon_2) \quad (2 - 20)$$

Zhvendosim shprehjet per zgjatimet relative me ato te sforcimeve qe shkaktojne zgjatimet. Sforcimet rrethore σ_2 per shkak te presionit p te brendshem ne nje tub jane $\sigma_2 = pD/2e$ dhe sforcimi per shkak te presionit shtese Δp do te jete:

$$\Delta\sigma_2 = \frac{\Delta p D}{2e} \quad (2 - 21)$$

Ku e eshte trashesia e murit te tubit.

Megjithate duhet te nenvizojme qe grushti hidraulik vepron ne tubacion ne menyre dinamike dhe te njejten pergjigje do te kete edhe tubi ndaj veprimit te tij. Si rezultat per nje analize te hollesishme te sjelljes se tubit kundrejt veprimit dinamik te grushtit hidraulik duhet te merren ne konsiderate masa e tubit dhe aksesoreve te instaluar ne tub si dhe bashkimet dhe kufizimet e tubove ne gjatesi. Pra te gjitha efektet e saracineskave dhe aksesoreve krahas mases se tubit duhet te zevendesohen nga ndryshimi i presionit. Dhe me tej keto efekte jane te influencuara nga sjellja elastike e lidhjeve dhe nyjeve bashkuese te tubit. Kjo analize do te ishte shume e komplikuar per ta realizuar. Ne supozojme qe kushtet statike jane te peraferta me sjelljen dinamike te tubacionit e treguar kjo edhe nga rezultatet e testeve eksperimentale. Duke zevendesuar ekuacionin (2 – 21) ne ekuacionin (2 – 16.b) do te kemi:

$$\frac{\Delta p D}{2e} = \frac{\Delta \varepsilon_2 + \mu \Delta \varepsilon_1}{1 - \mu^2} E \quad (2 - 22)$$

Nderkohe qe marredhenia ndermjet sforcimeve rrethore dhe presionit nuk varet nga lidhjet dhe bashkimet e tubacionit, marredhenia e sforcimeve gjatesore dhe zgjatimeve varet nga tipi i ketyre bashkimeve dhe lidhjeve. P.sh nese tubi eshte i ankoruar ne nje skaj dhe i lire per t'u zgjatur ne anen tjetet, sforcimet gjatesore do te jene:

$$\Delta \sigma_1 = \frac{\Delta p D}{4e} \quad (2 - 23)$$

Ne kushte statike, nese tubacioni eshte ankoruar ne te dy skajet duke penguar zgjatimet relative ne te anet, sforcimet do te jene vetem $\Delta \sigma_1 = \mu \Delta \sigma_2$ sepse $\Delta \varepsilon_1 = 0$. Nga ana tjetet nese tubacioni ka kompensatore qe lejojne deformimet gjatesore ne te gjithe gjatesine e tubit atehere $\Delta \sigma_1 = 0$ dhe $\Delta \varepsilon_1$ nuk ka me interes.

Duke ndjekur emertimet e Wylie dhe Streeter (1993), dallojme tre raste te tubacionit te instaluar: [15]

- a) Ankorimi i tubit vetem ne anen e siperme
- b) Ankorim dhe fiksime i tubit ne te dy anet qe nuk lejojne levizje gjatesore te tij
- c) Kompensatore te instaluar ne te gjithe gjatesine e tubacionit (pra lejojne zhvendosjet e tubit ne te dy anet)

Ne praktike eshte e veshtire te konfirmohet se plotesohen ne menyre perfekte kushtet e mesiperme, megjithate mund te themi qe secili rast shtrihet ne nje diapazon te mundesive te identifikuara me siper.

Po shqyrtojme rastin me te zakonshem te instalimit te tubacioneve ne transhe dhe te mbuluara me material per te llogaritur shpejtesine e vales. Kete menyre te instalimit te tubacionit mund ta afrojmë me rastin b) pasi tubacioni nuk mund te zhvendoset sipas gjatesise edhe per shkak te ferkimit ndermjet tubit dhe mbushjes. Njekohesisht ne gjatesi te tubacionit (ne brryla ne plan dhe profil) instalohen blloqe ankorimi per te thithur forcat shtese qe lindin per shkak te kendit te tubacionit.

2.4.4 Llogaritja e shpejtesise se vales per ankorim te plote te tubacionit ne te dy anet

Meqe nuk jane te mundura deformimet gjatesore $\Delta\varepsilon_1 = 0$ dhe ekuacioni (2-16a):

$$\Delta\varepsilon_1 = \frac{\Delta\sigma_1 - \mu\Delta\sigma_2}{E} \quad \text{behët} \quad \Delta\sigma_1 = \mu\Delta\sigma_2 \quad (2 - 24)$$

Dhe ekuacioni (2 - 22) behët:

$$\frac{\Delta p D}{2e} = \frac{\Delta\varepsilon_2}{1 - \mu^2} E \quad (2 - 25)$$

Duke zevendesuar kete ekuacion ne ekuac. (2 - 20): $\delta V = \frac{\pi}{4} D^2 \delta L (\Delta\varepsilon_1 + 2\Delta\varepsilon_2)$ ne vend te $\Delta\varepsilon_2$ jep ndryshimin e volumit total:

$$\delta V = \frac{\pi}{4} D^2 \delta L \left(\frac{1 - \mu^2}{E} \right) \left(\frac{\Delta p D}{e} \right) \quad (2 - 26)$$

Rritja e mases ne volumin e kontrollit ne kohen δt , sipas shprehjes 2 - 12 eshte:

$$\delta M = -A\rho\Delta v \frac{\delta L}{a}$$

Nga ana tjeter rritja e mases llogaritet edhe nga diferenca e mases se volumit te kontrollit pas kalimit te vales me ate para kalimit te saj, si me poshte:

$$\delta M = (\rho + \delta\rho)(A\delta L + \delta V) - \rho A\delta L \quad (2 - 27)$$

Duke barazuar shprehjet ne (2 - 12) dhe (2 - 27) per te njejten rritje te mases ne volumin e kontrollit dhe neglizhuar termat e vogla, do te kemi:

$$\delta\rho A\delta L + \rho\delta V = A\rho\Delta v \frac{\delta L}{a} \quad (2 - 28)$$

Duke patur parasysh qe per nje mase te materialit, nje rritje ne presion shkakton nje zvogelim ne vellim dhe rritje ne dendesi ne raportin qe produkti $\rho V = \text{konstant}$ dhe me tej $V\delta\rho + \rho\delta V = 0$, nga ku:

$$\delta\rho = -\frac{\delta V}{V} \rho \quad (2 - 29)$$

Duke zevendesuar shprehjen e mesiperme ne ekuacionin (2-14)

$$\delta V = -\Delta p \frac{V}{E_u}$$

Do te kemi:

$$\delta \rho = \rho \left(\frac{\Delta p}{E_u} \right) \quad (2 - 30)$$

Duke zëvendësuar Δp me $\gamma \Delta H$ me sipër si dhe duke zëvendësuar atë dhe ekuacionin

$$\Delta V = \frac{\pi}{4} D^2 \delta L \left(\frac{1 - \mu^2}{E} \right) \left(\frac{\Delta p D}{e} \right)$$

ne ekuacionin

$$\delta \rho A \delta L + \rho \delta V = A \rho \Delta v \frac{\delta L}{a}$$

Do te kemi:

$$\gamma \Delta H \left[\frac{1}{E_u} + \left(\frac{1 - \mu^2}{E} \right) \frac{D}{e} \right] = \frac{\Delta v}{a} \quad (2 - 31)$$

Duke zëvendësuar ne shprehjen e mësipërme vlerën e ΔH nga ekuacioni:

$$\Delta H = -\frac{a}{g} \Delta v$$

do te kemi shprehjen e mëposhtme:

$$a^2 \rho \left[\frac{1}{E_u} + \frac{D}{e} \left(\frac{1 - \mu^2}{E} \right) \right] = 1 \quad (2 - 32)$$

Nga ku duke shumëzuar dy anët me E_u nxjerrim a :

$$a = \frac{\sqrt{E_u / \rho}}{\sqrt{1 + \frac{E_u D}{E e} (1 - \mu^2)}} \quad (2 - 33)$$

Rasti i mesiperm i perket tubacionit te ankoruar ne te dy anet, pra qe nuk pranon deformim gjatesor gjate grushtit hidraulik. Kjo shprehje na lejon te llogarisim vleren e shpejtesise se vales se perhapjes se grushtit hidraulik dhe rritjen e presionit per shkak te tij direkt kur ekuacioni (1 – 8) aplikohet. Ndersa per rastin e pergjithshem te instalimit te tubacionit Wylie dhe Streeter (1993) dhane shprehjen e pergjithshme te shpejtesise se vales ne formen e meposhtme: [15]

$$a = \frac{\sqrt{E_u / \rho}}{\sqrt{1 + \frac{E_u D}{E e} (C)}} \quad (2 - 34)$$

ku faktori C jep influencen e menyres se instalimit te tubacionit, qe per rastet praktike te instalimit te tij jepet:

- a) Ankorimi i tubit vetem ne njeran ane: $C = 5/4 - \mu$
- b) Ankorim dhe fiksime i tubit ne te dy anet qe nuk lejojne levizje gjatesore te tij: $C = 1 - \mu^2$, dhe
- c) Kompensatore te instaluar ne te gjithe gjatesine e tubacionit (pra lejojne zhvendosjet e tubit ne te dy anet) $C = 1$.

Meqenese shprehjet e mesiperme u nxoren per rastin e mureve te holle te tubacioneve, ato kane vlere vetem per ato tubacione. Per rastin e tubacioneve me trashesi te mureve me te medha shprehjet e mesiperme duhet te modifikohen.

Nje analize e hollesishme per shkallen e ndikimit te trashesise se tubacionit ne vlerat e shpejtesise se vales do te jepet ne seksionin 2.7 qe vijon.

2.5 Parametrat qe ndikojne ne Shpejtesine e Vales nga Grushti Hidraulik dhe Shkalla e Ndikimit te tyre ne Madhesine e saj

Formula klasike e llogaritjes se shpejtesise se vales nga grushti hidraulik e nxjerre nga analiza e sjelljes elastike te materialeve te tubacioneve ne seksionin 1.4 eshte universale. Perdorimi dhe saktesia e saj varet nga parametrat qe kontribojne ne te dhe vlerat e tyre ne diapazonin e lekundjeve ne varesi te kushteve fizike dhe atmosferike te perdorimit ne praktiken inxhinierike. Meqenese vete formula e llogaritjes se shpejtesise se vales u derivua nga analiza e parametrave elastike, dominuese ne vlerat e saj jane vetite elastike te materialeve me te cilat eshte prodhuar tubacioni dhe gjeometria e seksionit terthor te tij.

Fakti qe ne industrine e ndertimit te linjave te transportimit te ujit po perdoren gjithnje e me shume materiale alternative me materialet klasike te celikut si giza sferoidale, polietilene me dendesi te larte dhe tubacionet me fibra xhami ka nxjerre ne pah nevojten per studimin e sjellejes elastike te tyre nen presion hidrostatik dhe dinamik. Ne kete kuader kemi dhene me poshte parametrat kryesore qe ndikojne direkt ne shpejtesine e vales se shkaktuar nga grushti hidraulik dhe me tej ne vleren e presioneve nga ky fenomen.

2.5.1 Moduli i elasticitetit te materialeve te tubacioneve (E)

Parametri me i rendesishem qe perfshihet dhe influencon ne shkalle te konsiderueshme ne vleren e shpejtesise se perhapjes se vales se grushtit hidraulik ne tubacione eshte moduli i elasticitetit ose moduli i Hukut i materialit te tyre.

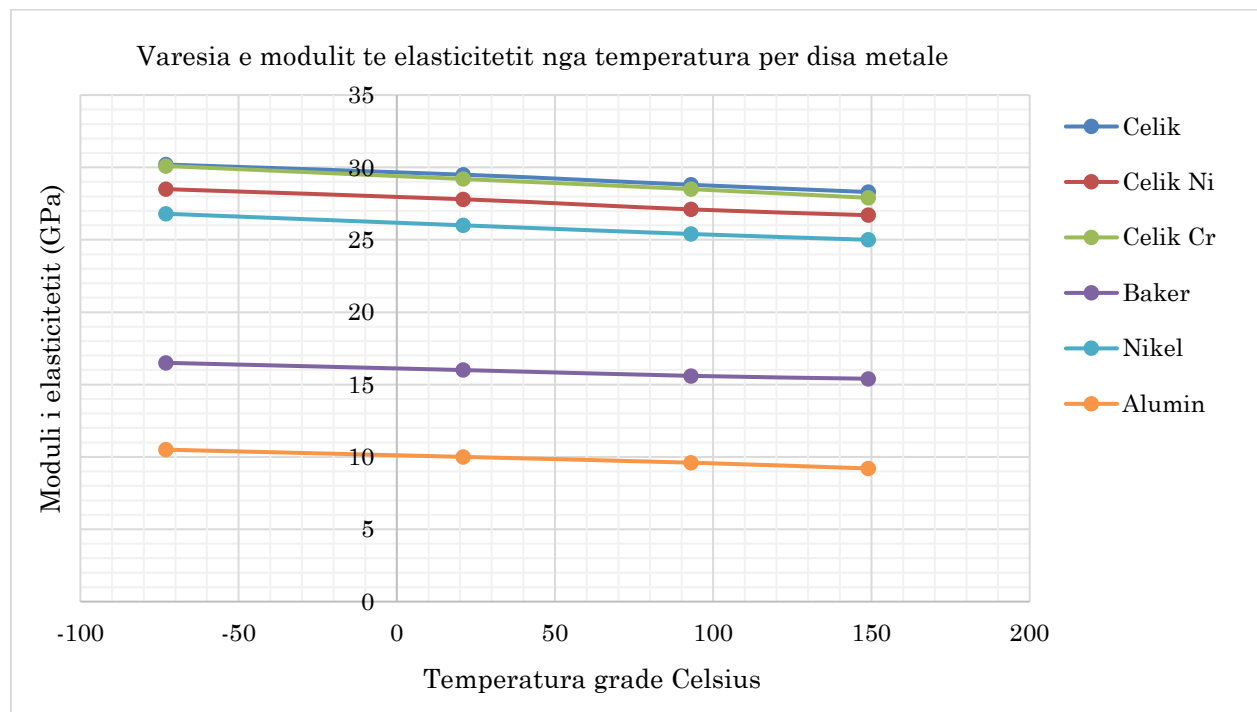
Me poshte po japim nje tablele permbledhese (Table 2-1) per vlerat e moduleve te elasticitetit dhe koeficienteve te Puasonit per nje game te gjere materialesh te perdorur ne praktike.

Table 2-1 Tabele permbledhese e modulit te elasticitetit dhe koeficientit te Puasonit per materialet me te perdorshme ne tubacione

Materiali i Tubacionit	E (N/m ²)	Koef. Puasonit
Celik	(2.0-2.2) x 10 ¹¹	0.29
Inoks	2.0 x 10 ¹¹	0.29
Gize	(0.44-1.2) x 10 ¹¹	0.211
Gize sferoidale	1.7 x 10 ¹¹	0.29
HDPE100	7.6 x 10 ⁸	0.46
PVC	(2.4-4.0) x 10 ⁹	0.40
GRP	(7.2-8.5) x 10 ¹⁰	0.22
Baker	(1.1-1.38) x 10 ¹¹	0.34
Alumin	7.3 x 10 ¹⁰	0.33
Beton (C16/20-C35/45)	(2.86-3.41) x 10 ¹⁰	0.20

Ne tubacionet metalike ne pergjithesi moduli i elasticitetit nuk ndryshon shume me temperaturen ne kufijte praktike te kushteve te operimit te tyre. Nga studimi i varesise se ketij parametri nga temperatura per celikun, me te cilin prodhohen tubacionet me perdorim te gjere ne transportimin e ujit, rezulton qe ne diapazonin e temperaturave -70°C – +150°C, moduli i elasticitetit zvogelohet me vetem 0.03% per cdo grade te rritur dhe ky ndryshim eshte pothuajse linear. Nje studim i tille eshte bere per nje seri metalesh dhe rezulton pothuajse e njejta ligjese e ndryshimit te modulit te elasticitetit. Rezultatet e studimit jane prezantuar ne Figure 2-7 me poshte, ndersa tabelat llogaritese ne Shtojcen nr.1 bashkangjitur.

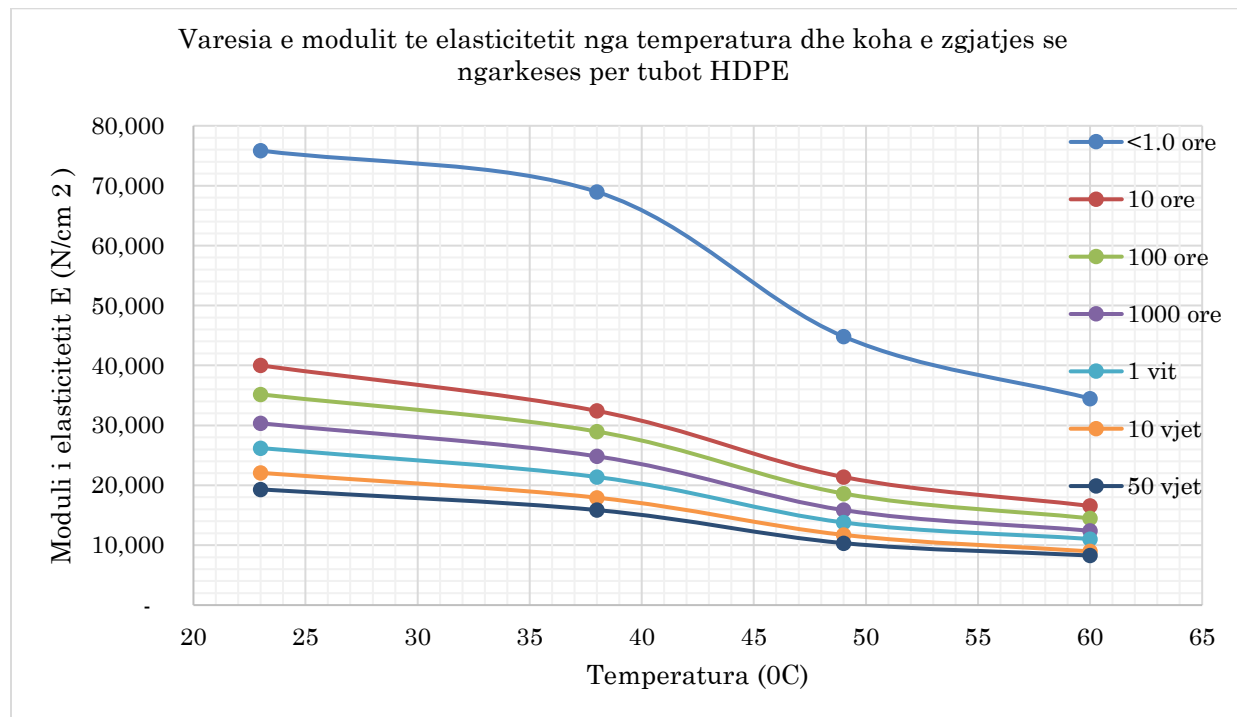
Figure 2-7 Varesia e modulit te elasticitetit nga temperatura per disa metale



Nga grafiku i mesiperem tregohet qarte qe moduli i elasticiteti te tubove ndryshon ne shkalle te konsiderueshme ne varesi te tipit te materialit me te cilin eshte prodhuar tubacioni. Me te larte e ka celiku ne rendin e 30 Gpa, ndersa me te ulet nga metalet e marre ne studim e ka Alumini ne rendin e 10 GPa. Nga ana tjeter ajo qe eshte e rendesishme per tubacionet metalike eshte fakti qe moduli i elasticitetit ne diapazonin e temperaturave te tubacioneve te ujit te rendit -10°C deri ne 40°C mbetet pothuaj konstant.

Per tubacionet te prodhuar me materiale visko-elastik, si Polietileni me densitet te larte HDPE, moduli i elasticitetit nuk eshte konstant dhe ndryshon me lekundjet e temperaturave. Me rritjen e temperaturave moduli i elasticitetit zvogelohet dhe me uljet e temperaturave ai rritet. Ndryshimi i modulit te elasticitetit per cdo grade te rritjes se temperatures per diapazonin e temperaturave praktike te operimit eshte rreth (1.5–1.6) %. Nga ana tjeter moduli i elasticitetit zvogelohet ne menyre te konsiderueshme me rritjen e kohes se qendrimit nen ngarkese te tubacionit. Ky ndryshim eshte i theksuar ne periudhen e pare te ngarkimit te tubit me presion. Pas nje kohe prej 10 oresh nen ngarkese presioni, intensiteti i uljes se modulit te elasticitetit zvogelohet duke mbetur pothuaj konstant per nje periudhe mbi 50 vjecare. Ndryshimi i modulit te elasticitetit per temperaturen 23°C te tubit HDPE per kohe qendrimi nen ngarkese prej 1 ore me ate te 50 viteve eshte rreth 75 %. Duhet te nenvizojme edhe nje fakt tjeter ne lidhje me kohen e qendrimit nen ngarkese te tubit HDPE pasi ne intensitetin e ndryshimit te modulit te elasticitetit ndikon edhe vlera e presionit me te cilin ngarkohet tubacioni. Ne analizen e bere presioni i ngarkimit te tubit eshte rreth 4.5 Bar. Ne Figure 2-8 eshte prezantuar varesia e modulit te elasticitetit nga temperatura dhe koha e qendrimit nen presion te tubit.

Figure 2-8 Varesia e modulit te elasticitetit nga temperatura dhe koha e zgjatjes se ngarkimit me presion



2.5.2 Moduli i elasticitetit te ujit qe transportohet nga tubacionet E_u

Moduli i elasticitetit te ujit ose ne pergjithesi lengut qe transportohet nepermjet tubacioneve varet nga temperatura. Meqenese moduli i elasticitetit te lengut eshte pjese e rendesishme kontribuese e ekuacionit te shpejtesise se vales se perhapjes se grushtit hidraulik, analiza dhe percaktimi i sakte i tij ndikon ne saktesine e llogaritjes se vete madhesise se grushtit hidraulik.

Temperatura ndikon ne vlerat e modulit te elasticitetit te lengut dhe si rrjedhim ne shpejtesine e perhapjes se zerit ne leng. Ne Table 2-2 qe vijon jane dhene vlerat e modulit te elasticitetit, dhe shpejtesite e perhapjes se zerit ne masen e lengut.

Table 2-2 Vlerat e peraferta te modulit te elasticitetit dhe dendesise se ujit dhe disa lengjeve si dhe shpejtesite e zerit

Lengu	E (N/m ²)	ρ (kg/m ³)	a (m/s)
Uji ne 0°C	1.89 x 10 ⁹	1,000	1,375
Uji ne 10°C	1.96 x 10 ⁹	1,000	1,400
Uji ne 20°C	2.03 x 10 ⁹	998	1,426
Uji ne 40°C	2.18 x 10 ⁹	992	1,482
Uji deti ne 0°C (3.5% kripe)	2.04 x 10 ⁹	1,028	1,408
Vajguri	1.30 x 10 ⁹	670-760	1,307-1,393

Naftë	1.50 x 10 ⁹	830-840	1,336-1,344
Vajrat	(1.1-1.6) x 10 ⁹	855-963	1,134-1,288

Duhet të kemi parasysh që vlera e modulit të elasticitetit të ujit ndryshon në mënyrë drastike nëse në masën e lëngut ekzistojnë ajër i lirë ose gaz dhe si rezultat ndryshon edhe vlera e shpejtesisë së valës së grushtit hidraulik. Mëqenëse percaktimi sasior i masës së ajrit të lirë ose gazit në ujë është i vështirë, në praktikën e projektimit vlera e modulit të elasticitetit të ujit E_u merret në vlerën pa praninë e tyre. Në këtë rast, vlera e modulit të elasticitetit të ujit pa praninë e ajrit ose gazeve, është më e madhe dhe rrjedhimisht shpejtesia e valës do të rezultojë më e madhe se në realitet dhe kështu vlera e llogaritur e presionit nga grushti hidraulik është më e madhe.

2.5.3 Diametri i tubacionit D

Diametri i tubacionit është pjesë kontribuese e ekuacionit të shpejtesisë së perhapjes së grushtit hidraulik. Megjithatë, diametri i tubacionit është prezent edhe në dy ekuacionet bazë për zgjidhjen e problemit të grushtit hidraulik në termat që shprehin humbjet e presionit si dhe format e modifikuara të këtyre ekuacioneve, kështu që vlera e tij është e rëndësishme për llogaritjet. Për sistemet transportuese të ujit jo-rrethore, vlera e diametrit do të percaktohet nga kushti që sipërfaqja e gjalle e rrjedhjes duhet të mbetet konstante. Kështu nëse sipërfaqja e seksionit tërthor e rrjedhjes është A , atëherë diametri ekuivalent i këtij seksioni do të jetë:

$$A = \pi D^2/4$$

ku

$$D = \sqrt{\frac{4A}{\pi}}$$

Ndërsa kur tubacioni përbehet nga tubo me diametra që ndryshojnë pak nga njëri tjetri, diametri ekuivalent i sistemit të tubacionit mund të shprehet me:

$$D = \sqrt{\frac{\sum_i l_i}{\sum_i \frac{l_i}{D_i^2}}}$$

Shkalla e ndikimit direkt të diametrit në ekuacionin e shpejtesisë së valës është prezantuar në Figure 2-10 duke treguar që shpejtesia e valës zvogëlohet me rritjen e diametrit të tubit dhe rritet me zvogëlimin e tij.

Ndërsa ndikimi i diametrit në formulat e llogaritjes së grushtit hidraulik do të jepet në seksionet në vijim.

2.5.4 Ndikimi i spesorit të mureve të tubit në vlerat e modulit të elasticitetit e

Spesori i mureve të tubit ndikon në mënyrë të konsiderueshme në shpejtesinë e përhapjes së vales nga grushti hidraulik. Megjithatë kjo është me evidente në tubacionet metalike por jo aq shumë në tubacionet të prodhuar me material visko-elastik. Në tubacionet visko-elastik efekti i rritjes së spesorit të mureve të tubit në ekuacionin e shpejtesisë së vales nga grushti hidraulik është zbutur nga rritja e diametrit dhe presionit të tubit të prodhuar. Në këto mënyrë raporti D/e mbetet pothuaj konstant. Ndikimi i spesorit të tubit në shpejtesinë e vales së përhapjes së grushtit hidraulik do të prezantohet në seksionet në vijim së bashku me parametrat e tjera të marre në analizë.

2.5.5 Shkalla e ndikimit të mënyrës së instalimit të tubacionit - Koeficienti i Puasonit μ

Koeficienti i Puasonit ndikon në vlerën e shpejtesisë së vales nëpërmjet koeficientit C në ekuacionin e llogaritjes. Në vetvete koeficienti C në ekuacion përfaqëson mundësitë e tubacionit për t'u deformuar në drejtimin gjatësor të tij. Tubacionet e celikut dhe HDPE saldohen koke me koke dhe njëkohësisht shoqërohen në gjatësi në brryla (plan dhe profil) me ndërtimin e ankerave për të thithur ngarkesat e lindura nga presioni i brendshëm në to. Këto ankerat pengojnë deformimin gjatësor të tubit në njërën anë apo të dyja sipas rastit konkret. Ndërsa tubacionet e Gizes dhe GRP janë të pajisur me gota në njërën anë dhe koke në anën tjetër. Koka e tubove futet në gotën e tubit pasardhës duke u hermetizuar nëpërmjet gomave speciale. Në këto mënyrë tubot janë të lirë të deformohen në gjatësi. Si pjesë të vecanta të këtyre sistemeve të tubacioneve janë brrylat, Ti, etj., të cilët fiksohen në ankerat betoni dhe tubot në secilin anë të tij instalohen me sistemin koke-gote. Në këto mënyrë vetëm brryli është i fiksuar në anker ndërsa tubacionet poshtë dhe sipër tij deformohen lirisht.

Nga sa më sipër koeficienti C në ekuacionin e shpejtesisë së vales së grushtit hidraulik ka vlerë të vecanta për secilin nga rastet e instalimit të tubacioneve që mund të përmbledhim me poshtë:

- Tubacionet e celikut dhe HDPE
 - Ankorimi i tubit vetëm në njërën anë: $C = 5/4 - \mu$
 - Ankorim dhe fiksime të tubit në të dy anët që nuk lejojnë lëvizje gjatësore të tij: $C = 1 - \mu^2$, dhe
 - Kompensatore të instaluar në të gjithë gjatësinë e tubacionit (pra lejojnë zhvendosjet e tubit në të dy anët) $C = 1$.
- Tubacionet e gizes dhe GRP
 - Koeficienti $C = 1$ për të gjithë rastet kur instalimi bëhet koke-gote, dhe
 - $C = 5/4 - \mu$ kur njëra anë e tubit është e instaluar nëpërmjet flanaxhave dhe bulonave
 - $C = 1 - \mu^2$ kur tubi instalohet me flanaxha dhe bulona në të dy anët (kjo ndodh rrallë dhe gjatësia e tubit është sa standarti i prodhimit të tij).

Duhet te merret parasysh fakti qe per tubacionet ne kanale te mbuluar rolin e ankerave edhe nese ato nuk ekzistojne e luan ferkimi i siperfaqes se jashtme te tubit me materialin mbushes. Ekzistenca e ferkimit nuk e lejon ose e kufizon deformimin ne gjatesi te tubit dhe si rrjedhim vlere e C per tubacionet ne kanale te mbuluar merret $1 - \mu^2$. Ne Table 2-1 jane dhene koeficientet e Puasonit per tubacionet me materialet me te perdorshme ne praktike.

2.6 Llogaritja e Shpejtesise se Perhapjes se Grushtit Hidraulik ne Tubo me Mure te Holle dhe te prodhuar me Materiale te Ndryshme

Shpejtesite e perhapjes se valeve te grushtit hidraulik jane llogaritur per tubacione te prodhuar nga 4 materiale te ndryshme: Celik, Gize sferoidale, HDPE100 dhe GRP. Parametrat per keto materiale dhe dimensionet e tubacioneve jane gjeneruar nga kataloge te ndryshem te prodhimeve komerciale te tubacioneve dhe shpejtesite e vales jane llogaritur per secilin diameter dhe presion.

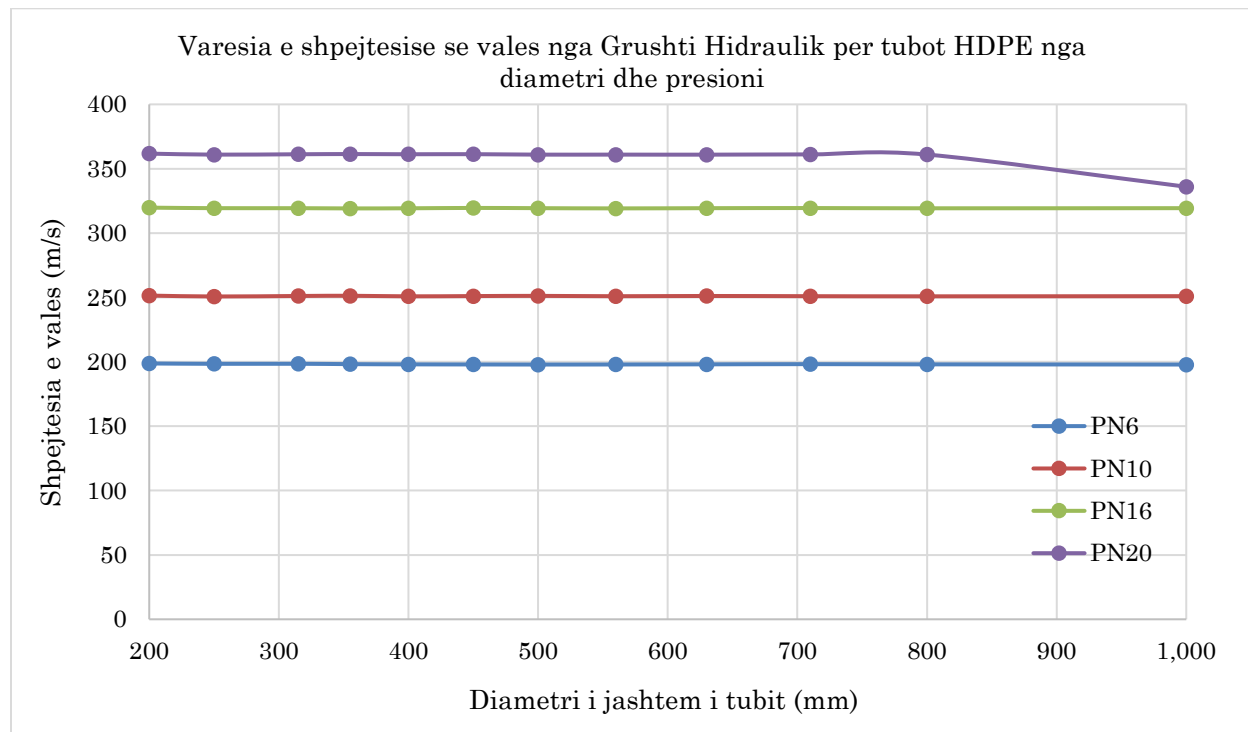
2.6.1 Shpejtesia e perhapjes se vales nga grushti hidraulik ne tubacionet Polietilen me densitet te larte

Tubacionet Polietilen jane prodhuar me klasa te ndryshme te dendesise qe nga vitet 50', duke filluar nga ato me densitet te ulet, te mesem dhe te larte. Ne do te marrim ne konsiderate ne keto llogaritje klasen e tubove polietilen qe perdoren gjeresisht ne projektet e transportimit te ujit, HDPE 100. Per keto tubacione jane marre ne konsiderate parametrat e meposhtem per llogaritjen e shpejtesive te vales nga grushti hidraulik:

- Moduli i elasticitetit te ujit ($2.03 \times 10^9 \text{ N/m}^2$)
- Densiteti i ujit ρ (998 kg/m^3)
- Moduli i elasticitetit te materialit te tubit E ($7.59 \times 10^8 \text{ N/m}^2$)
- Diametri i brendshem i tubit per diameter te jashtem $OD = 200, 250, 315, 355, 400, 450, 500, 560, 630, 710, 800$ dhe $1,000$ (mm)
- Spesori i mureve te tubove e (mm) per diametrat e mesiperme dhe presione: 6, 10, 16 dhe 20 bar
- Koeficienti C qe kushtezohet nga liria e tubacionit per tu deformuar ne drejtimin gjatesor per tubot HDPE ne kanale te mbuluar: $C = 1 - \mu^2$ dhe $\mu = 0.46$.

Rezultatet e llogaritjeve te shpejtesise se vales se perhapjes se grushtit hidraulik ne tubacionet HDPE100 jane prezantuar ne figuren e meposhtme.

Figure 2-9 Shpejtesia e vales se grushtit hidraulik kundrejt diametrit dhe presionit te tubove HDPE100



Nga grafiket e mesiperem konkludojme qe shpejtesia e perhapjes se grushtit hidraulik ne tubacionet HDPE100 nuk varet nga diametri i tubacionit. Kjo sic duket per shkak se rritja e spesorit te tubit per rritje te diametrit nuk e ndryshon raportin e diametrit me spesorin (D/e). Ndersa shpejtesia e vales rritet me rritjen e presionit. Eshte e qarte qe edhe ne kete rast shkakut eshte raporti i diametrit me spesorin i cili ne kete rast rritet edhe per shkak te rritjes se presionit pervec rritjes per shkak te rritjes se diametrit.

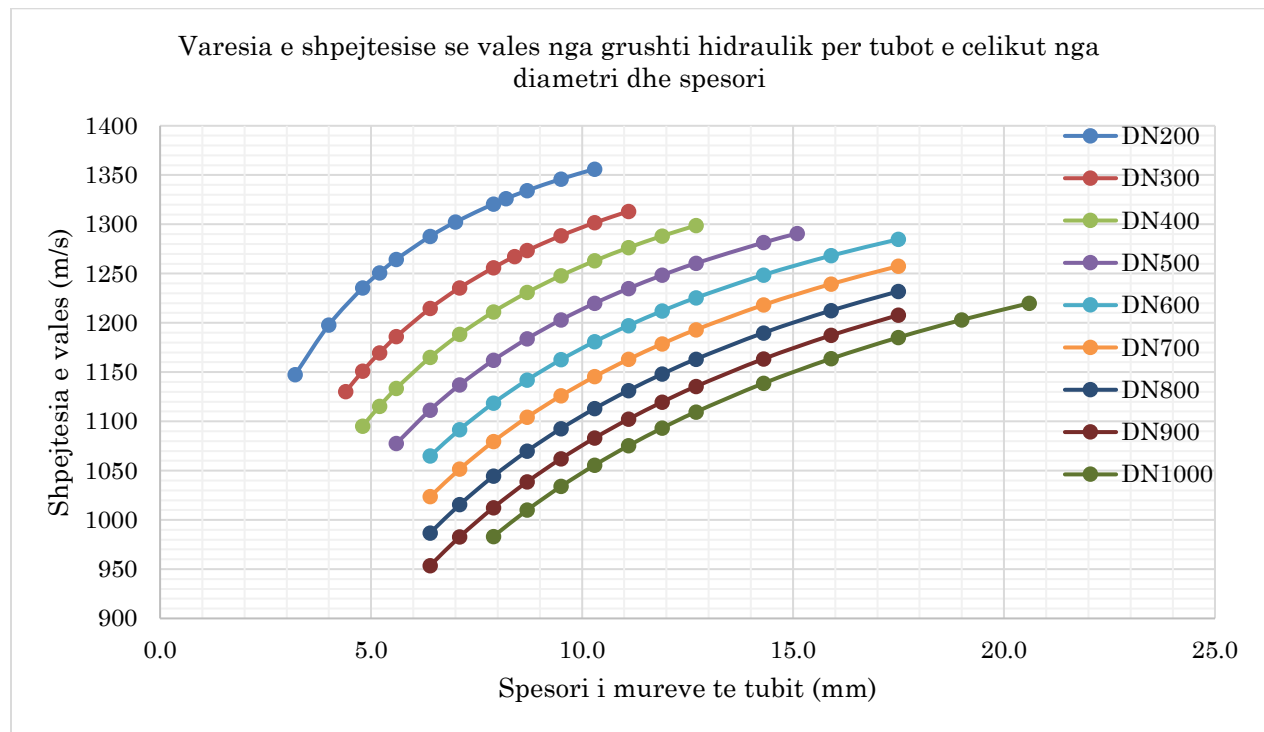
Shpejtesia e perhapjes se vales nga grushti hidraulik ne tubacionet prej celiku

Per tubacionet prej celiku jane marre ne konsiderate parametrat e meposhtem per llogaritjen e shpejtesive te vales nga grushti hidraulik:

- Moduli i elasticitetit te ujit ($2.03 \times 10^9 \text{ N/m}^2$)
- Densiteti i ujit ρ (998 kg/m^3)
- Moduli i elasticitetit te materialit te tubit E ($2.0 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$)
- Diametri i brendshem i tubit per diameter DN = 219, 323.8, 406.4, 508, 609.6, 711.2, 812.8, 914.4, 1016 (mm)
- Spesori i mureve te tubove e (mm) per diametrat e mesiperem
- Koeficienti C qe kushtezohet nga liria e tubacionit per tu deformuar ne drejtimin gjatesor per tubot prej celiku ne kanale te mbuluar: $C = 1 - \mu^2$ dhe $\mu = 0.29$.

Rezultatet e llogaritjeve te shpejtesise se vales se perhapjes se grushtit hidraulik ne tubacionet prej celiku jane prezantuar ne Figure 2-10.

Figure 2-10 Shpejtesia e vales se grushtit hidraulik kundrejt diametrit dhe spesorit te tubove prej celiku



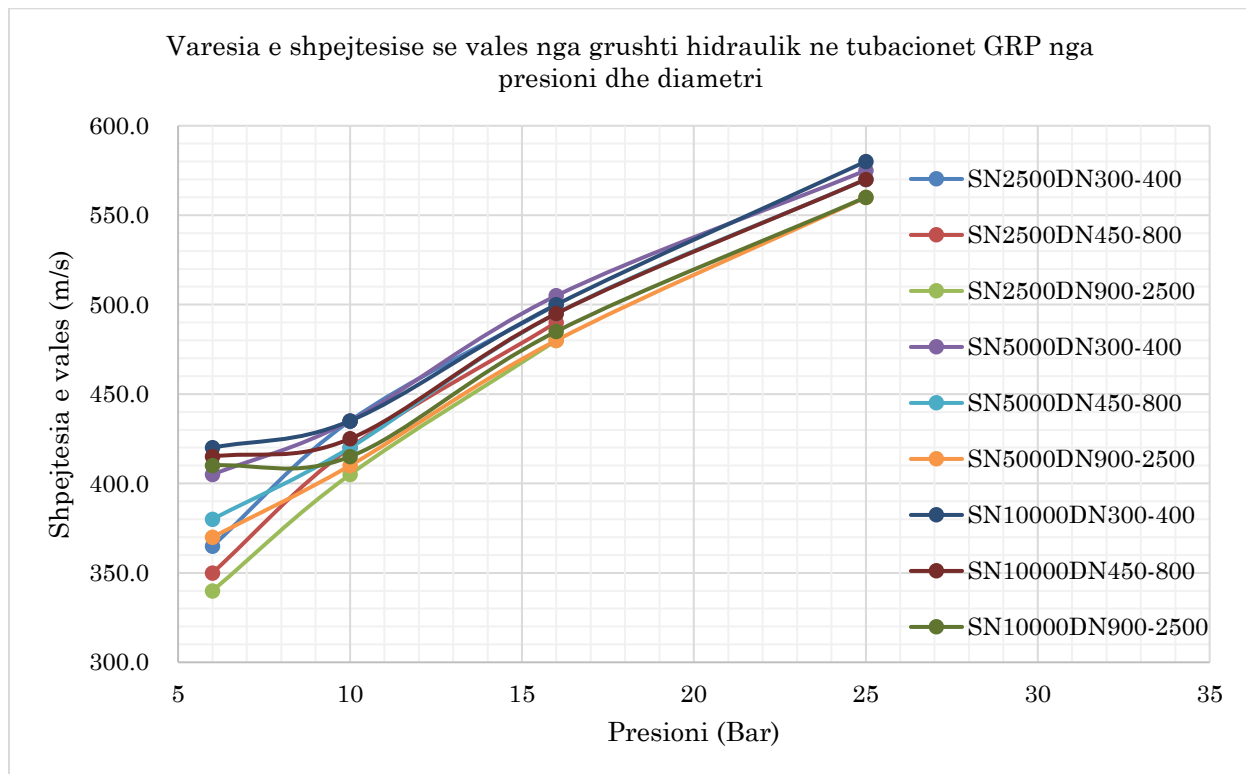
Rezultatet e llogaritjeve te shpejtesese se vales ne tubot prej celiku tregojne qe:

- Shpejtesia e perhapjes se vales ne tubot prej celiku lekundet ndermjet 950 dhe 1,356 m/s, ne tubot me diameter te vogel ky diapazon zvogelohet ndermjet 1,150 dhe 1,350 m/s
- Me rritjen e spesorit shpejtesia e vales rritet per diameter te njejte. Kjo eshte e kuptueshme pasi raporti D/e zvogelohet.

2.6.2 Shpejtesia e perhapjes se vales nga grushti hidraulik ne tubacionet GRP

Per tubacionet GRP problemi nderlikohet. Tubot GRP prodhohen me shtangesi te ndryshme. Tre vlera te shtangesise jane perdorur per te prodhuar tubacionet GRP, SN2,500, SN5,000 dhe SN10,000. Megjithate ky proces eshte ne zhvillim e siper per te permiresuar parametrat e shtangesise se ketyre tubove. Shpejtesite e perhapjes se vales ne tubot GRP jane llogaritur nga prodhuesi dhe prezantuar nga Katalogu i Sistemeve te Tubove Flowtite (Flowtite Pipe Sistem). Vlerat e marra per shpejtesite e vales per diametra dhe shtangesi te ndryshme jane prezantuar ne figuren e meposhtme.

Figure 2-11 Shpejtësia e vales se grushtit hidraulik kundrejt diametrit, shtangesise dhe presionit te tubove GRP



Rezultatet e llogaritjeve të shpejtësive të vales në tubot GRP tregojnë që:

- Shpejtësia e përhapjes së vales në tubot GRP lëkundet ndërmjet 350 dhe 580 m/s
- Ndryshimi i shtangesisë dhe diametrit nuk ndikojnë shumë në shpejtësinë e përhapjes së vales
- Shpejtësia e përhapjes së vales rritet me rritjen e presionit të tubove

2.6.3 Shpejtësia e përhapjes së vales nga grushti hidraulik në tubacionet prej Gize sferoidale

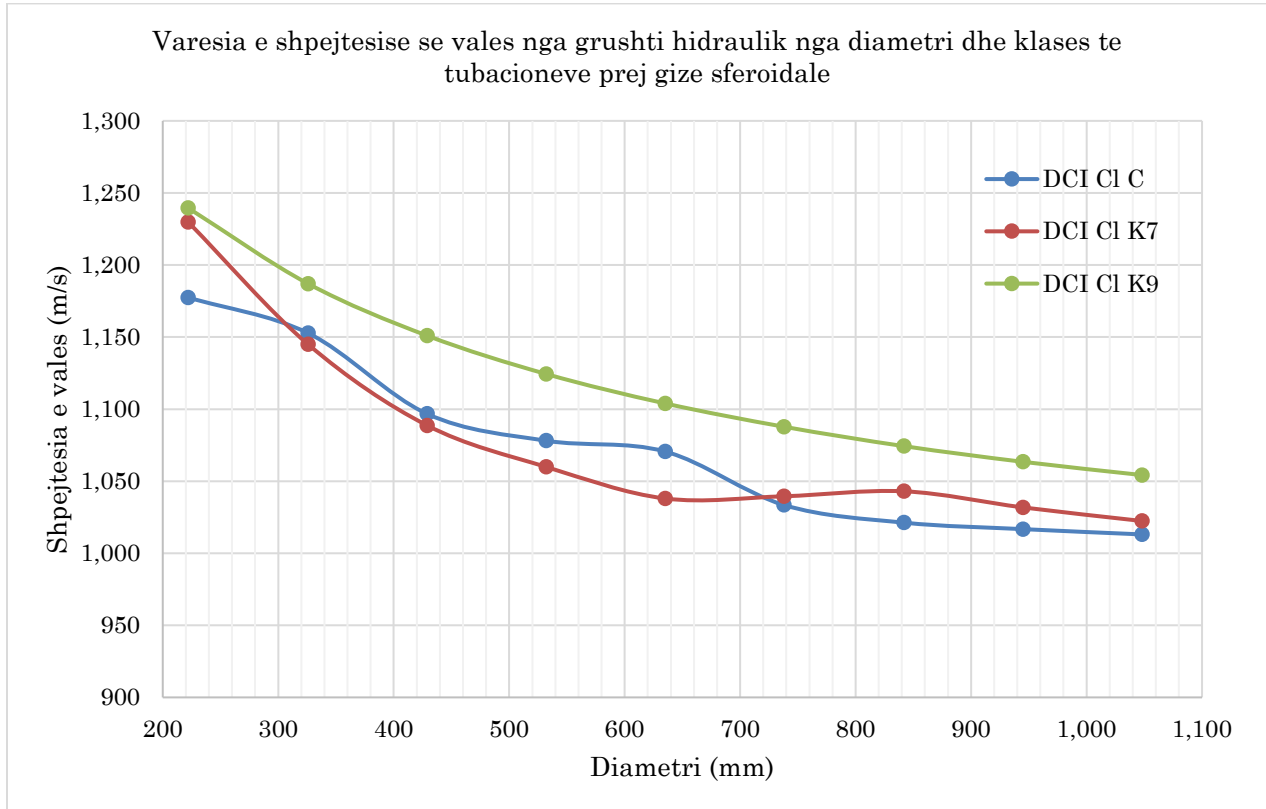
Për tubacionet prej Gize sferoidale janë marrë në konsideratë parametrat e mëposhtem për llogaritjen e shpejtësive të vales nga grushti hidraulik:

- Moduli i elasticitetit të ujit ($2.03 \times 10^9 \text{ N/m}^2$)
- Densiteti i ujit ρ (998 kg/m^3)
- Moduli i elasticitetit të materialit të tubit E ($1.7 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$)
- Diametri i brendshëm i tubit për diameter OD = 222, 326, 429, 532, 635, 738, 842, 945, 1048 (mm)
- Spesori i mureve të tubove e (mm) për diametrat e mesiperm
- Koeficienti C që kushtëzohet nga liria e tubacionit për të deformuar në drejtimin gjatësor për tubot prej Gize sferoidale është marrë $C = 1$ duke marrë në konsideratë që instalimi i tyre bëhet koke-gote me liri të zhvendosjeve gjatësore. Fakti që tubot

prej Gize jane te instaluar ne kanale te mbuluar, per shkak te gjatesise se shkurter te tyre nuk mund te mendohet qe ferkimi me materialin mbushes do te pengonin zhvendosjet gjatesore te tij.

Rezultatet e llogaritjeve te shpejtesise se vales se perhapjes se grushtit hidraulik ne tubacionet prej Gize sferoidale jane prezantuar ne Figure 2-12.

Figure 2-12 Shpejtesia e vales se grushtit hidraulik kundrejt diametrit dhe klases se tubove prej Gize sferoidale



Rezultatet e llogaritjeve te shpejtesese se vales ne tubot prej celiku tregojne qe:

- Shpejtesia e perhapjes se vales ne tubot prej Gize sferoidale lekundet ndermjet 1,000 dhe 1,250 m/s
- Shpejtesia e vales zvogelohet me rritjen e diametrit te tubit dhe rritet me zvogelimin e tij
- Shpejtesia e vales ndryshon pak ne varesi te klases se tubit

2.7 Nje Menyre Alternative per Llogaritjen e Shpejtesise se Vales ne Tubacionet Elastike

Ne seksionin 1.4.2 eshte percaktuar shpejtesia e perhapjes se vales se presionit nga grushti hidraulik si me poshte:

$$a = \frac{\sqrt{E_u / \rho}}{\sqrt{1 + \frac{E_u D}{E e}(C)}}$$

Ku faktori C jep influencen e menyres se instalimit te tubacionit.

Ne fakt faktori C percakton ne nje fare menyre shkallen e lirise per deformim te tubacionit qe ne vetvete percaktohet nga vetite elastike te materialit te tij.

Formula e mesiperme eshte nxjerre per tubacionet me mure te holle. Eshte i mirenjohur fakti qe shpejtesia e vales nga grushti hidraulik ne nje tubacion zvogelohet nese tubi eshte elastik dhe qe zvogelimi varet nga madhesia e tubit, vetite e tij elastike dhe menyra e instalimit. Nga studimi i literatures per kete ceshtje del ne pah qe shkalla e ketij zvogelimi ne autore te ndryshem eshte i ndryshem. [17]-[25] Diferencat rrjedhin per dy arsye kryesore. Ne disa prej tyre trajtimi i kesaj ceshtje eshte i percipite dhe me gabime te dukshme ndersa disa te tjere ne mungesen e qartesis se ne dhenien e supozimeve qe behen per nxjerrjen e shprehjeve per shpejtesine.

Megjithese ndryshimet ne percaktimin e shpejtesive nuk jane te medha (dhe per kete arsye ndoshta nuk eshte terhequr vemendja ne kete problem) qellimi i trajtimit te kesaj ceshtje ne kete punim eshte saktesimi dhe unifikimi i perdorimit te shprehjes per shpejtesine e vales ne tubacionet me veti elastike te ndryshme.

Jane trajtuar ne kete punim disa raste praktike dhe rezultatet krahasuar me tej me disa nga literaturat e studjuara dhe me kete shpresohet qe te eliminohen disa konfuzione qe mund te lindin per kete ceshtje.

Nga ana tjeter nje trajtim me i detajuar i ndikimit te vetive elastike ne shpejtesine e vales se grushtit hidraulik lind nga nevoja per percaktimin e kesaj shpejtesie per tubacionet me mure te trashe meqenese menyra dhe shkalla e deformimit te tubacioneve me mure te trashe ndryshon nga ajo me mure te holle e dhene me siper. Nje perpjekje e tille eshte bere nga A.R. Halliwell [16], trajtimin e te cilit po e permbledhim me poshte ne forme te pershtatur. Metoda e perdorur dhe rezultatet e tij jane te njejta me ato te teorise elastike te grushtit hidraulik te dhena me siper por ndryshimi eshte forma e prezantimit te ndikimit te cilesive deformuese elastike te tubacioneve me mure te trasha.

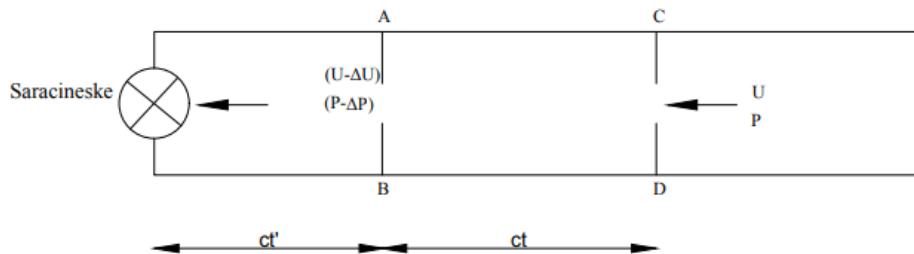
Nje shembull tjeter i konfuzionit ne dhenien e shprehjes per shpejtesine e vales eshte kur trajtohet kjo ceshtje per tunelet e veshur ne formacione shkembore. Ne disa tekste te Mekanikes se Fluideve dhe te Hidraulikes Inxhnierike, shprehja per shpejtesine e vales nuk permban koeficientin e Puasonit duke nenkuptuar qe nuk varet prej tij, nga ana tjeter ne po te njejtet tekste [25], shprehja per shpejtesine e vales neper tunele me veshje dyfishe (veshje metalike dhe mbushje me beton) nenkupton qe ky koeficient ka efekt ne kete shpejtesi.

Duke patur parasysh qe ne pergjithesi muret e trashe te tubacioneve jane ato te tuneleve me presion te HEC-eve, llogaritjet e sakta te shpejtesive te perhapjes se valeve ne to merr nje rendesi te vecante.

2.7.1 Llogaritja e shpejtesise se vales per tubacionet elastike

Ne Figure 2-13 jepet nje tubacion me seksion terthor A ne te cilin lengu leviz me shpejtesi v , presion P dhe densitet ρ .

Figure 2-13 Skema e llogaritjes se shpejtesise se vales ne tubacionet me mure te trashe



Ne nje moment te shkurter kohe saracineska ne fund te tubit mbyllet pjeserisht duke zvogeluar prurjen qe kalon nepermjet saj nga Av ne $A(v-\Delta v)$, Kjo do te shkaktoje nje rritje, ΔP , ne presionin e lengut ne te gjithe shtresen e holle ngjitur me saracinesken. Rritja ne presion (dhe zvogelimi korespondues ne shpejtesi) do te trasnferohet ne shtresen ngjitur me te paren, dhe keshtu me radhe vala e presionit do te udhetoje neper leng me shpejtesi c . Rritja e presionit me ΔP do te shkaktoje ne pergjithesi zgjerimin e siperfaqes se seksionit terthor nga A ne A' . Keshtu pas kohes t' lengu ndermjet saracineskes dhe seksionit AB do te kete presionin $P + \Delta P$ dhe nje shpejtesi $v - \Delta v$, ndersa mbetja e lengut ka presionin P dhe shpejtesi v , gjendja perpara manovrimit te saracineskes. Pas kohes $t' + t$, ky rajon i presionit te rritur dhe shpejtesise se zvogeluar do te zgjerohet ne CD me shpejtesine e perhapjes c .

Ne kohen t , sasia e lengut qe rrjedh per ne volumin $ACDBA$ eshte Avt dhe ai qe rrjedh jashte volumit eshte $A'(v - \Delta v)t$.

Volumi total i lengut (ne nje presion qe korespondon me P) ndermjet AB dhe CD eshte, keshtu,

$$Aat - A'(v - \Delta v)t + Avt + At \left[(a + \Delta v) + \left(\frac{A' - A}{A} \right) (v - \Delta v) \right] = At(a + \Delta v) \quad (2 - 35)$$

Derisa termi $(A' - A) / A$ eshte i te njejtit rend si deformimi relative, termi $[(A' - A) / A] (v - \Delta v)$ mund te neglizhohet ne krahasim me Δv .

Presioni ne leng eshte rritur nga P ne $P + \Delta P$, dhe ky volum per kete arsye do te zvogelohet me ΔV , ne te cilin:

$$\Delta V = \frac{\Delta PV}{E_u} = \frac{\Delta PAt(a + \Delta v)}{E_u} \quad (2 - 36)$$

Ne te cilin E_u eshte percaktuar si moduli i elasticitetit te lengut, keshtu qe volumi i ri do te jete

$$(V - \Delta V) = \left(1 - \frac{\Delta P}{E_u}\right) \cdot (a + \Delta v) At \quad (2 - 37)$$

Volumi i ri i disponueshem do te varet ne deformimet elastike te tubacionit. Le te jete $\Delta \varepsilon_2$ deformimet relative radiale te shkaktuar nga rritja e presionit me ΔP , dhe $\Delta \varepsilon_1$ deformimet relative gjatesore te shkaktuar nga rritja e presionit me ΔP . Atehere, ky volum do te jete

$$A' at(1 + \Delta \varepsilon_1) \quad (2 - 38)$$

Nese tubacioni eshte rrethor me diameter te brendshem r_b , atehere

$$A' = \pi r_b^2 (1 + \Delta \varepsilon_2)^2 = A(1 + 2\Delta \varepsilon_2) \quad (2 - 39)$$

Duke neglizhuar madhesine shume te vogel $\Delta \varepsilon_2^2$ dhe duke zevendesuar ekuacionin 2 - 39 ne ekuacionin 2 - 38 dhe barazuar kete me ekuacionin 2 - 37 do te kemi:

$$\left(1 - \frac{\Delta P}{E_u}\right) (a + \Delta v) At = A(1 + 2\Delta \varepsilon_2) at(1 + \Delta \varepsilon_1) = Aat(1 + 2\Delta \varepsilon_2 + \Delta \varepsilon_1) \quad (2 - 40)$$

Edhe me siper eshte neglizhuar produkti i dy madhesive te vogla, keshtu qe

$$\Delta v = \frac{a \left(1 + 2\Delta \varepsilon_2 + \Delta \varepsilon_1 - 1 + \frac{\Delta P}{E_u}\right)}{\left(1 - \frac{\Delta P}{E_u}\right)} = \frac{a\Delta P}{E_u} \left[1 + \frac{E_u}{\Delta P} (2\Delta \varepsilon_2 + \Delta \varepsilon_1)\right] \quad (2 - 41)$$

Nga ku nxjerrim ΔP

$$\Delta P = \frac{E_u \Delta v}{a \left[1 + \frac{E_u}{\Delta P} (2\Delta \varepsilon_2 + \Delta \varepsilon_1)\right]} \quad (2 - 42)$$

Duke aplikuar principin e momentit per masen e lengut, $ACDBA$ do te kemi:

$$P\left(\frac{A'}{A}-1\right)+\Delta P\frac{A'}{A}=(a+\Delta v)t\rho\frac{\Delta v}{t}=(a+\Delta v)\frac{\rho}{g}\Delta v \quad (2 - 43)$$

Duke neglizhuar madhesite e vogla te rendit te dyte do te kemi:

$$\Delta P = a\Delta v\frac{\rho}{g} \quad (2 - 44)$$

Atehere ekuacionet 2 - 42 dhe 2 - 44 do te japin:

$$a = \sqrt{\frac{E_u g}{\rho \left[1 + E_u \left(\frac{2\Delta\varepsilon_2 + \Delta\varepsilon_1}{\Delta P} \right) \right]}} = \sqrt{\frac{E_u g}{\rho \left(1 + \frac{E_u}{E} \psi \right)}} \quad (2 - 45)$$

dhe

$$\Delta P = \Delta v \sqrt{\frac{E_u \rho}{g \left(1 + \frac{E_u}{E} \psi \right)}} \quad (2 - 46)$$

Nga sa me siper ekuacioni 2 - 45 qe jep shpejtesine e vales se presionit nga grushti hidraulik eshte i njejte me ate qe japin ekuacionet 2 - 33 ose 2 - 34 ku ne vend te vleres $\frac{D}{e}(1 - \mu^2)$ ose $\frac{D}{e}(C)$ eshte vlera ψ e cila percaktohet nga shprehja:

$$\psi = \frac{E}{\Delta P}(2\Delta\varepsilon_2 + \Delta\varepsilon_1) = E(2\overline{\Delta\varepsilon_2} + \overline{\Delta\varepsilon_1}) \quad (2 - 47)$$

Dhe $\overline{\Delta\varepsilon_2}$ perfaqeson deformimin relativ radial te shkaktuar nga rritja njesore e presionit brenda tubit, $\overline{\Delta\varepsilon_1}$ eshte deformimi relativ gjatesor i shkaktuar nga rritja njesore e presionit brenda tubit. E eshte moduli i elasticitetit i materialit te tubacionit. Nese tubi eshte prodhuar nga dy ose me shume materialesh vlera e E merret ajo e materialit ne kontakt me lengun (p.sh. ne nje tunel te veshur me beton ne shkemb, vlera e E do te merrej e barabarte me modulin e elasticitetit te betonit), dhe ψ pershkruan, keshtu, nje parameter pa dimensione qe prezanton vetite elastike te tubacionit nen nje sistem te lidhjeve ankoruese te tij.

2.7.2 Llogaritja e vlerave te ψ per disa tubacione me mure te trashe

Meqenese ekuacioni per llogaritjen e shpejtesise se vales i nxjerre ne seksionin 2.7.1 me siper dallonte nga ekuacioni i meparshem i nxjerre per tubacinet me mure te holle vetem nga vlerat e koeficientit qe merr parasysh deformimet relative radiale dhe gjatesore (C), del si domosdoshmeri llogaritja e sakte e ketij koeficienti per te gjithë diapazonin e trashesive te mureve te tubacioneve duke perfshire ato te prodhuar apo veshjet e tuneleve nen presion.

Ne Figure 2-14 jepet nje tubacion me mure te trashe me diameter te brendshem r_b , diameter te jashtem r_j , modul elasticiteti E dhe koeficienti Puasoni μ . Per te llogaritur vleren ψ ne ekuacionet 2 - 45 dhe 2 - 46 kerkohet te percaktohen deformimet relative radiale dhe gjatesore te tubacionit $\overline{\Delta\varepsilon_2}$ dhe $\overline{\Delta\varepsilon_1}$ te shkaktuara nga rritja njesore e presionit te brendshem ne tubacion.

S.P. Timoshenko ne Teorine e Elasticitetit [26] e konsideron shperndarjen e sforcimeve ne kete rast simetrike me nje aks dhe vlereson zhvendosjet radiale dhe tangencial te nje elementi me rreze r nga aksi i simetrise si me poshte:

Zhvendosja radiale:

$$u = \frac{1}{E} - \frac{(1+\mu)A}{r} + 2(1-\mu)B \cdot r \cdot \ln r - B(1+\mu)r + 2C(1-\mu)r - H \sin \theta + K \cos \theta \quad (2 - 48)$$

dhe tangenciale:

$$v = \frac{4Br\theta}{E} + F + H \cos \theta - K \sin \theta \quad (2 - 49)$$

Ne te cilin A, B, C, F, H dhe K jane konstante.

Ne rastin e nje cilindri me mure te trashe subjekt i presionit te brendshem p dhe presionit te jashtem p_0 (Figure 2-14), v eshte zero kudo, keshtu qe nga ekuacioni 2 - 48:

$$B = F = H = K = 0 \quad (2 - 50)$$

Per rastin e cilindrit me mure te trashe, Timoshenko tregon qe sforcimet direkte radiale dhe tangenciale jane, respektivisht:

$$\sigma_r = \frac{A}{r^2} + 2C \quad (2 - 51)$$

dhe

$$\sigma_\theta = -\frac{A}{r^2} + 2C \quad (2 - 52)$$

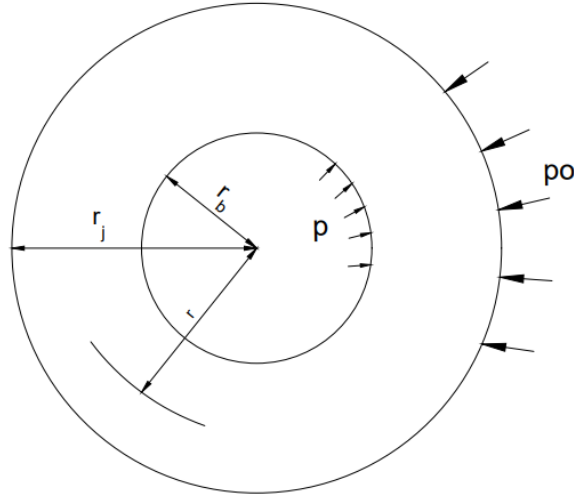
ne te cilin

$$A = \frac{r_b^2 r_j^2 (p_o - p)}{(r_j^2 - r_b^2)} \quad (2 - 53)$$

dhe

$$2C = \frac{pr_b^2 - p_o r_j^2}{(r_j^2 - r_b^2)} \quad (2 - 54)$$

Figure 2-14 Tubacion elastic me mure te trashe



Duke zevendesuar ekuacionet 2 - 53 dhe 2 - 54 ne ekuacionin 2 - 48 do te kemi:

$$u = \frac{r_b^2 r_j^2}{E(r_j^2 - r_b^2)} \left[\frac{(1 + \mu)}{r} (p_i - p_o) + (1 - \mu) r \left(\frac{p_i}{r_j^2} - \frac{p_o}{r_b^2} \right) \right] \quad (2 - 55)$$

Ne derivimin e ekuacioneve qe cuan tek ekuacioni 2 - 55, Timoshenko supozon qe problemi eshte ai i sforcimeve ne plan (plani i seksioit terthor); qe do te thote, sforcimet direkte ne drejtimin gjatesor (paralel me aksin e simetrise) jane zero.

Megjithate, ky rast eshte gjithashtu nje shembull i vecante i pergjithesimit te deformimeve relative plane; qe do te thote, deformimi relativ gjatesor eshte konstant ne te gjithe gjatesine. Kjo mund te shihet duke konsideruar ekuacionin per deformimet relative gjatesore (Ligji i Hukut):

$$\Delta \varepsilon_1 = \frac{1}{E} [\sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_\theta)] \quad (2 - 56)$$

Zevendesimi i σ_2 dhe σ_θ nga ekuacionet 2 - 51 dhe 2 - 52 dhe vendosur $\sigma_1 = 0$, meqe sforcimet jane ne plan, do te jape

$$\Delta \varepsilon_1 = -\frac{\mu 2 r_b^2 r_j^2}{E(r_j^2 - r_b^2)} \left[\frac{p}{r_j^2} - \frac{p_o}{r_b^2} \right] \quad (2 - 57)$$

Meqe vlera e shprehjes se mesiperme eshte konstante, deformimi relativ gjatesor eshte konstant pergjate gjithe cilindrit.

Kjo do te thote qe ekuacioni 2 - 55 mund te modifikohet per perdorim nen kushtet e pergjithesuara te deformimeve relative plane duke mbivendosur nje sforcim gjatesor, σ_1 , ne cilindër. Kjo do te shkaktoje deformime relative radiale ne madhesine $-\frac{\mu\sigma_1}{E}$. Ne rezen r kjo do te prodhoje nje zhvendosje:

$$u = -\frac{\mu\sigma_1 r}{E} \quad (2 - 58)$$

Zhvendosja radiale do te rezultoje keshtu:

$$u = \frac{r_b^2 r_j^2}{E(r_j^2 - r_b^2)} \frac{(1 + \mu)}{r} (p - p_o) + (1 - \mu) r \left\{ \frac{p}{r_j^2} - \frac{p_o}{r_b^2} \right\} - \frac{\mu\sigma_1 r}{E} \quad (2 - 59)$$

dhe deformimi relativ gjatesor eshte

$$\Delta\varepsilon_1 = \frac{\sigma_1}{E} - \frac{2\mu r_b^2 r_j^2}{E(r_j^2 - r_b^2)} \left[\frac{p}{r_j^2} - \frac{p_o}{r_b^2} \right] \quad (2 - 60)$$

Ekuacionet 2 - 59 dhe 2 - 60 jane dy ekuacionet qe pershkruajne deformimet e cdo cilindri rrethor nen presione te brendshme dhe te jashtme dhe subjekt i deformimeve relative ose sfrocimeve gjatesore.

Tani te konsiderojme nje tubacion vetem nen presion te brendshem dhe i ancoruar kundrejt zhvendosjeve gjatesore te tij. Nga ancorimi ne dy anet nuk do te kete zhvendosje gjatesore, pra $\Delta\varepsilon_1 = 0$ dhe ekuacioni 2 - 60 do te jape

$$\sigma_1 = \frac{2\mu r_b^2 p_i}{(r_j^2 - r_b^2)} \quad (2 - 61)$$

dhe ekuacioni 2 - 59 behet:

$$u_{r=r_b} = \frac{p r_b^2 r_j^2 (1 + \mu)}{E(r_j^2 - r_b^2)} \left[\frac{1}{r_b} + (1 - 2\mu) \frac{r_b}{r_j^2} \right] \quad (2 - 62)$$

Keshtu qe,

$$\overline{\Delta \varepsilon_2} = \frac{u_{r=r_b}}{p_i r_b} = \frac{(1+\mu)}{E} \left[\frac{r_j^2 + r_b^2}{r_j^2 - r_b^2} - \frac{2\mu r_b^2}{r_j^2 - r_b^2} \right] \quad (2 - 63)$$

dhe

$$\overline{\Delta \varepsilon_1} = 0 \quad (2 - 64)$$

Keshtu qe ekuacioni 2 - 47 jep per rastin e ankorimit te tubit ne te dy anet:

$$\psi = 2(1+\mu) \left[\frac{r_j^2 + r_b^2}{r_j^2 - r_b^2} - \frac{2\mu r_b^2}{r_j^2 - r_b^2} \right] \quad (2 - 65)$$

Le te konsiderojme tani nje tubacion te ngjashem me kete me siper por ne kete rast te ankeruar vetem ne fundin e tij, larg saracineskes (mbyllesit) dhe te lire ne drejtimit tjetër gjatesor. Presioni qe vepron ne saracineske dhe ne fundin e tubit shkakton nje sforcim gjatesor prej:

$$\sigma_1 = \frac{p r_b^2}{(r_j^2 - r_b^2)} \quad (2 - 66)$$

dhe keshtu

$$\Delta \varepsilon_1 = \frac{p r_b^2 (1 - 2\mu)}{E (r_j^2 - r_b^2)} \quad (2 - 67)$$

ose

$$\overline{\Delta \varepsilon_1} = \frac{r_b^2 (1 - 2\mu)}{E (r_j^2 - r_b^2)} \quad (2 - 68)$$

gjithashtu

$$u_{r=r_b} = \frac{p r_b^2 r_j^2}{E (r_j^2 - r_b^2)} \left[\frac{(1-\mu)}{r_b} + (1-2\mu) \frac{r_b}{r_j^2} \right] \quad (2 - 69)$$

keshtu qe,

$$\overline{\Delta \varepsilon_2} = \frac{1}{E} \left[\frac{r_j^2 + r_b^2}{r_j^2 - r_b^2} + \frac{(r_j^2 - 2r_b^2)}{r_j^2 - r_b^2} \right] \quad (2 - 70)$$

Nga keto ekuacione, do te kemi per rastin e ankorimit te tubit ne njeren ane dhe te lire ne anen tjetere:

$$\psi = 2 \left[\frac{r_j^2 + 1.5r_b^2}{r_j^2 - r_b^2} + \frac{\mu(r_j^2 - 3r_b^2)}{r_j^2 - r_b^2} \right] \quad (2 - 71)$$

Si perfundim, le te konsiderojme nje tubacion me xhunto zgjatuese te shpeshta sic tregohet ne Figure 2-15. Per kete rast, $\sigma_1 = 0$ dhe nga ekuacioni 2 - 59 do te kemi,

$$u_{r=r_b} = \frac{r_b^2 r_j^2 p}{E(r_j^2 - r_b^2)} \left[\frac{(1-\mu)}{r_b} + (1-\mu) \frac{r_b}{r_j^2} \right] \quad (2 - 72)$$

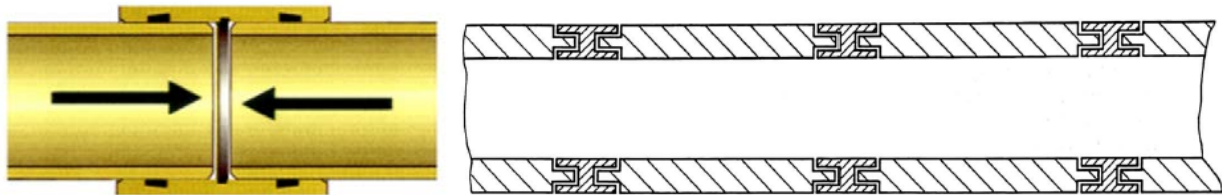
dhe

$$\overline{\Delta \varepsilon_2} = \frac{1}{E} \left[\frac{r_j^2 + r_b^2}{r_j^2 - r_b^2} + \mu \right] \quad (2 - 73)$$

perderisa $\sigma_1 = 0$, ekuacioni 2 - 60 do te jape:

$$\Delta \varepsilon_1 = -\frac{2\mu r_b^2 p}{E(r_j^2 - r_b^2)} \quad (2 - 74)$$

Figure 2-15 Tubacion me xhunto zgjatuese ne dy anet



Megjithate, ne kete rast kur ψ eshte vleresuar, $\overline{\Delta \varepsilon_1} = 0$ dhe jo $\Delta \varepsilon_1/p$ sepse megjithese ekziston nje deformim relativ gjatesor ne tubacion, ndryshimi qe rezulton ne gjatesine e tubit ka humbur ne xhuntot zgjatuese. Keshtu, kur (ne Figure 2-13) zgjatja ne gjatesi e AC eshte marre nen konsiderate, AC ne pergjithesi permбан nje numer zhuntosh zgjatuese dhe si rezultat zgjatja e saj dhe $\overline{\Delta \varepsilon_1}$ jane zero. Ne kete menyre vlere e ψ ne rastin e ekzistences se xhuntove zgjatuese pergjate tubacionit do te jete:

$$\psi = 2 \left[\frac{(r_j^2 + r_b^2)}{(r_j^2 - r_b^2)} + \mu \right] \quad (2 - 75)$$

2.7.3 Llogaritja e vlerave të p për tunelet me veshje të kombinuar beton + llamarine celiku

Shumica e tuneleve të derivacionit në HEC, sidomos ato me rënie të mesme dhe të lartë projektohen dhe ndërtohen me veshje të kombinuar betoni dhe llamarine celiku në sipërfaqen e brendshme.

Duke ju referuar Figure 2-16 po konsiderojmë që presioni ndërmjet veshjes metalike dhe mbushjes me beton është p_b dhe presionin ndërmjet veshjes prej betoni dhe masivit shkëmbor p_j . Problemi mund të thjeshtohet në ekzistencën e tre cilindrave nën veprimin e ngarkesave të presionit.

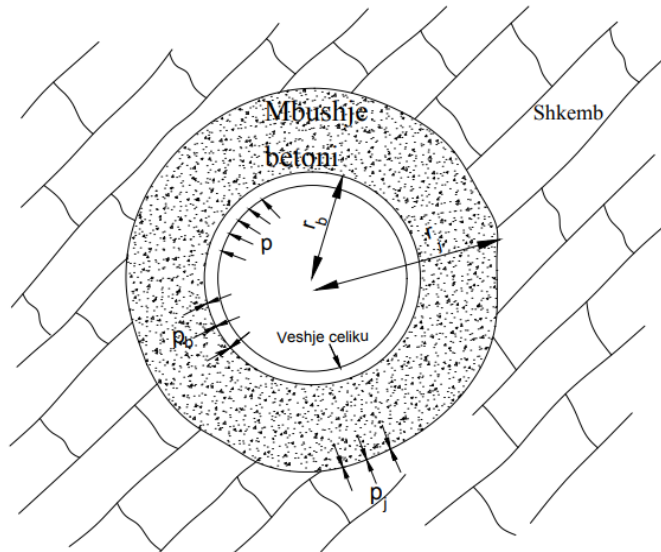
Njekohësisht supozojmë që në veshjen e betonit deformimet relative gjatësore janë zero, kështu që $\Delta\varepsilon_1 = 0$. Sipas ekuacionit 2 - 60 vlera e σ_1 do të jetë:

$$\sigma_1 = \frac{2\mu r_b^2 r_j^2}{E(r_j^2 - r_b^2)} \left[\frac{p}{r_j^2} - \frac{p_o}{r_b^2} \right] \quad (2 - 76)$$

kështu që ekuacioni 2 - 59 do të japë:

$$u = \frac{(1 + \mu) r_b^2 r_j^2}{E(r_j^2 - r_b^2)} \left[(p - p_o) \frac{1}{r} + (1 - 2\mu) \left(\frac{p}{r_j^2} - \frac{p_o}{r_b^2} \right) r \right] \quad (2 - 77)$$

Figure 2-16 Veshje e kombinuar e tuneleve beton+llamarine celiku



Duke përdorur këtë ekuacion për veshjen e celikut të tunelit, dhe duke ditur që trashësia e llamarines metalike është shumë e vogël në krahasim me veshjen e betonit, pra $r_j \rightarrow r_b$, $(r_j - r_b) = e$, presioni $p_i = p$, dhe $p_o = p_b$. Do të kemi,

$$u_{r=r_b} = (p - p_b) \left(1 - \mu_c^2\right) \frac{r_b^2}{E_c e} \quad (2 - 78)$$

me tej, per betonin, $p = p_b$ dhe $p_0 = p_j$; keshtu qe,

$$u_{r=r_j} = \frac{(1 - \mu) r_b^2 r_j^2}{E_c (r_j^2 - r_b^2)} \left[(p_b - p_j) \frac{1}{r_b} + (1 - 2\mu_b) \left(\frac{p_b}{r_j^2} - \frac{p_j}{r_b^2} \right) a \right] \quad (2 - 79)$$

dhe

$$u_{r=r_j} = \frac{(1 - \mu_b) r_b^2 r_j^2}{E (r_j^2 - r_b^2)} \left[(p_b - p_j) \frac{1}{r_j} + (1 - 2\mu_b) \left(\frac{p_b}{r_j^2} - \frac{p_j}{r_b^2} \right) r_j \right] \quad (2 - 80)$$

ne fund, per shkembim $r_j \rightarrow \infty$, $r_b = r_j$, $p = p_j$ dhe $p_0 = 0$, prandaj

$$u_{r=r_j} = \frac{p_j r_j}{E_{sh}} (1 - \mu_{sh}) \quad (2 - 81)$$

Si pasoje, jane kater ekuacione (ekuacionet 2 - 78 deri 2 - 81) per kater te panjohura p_b , p_j , $u_r = r_b$ dhe $u_r = r_j$.

Atehere nga $u_r = r_b$ eshte e pamundur te shkruajme $\overline{\Delta \epsilon_r} = 0$ dhe me pas ψ .

Megjithate, me qellim qe te thjeshtojme veprimet algjebrike, do te bejme supozimin e meposhtem:

$$\mu_c = \mu_b = \mu_{sh} = \mu \quad (2 - 82)$$

Duke barazuar ekuacionet 2 - 80 dhe 2 - 81 dhe gjetur p_j ne funksion te p_b do te kemi

$$p_j = \frac{2 p_b E_{sh} r_b^2 (1 - \mu)}{E_b (r_j^2 - r_b^2) + E_{sh} \{ r_b^2 + r_j^2 (1 - 2\mu) \}} \quad (2 - 83)$$

Duke zevendesuar kete ne ekuacionin 2 - 79 dhe barazuar me ekuacionin 2 - 78, pas thjeshtimeve do te jape:

$$p_b = \lambda p \quad (2 - 84)$$

ne te cilin

$$\lambda = \frac{(1-\mu)r_b}{(1-\mu)r_b + \frac{E_c e}{E_b} \left[\frac{E_b \{r_j^2 + r_b^2 (1-2\mu)\} + E_{sh} (1-2\mu)(r_j^2 - r_b^2)}{E_b (r_j^2 - r_b^2) + E_{sh} \{r_b^2 - r_j^2 (1-2\mu)\}} \right]}$$

(2 - 85)

Dhe keshtu ekuacioni 2 - 78 do jape

$$u_{r=r_b} = p(1-\lambda)(1-\mu^2) \frac{r_b^2}{E_c e}$$

(2 - 86)

Prandaj,

$$\psi = E_c (2\overline{\Delta\varepsilon_r}) = \frac{2r_b}{e} (1-\mu^2)(1-\lambda)$$

(2 - 87)

2.7.4 Llogaritja e shpejtesise se vales per tubacionet beton-arme

Beton-armeja perbehet nga dy materiale me karakteristika te ndryshme elastike, betoni dhe celiku i armimit. Marrja parasysh e te dy karakteristikave te materialeve ne llogaritjen e shpejtesise se vales nga grushti hidraulik eshte shume e veshtire prandaj seksioni terthor i tubit homogjenizohet ne nje material. Me e pershtatshme eshte transformimi i tij ne celik nepermjet raportit te moduleve te elasticitetit si me poshte:

$$A_c = \frac{E_b}{E_c} A_b$$

(2 - 88)

Ku:

A_c – Siperfaqja e konvertuar ne celik

E_b – Moduli i elasticitetit te betonit

E_c – Moduli i elasticitetit te celikut

A_b – Siperfaqja e seksionit te betoni

Transformimi ne siperfaqe betoni do te krijojte kushtet e nje tubi me mure te trashe.

Megjithate per llogaritjen e sakte te shpejtesise se vales ne tubacionet beton-arme duhet te sigurohemi qe betoni i perdorur mban sforcime ne terheqje nga presionet. Kjo ndodh zakonisht per betonet e para-tensionuar dhe/ose te markave te larta. Ne kete rast siperfaqja e seksionit terthor te betonit merret ne konsiderate ne llogaritjen e seksionit te transformuar.

Ne rastet kur perdoren betone i cili nuk mund te perballoje sforcime terheqese nga presionet e gjithë llogaritja behet duke marre ne konsiderate vetem siperfaqen e celikut te armimit dhe konsideruar tubin me mure te holle dhe si siperfaqe te seksionit terthor siperfaqen e armimit.

Paratensionimi i betoneve ose perdorimi i betoneve me marka te larta e ben tubacionin shume te forte po shpejtesia e vales nga grushti hidraulik ketu do te jete e larte duke cuar ne rritjen e presioneve nga grushti hidraulik.

2.7.5 Permbledhje e vlerave te ψ per instalimet e tubacioneve ne praktiken inxhinierike

Metoda e llogaritjes se ψ per tubacionet me mure te trashe e dhene me siper eshte universale dhe llogaritjet e C per tubacionet me mure te holle jane nje rast i vecante e saj. Ne seksionet qe vijojne jane dhene formulat llogaritese te vlerave te ψ per raste te vecanta te instalimeve te tubacioneve ne praktiken inxhinierike. Megjithate perdorimi i tyre duhet te behet me kujdes duke u mbeshtetur ne dimensionet e veshjeve dhe raportet perkatese te tyre.

Rasti 1 - Tubacione te ngurte (rigjid)

Tubacioni supozohet qe nuk deformohet dhe si rezultat:

$$\Delta \bar{\varepsilon}_2 = \bar{\Delta \varepsilon}_1 = 0 \quad (2 - 78)$$

keshtu qe $\psi = 0$.

Rasti 2 – Tubacione elastike me mure te trashe

Referuar Figures 2 - 14, r_b eshte diametri i brendshem dhe r_j diametri i jashtem, E moduli i elsticitetit dhe μ koeficienti i Puasonit.

Ne vleresimin e termit ψ , shprehjet e pergjithshme kerkohen per zhvendosjet radiale dhe zgjatimet relative gjatesore per nje cilindër te trashe subjekt i presionit te brendshem dhe te jashtem. Keto shprehje jane dhene ne seksionin 2.7.2, ne te cilin vlera e ψ jane vleresuar per tre rastet e treguara ne vijim.

- **Rasti 2a – Tubacioni i ankoruar ne te gjithë gjatesine.**

$$\psi = 2(1 + \mu) \left[\frac{r_j^2 + r_b^2}{r_j^2 - r_b^2} - \frac{2\mu r_b^2}{r_j^2 - r_b^2} \right] \quad (2 - 65)$$

- **Rasti 2b – Tubacioni i ankoruar ne pjesen fundore larg saracineskes dhe i lire ne anen tjetër**

$$\psi = 2 \left[\frac{r_j^2 + 1.5r_b^2}{r_j^2 - r_b^2} + \frac{\mu(r_j^2 - 3r_b^2)}{r_j^2 - r_b^2} \right] \quad (2 - 71)$$

- **Rasti 2c – Tubacioni me xhunto zgjatuese ne te gjithë gjatesine (Figure 2-15)**

$$\psi = 2 \left[\frac{r_j^2 + r_b^2}{r_j^2 - r_b^2} + \mu \right] \quad (2 - 75)$$

Rasti 3 – Tubacion elastik me mure te holle

Llogaritjet e shpejtesive te vales nga grushti hidraulik ne tubacione elastike me mure te holle eshte dhene ne seksionin 2.4 (ekuacioni 2-34). Megjithate, keto raste do te vleresohen thjesht si raste te vecante te atyre ne rastin 2, kur $r_j \rightarrow r_b$ dhe $(r_j - r_b) = e$ - spesorin e murit te tubacionit.

- **Rasti 3a – Tubacion i ankoruar kundrejt levizjeve gjatesore ne te gjithë gjatesine e tij:**

Equacioni 2 - 65 do te jape:

$$\psi = 2(1 + \mu) \left[\frac{2r_b^2}{2r_b e} - \frac{2\mu r_b^2}{2r_b e} \right] = \frac{2r_b}{e} (1 - \mu^2) \quad (2 - 79)$$

Duke qene se $2r_b = D$ arrijme ne te njejtin rezultat shprehjen e nxjerre me pare:

$$\psi = \frac{D}{e} (1 - \mu^2) \quad (\text{ose } C = 1 - \mu^2 \text{ ne ekuacionin 2 - 34})$$

- **Rasti 3b – Tubacioni i ankoruar kundrejt levizjeve gjatesore vetem ne fund dhe larg saracineskes:**

Duke perdorur ekuacionin 2 – 71 do te kemi:

$$\psi = \frac{2r_b}{e} \left(\frac{5}{4} - \mu \right) \quad (2 - 80)$$

ose

$$\psi = \frac{D}{e} \left(\frac{5}{4} - \mu \right) \quad (\text{ose } C = 5/4 - \mu \text{ ne ekuacionin 2 - 34})$$

- **Rasti 3c – Tubacioni me fuga zgjatimi te shpeshta (Figure 2-15):**

Nga ekuacioni 2 - 75, duke kujtuar qe μ eshte e neglizhueshme krahasuar me r_b/e , do te kemi

$$\psi = \frac{2r_b}{e} \quad (2 - 81)$$

ose

$$\psi = \frac{D}{e} * 1 \quad (\text{ose } C = 1 \text{ ne ekuacionin 2 - 34})$$

Rasti 4 – Tunel ne shkemb te forte

Kur formacionet gjeologjike nga kalon tuneli jane te forte nuk ka ndonje dallim te madh ne aftesite deformuese ndermjet veshjes me beton dhe masivit shkembor prandaj veshja mund te konsiderohet me rreze te jashtme infinit. Ne kete rast rastet e trajtuara me siper 2a, 2b dhe 2c, aplikohen duke bere limitin e tyre kur $r_j \rightarrow \infty$. Duke bere limitin e shprehjeve qe japin vleren e ψ per $r_j \rightarrow \infty$, rezulton qe ato japin vlera te njejta (sic do te pritej nga arsyetimi fizik):

$$\psi = 2(1 + \mu) \quad (2 - 82)$$

Rasti 5 – Tunelet e veshur

- **Rasti 5a – Tunelet me veshje te kombinuar betoni + llamarine celiku (Figure 2-16)**

Ky rast eshte konsideruar ne detaje ne seksionin 2.7.3. Duke perdorur emertimet e Figure 2-16, perkatesisht: e spesori i llamarines se veshjes prej celiku, r_b dhe r_j rrezet e brendshme dhe te jashtme te veshjes me beton ndermjet veshjes prej celiku dhe shkembit, indekset c , b dhe sh referuar veshjes prej celiku, betoni dhe shkembit, respektivisht si dhe duke supozuar qe koeficienti i Puasonit eshte i njejte per veshjen e celikut, betonin dhe shkembin pra, $\mu_c = \mu_b = \mu_{sh} = \mu$ (per te thjeshtuar veprimet algjebrike), eshte nxjerre per vleren e ψ :

$$\psi = \frac{2r_b}{e}(1 - \mu^2)(1 - \lambda) \quad (2 - 87)$$

ne te cilin

$$\lambda = \frac{P_a}{P} = \frac{(1 - \mu)r_b}{(1 - \mu)r_b + \frac{E_c e}{E_b} \left[\frac{E_b \{r_j^2 + r_b^2(1 - 2\mu)\} + E_{sh}(1 - 2\mu)(r_j^2 - r_b^2)}{E_b(r_j^2 - r_b^2) + E_{sh}\{r_b^2 - r_j^2(1 - 2\mu)\}} \right]} \quad (2 - 85)$$

ose

$$\lambda = \frac{(1 - \mu)r_b}{(1 - \mu)r_b + \beta} \quad (2 - 89)$$

ne te cilin

$$\beta = \frac{E_s e}{E_c} \left[\frac{E_c \{r_j^2 + r_b^2(1 - 2\mu)\} + E_R(1 - 2\mu)(r_j^2 - r_b^2)}{E_c(r_j^2 - r_b^2) + E_R\{r_b^2 + r_j^2(1 - 2\mu)\}} \right] \quad (2 - 90)$$

- **Rasti 5b – Tunelet me veshje betoni**

Ky rast mund te trajtohet si rasti 5a me siper duke mos marre ne konsiderate veshjen me llamarine celiku ($e = 0$). Nga ekuacioni 2 - 89,

$$(1-\lambda) = \frac{\beta}{(1-\mu)r_b + \beta} \quad (2 - 91)$$

Meqe $e \rightarrow 0$ dhe $\beta \rightarrow 0$, β behet e neglizhueshme krahasuar me $(1-\mu)a$ keshtu qe:

$$(1-\lambda) \rightarrow \frac{\beta}{(1-\mu)r_b} \quad (2 - 92)$$

ose duke zevendesuar ne ekuacionin e mesiperm shprehjen per β nga (1 - 83) do te kemi

$$(1-\lambda) = \frac{E_s e}{(1-\mu)r_b E_c} \left[\frac{E_c \{r_j^2 + r_b^2 (1-2\mu)\} + E_R (1-2\mu)(r_j^2 - r_b^2)}{E_c (r_j^2 - r_b^2) + E_R \{r_b^2 + r_j^2 (1-2\mu)\}} \right] \quad (2 - 93)$$

Duke e zevendesuar ne ekuacionin 2 - 87 dhe me pas ne ekuacionin 2 - 45 do te jape:

$$c = \sqrt{\frac{E_u g}{\gamma \left[1 + \frac{K}{E_c} \psi \right]}} \quad (2 - 88)$$

ne te cilin

$$\psi = 2(1+\mu) \left[\frac{E_b \{r_j^2 + r_b^2 (1-2\mu)\} + E_{sh} (1-2\mu)(r_j^2 - r_b^2)}{E_b (r_j^2 - r_b^2) + E_{sh} \{r_b^2 + r_j^2 (1-2\mu)\}} \right] \quad (2 - 89)$$

Ne Shtojcen 1, bashkengjitur, jane dhene disa llogaritje te shpejtesise se vales nga grushti hidraulik dhe shkallen e zvogelimit te saj nga cilesite elastike te tubacioneve.

2.7.6 Permbledhje mbi krahasimin e burimeve te ndryshme te literatures per vleren e koeficientit ψ ne shprehjen e shpejtesise se vales

Per ta cuar deri ne fund analizen per percaktimin e koeficientit ψ si pjese e rendesishme e shprehjes per llogaritjen e shpejtesise se vales nga grushti hidraulik si dhe per te qartesuar qellimin e kesaj analize po japim me poshte diferencat dhe ngjashmerite ne trajtimin e ketij problemi nga autore te ndryshem duke perfshire perfundimet e kesaj analize.

Louis Bergeron (1961), Raymond C. Binder (1953), Douglass S. Ellis (1947) Charles W. Harris, 1963, Rich, G. (1951) Ernest W. Schoder & Francis M. Dawson (1927), Arnold H. Gibson (1952) marrin ne konsiderate vetem tubacionet rigjid dhe ato me mure te holle. [17]-[23] Per me teper kur merren me tubacionet elastike me mure te holle, autoret shpesh nuk dallojne ndryshimet ndermjet kushteve te ndryshme te instalimit dhe kufizimet ne deformim

te tyre. Rezultati $\psi = 2r_b/e$ eshte i vlefshem vetem per tubacion me xhunto zgjatimi pergjate tubacionit por ne shume literaturen e mesiperme eshte perdorur pa asnje koment ose pershkrim per rastet kur ky eshte vetem nje parafrim.

Ne vecanti Arnold H. Gibson jep rezultate per rastet 1, 3a dhe 3b. Rezultatet per rastet 1 dhe 3b jane te njejta me kete analize por rasti 3a jepet me shprehjen $\psi = 2r_b/e$ ne vend te $\psi = (2r_b/e) \times (1-\mu^2)$. [23] Sic mund te konstatohet Gibson ka konsideruar ne menyre te gabuar sforcimet gjatesore dhe deformimet relative gjatesore te barabarta me zero.

Parmakian, J., 1955, ka ekzaminuar rastet 1, 3a, 3b dhe 3c nga te cilet tre te paret vleresohen njelloj me kete analize ndersa per rastin 3c ai e vlereson me shprehjen $\psi = (2rb/e) \times (1-\mu/2)$. [24] Ne kete rezultat arrin sepse nuk merr $\overline{\Delta\varepsilon_1} = 0$ ne vleresimin e koeficientit ψ . Megjithate kur konsiderohet zgjatja e seksionit AC ne Figure 2-13 duhet kujtuar qe cdo zgjatje e tubacionit do te humbase ne xhuntot zgjatuese. Keshtu qe fizikisht $\Delta\varepsilon_1$ nuk eshte zero por eshte zero vetem ne llogaritjen e vleres ψ pasi zgjatimi ndodh pa pengese ne nyje. Parmakian lejon efektin e xhuntove te zgjatimit ne zgjatimet radiale te tubacionit (shmangin sforcimet gjatesore), por injoron kupimin e tyre fizik ne ruajtjen e pergjithshme te gjendjes fillestare te gjithe tubacionit.

W. J. Duncan, A. S. Thom, dhe A. O. Young (1960) [27] kane studjuar tubacionet me mure te trashes duke konsideruar ato me mure te holle si nje rast i vecante i tyre. Ato marrin sforcime gjatesore zero dhe efekti i zgjatimeve relative gjatesore eshte injoruar. Nga kjo, rezultat i njejte me analizen e ketij studimi eshte marre vetem per rastin 2c – mure te trashes me xhunto zgjatuese ne te gjithe gjatesine e tubit. Ky eshte nje vleresim i kenaqshem pasi kjo ndodh shpesh ne praktike por nje pershkrim i supozimeve dhe kuptimeve fizike te tyre do te ishte i nevojshem.

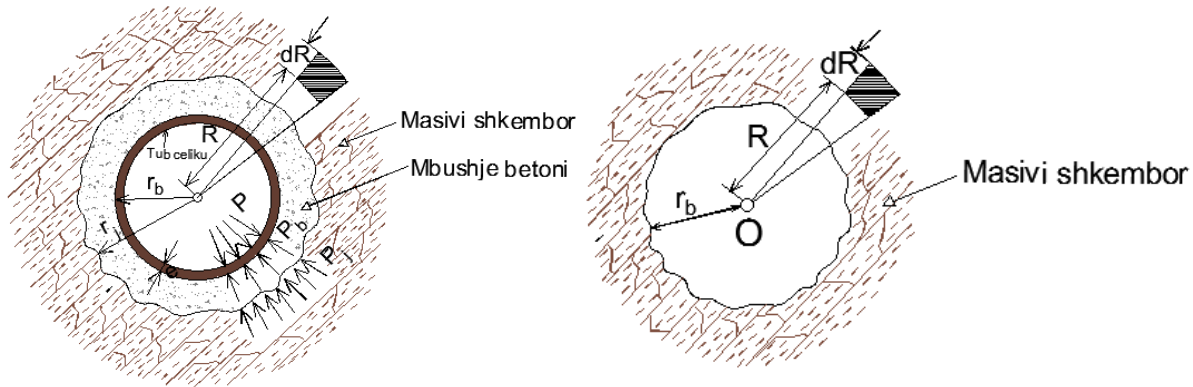
Charles Jaeger i konsideron tubacionet me mure te holle ne te njejten menyre si referencat dhe jep pa i nxjerre vete shprehjet per vlerat e ψ per cilindrat me mure te holle dhe tunelet e veshur ne shkemb dhe te paveshur. [17]-[23], [25] Kur kalon ne vleresimin e shpejtesise se vales ne tunelet me mure te trashes Jaeger nuk perfshin koeficientin e Puasonit (emertimet jane si ato te Figure 2-17). Ai jep shprehjen per vleren e shpejtesise se vales:

$$a = \sqrt{\left[\frac{g / \gamma}{1 / E_u + (2 / E_m) \left[(r_b^2 + r_j^2) / (r_j^2 - r_b^2) \right]} \right]}$$

Ku E_u dhe E_m jane modulet e elasticitetit te ujit dhe materialit te veshjes respektivisht dhe sic shihet vlera e ψ eshte dhene me shprehjen e meposhtme:

$$\psi = \frac{2(r_b^2 + r_j^2)}{(r_j^2 - r_b^2)}$$

Figure 2-17 Seksionet e tuneleve me veshje te dyfishte dhe pa veshje ne emertimet e Jaeger



Dhe per tunelet e paveshur ai jep vleren e shpejtesise se vales

$$a = \sqrt{\left[\frac{g / \gamma}{1 / E_u + 2 / E_{sh}} \right]}$$

Ku E_{sh} eshte moduli i elasticitetit te masivit shkembor dhe vlere e $\psi = 2$.

Sic shihet nga shprehjet e mesiperme nuk ekziston vlere e koeficientit te Puasonit. Nga analiza jone eshte vleresuar qe koeficienti i Puasonit nuk eshte i rendesishem per tubacionet qe kane nje modul te larte te elasticitetit (Shtojca 1 – Tubacion celiku), por kur behet fjale per vlere te uleta te modulit te elasticitetit kontributi i tij behet i rendesishem (Shtojca 1 – Tunnel ne masiv shkembor). Ne kete shembull nese koeficienti i Puasonit injorohet, gabimi ne llogaritjen e shpejtesise se vales eshte rreth 6%. Jaeger jep edhe vleren e shpejtesise se vales ne tunelet me veshje te dyfishte, veshje me llamarine celiku dhe mbushje me beton si me poshte:

$$a = \sqrt{\frac{g / w}{1 / E_u + \frac{2r_b}{E_m e} (1 - \lambda)}} \quad \left. \vphantom{a} \right\} \lambda = \frac{r_b^2 / (E_m e)}{\frac{r_b^2}{E_m e} + \frac{r_j^2 - r_b^2}{2r_j E_b} + \frac{(\mu_{sh} + 1)r_b}{\mu_{sh} E_{sh}}}$$

nga ku rezulton qe vlere e ψ eshte marre

$$\psi = \frac{2r_b}{e} (1 - \lambda)$$

Ne shprehjen e mesiperme vetem koeficienti i Puasonit per masivin shkembor eshte marre ne konsiderate por jo per betonin dhe veshjen metalike. Megjithate me e rendesishme se kjo

eshte fakti qe disa supozime te metejshme jane bere ne lidhje me shkembnin dhe betonin. Kjo tregohet nga rastet e vecanta si me poshte:

- Trashesia e betonit shkon ne zero pra $r_j \rightarrow r_b$, sipas Jaeger vlera e λ ne shprehjen per ψ eshte:

$$\lambda \rightarrow \frac{r_b}{r_b - (1 - \mu_{sh}) \frac{E_m e}{E_{sh}}}$$

- Veshja me beton behet shume e madhe keshtu qe shkembni nuk ka influence: r_j , atehere nga shprehja per λ do te kishim:

$$\lambda \rightarrow \frac{1}{\infty} \rightarrow 0$$

Nga nje analize e thjeshte te dy rastet e mesiperm duhet te japin te njejten rezultat me ndryshimin qe sjelle ndryshimi i konstanteve elastike te shkembnit me ato te betonit. Pra ne te dy rastet masivi mbeshjtelles eshte uniform, shkembor ose betoni masiv. Nga ana tjeter

ekuacioni 3 – 89, $\lambda = \frac{(1 - \mu) r_b}{(1 - \mu) r_b + \beta}$ jep te njejtin limit ne secilin rast, ose

$$\lambda = \frac{(1 - \mu) r_b}{(-\mu) r_b + \frac{E_m e}{E_{sh}}}$$

Per kete eshte e dukshme qe ekuacionet e dhena nga Jaeger mund te cojne ne gabime nese nuk shoqerohen me sqarime dhe dhenien e supozimeve te bera per nxjerrjen e tyre.

Ndersa Streeter, V. L. dhe Wylie, E. B. (1967), i konsiderojne tubacionet me mure te holle ne te njejten menyre si rezultatet e studimit tone vetem me nje ndryshim te vogel per rastin e ankorimit te tubacionit vetem ne njeren ane (rasti 3b) ku ato e japin $C = 1 - \mu/2$ ne vend te $C = 5/4 - \mu$. [15] Duke u nisur nga vlerat e koeficientit mesatar te Puasonit per celikun dhe betonin (pasi per shkembnin ai varion shume) vlerat e C sipas Wylie dhe Streeter jane rreth 10% me te vogla se ato ne kete studim duke cuar ne nje rritje te lehte te shpejtesise se perhapjes se vales nga grushti hidraulik. Megjithate nuk jepet ndonje shpjegim per kete vlere te C per kete rast dhe njekohesisht nuk jepen supozime apo burime nga eshte marre apo nxjerre.

Wylie dhe Streeter japin edhe vlerat e koeficientit C per tubacionet elastike me mure te trashes si dhe per tipet me te perdorshme ne praktiken inxhinierike te tubacioneve dhe tuneleve. Se pari duhet te theksojme qe ato japin nje kufi te konsiderimit te tubacioneve me mure te trashes dhe te holle. Sipas tyre duhet te perdoren ekuacionet e vlerave te C per mure te trashes per raporte te diametrit me trashesine $D/e < 25$ (A. R. Halliwell, [16]). Ato japin keto vlera per koeficientin C per rastet e njohura te instalimit te tubacionit:

- Rasti 3a – Tubacion i ankoruar kundrejt levizjeve gjatesore ne te gjithë gjatesine e tij:

$$C = \frac{2e}{D}(1 + \mu) + \frac{D(1 - \mu^2)}{D + e}$$

- Rasti 3b – Tubacioni i ankoruar kundrejt levizjeve gjatesore vetem ne anen e sipërme

$$C = \frac{2e}{D}(1 + \mu) + \frac{D}{D + e} \left(1 - \frac{\mu}{2} \right)$$

- Rasti 3c – Tubacioni me xhunto zgjatimi gjate gjithë gjatesise

$$C = \frac{2e}{D}(1 + \mu) + \frac{D}{D + e}$$

Sic shihet ne shprehjet e mesiperme tipi i instalimit (ankorimit ne tubacionet me mure te trashë nuk ndikon shume ne shpejtesine e perhapjes se vales nga grushti hidraulik. Ndersa per seksionet e tjera te tubacioneve dhe tuneleve me mure te trashë sugjerojne si me poshte:

Tunelet me seksion rrethor

Me rritjen e trashesise e ne ekuacionet e llogaritjes se C per tre rastet e mesiperme rezulton qe vlere e kesaj te fundit i afrohet vleres $2e/D(1+\mu)$. Me kete vlere te C llogariten shpejtesite e vales nga grushti hidraulik ne tunelet dhe tubacionet me veshje betoni ose direkt ne masivin shkembor (pa veshje). Ne kete rast koeficienti i Puasonit dhe moduli i elasticitetit merren ato te betoni dhe masivit shkembor respektivish.

Tunelet me veshje te dyfishte

Per tunelin me veshje te dyfishte (beton dhe veshje metalike nga brenda), veshja metalike e rrit shpejtesine e perhapjes se vales me shume se me vetem veshje betoni. Nese efektet e koeficientit te Puasonit neglizhohen ne te dyja materialet e veshjes (celik dhe beton) ato kane dhene nje shprehje per vleren e C si me poshte:

$$C = \frac{2Ee}{E_{sh}D + 2Ee}$$

Tubacionet beton-arme

Per rastin e tubacioneve beton-arme ne te cilet jane dy materiale qe punojne se bashku per te perballuar presionet e operimit Wiley dhe Streeter sugjerojne te njejten metode te dhene ne seksionin 2.7.4 te ketij studimi, pra ekuivalentimin e tubacionit beton-arme me nje tub celiku. Trashesia e te cilit bazohet ne trashesine e betonit dhe siperfaqen e armatures se celikut te armimit te tubit. Raporti ndermjet modulit te elasticitetit te betonit me ate te celikut shumezuar me trashesine e betonit do te jape nje trashesi te tubacionit ekuivalent prej celiku (ekuacioni 2 – 88). Nje rezerve sugjerohet te merret ne konsiderate per faktin e plasaritjeve te mundshme te tubit prej betoni.

Wiley dhe Streeter rekomandojnë përfshirjen e efektit të koeficientit të Puasonit në shumicën e tuneleve të veshur sic është konkluduar në këto studime, megjithatë ato mendojnë që saktësi shtese nga ky faktor nuk garantohet përderisë ekzistojnë mundësi për pasiguri të tjera me rëndësi të njëjta. Në këto pasiguri ato listojnë disa si: Jo-lineariteti i modulit të elasticitetit të ujit, seksioni tërthor nuk është rrethor në mënyrë perfekte, jo-lineariteti i materialeve me të cilat prodhohen tubacionet si dhe humbjet nga ferkimi dhe viscoelasticiteti.

Tubacionet plastike

Për tubacionet plastike ato sugjerojnë të njëjtet ekuacione për përcaktimin e shpejtesisë së vales si ato të përdorur për tubacionet e celikut nëse përdoren modulet e elasticitetit dhe koeficientet e Puasonit përkatës të materialeve me të cilat janë prodhuar. [28]

Tubacionet me seksion tërthor jo-rrethor

Wiley dhe Streeter sugjerojnë për llogaritjen e shpejtesive teorike të përhapjes së vales në tubacione me seksion jo-rrethor shprehjen:

$$a^2 = \frac{\frac{E_u}{\rho}}{1 + \frac{E_u \Delta A}{A \Delta p}}$$

Nëse termi $\Delta A / (A \Delta p)$ mund të llogaritet. Ndërsa Jenker e ka llogaritur vlerën e $\Delta A / (A \Delta p)$ për seksionet drejtkëndore dhe katrore si më poshtë: [28]

Për seksionin katror me brinjë B dhe trashësi e:

$$\frac{\Delta A}{A \Delta p} = \frac{B}{eE} + \frac{B^3}{15e^3 E}$$

Termi i parë në anën e djathtë të shprehjes së mësipërme shkaktohet nga tensioni i zgjatimit të brinjëve anësore dhe i dyti shkaktohet nga perkulja e këtyre faqeve. Termi i dytë në përgjithësi neglizhohet.

Për seksionin drejtkëndor me gjatësi B dhe thellesi D duke neglizhuar rritjen e sipërfaqes nga tensioni do të llogaritet:

$$\frac{\Delta A}{A \Delta p} = \frac{B^4 R}{15e^3 E D}$$

Në të cilin R është faktori drejtkëndor i dhënë nga:

$$R = \frac{6-5\alpha}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{D}{B}\right)^5 \left[6 - 5\alpha \left(\frac{B}{D}\right)^2\right] \text{ ku } \alpha = \frac{1 + \left(\frac{D}{B}\right)^3}{1 + \frac{D}{B}}$$

Problemin e seksioneve drejtkendore te tubacioneve (bokseve) e kane studjuar edhe Thorley dhe Guymer. duke perfshire edhe sforcimet tangenciale te deformimit dhe perkuljes. [29] Ata kane treguar qe termat e sforcimeve tangenciale te deformimit dhe tensionet gjate perkuljes perbejne rreth 10-12% te ndryshimit te siperfaqes per nje raport te gjerese se seksionit me trashesine e murit prej 15. Por gjithashtu kane treguar qe keto terma behen te parendesishem per vlera te raportit te mesiperm me te medha, si p.sh. 100.

2.7.7 Konkluzione per ndikimin e cilesive elastike te tubit ne shpejtesine e perhapjes se vales

Nga sa rezulton nga shembujt e dhene me siper ndikimi i cilesive elastike te tubacionit ne vleren e shpejtesise se perhapjes se valeve nga grushti hidraulik eshte i konsiderueshem ndersa ndikimi i menyres se instalimit dhe ankerimeve te jashtme nuk eshte aq i rendesishem. Ndersa shpejtesia mund te zvogelohet deri ne 10 here per shkak te cilesive elastike, ajo ndyshon deri ne 10% per shkak te menyres se instalimit ose ankerimit te jashtem te tubacioneve.

Supozime te ndryshme duhet te behen ne vleresimin e shpejtesise se vales nepermjet tubacioneve elastike. Shkurtimisht keto supozime permbliidhen ne konfirmimin qe shperndarja elementare e sforcimeve ne tubacion eshte e aplikueshme dhe qe efektet e shpejtesise se shperndarjes se sforcimeve neper tubacion mund te neglizhohen. Ne shume shembuj keto supozime jane te arsyeshme ndersa ne te tjere (si p.sh tunelet ne shkemb) keto supozime jane te dyshimta. Keto supozime se bashku me problemet praktike (si p.sh ndryshimet e vogla ne diametrin e tubit dhe trashesise se mureve te tij), tregojne qe efekti i kufizimeve te jashtme te tubacionit shpesh mund te neglizhohen.

Pavaresisht konfirmimeve te mesiperme ne mendojme qe te gjitha efektet duhet te percaktohen dhe vleresohen (qofte edhe per te vleresuar nese kjo mund te neglozhohet apo jo) dhe eshte e rendesishme qe madhesia e ketij efekti duhet te vleresohet saktesisht.

Nga investigimi i literaturave eshte konfirmuar qe ka rezultate jo-korrekte dhe te paunifikuara ne efektin e elasticitetit dhe lidhjeve te jashtme ne deformimin e tubacionit dhe me tej ne vleren e shpejtesise se perhapjes se vales ne te si dhe nuk jepen apo saktesohen supozimet e bera ne nxjerrjen e shprehjeve per parametrat qe marrin ne konsiderate cilesite elastike te materialit te tubit. Kjo ka rendesi ne praktike per dy arsye. Se pari, kur kerkohet vleresimi i shpejtesise se perhapjes se vales me saktesine deri ne 10% eshte e nevojshme te merren ne konsiderate menyra e kufizimeve te jashtme te tubacionit dhe kur keto nuk jepen ne literature, apo nuk sqarohen sic ndodh ne nje pjese te literatures saktesia e kerkuar e llogaritjes se shpejtesise se perhapjes se vales mund te mos arrihet. Se dyti, per ekspertet e rinj te fushes te cilet nuk mund ti verifikojne vete rezultatet, gjendja perpara vleresimeve te ndyshme me diferenca ne rezultate u krijon konfuzion.

Situata te tilla mund te zgjidhen thjeshte: literatura duhet te jape sakte rastet e marre ne konsiderate dhe supozimet qe jane bere. Pas kesaj perdorimi dhe adoptimi i shprehjeve dhe ekuacioneve per nje rast specifik duhet te justifikohet dhe arsyetohet nga perdoruesi i tyre.

2.8 Vleresimi i ndikimit te Grimcave te Ngurta ne Lengun qe transportohet ne Shpejtesine e Perhapjes se Vales nga Grushti Hidraulik ne Tubacione

Ne pergjithesi prezenca e grimcave te ngurta ne masen e ujit qe transportohet nga tubacionet nuk eshte e dëshirueshme dhe merren masa per reduktimin e tyre nepermjet veprave te dekantimit si per ujin e pijshem ashtu edhe ujerat per prodhim energjie dhe ujitje. Megjithate eshte e pashmangshme prezenca e grimcave te ngurta ne ujerat qe transportohen dhe sidomos ne ujerat e perdorura ose te kontaminuara. Ekzistenca e grimcave te ngurta ndikon ne vleresimin e grushtit hidraulik por qe e nderlikon se tepermi kete llogaritje. Grimcat e ngurta gjenden ne masen e lengut qe transportohet ne tre forma:

- Te dekantuara ne fundin e tubacionit
- Te shperndara uniformisht apo pezull, sidomos kur jane ne dimensione te vogla
- Te shperndara jo-uniformisht

Bazuar ne parametrat qe influencojne ne vlerat e grushtit hidraulik, prezenca e grimcave te ngurta, influencon nepermjet sasise, dendesise dhe ngjeshmerise se grimcave te ngurta. Gjate levizjes se vales nga grushti hidraulik, grimcat levizin kundrejt njera tjetres per shkak te ndryshimit te dendesise se tyre me ate te lengut dhe kjo levizje kundershohet vetem nga viskoziteti i tij. Nga ana tjetere per shkak te diferencave te koncentrimit te grimcave ne masen e lengut ekzistojne levizje te masave me koncentrim te madh ne ato me koncentrim te vogel, qe influencohet nga ferkimi ndermjet grimcave dhe mureve te brendshme te tubacionit transportues.

Nga ana tjetere grushti hidraulik mund te influencohet edhe nga nje shperndarje jo-uniforme e grimcave te ngurta pergjate tubacionit transportues, prezenca e gazeve se bashku me grimcat dhe faktore te tjere.

Nje trajtim me i detajuar i efektit te grimcave te ngurta ne vleren e grushtit hidraulik eshte dhene ne literature. [29] Ne kete studim po japim vetem disa rezultate te ketij studimi. Ne pergjithesi nuk ekzistojne te dhena per vleresimin e pranise se grimcave te ngurta ne masen e lengut per te llogaritur ndikimin e tyre ne vlerat e grushtit hidraulik. Ne mungese te te dhenave te matura eshte e veshtire te vleresoje nga pikepamja sasimore efektin e tyre, prandaj kjo analize duhet te konsiderohet si e perafert dhe per raste te vecanta dhe te kufizuara. Duke konsideruar shperndarjen uniforme te grimcave ne masen e lengut dhe mungesen e ferkimit ndermjet grimcave me muret e brendshme te tubacionit do te marrim ne shqyrtim dy raste: njeri kur viskoziteti i lengut ndalon cdo levizjet relative ndermjet lengut dhe grimcave te ngurta dhe e dyta, kur efekti i forcave te ferkimit ndermjet lengut dhe grimcave nuk eshte marre ne konsiderate.

Ne rastin e pare forcat e ferkimit jane dominuese dhe nuk lejojne levizje ndermjet lengut dhe grimcave, shpejtesia e perhapjes se grushtit hidraulik llogaritet si per masen homogjene te lengut me dendesi:

$$\rho = \alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2 \quad (2 - 90)$$

ku $\alpha_1, \rho_1, \alpha_2, \rho_2$ janë përqendrimit dhe dendësitë e lëngut dhe grimcave të ngurta.

Sigurisht që përqendrimit plotësojnë kushtin që:

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1 \quad (2 - 91)$$

dhe shpejtësia e përhapjes së grushtit hidraulik jepet nga ekuacioni:

$$a = \frac{\sqrt{E_{perz} / \rho_{perz}}}{\sqrt{1 + \frac{DE_{perz} C}{eE}}} \quad (2 - 92)$$

ku

$$E_{perz} = \frac{\alpha_1}{E_u} + \frac{\alpha_2}{E_{grimces}} \quad (2 - 93)$$

E_u dhe $E_{grimces}$ janë modulet e elasticitetit të masës së lëngut dhe grimcave të ngurta.

Sigurisht që për llogaritjen e sakte të shpejtësive së vales dhe me tej vlerës së grushtit hidraulik duhet të njihen parametrat për lëngun dhe grimcën.

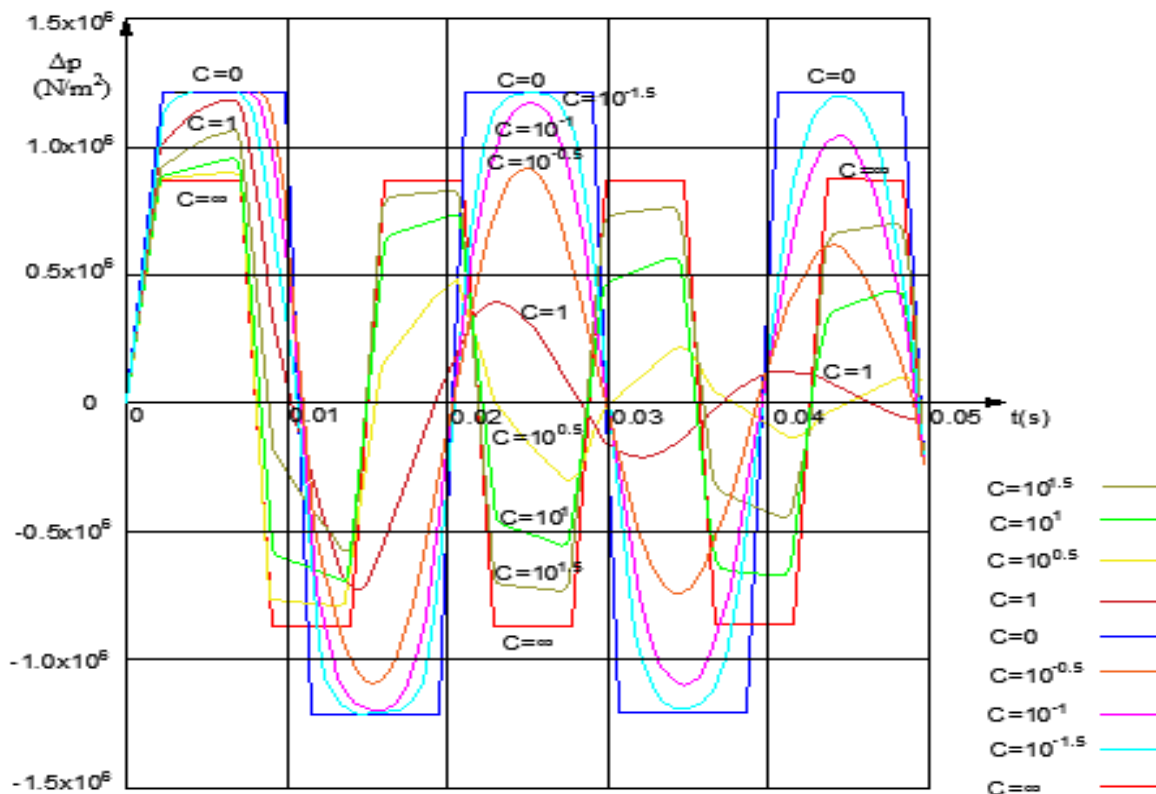
Në rastin e dytë, kur efekti i forcave të ferkimit ndërmjet lëngut dhe grimcave nuk është marrë në konsideratë, mënyra e llogaritjes është e njëjta por me ndryshimin e vetëm të llogaritjes së dendësisë së përzierjes:

$$\rho_{perz} = \frac{1}{\frac{\alpha_1}{\rho_1} + \frac{\alpha_2}{\rho_2}} \quad (2 - 94)$$

Një rast i ndërmjetëm ndërmjet dy rasteve të mësipërme do të komplikonte zgjidhjen.

Për një ilustrim po japim me poshtë presionin e matur në një sarracineske të instaluar në një tubacion pas mbylljes së saj, e marrë siç është nga literatura. [29] Vlera e C në grafik përfaqëson ndikimin e ferkimit në vlerën e grushtit hidraulik. Për $C=0$, ferkimi nuk lejon lëvizjet relative të lëngut dhe grimcave ndërmjet tyre, $C = \infty$ ferkimi neglizhohet plotësisht. Nga grafiku në Figure 2-18 tregohet që forcat e ferkimit ndërmjet lëngut dhe grimcave mund të shkaktojnë edhe deformimin e shpërndarjes së vales së presionit që udhëton në tubacion. Ky grafik tregon anën çësore të fenomenit. Në realitet devijimet e dyanëshme tentojnë të behen gjithmone e më të vogla për shkak të koncentrimëve më të vogla dhe diferenca më të vogla të dendësive ndërmjet lëngut dhe grimcave të ngurta.

Figure 2-18 Ndikimi i ferkimit ndermjet lengut dhe grimcave ne grushtin hidraulik shkaktuar nga mbyllja e nje saracineske ne nje tubacion ne te cilin rrjedh lengu i perzier (burimi: Zaruba, J.) [29]



Nje nje rast tjeter te vecante kur sedimentet e ngurta dekantohen ne tubacionin qe transporton lengun dhe ferkimi me muret e tubit nuk lejon zhvendosjen e tyre zgjidhet si llogaritje e grushtit hidraulik ne nje mjedis homogjen lengu. Me dekantimin e sedimenteve ne tubacion neper tubacion transportohet leng i pastër. Llogaritja e shpejtesise se perhapjes se vales ne kete rast llogaritet njelloj si ne rastet e mesiperme ku dendesia llogaritet sipas marredhenies se meposhtme:

$$\rho = \rho_1 \frac{A}{A - A_s} \quad (2 - 95)$$

Ku A_s eshte siperfaqja e seksionit terthor te tubacionit ku jane dekantuar grimcat e ngurta dhe A seksioni terthor total i seksionit te tubacionit. Shpejtesia e vales llogaritet nga ekuacioni (2 - 90), ku α_1 dhe α_2 jane perqendrimet mesater te lengut dhe grimcave respektivisht ne profilin e tubacionit. Q eshte prurja e perzierjes. Konstatimi i bllokimit te pjesshem i nje tubacioni eshte shpesh i veshtire ne praktike, megjithate ky rast do ta rriste ne menyre te konsiderueshme presionin gjate grushtit hidraulik.

Ne nje rast me te pergjithshem kur perqendrimet dhe shpejtesite e lengut dhe grimcave te ngurta ne nje profil tubacioni jane te shperndare ne menyre te pabarabarte, dhe kur pjese te seksionit terthor mund te jete i bllokuar nga materiali i ngurte i dekantuar dhe gjithashtu

mund te kete levizje relative ndermjet lengut dhe grimcave te ngurta, zgjidhja eshte komplekse. Sic u tha me siper vetem dy raste te kufizuara mund te zgjidhen nga metoda e prezantuar ketu.

Ne rastin e pare ferkimi dominon mbi forcat e shkaktuara nga grushti hidraulik. Densiteti percaktohet nga shprehja:

$$\rho = (\alpha_1 \rho_1 + \alpha_2 \rho_2) \frac{A}{A - A_g} \quad (2 - 96)$$

Ku α_1 dhe α_2 jane perqendrimet e lengut dhe grimcave te ngurta, respektivisht, ne perzierjen qe rrjedh ne tubacion. Vlera e shpejtesise se vales jepet nga ekuacioni (2 – 90). Duhet te theksohet qe keto perqendrime mund te ndryshojne ne menyre te konsiderueshme. Q eshte prurja e perzierjes qe rrjedh ne tubacion. Ketu eshte konsideruar nje shperndarje uniforme e perqendrimeve pergjate tubacionit.

Ne rastin e dyte, ku ferkimi eshte neglizhuar ne lidhje me forcat e shkaktuara nga grushti hidraulik, llogaritja eshte e ngjashme me ate te rastit te meparshem. Densiteti i lengut percaktohet nga ekuacioni (2 – 92). Vlerat e α_1 dhe α_2 jane perqendrimet mesatare te lengut dhe grimcave te ngurta, respektivisht, ne profilin e tubacionit. Perqendrimet e grimcave te ngurta ne perzierje qe rrjedhin nepermjet tubacionit dhe sasia e grimcave te dekantuar nuk jane te rendesishme ne kete rast.

Edhe kur keto raste te vecanta jane zgjidhur, eshte e sigurte qe vlerat reale do te shtrihen diku ndermjet rezultateve te llogaritjes. Fenomene te ngjashme me ato te percaktuara ne Figuren 2 – 18, ndodhin ne raste ndermjetese. Forcat te veprojne ne grimcat e ngurta mund te deformatojne valet e presionit dhe zbusin rrjedhen e grushtit hidraulik. Ne rastet aktuale, megjithate, vlerat maksimale dhe minimale zaakonisht shtrihen ndermjet atyre te llogaritura per rastet kufitare, prezantuar me siper. Kjo eshte gjithashtu prezantuar ne Figuren 2-18 qe vijon.

Table 2-3 Efekti i prezences se grimcave te ngurta ne rritjen e presionit nga grushti hidraulik

Parametrat e perzierjes	Leng i paster	Leng me grimca te ngurta te shperndara uniformisht		Leng me grimca te dekantuar
		Dominon ferkimi	Ferkimi neglizhohet	
Perqendrimi mesatar i grimcave te ngurta ne perzierjen rrjedhese	0.0	0.05	0.05	0.0
Perqendrimi mesatar ne volum i grimcave ne seksionin terthor te tubacionit	0.0	0.05	0.05	0.15

Siperfaqja e mbushur e seksionit terthor me grimcat e dekantuar (% ne volum)	0.0	0.0	0.0	20.0
ρ (kg/m³)	1,000	1,075	1,031	1,250
E (N/m²)	2.0 x 10 ⁹	2.1 x 10 ⁹	2.1x10 ⁹	2.33 x 10 ⁹
a (m/s)	1,414	1,398	1,427	1,365
Δp (Pa)	4.5 x 10 ⁶	4.7 x 10 ⁶	4.68 x 10 ⁶	5.43 x 10 ⁶

Ne shumicen e rasteve, grimcat e ngurta ne nje tubacion rrisin vlerat ekstreme te presionit gjate grushtit hidraulik, me arsyen e dendesise se larte dhe ngjeshmerise se ulet krahasuar me ato te nje lengu. Kjo rritje ne pergjithesi nuk eshte e konsiderueshme per shkak te perqendrimeve zakonisht te uleta te grimcave te ngurta. Nga ana tjetere, gazrat te cilat jane shpesh te bllokuar ne tubacion se bashku me grimcat, zvogelojne vlerat maksimale dhe minimale te presionit (sic do te shihet ne seksionin qe pason). Nje rritje e konsiderueshme e presionit gjate grushtit hidraulik mund te ndodh kur tubacioni eshte pjeserisht i ngushtuar nga materiali i dekantuar ne te. Si rezultat i ngushtimit shpejtesia e rrjedhjes rritet dhe ne kete menyre shkaktohen vlerat ekstreme te presionit qe jane funksione te kesaj shpejtesie.

Tabela 2-3 jep rritjen e presionit Δp te shkaktuar nga mbyllja e nje tubacioni sic percaktohet ne perputhje me ekuacionin $\Delta p = -\rho a \Delta v$ duke marre ne konsiderate efektin e grimcave te ngurta. Llogaritjet jane ndermarre per raste te kufizuara te ndryshem. Ne te gjitha shembujt tubacioni rigjid ka nje diameter prej 0.2 m, prurja fillestare $Q = 0.1 \text{ m}^3/\text{s}$, dendesia e lengut dhe grimcave te ngurta $\rho_1 = 1,000 \text{ kg/m}^3$ dhe $\rho_2 = 2,500 \text{ kg/m}^3$, respektivisht dhe modulet e elasticitetit te lengut dhe grimcave te ngurta $E_u = 2 \times 10^9 \text{ Pa}$ dhe $E_{gr} = 4 \times 10^{10} \text{ Pa}$, respektivisht. Keto vlera korespondojne perafersisht me nje perzierje te ujit dhe reres. Rritja ne presion eshte llogaritur per lungun e paster dhe ate ku grimcat e ngurta jane shpendare uniformisht, per te dyja rastet kur forcat e ferkimit merren ne konsiderate (ekuacionet 2 - 90, 2 - 92) dhe per forcat e ferkimit te neglizhuara (ekuacionet 2 - 92, 2 - 93). Kollona e fundit permban rezultatet per rastin ku grimcat e ngurta kane dekantuar ne fundin e tubacionit (ekuacionet 2 - 92, 2 - 95).

2.9 Vleresimi i ndikimit te Permbajtjes se Ajrit ne Lengun qe transportohet ne Shpejtesine e Perhapjes se Vales nga Grushti Hidraulik ne Tubacione

Ajri ne tubacionin qe transporton uje gjendet ne dy forma, ne formen e bulezave te vogla qe qarkullojne ne masen e volumit te ujit ose si hapësira boshe te medha te lengut ne tubacion. Kjo e fundit ndodh kur ne hyrje te tubit krijohen vorbulla dhe nuk repektohet lartesia e nevojshme e ujit mbi kuroren e siperme te tubit, mund te thithet ne hyrje te tubit thithes se pompes, nga seksionet e rrjedhjeve te tubacionit ose nga pajisjet e instaluar ne gjatesi te tij, etj. Ne te gjitha rastet e prezences se ajrit ne masen e ujit qe transportohet nga tubacioni shpejtesia e perhapjes se vales nga grushti hidraulik zvogelohet ne mase te konsiderueshme

dhe modeli i perhapjes se vales se presionit dhe vete madhesia e tij ndryshon. Ne te gjitha rastet e pranise se ajrit ne lengun qe transportohet nga tubacioni con ne zvogelim te presionit nga grushti hidraulik por mund te coje edhe ne fenomene te rrezikshme nga ky fenomen.

Ndikimi i pranise se ajrit ne masen e lengut do te trajtohet duke e thjeshtezuar modelin e kesaj pranie. Prania e ajrit ne uje krijon nje perzierje e cila nuk eshte e thene qe te jete uniforme, por ne modelin qe po shqyrtojme e konsiderojme uniformisht te shperndare ne masen e lengut te seksionit te tubit ne shqyrtim. Ne kete rast shpejtesia e vales llogaritet duke perdorur ekuacionin (2 – 34) me kushtin qe vlera e modulit te elasticitetit dhe densitetit te ujit jane ato te perzierjes. Kjo arrihet duke perdorur shprehjen (2 – 13) per moduln e elasticitetit te mases se lengut duke zevendesuar ne te ndryshimin relativ ne volumen e pergjithshem me shumen e ndryshimeve relative te volumeve te ajrit dhe ujit. Kjo shprehet si me poshte:

$$E_{perz} = \frac{E_{lengut}}{1 + \alpha \left(\frac{E_{lengut}}{E_{ajrit}} - 1 \right)} \quad (2 - 97)$$

ku E_{lengut} dhe E_{ajrit} jane modulet e elasticitetit te ujit dhe ajrit dhe α eshte poroziteti (raporti i volumit te poreve kundrejt volumit te pergjithshem te perzierjes). Ne te njejten menyre llogarisim dendesine e perzierjes si me poshte:

$$\rho_{perz} = (1 - \alpha)\rho_u \quad (2 - 98)$$

Duke zevendesuar ekuacionin (2 – 97) dhe (2 – 98) ne ekuacionin (2 – 34) do te kemi shprehjen per vleren e shpejtesise se vales ne perzierje

$$a = \frac{\sqrt{E_{perz} / \rho_{perz}}}{\sqrt{1 + \frac{E_{perz}}{E} \frac{D}{e} C + \alpha \frac{E_{perz}}{E_{ajrit}}}} \quad (2 - 99)$$

Ndersa duke ditur qe E_{ujit} eshte shume me e madhe se E_{ajrit} dhe si rezultat raporti i tyre eshte shume me i madh se 1, vlera e shpejtesise se perhapjes se vales rezulton:

$$a = \frac{\sqrt{E_{lengut} / \rho_{perz}}}{\sqrt{1 + \frac{E_{lengut}}{E} \frac{D}{e} C + \alpha \frac{E_{lengut}}{E_{ajrit}}}} \quad (2 - 99.1)$$

Parametrat ne ekuacionin e mesiperm jane dhene ne seksionet paraardhese.

Nga ekuacioni i mesiperm rezulton qe shpejtesia e perhapjes se vales varet, pervec te tjerave, nga poroziteti α dhe moduli i elasticitetit E_{ajrit} , qe ne vetvete varet nga presioni dhe si rezultat

vete shpejtesia e vales varet nga vala e presionit. Kjo e komplikon nje analize per percaktimin e sakte te presionit nga grushti hidraulik.

Edhe perqendrimet te vogla te gazit ne rrjedhjen e lengut zvogelojne ne menyre te konsiderueshme shpejtesine e perhapjes se vales nga grushti hidraulik. Per te treguar se sa i rendesishem eshte efekti i ajrit ne leng ne vlerat e shpejtesise se perhapjes se grushtit hidraulik dhe me tej ne vleren e presionit te grushtit hidraulik po konsiderojme disa perqindje te permbajtjes se ajrit ne leng per te llogaritur shpejtesite perkatese nga grushti hidraulik. Sistemi i tubacionit i marre ne konsiderate per keto llogaritje eshte celiku me diameter $D = 609.6$ mm, trashesi te murit $e = 7.62$ mm dhe modul elasticiteti $E = 2.0 \times 10^{11}$ N/m². Shpejtesia e rrjedhjes ne tubacion eshte 1.83 m/s, dendesia e ujit $\rho = 1,000$ kg/m³ dhe moduli i elasticitetit te ujit $E_u = 2.0 \times 10^9$ N/m². Pesha volumore e perzierjes llogaritet sipas ekuacionit 2 – 98.

Ne fillim duhet te percaktojme modulin e elasticitetit te ajrit E_{ajrit} qe varet nga procesi hidrodinamik i ndjekur nga ajri se si ngjeshet ose zgjerohet.

Ajri ose ne pergjithesi gazet ne tubacionin e lengut qe transportohet gjendet ne forma te ndryshme te bulezave te vogla te shperndara ne leng ose te bashkuara ne buleza me te medha qe mund te qendrojne ne nje vend ose levizin pergjate tubacionit. Per ajrin ose gazet e shperndara njetrajtesisht moduli i elasticitetit, dendesia dhe shpejtesia e perhapjes se vales jepet nga ekuacionet 2 - 97, 2 - 98 dhe 2 - 99 ose 2 - 99.1 me siper.

Megjithate percaktimi i modulit te elasticitetit te ajrit te perfshire ne masen e lengut kerkon nje analize me te detajuar.

Wylie dhe Streeter (1993) sugjerojne nje proces izotermal (proces hidrodinamik ne te cilin temperatura e sistemit mbetet konstant dhe ne sistem lejohet transferimi i nxehtesise per te ruajtur konstant temperaturen) me $E_{ajrit} = p$. [15] Skaji tjetër i procesit izotermal eshte procesi izotropik (proces hidrodinamik ne te cilin entropia e lengut dhe gazit mbetet konstant dhe nuk ka transferim te nxehtesise ose lendes) ku $E_{ajrit} = k \times p = 1.4 \times p$. Ndersa kur pranohet nje transferim i nxehtesise atehere do te konsiderojme nje proces politropik ku $E_{ajrit} = n \times p = 1.2p$.

Presioni p llogaritet nepermjet ekuacionit 2 – 9 ($\Delta H = -a/g\Delta v$) pasi jane llogaritur shpejtesite a perkatese te perhapjes se vales ne kete tubacion, ku $\Delta v = -1.83$ m/s dhe presioni atmosferik eshte marre 1.01×10^5 N/m². Perqindjet e ajrit ne uje jane marre 0.1%, 0.5%, 1.0% dhe 2.0%. Llogaritjet jane bere per te tre rastet e instalimit te tubacionit dhe permblodhur ne tabelen e meposhtme.

Table 2-4 Efekti i perqendrimit te gazit dhe presionit ne shpejtesine e vales ne nje tubacion

% ajrit ne uje	Ankorim vetem ne njeran ane			Ankorim i plote ne gjatesi			Xhunto zgjatuese ne gjatesi		
	Procesi izotermik	Procesi politropik	Procesi isentropik	Procesi izotermik	Procesi politropik	Procesi isentropik	Procesi izotermik	Procesi politropik	Procesi isentropik
0.1	1052.6	1090.0	1119.4	1053.5	1091.1	1120.5	1051.4	1088.8	1118.0
0.5	652.9	699.5	739.6	653.1	699.7	740.0	652.6	699.1	739.2
1.0	492.8	533.0	568.7	492.9	533.2	568.8	492.7	532.9	568.5
2.0	363.9	395.9	424.7	363.9	395.9	424.8	363.8	395.8	424.7

Nga rezultatet e llogaritjes se shpejtesise se vales nga grushti hidraulik ne tabelen e mesiperme konfirmohet qe edhe permbajtje te vogla te ajrit ne uje zvogelojne ne menyre te konsiderueshme shpejtesite e vales ne ambientin miks. Ndersa ndryshimi i shpejtesise se vales per shkak te menyres se instalimit te jashtem eshte i pakonsiderueshem.

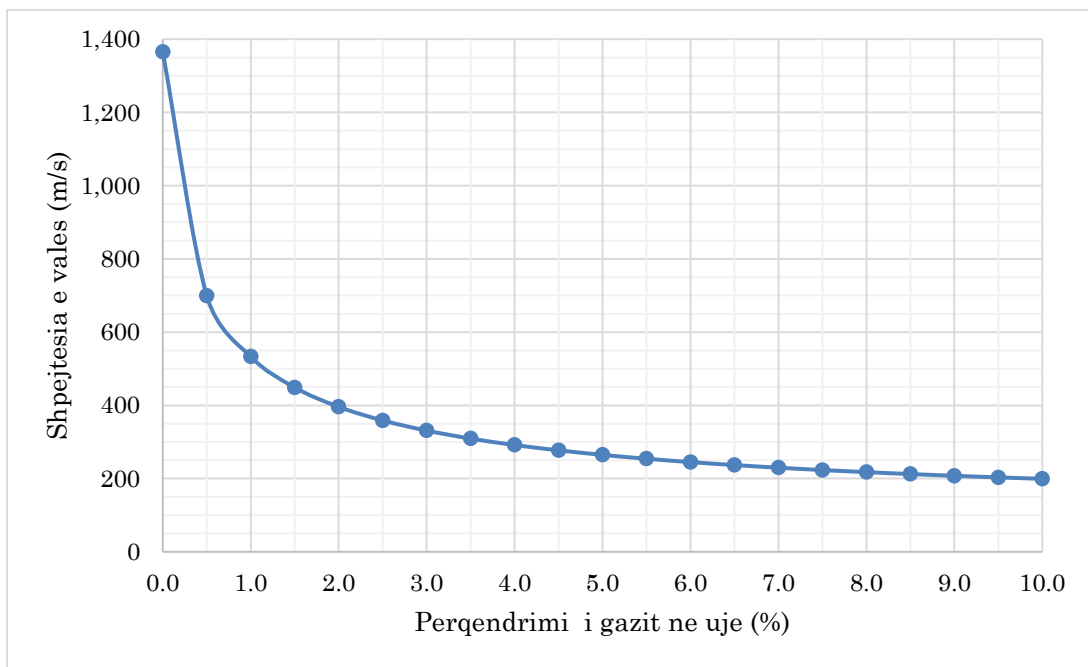
Per te treguar me qarte zvogelimin e shpejtesise se vales ne varesi te perqendrimit te gazit ne uje po paraqesim grafikisht kete varesi per te njejtin sistem tubacioni, me ankerim gjate gjithë gjatesise (rasti b) dhe presion total ne tubacion $3.28 \times 10^6 \text{ N/m}^2$ si dhe nen procesin politropik. Llogaritjet jane bere per perqindje te perqendrimit te gazit ne uje nga (0 – 10) % dhe rezultatet jane dhene ne tabelen dhe grafikun e meposhtem.

Table 2-5 Rezultatet e llogaritjeve te shpejtesise se vales per % te ndryshme te perqendrimit te gazit

$E_u(\text{N/m}^2)$	$\rho_{ujit}(\text{kg/m}^3)$	$E(\text{N/m}^2)$	$D(\text{m})$	$e(\text{m})$	μ	C	α	$\rho_{perz}(\text{kg/m}^3)$	$E_{ajrit}(\text{N/m}^2)$	$a(\text{m/s})$
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.000	1000	3.28E+06	1365.4
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.005	995	3.28E+06	699.7
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.010	990	3.28E+06	533.2
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.015	985	3.28E+06	448.9
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.020	980	3.28E+06	395.9
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.025	975	3.28E+06	358.9
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.030	970	3.28E+06	331.1
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.035	965	3.28E+06	309.3
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.040	960	3.28E+06	291.7
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.045	955	3.28E+06	277.2
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.050	950	3.28E+06	264.8
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.055	945	3.28E+06	254.2
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.060	940	3.28E+06	245.0
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.065	935	3.28E+06	236.9

2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.070	930	3.28E+06	229.7
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.075	925	3.28E+06	223.3
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.080	920	3.28E+06	217.6
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.085	915	3.28E+06	212.4
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.090	910	3.28E+06	207.6
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.095	905	3.28E+06	203.3
2.00E+09	1000	2.00E+11	0.6096	0.0762	0.3	0.91	0.100	900	3.28E+06	199.4

Figure 2-19 Paraqitja grafike e shpejtesise se vales per perqendrime te ndryshme te gazit ne uje



3 Teoria Klasike e Allievit per Grushtin Hidraulik

3.1 Hyrje

Teoria e Allievit per grushtin hidraulik perben themelin mbi te cilin eshte zhvilluar teoria e grushtit hidraulik. Ajo eshte e para ne kete fushe qe trajton fenomenin mbi baza fizike dhe algjebrike duke permbledhur te gjitha zhvillimet e deriatehershme per kete fenomen. Mbi kete bosht jane sjelle te gjitha zhvillimet e vrullshme, sidomos te periudhes 1920-1960, ku pervojat dhe eksperiencat kombetare te studjuesve te fushes filluan ti nenshtrohen diskutimeve dhe shkembimit te informacionit ne rang nderkombetar nepermjet simpoziumeve dhe konferencave te mbajtura per kete qellim.

Perfshirja e kesaj teorie ne kete raport eshte bere per te sjelle fenomenin se bashku me progresin qe ka ndjekur deri ne ditet tona dhe per te kuptuar me mire problemet qe kane gene subjekt i diskutimeve dhe debateve ndermjet eksperteve te fushes gjate kesaj periudhe.

Ne dhjetor 1902 Lorenzo Allievi, publikoi monografin e tij “Teoria e pergjithshme e levizjes se ndryshueshme te ujit ne tubacionet nen presion” ne revisten “Annali della Societa degli Ingegneri ed Architetti Italiani”. Botimi ne frengjisht i kesaj monografie u shfaq ne vitin 1904 ne revisten “Revue de Mecanique”. Nje botim ne anglisht i kesaj monografie nuk eshte dukur deri ne vitet 20’ te shekullit te 20^{te}, megjithate ne vitet e para te dekadës se trete te tij nje nga formulat e Allievit e aplikueshme ne nje rast specifik eshte referuar ne botimet teknike Amerikane, prezantuar si “zgjidhje e Allievit” per problemin e grushtit hidraulik, qe do te thote qe punimi i Allievit kishte depertuar edhe ne boten Amerikane. Megjithate duhet theksuar qe zbatimi jokorrekt i formulave te Allievit shkaktoi ne fazat e para nje konfuzion te madh dhe kjo rezultoi me nje kriticizem te padrejte te “zgjidhjes se Allievit” deri ne daljen e artikullit te N. R. Gibson te emertuar “Presionet ne tubacionet e turbinave” ne te cilin eshte treguar metoda praktike e perdorimit te zgjidhjes se Allievit ne monografin e tij te vitit 1902.

Artikulli i Gibson ishte i pari ne gjuhen angelze qe dha nje pasqyre te qarte ecurise se presionit te vales te gjeneruar ne nje tubacion nen presion gjate fenomenit te grushtit hidraulik. Rezultatet e Gibson jane identike me ato te gjetura nga formulat e Allievit.

Studimi i Allievit nga monografia e vitit 1902 ndryshon nga te gjitha monografite e tjera te botuara deri atehere per fenomenin e grushtit hidraulik si nga pikepamja e origjinalitetit te metodes se perdorur si dhe nga rendesia dhe risite qe solli ne perftimin e rezultateve. Allievi nuk shkeli kurre ne rruget e para-ardhesve te tij qe rezultuan te gabuara si dhe duke patur si qellim te afrohet sa me afer te ishte e mundur me zgjidhjen e fenomenit, ai filloi ne menyre sistematike dhe me vetedije te injoroje cdo gje qe ishte arritur perpara tij dhe ta filloje trajtimin e problemit nga origjina e tij.

Megjithate, sic eshte theksuar nga vete ai ne leksionin e dhene ne vitin 1911 per nje grup inxhinieresh ne Gjeneve, monografia e vitit 1902 nuk perben nje “Teori te Grushtit Hidraulik” por vetem “nje mjet matematikor” per zgjidhjen e problemit te tij. Ne shenimet e

tij te botuara ne “Atti del Collegio degli Ingegneri ed Architetti”, Milano, 1913, Allievi ben nje perdorim te jashtezakonshem te ketij mjete te farketuar prej tij dhe prezanton per lexuesit e tij “Teorine e Pergjithshme”, frut i kerkimeve te tij te viteve te fundit.

Me eliminimin e te gjitha supizimeve arbitrare ne derivimin e ekuacioneve baze te grushtit hidraulik, Allievi arriti te jape nje perkthim matematikor te fenomenit te grushtit hidraulik, qe eshte eshte nje shprehje e sakte e cilesive fizike te tij. Pikerisht ne kete qe sapo thame shtrihet origjinaliteti i punes se pare te autorit ne vitin 1902.

Kjo metode e perballimit te problemit, se bashku me interpretimin e funksioneve hidrodinamike qe luan nje rezervuar me nivel konstant te vendosur ne fundin e anes se siperme te tubacionit, funksioni i te cilit konsiston ne reflektimin ne drejtim te saracineskes (me shenje te kundert) te valeve te presionit pozitive dhe negative te transportuara nga tubacioni, ka dhene celesin e te gjitha fenomenit te grushtit hidraulik.

Monografia e Allievit e vitit 1902, nje permbledhje te te ciles do ta japim ne seksionin ne vijim, lejon tashme percaktimin analitik te karakterit te grushtit hidraulik te shkaktuar nga cdo operim i saracineskes qe kontrollon shkarkimin nga tubacioni. Por, sic u theksua me siper, ky eshte vetem nje mjet matematikor i teorise se grushtit hidraulik. Ai akoma nuk permban nje studim sistematik dhe sintetik te ligjeve te pergjithshme te fenomenit.

Per hir te se vertetes ne kete monografi vetem cilesite qe karakterizojne mekanikisht tubacionin si diametrin, trashesine e mureve te tij dhe modulet e elasticitetit te materialit te tubit dhe ujit jane te perfshire ne ekuacionet e shprehjes se shpejtesise a te perhapjes se vales se presionit nga grushti hidraulik, ndersa elementet qe karakterizojne funksionimin e tubacionit si lartesia e presionit y_0 dhe shpejtesia e levizjes se ujit v_0 jane akoma ne prove, qe e bejne te pamundur pergjithesimin sistematik te ligjeve qe percaktojne presionin gjate rrjedhjes se paqendrueshme.

Nje veshtiresi te tille Allievi e adreson me elegance ne kerkimet e tij te mevonshme (1913) qe po e japim shkurtimisht me poshte.

Me ndihmen e nje transformimi elementar te formulave te tij baze, Allievi tregon qe pavaresisht cili eshte operimi i saracineskes ne fundin e tubacionit, vlerat relative te presionit (raporti i vlerave te presionit me vlerat fillestare te tij) varen, se pari ne shkallet e hapjes se saracineskes dhe se dyti ne nje parameter te vetem te barabarte me nje te dyten e rrenjes katrore te raportit te energjise kinetike me ate potenciale qe disponohet gjate prurjes normale, ne njesine e gjatesise se tubacionit. Ky parameter, te cilin Allievi e shenon me ρ dhe te barabarte me

$$\rho = \frac{av_0}{2gy_0}$$

perthith te gjitha elementet konstruktive dhe funksionale te tubacionit duke e quajtur ate “karakteristike” te te gjitha tubacioneve ne sherbim.

Ne kete shenim te thjeshte ekziston nje instrument shume i fuqishem dhe pjellor per pergjithesimin e fenomenit, pasi eshte e dukshme qe nje numer infinit tubacionesh, diametrat, trashesite, konstantet elastike, presionet normale dhe shpejtesite e te cileve rezultojne ne nje vlere te vetme te karakteristikes ρ do ti binden te nejtut sistem te ligjeve ne lidhje me fenomenin e grushtit hidraulik.

Megjithate, tubacionet do te ndyshojne nga njeri tjetri nga pikepamja e ketij fenomeni nga gatesia e tij. Allievi e eleminon kete veshtiresi nepermjet adoptimit me njesine e kohes, fazes, ose gjysem-ritmit te lekundjeve te presionit si me poshte:

$$\mu = \frac{2L}{a}$$

Me ndihmen e ketyre transformimeve, ligjet e presionit gjate levizjes se paqendrueshme te ujit jane shprehur per te qene ne funksion te dy parametrave, karakteristikes ρ dhe kohes θ te mbylljes (ose hapjes) se saracineskes te matur nga njesia e re e kohes, sapo e percaktuar. Ky transformim lejon, gjithashtu, paraqitjen grafike ne nje sistem karteziqan me akse θ dhe ρ , te te gjitha ligjeve te grushtit hidraulik, per te gjitha tubacionet e mundshem dhe te gjitha shpejtesive te mundshme te operimit te saracineskes nga kurbat, bashkesia e te cilave formon diagramat e fenomeneve dhe kategorive te ndryshme te tubacioneve.

Keto diagrama, perbejne rezultatet me impresive te ketyre teorive te reja me te cilat inxhinieri mund te gjeje me menyren me te thjeshte qe mund te imagjinohet nje zgjidhje te shpejte per te gjitha problemet te lidhura me kete klas te fenomenit.

Nje instrument tjetet i analizes grafike, te cilen eksperti e cmon shume konsiston ne ate qe autori e quan “diagrama rrethore”.

Duke e konsideruar si te panjohur rrenjen katrore te vleres relative te presionit (me fjale te tjera vleren relative te shpejtesise se shkarkimit nga saracineska), Allievi tregon qe eshte e thjeshte te perftohen nje seri vlerash te presionit gjate levizjes se paqendrueshme nepermjet ndertimit te nje serie te rrateve.

Vlera e jashtezakonshme e kesaj metode duket perpara se gjithash ne faktin qe vizatimi i nje rrethi te vetem eshte i mjaftueshem per te percaktuar:

- Presionet maksimale dhe mesatare te shkaktuara nga nje mbyllje e saracineskes
- Presionet maksimale dhe mesatare te shkaktuara nga nje hapje e saracineskes
- Presionet maksimale dhe minimale limit te nje rezonance

3.2 Permbledhje e Monografise se Allievit (1902)

Ne kete permbledhje te shkurter te monografise se Allievit te publikuar ne vitin 1902, do te tregohet gjeneza e ekuacioneve baze qe perbejne piken e fillimit te “Teorise se Grushtit Hidraulik”.

3.2.1 Ekuacionet diferenciale dhe ekuacionet baze te levizjes se paqendrueshme te ujit

Marrim ne konsiderate nje tubacion me seksion rrethor me diameter dhe trashesi te mureve konstant ne fundin e te cilit instalohet nje saracineske e afte te komandoje shkarkimin nga tubacioni nepermjet hapjes dhe mbylljes se saj. Me tej supozojme qe influenca e ferkimit te ujit me tubin neglizhohet, gje qe eshte e mundshme kur humbjet ne energji nga ferkimi jane shume me te vogla se intensitetet e presionit qe shoqerojne fenomenin e levizjes se paqendrueshme te ujit ne tubacion.

Po bejme emertimet e meposhtme:

r, D, e – elementet gjeometrike te tubacionit: rrezja, diametri dhe trashesia

E - moduli i elasticitetit te materialit te tubacionit

E_u, ω – moduli i elasticitetit dhe densiteti specifik i ujit (ketu nuk kemi perdorur ρ per te respektuar simbolin ρ te perdorur nga Allievi per nje qellim tjetër)

v_0, p_0 – shpejtesia dhe presioni i rrjedhjes uniforme perpara paqendrueshmerise

v, p – shpejtesia dhe presioni i rrjedhjes ne cdo cast te kohes dhe ne cdo seksion te tubacionit

y, y_0 – presionet (ne kollone uji) qe i korespondojne regjimit te paqendrueshem dhe uniform, respektivisht

Le te jete x , abshisa e cdo seksioni te matur pergjate tubit duke filluar nga saracineska ne drejtim te rezervuarit (ne drejtimin e kundert me ate te drejtimit te rrjedhjes se ujit), atehere ekuacioni i pergjithshem i rrjedhjes se paqendrueshme eshte:

$$\frac{\delta p}{dx} = \frac{\omega}{g} \left(X - \frac{\delta^2 x}{\delta t^2} \right)$$

ose, duke konsideruar pozicionin horizontal te aksit x dhe drejtimit te supozuar te x , do te kemi:

$$\frac{\delta p}{dx} = \frac{\omega}{g} \frac{\delta^2 x}{\delta t^2}$$

qe mund te shkruhet edhe

$$\frac{\delta p}{dx} = \frac{\omega}{g} \left(\frac{\delta v}{\delta t} - v \frac{\delta v}{\delta x} \right) \quad (3 - 1)$$

sepse v eshte funksion i x dhe t .

Ekuacioni i vazhdueshmerise do te siguroje nje marredhenie te re; eshte e mjaftueshme te shprehemi qe diferenca e volumeve te ujit qe rrjedh gjate kohes dt, ndermjet dy seksioneve te tubacionit ne nje distance dx, eshte e barabarte me volumin e ujit te depozituar gjate kesaj kohe ne elementin me gjatesi dx te tubacionit; por ndryshimi i volumit te ketij elementi perbehet nga:

$$\frac{\pi r^2}{E} \cdot \frac{D}{e} \cdot \frac{\delta p}{\delta t} \delta t \cdot dx$$

qe do te rezultoje nga elasticiteti i tubacionit dhe

$$\pi r^2 \frac{dx}{E_u} \frac{\delta p}{\delta t} dt$$

per shkak te ngjeshmerise se mases se ujit ne seksionin elementar dx.

Duke neglizhuar termat e rendit te $1/E^2$ dhe diferencialet me te larta se rendi i pare do te perftojme:

$$\frac{\delta v}{\delta x} = \left(\frac{1}{E_u} + \frac{1}{E} \frac{D}{e} \right) \frac{\delta p}{\delta t} \quad (3 - 2)$$

Ekuacionet (3 - 1) dhe (3 - 2) jane ekuacionet diferenciale baze te levizjes se paqendrueshme. Ato mund te thjeshtohet me tej duke neglizhuar ne ekuacionin (3 - 1) termin dv/dt ; edhe ky veprim eshte i justifikueshem pasi ndryshimi i shpejtesise sipas x eshte shume me i vogel se ndryshimi i shpejtesise ne kohe gjate fenomenit te grushtit hidraulik qe ndodh pothuaj ne cast. Perfundimisht duke shenuar

$$\frac{\omega}{g} \left(\frac{1}{E_u} + \frac{1}{E} \frac{D}{e} \right) = \frac{1}{a^2} \quad (3 - 3)$$

ku a ka dimensionet e shpejtesise (shume e thjeshte te provohet). Nga ku ekuacionet (3 - 1) dhe (3 - 2) behen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta v}{\delta t} &= g \frac{\delta y}{\delta x} \\ \frac{\delta v}{\delta x} &= \frac{g}{a^2} \frac{dy}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (3 - 4)$$

Integralet e pergjithshem te ekuacioneve (3 - 4) mund te shkruhen:

$$\left. \begin{aligned} y &= y_0 + F\left(t - \frac{x}{a}\right) + f\left(t + \frac{x}{a}\right) \\ v &= v_0 - \frac{g}{a} \left[F\left(t - \frac{x}{a}\right) - f\left(t + \frac{x}{a}\right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (3 - 5)$$

Ekuacionet (3 - 4) dhe (3 - 5) tregojne qe fenomeni i grushtit hidraulik karakterizohet nga dy sisteme te ekzistences se njekoheshme te presioneve te ndryshueshme qe perhapen pergjate tubacionit ne kahe te kunderta dhe me shpejtesi konstante a. Ne fakt duke vendosur $x = +at +$ konstante, ose $x = -at +$ konstante e ben funksionin F ose funksionin f konstant, dhe gjithashtu vlerat e y dhe v te varen nga te dy keto sisteme te presionit.

Ne do te emertojme (sipas Allievit) si “goditje e drejtperdrejte” ose “grusht hidraulik i drejte” ate qe varet ne sistemin e pare te ketyre sistemeve te presionit dhe i cili per shkak te ndyshimit te seksionit te hapjes se saracineskes perhapet nga saracineska ne drejtim te rezervuarit ne drejtim pozitiv te x. Do te emertojme “kundergoditje” ose “grusht hidraulik i zhdrejte” grushtin hidraulik te cilin per shkak te reaksionit te rezervuarit perhapet nga rezervuari ne drejtim te saracineskes ne drejtimin negative te x.

3.2.2 Grushti hidraulik i drejte

Nese tubacioni eshte pafundesisht i gjate ose rezervuari pafundesisht larg nuk mund te ndodh ne asnje pike te tubacionit nje vale e reflektuar dhe kushti i grushtit te drejte do te plotesohet gjithmone.

Nese tubacioni ka nje gjatesi L te percaktuar sic ndodh ne praktike, grushti hidraulik i drejte ne cdo seksion te abshises x, do te kete vetem nje zgjatje te kufizuar ne kohen $(2L-x)/a$. Ne rastin e ekuacionit te grushtit te drejte (3 - 5) zvogelohet ne

$$\left. \begin{aligned} y &= y_0 + F\left(t - \frac{x}{a}\right) \\ v &= v_0 - \frac{g}{a} F\left(t - \frac{x}{a}\right) \end{aligned} \right\} \quad (3 - 6)$$

3.2.3 Grushti hidraulik i zhdrejte

Ne nje tubacion me gjatesi te fundme L, supozuar te jete horizontal dhe te ushqyer nga nje rezervuar me nivel konstant y_0 , ne cdo seksion te abshises x dhe duke filluar me kohen

$$t = \frac{2L - x}{a}$$

Ekuacioni i levizjes se paqendrueshme do te behet

$$y = y_0 + F + f$$

$$v = v_0 - \frac{g}{a}(F - f)$$

Sepse, duke filluar ne ate cast te kohes, do te bashke-ekzistojne ne x vala direkte dhe e reflektuar. Funkzionet $F\left(t - \frac{x}{a}\right)$ dhe $f\left(t + \frac{x}{a}\right)$ jane te panjohura. Megjithate eshte e mundur per te eliminuar njerin nga keto funksione duke konsideruar qe ne seksionin $x = L$ (pozicioni i rezervuarit), presion y duhet te jete konstant dhe i barabarte me y_0 per cfaredo velere te t . Nga kjo ne perftojme

$$-f\left(t + \frac{L}{a}\right) = F\left(t - \frac{L}{a}\right) \quad (3 - 7)$$

ose ne vecanti duke vendosur

$$t = t_1 + \frac{x}{a} - \frac{L}{a}$$

ku t_1 , eshte emertuar cdo cast e fazes te vales se reflektuar ne seksionin x , me kusht qe

$$t_1 \geq \frac{2L - x}{a}$$

Ekuacioni (VII) do te behet

$$f\left(t_1 + \frac{x}{a}\right) = -F\left(t_1 + \frac{x}{a} - \frac{2L}{a}\right) \quad (3 - 8)$$

qe eshte ekuacion karakteristik i fazes se vales se reflektuar.

I pari i ekuacionit (3 - 5),

$$y = y_0 + F\left(t - \frac{x}{a}\right) + f\left(t + \frac{x}{a}\right)$$

Dukshem ka nje kuptim shume te qarte; funksionet F dhe f prezantojne presionet udhetuese te cilet jan zhvendosur pergjate tubacionit me nje shpejtesi a , i pari ne drejtimin pozitiv dhe tjetri ne ate negative te abshises. Ne kete menyre grushti hidraulik ne cdo seksion te abshises x dhe ne cdo kohe t do te jepet nga:

$$\Delta y = y - y_0 = F\left(t - \frac{x}{a}\right) + f\left(t + \frac{x}{a}\right)$$

Ky ekuacion eshte shpehja matematikore e faktit: grushti hidraulik ne cdo seksion dhe kohe eshte i barabarte me shumen e presionit udhetues F dhe f , qe jane zhvendosur ne te dy drejtimet me shpejtesi konstante a , dhe duke mos inteferuar reciprokisht me njeri tjetrin.

E dyta e formulave (3 - 5),

$$v = v_0 - \frac{g}{a}(F - f)$$

Ne shikimin e pare, nuk duket te jete e ndjeshme nga nje interpretim i thjeshte. Allievi, megjithate, shenon qe ky ekuacion i dyte mund te arrihet nepermjet metodave elementare, nese eshte e pranuar, sic tregohet nga eksperiencia qe ligji i perhapjes se presionit me shpejtesi konstante e shprehur nepermjet ekuacionit (3 - 5) eshte i vertete. Eshte e mjaftueshme, ne kete efekt, per te aplikuar principet baze te dinamikës ne nje element te kollones se ujit me trashesi $dx = \text{adt}$. Relacioni i dyte i (3 - 5) mund te deduktohet, pa veshtiresi, nga ekuacioni i levizjes te ketij elementi.

Ne cdo moment te kohes t , ne tubacionin horizontal, nje element uji me abshise x dhe trashesi dx eshte subjekt i veprimit te presioneve udhetuese F dhe f ; diferenca e ketyre presioneve ne dy faqet e elementit eshte i dukshem,

$$dF - df$$

keshtu qe ekuacioni i levizjes i nje elementi mund te shkruhet

$$\frac{\omega}{g} \pi r^2 dx \frac{dv}{dt} = \omega (dF - df) \pi r^2$$

ose duke vendosur

$$dx = a \cdot dt$$

$$\frac{a}{g} dv = dF - df$$

Duke integruar kete ekuacion ndermjet kufinjve, $t = 0$, fillimi i regjimit te paqendrueshem, per te cilin

$$v = v_0 \text{ dhe } F = f = 0$$

dhe nje cast t , te fazes se grushtit te zhdrejte, ne do te kemi

$$v = v_0 - \frac{g}{a}(F - f)$$

qe eshte ekuacioni e dyte i sistemit (3 - 5).

3.3 Diskutimi i Pergjithshem i Metodes se Allievit

3.3.1 Komente te pergjithshme per rrjedhjen e paqendrueshme

Ne seksionin para-ardhes Allievi ka dhene formulen kryesore qe pershkruan levizjen e paqendrueshme te ujit ne tubacionet me presion.

Ai ka treguar gjithashtu qe ndryshimet e presionit perhapen pergjate tubit me nje shpejtesi a , qe eshte funksion i modulit te elasticitetit te materialit te tubit E dhe modulit te elasticitetit te ujit E_u , diametrit D dhe trashesisse e te tubit, sipas formule (3 - 3):

$$\frac{1}{a^2} = \frac{\omega}{g} \left(\frac{1}{E_u} + \frac{1}{E} \cdot \frac{D}{e} \right)$$

e cila per uje ne tubacion celiku duke marre $\rho = 1,000 \text{ kg/m}^3$, $E_u = 2.07 \times 10^8 \text{ kg/m}^2$ do te jape:

$$a = \frac{1425}{\sqrt{1 + \frac{E_u \cdot D}{E \cdot e}}} \quad (3 - 3.1)$$

Duke zevendesuar vlerat e E per celikun dhe gizen, vlera numerike e shpejtesise se vales a lekundet nga nje minimum prej (600 – 700) m/s per tubacionet me mure te holle me diameter te madh ne nje maksimum prej (1,200 – 1,300) m/s per tubacionet me mure te trashes dhe diameter te vogel.

Allievi ka treguar gjithashtu qe lartesia e presionit te ndryshueshem (shprehur ne meter kollone uji) dhe shpejtesia v ne cdo seksion te tubacionit gjate levizjes se paqendrueshme shprehen nepermjet ekuacioneve (3 – 5) te transformuara si me siper (ne te kundert me ate te shprehur ne monografine e vitit 1902, Allievi preferon te mos beje asnje supozim kufizues ne lidhje me shenjen e F dhe f dhe keshtu i ka dhene f shenje te njejte me ate te F ne te parin dhe shenje te kundert ne ekuacionin e dyte me poshte):

$$\left. \begin{aligned} y &= y_0 + F + f \\ v &= v_0 - \frac{g}{a}(F - f) \end{aligned} \right\} \quad (3 - 5.1)$$

ne te cilet F dhe f nenkuptojne lartesite e presionit te ndryshueshem te shprehur nepermjet funksioneve te formes

$$F\left(t - \frac{x}{a}\right) \quad \text{dhe} \quad f\left(t + \frac{x}{a}\right) \quad \text{respektivisht}$$

ku x është llogaritur në drejtimin e kundërt me v ; që do të thotë, F prezanton një presion variabël (pozitivë ose negativë) që shpërndahet në drejtimin $+x$ me shpejtësi a , dhe e kundërta, f prezanton një presion variabël të përhapur në drejtimin $-x$ me të njëjtën shpejtësi a . Në fakt F bëhet një madhësi konstante nëse në vendosim

$$x = +at + \text{const}$$

(sic do të dukej për një vrojtues që udhëton përgjate tubacionit me një shpejtësi a në drejtimin $+x$) dhe e kundërta f bëhet një madhësi konstante nëse në vendosim

$$x = -at + \text{const}$$

Allievi ka demonstruar, me tej, që ekuacionet (3 – 5.1), nëse prezantohen në kushtet e kufizuara, mund të shërbejnë për të përcaktuar vlerat e F dhe f në të gjitha momentet e kohës dhe në të gjitha seksionet e tubacionit, dhe që këto ekuacione bëjnë të mundur zgjidhjen numerike të fenomenit të levizjes së paqendrueshme në çdo rast të dhënë (mund të vrojtohet gjithashtu që nëse ligji i përhapjes së presioneve të ndryshueshme me një shpejtësi konstante a është pranuar si një fakt eksperimental, ekuacioni i dytë (3 – 5.1) mund të derivohet direkt nëpërmjet aplikimit të principeve të përgjithshme dinamike në levizjen e një elementi me gjatësi $dx = a dt$).

Duke marrë në konsideratë një tubacion me gjatësi L që ka në fundin e poshtëm një saracineskë që komandon shkarkimin dhe ku ka edhe origjinën e abshises x që komunikon me fundin e sipërm të tij me një rezervuar me nivel konstant është treguar që për çdo seksion të tubacionit, funksioni f ka në çdo rast të dhënë të kohës një vlerë të barabartë dhe shenjë të kundërt me atë të funksionit F që ka në një rast që paraprin rastin e konsideruar me një interval kohë të barabartë me

$$\frac{2(L-x)}{a}$$

që është intervali i kohës i nevojshëm për të udhëtuar dyherë, me shpejtësi a , pjesën e tubacionit ndërmjet seksionit në konsideratë dhe rezervuarit. Kështu do të kemi:

$$f\left(t + \frac{x}{a}\right) = -F\left(t - \frac{x}{a} - \frac{2(L-x)}{a}\right) = -F\left(t + \frac{x}{a} - \frac{2L}{a}\right) \quad (3 - 9)$$

dhe fenomeni ndodh sikur çdo presion shtesë F i përhapur nga saracineska në drejtim të rezervuarit (drejtimi $+x$) është reflektuar me një shenjë negative dhe e përçjelle së prapthi në drejtim të saracineskës (drejtimi $-x$).

Nga sa më sipër rezulton që në rastin e një tubacioni, paqendrueshmeria e lindur nga operimi i saracineskës në çdo seksion të abshises x do të njihet saktësisht nëse njihet paqendrueshmeria e lindur në seksionin e abshises $x = 0$, që i përket seksionit të saracineskës dhe ku nga ekuacioni (3 – 9), në kemi

$$f(t) = -F \left(t - \frac{2L}{a} \right) \quad (3 - 9.1)$$

Ne fund, ne monografine e vitit 1902 eshte treguar qe me njohjen e ekuacionit te shkarkimit nga saracineska (qe formon nje marredhenie tjetere ndermjet lartesis se presionit dhe shpejtesise se rrjedhjes ne tubacion) eshte e thjeshte te percaktohen nje seri e vlerave numerike te F per vlerat e kohes qe ndryshojne nga

$$\frac{2L}{a}$$

Tani, secila nga keto vlera te F jep vlerat e marra nga f ne te njejten abshise, por ne castin qe pason, qe eshte $2L/a$ sekonda me vone, keshtu qe ne mund te llogarisim vlerat e presionit dhe te shpejtesise se ujit per secilin nga keto momente te kohes.

Ne vazhdim Allievi ka emertuar me simbolin μ , intervalin $2L/a$, te cilin e ka quajtur zgjatje e fazes. Ai ka treguar qe nese operimi i saracineskes ka filluar kur regjimi i rrjedhjes eshte i qendrueshem, funksioni f eshte ne menyre konstante zero gjate perodes se kohes te barabarte me μ (gjate grushtit te drejte), dhe keshtu eshte e mundur te prezantohet ekuacioni e shkarkimit nga saracineska per te llogaritur vleren e marre per cdo moment te kohes t, ndermjet 0 dhe μ , nga termi i pare F i serise se vlerave F_1, F_2, F_3 , qe i korespondojne koheve

$$t_1, t_1 + \mu, t_1 + 2\mu, \text{ etj.}$$

Secili nga termat F_1, F_2, F_3 , etj, jep sic tashme eshte vrojtuar, vleren te cilen do te marre $-f$, μ sekonda me vone.

Shprehja: zgjatje e fazes, per emertimin e intervalit te kohes $2L/a$ duket me e justifikuar, meqe eshte e thjeshte te tregohet qe ne rastin e grushtit hidraulik te prodhuar nga operimi i saracineskes te ekzekutuar me shpejtesi konstante, ligji i ndryshimit te presionit eshte subjekt i pavazhdueshmerive ne momentet e kohes

$$t = \mu, 2\mu, 3\mu \text{ etj.}$$

Grafiku i presionit si funksion i kohes do te tregojte nje vije te nderprere, kendet e te ciles jane te ndare nga njera tjetra nga interval te barabarte qe i korespondojne fazave me zgjatje μ .

Nga ana tjetere Allievi emertoi me “fazat e grushtit te kundert” periodat e kohes te barabarta me μ , te cilat pasojne fazen e grushtit te drejte dhe gjate se ciles fenomeni i reflektimit te presionit nga rezervuari ne drejtim te saracineskes (fenomeni i grushtit te zhdrejte) jep vlera te ndryshme nga zero per funksionin f.

Keto principe te pergjithshme mjaftojne per te zgjidhur numerikisht fenomenin e grushtit hidraulik per te gjitha kushtet e dhena, dhe ne monografine e tij te vitit 1902, dhe ka treguar

aplikimin e tyre per pothuaj pjesen me te madhe te rasteve praktike sic eshte p.sh, hapja dhe mbyllja e saracineskes ose stopimi i saj ne nje pike te dhene, etj.

Ai ka treguar gjithashtu ne raste te caktuara, influencen e madhesis relative te konstanteve qe percaktojne tubin (lartesine e presionit y_0 , shpejtesine e gjendjes se qendrueshme v_0 , shpejtesine e perhapjes se vales a) dhe shpejtesine e operimit te saracineskes, por keto investigime fragmentare jane larg krijimit te “Teorise se Grushtit Hidraulik”, dhe jane pak a shume aplikime dhe shembuj te cilat ai e shtrengoi veten ti quaje “Teoria e Pergjithshme e rrjedhjes se paqendrueshme” duke ndjere ne ate kohe qe “Teoria e Grushtit Hidraulik” duhet te ishte dicka shume e ndryshme.

Qellimi i kerkimeve aktuale eshte ekzakt kjo “Teori e Grushtit Hidraulik”, qe eshte investigimi i ligjeve te pergjithshme te fenomenit te grupuar ne kete emer, qe ndodhin ne tubacionet qe lidhin nje rezervuar me nivel konstant me nje saracineske me shkarkim te kontrolluar dhe te atyre ligjeve qe do te lejojne nje klasifikim racional te fenomenit te cituar si dhe tubacionet ne te cilet ato ndodhin.

Tre principe baze karakterizojne metoden e ketij studimi dhe e dallon ate nga te tjeret te publikuar me pare ne kete subjekt:

1. Eshte e menduar te prezantohen jo vlerat absolute por vlerat relative te madhesisve te variablave te panjohur, referuar vlerave te tyre fillestare
2. Jo lartesia e presionit por shpejtesia korespondente e shkarkimit do te zgjidhet si variabel baze, ose me saktesisht vlere relative e shpejtesise se shkarkimit (qe eshte rrenja katrore e vleres relative te lartesis se presionit)
3. Meqe do te perdoret si njesi kohe zgjatja e fazes, do te eliminohen te gjitha konsideratat qe varen nga gjatesia e tubacionit.

Me ndihmen e ketyre thjeshtimeve ligjet e fenomenit te grushtit hidraulik shfaqen si funksione vetem te dy variablave, njeri nga te cilet (te emertuar si karakteristike e tubacionit dhe shenuar me simbolin ρ) percakton tubin ne kushtet normale te rrjedhjes, dhe tjetri, i shenuar me simbolin θ , percakton shpejtesine e operimit te saracineskes. Keto ligje do te jene te afte te paraqiten grafikusht shume thjeshte dhe secili nga keto grafike do te permbledh te gjitha tubacionet e mundshem dhe te gjitha shpejtesite e mundshme te operimit te saracineskes.

Testet e shumta te bera qe nga publikimi i monografise se pare kane verifikuar ne menyre absolute korespondencen e fenomenit aktual dhe rezultatet e levizjes se paqendrueshme te rrjedhjes i japin rendesi te vecante konkluzioneve te studimit qe vijon, pergjithesimi i konkluzioneve te tilla te shprehur nepermjet formulave ose grafikeve te thjeshte dhe sintetike furnizojne kritere te sakta dhe praktike per aplikimin e tyre teknik.

3.3.2 Formulatat baze te Allievit

Duke marre ne konsiderate operimin e nje saracineske qe duke filluar nga momenti fillestar $t = 0$ prish regjimin e rrjedhjes normale ne tubacion (te identifikuuar me y_0 dhe v_0) dhe shenuar me t_1 , kohen $< \mu$ (nje cast i fazes se pare te grushtit te drejte) dhe dalluar me tej nepermjet indekseve 1, 2, 3, 4, etj, vlerat e disa variablave qe i korespondojne momenteve te kohes

$$t_1, t_1 + \mu, t_1 + 2\mu, t_1 + 3\mu$$

qe bien respektivisht ne fazat e para, te dyta, te treta, te katerta, etj, ne kemi nepermjet formulave (3 - 5) dhe (3 - 5.1), ne seksionin afer saracineskes (duke adoptuar shkronjat e medha per variablat qe i referohen $x = 0$)

$$\left. \begin{aligned} Y_1 &= y_0 + F_1 \\ Y_2 &= y_0 + F_2 - F_1 \\ Y_3 &= y_0 + F_3 - F_2 \\ &\dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \quad (3 - 9)$$

$$\left. \begin{aligned} V_1 &= v_0 - \frac{g}{a} F_1 \\ V_2 &= v_0 - \frac{g}{a} (F_1 + F_2) \\ V_3 &= v_0 - \frac{g}{a} (F_2 + F_3) \\ &\dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \quad (3 - 10)$$

Zbritja e pare e karakterit te pergjithshem qe rezulton nga forma e grupit te ekuacioneve (3 - 9) dhe (3 - 10) shprehet ne faktin qe serite e vlerave te presionit:

$$Y_1, Y_2, Y_3, Y_4, \text{ etj}$$

dhe qe serite e vlerave te shpejtesive:

$$V_1, V_2, V_3, V_4, \text{ etj}$$

Te ndara nga njeri-tjetri nga intervalet e kohes te barabarta me zgjatjen e fazes, formojne serite e nderthurura, qe jane serite e vlerave qe varen vetem ne kushtet fillestare dhe ne pozicionet e saracineskes ne momentet

$$t_1, t_1 + \mu, t_1 + 2\mu, t_1 + 3\mu \text{ etj.,}$$

por nuk varen pozicionet e ndermjetme te cilat saracineska mund ti kete okupuar, por as ne vlerat e Y dhe V qe presioni ose shpejtesia mund te kete marre ne intervalet qe ndajne keto

momente. Shprehja analitike i kesaj nderthurje do te perftohet nepermjet eleminimit te F-s nga sistemet (3 – 9) dhe (3 – 10):

$$\left. \begin{aligned} Y_1 - y_0 &= \frac{a}{g}(v_0 - V_1) \\ Y_1 + Y_2 - 2y_0 &= \frac{a}{g}(V_1 - V_2) \\ Y_2 + Y_3 - 2y_0 &= \frac{a}{g}(V_2 - V_3) \\ \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \quad (3 - 11)$$

Duke shenuar me ψ raportin ndermjet hapjes se ndryshueshme te saracineskes dhe seksionit te tubacionit do te kemi

$$\psi_0 = \frac{v_0}{u_0} \quad \psi_i = \frac{V_i}{u_i}$$

ku u_0 dhe u_i jane shkarkimet qe i korespondojne lartesive te presionit y_0 dhe Y_i dhe duke shenuar me η raportin $\frac{\psi}{\psi_0}$, qe eshte raporti i shkalles se hapjes ψ me vleren fillestare ψ_0 , ne nje menyre te tille qe:

$$\eta_0 = 1$$

$$\eta_i = \frac{\psi_i}{\psi_0} = \frac{V_i}{u_i} \cdot \frac{v_0}{u_0}$$

dhe duke vendosur vlerat:

$$y_0 = \frac{u_0^2}{2g} \quad ; \quad Y_1 = \frac{u_i^2}{2g}$$

$$V_i = \eta_i u_i \frac{v_0}{u_0}$$

dhe futur karakteristiken ρ te tubacionit te percaktuar ne seksionin para-ardhes te percaktuar si

$$\rho = \frac{av_0}{2gy_0} = \frac{av_0}{u_0^2}$$

perftojme

$$\left. \begin{aligned} u_i^2 - u_0^2 &= 2\rho u_0 (u_0 - \eta_1 u_1) \\ u_1^2 + u_2^2 - 2u_0^2 &= 2\rho u_0 (\eta_1 u_1 - \eta_2 u_2) \\ u_2^2 + u_3^2 - 2u_0^2 &= 2\rho u_0 (\eta_2 u_2 - \eta_3 u_3) \\ \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \quad (3 - 12)$$

qe eshte nje sistem i ekuacioneve kuadratike, ku te panjohurat e vetme jane shpejtesite e shkarkimit u.

Me qellim qe te jete me i pergjithshem, le te konsiderojme si te panjohura, te vrojtuar tashme, jo vlerat absolute te shpejtesive te shkarkimit, por vlerat e tyre relative kundrejt vlerave fillestare u0, duke pjesetuar keshtu ekuacionet (3 - 12) me u0² dhe zevendesuar me $\zeta_1 = \frac{u_i}{u_0}$, ne perftojme:

$$\left. \begin{aligned} \zeta_1^2 - 1 &= 2\rho(1 - \eta_1 \zeta_1) \\ \zeta_1^2 + \zeta_2^2 - 2 &= 2\rho(\eta_1 \zeta_1 - \eta_2 \zeta_2) \\ \zeta_2^2 + \zeta_3^2 - 2 &= 2\rho(\eta_2 \zeta_2 - \eta_3 \zeta_3) \\ \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \quad (3 - 13)$$

Sistemi baze per studimin e fenomenit te grushtit hidraulik, teoria e cila, ne fakt konsiston ne zhvillimin dhe zbritjet e bera nga sistemi i ekuacioneve (3 - 13).

Duke vrojtuar qe me percaktim, $\eta_0 = 1$ dhe $\zeta_0 = 1$, ekuacioni i pare i (3 - 13) mund te shkruhet si:

$$\zeta_0^2 + \zeta_1^2 - 2 = 2\rho(\eta_0 \zeta_0 - \eta_1 \zeta_1)$$

dhe qe per kete sistemi i ekuacioneve (3 - 13) mund te shihet se rezultat i aplikimit te ekuacionit te pergjithshem:

$$\zeta_{i-1}^2 + \zeta_i^2 - 2 = 2\rho(\eta_{i-1} \zeta_{i-1} - \eta_i \zeta_i)$$

qe pershkruan te gjithe fenomenin hidrodinamik qe ndodh ne nje tubacion te ushqyer nga nje rezervuar me nivel konstant dhe furnizuar me nje saracineske ne ekstremitetin tjetere te tij.

Percaktimi si “karakteristike e tubacionit” per simbolin ρ justifikohet plotesisht pasi ne te jane permblodhur te gjithe elementet individual te tubacionit, te tille si lartesia e presionit y0, shpejtesia normale v0, diametri, trashesia dhe elasticiteti i tubit (perfshire ne shpejtesine e perhapjes a). Elementi i vetem i tubacionit qe nuk merret ne konsiderate tek ρ eshte

gjatesia e tubacionit L , qe hyn ne percaktimin e zgjatjes se fazes $\mu = \frac{2L}{a}$, qe fikson ritimin e serive te nderthurura te vlerave ζ_i .

Intensiteti relativ i fenomenit te grushtit hidraulik, qe eshte madhesia e panjohur qe eshte objektivi teknik i teorise se pergjithshme, varet per kete, krahas ligjit te operimit te saracineskes (vlera η), ne karakteristiken e vetme ρ . Eshte e pershtatshme per kete te investigohet kuptimi i kesaj karakteristike dhe limitet numerike te vlerave te saj (brenda fushes se aplikimeve praktike).

3.3.3 Karakteristika ρ e perdorur nga Allievi

Natyra e brendshme e fenomenit te levizjes se paqendrueshme te nje lengu ne nje tubacion, qe karakterizohet nga nje ndryshim i vazhdueshem i presionit dhe shpejtesise duke transformuar energjine kinetike (te lengut qe leviz) ne energji potenciale (ngjeshje elastike e lengut dhe zgjerim elastik i tubacionit) dhe anasjelltas.

Ne kete menyre eshte e justifikuar te supozohet qe ligjet e nje fenomeni te tille duhet te mbajne nje lidhje direkte me sasine e energjise, kinetike dhe potenciale, qe mbahet ne cdo porcion te tubit ne cdo kohe dhe me vecanerisht, qe karakteristika $\rho = \frac{av_0}{2gy_0}$ qe percakton

gjendjen normale te tubacionit duhet te jete ne lidhje direkte dhe te ngushte me sasine e energjise, kinetike dhe potenciale, e cila disponohet nga cdo gjatesi njesi te tubacionit kur rrjedhja eshte e vazhdueshme. Dhe ne fakt kjo mund te demonstrohet qe vlera e ρ eshte ekzaktesisht e barabarte me gjysmen e rrenjes katrore te raportit te ketyre dy madhesive te energjise.

Le te jete W_0 , energjia kinetike per njesi te gjatesise te tubacionit kur rrjedhja eshte e qendrueshme, qe eshte energjia kinetike qe disponon njesia e gjatesise e kollones se ujit qe rrjedh me nje shpejtesi v_0 ; dhe le te jete W madhesia e energjise potenciale per njesi te gjatesise se tubacionit ne kushte normale te rrjedhjes, qe eshte energjia e thithur per ngjeshmerine elastike te njesise se gjatesise se kollones se ujit dhe zgjerimit elastik te njesise se gjatesise se tubit.

Duke perdorur simbolet e pranuar, mund te shihet qe:

$$W_0 = \frac{\pi\omega D^2}{4} \cdot \frac{v_0^2}{2g} = \frac{\pi\omega D^2 v_0^2}{8g}$$

Duke vendosur me tej $W = W' + W''$, ku W' dhe W'' jane madhesite e energjise se konsumuar per ngjeshjen elastike te lengut dhe zgjerimin elastic te tubacionit, respektivisht, do te kemi

$$W' = \frac{1}{2} \frac{\pi D^2}{4} \frac{\omega y_0}{E_u}, \quad \omega y_0 = \frac{\pi \omega^2 D^2 y_0^2}{8E_u}$$

$$W' = \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi y_0 D^2}{2} \cdot \frac{\omega y_0 D}{2e} \frac{\pi D}{E} = \frac{\pi \omega^2 D^2 y_0^2}{8E} \cdot \frac{D}{e}$$

Duke i mbledhur do te jape:

$$W = W' + W'' = \frac{\pi \omega^2 D^2 y_0^2}{8} \left(\frac{1}{E_u} + \frac{1}{E} \cdot \frac{D}{e} \right)$$

dhe nga ekuacioni (3 – 3)

$$W = \frac{\pi \omega g D^2 y_0^2}{8a^2}$$

Duke pjestuar W_0 me W ne perftojme

$$\frac{W_0}{W} = \left(\frac{av_0}{gy_0} \right)^2 = 4\rho^2$$

ose

$$\rho = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{W_0}{W}} \quad (3 - 14)$$

sic u tha me siper.

Duke e bere te qarte kuptimin e brendshem te karakteristikes ρ , ne do te shohim tani se ndermjet cfare limitesh vlerat e saj numerike shtrihen brenda fushes se aplikimeve praktike.

Sipas te dhenave te seksionit 3.3.1 dhe ekuacionit (3 - 3.1) eshte vrojtuar qe vlera numerike e shpejtesise se vales a lekundet nga nje minimum prej (600 – 700) m/s per tubacionet me mure te holle me diameter te madh ne nje maksimum prej (1,200 – 1,300) m/s per tubacionet me mure te trashes dhe diameter te vogel.

Nga ana tjetere shpejtesia per gjendjen normale v_0 lekundet ne praktike vlerave (1.5 – 3.5) m/s. Nga kjo eshte e thjeshte te konkludojme nese trashesia e tubacioneve percaktohet nga metodat ne perdorim te pergjithshem, atehere vlera e ρ do te ndryshoje nga nje minimum prej 0.1 per reniet e larta dhe shpejtesi te vogla (p.sh. y_0 tek 1,000 m, shpejtesi v_0 ne 1.5 m/s) ne nje maksimum te ρ prej rreth 10 per renie te uleta dhe shpejtesi te larta (p.sh. y_0 tek 10 m, shpejtesi v_0 ne 3 m/s).

Perpara kalimit ne llogaritjet numerike te ρ , eshte e nevojshme te behet nje vrojtim paraprak.

Te gjitha formulat e deritanishme te dhena dhe diskutuara nga monografia e Allievit si dhe ato qe do te pasojne supozojne qe shpejtesia e perhapjes a, dhe gjithashtu raporti D/e jane

konstant pergjate tubacionit, kjo ishte kushti i integritetit te ekuacioneve diferenciale te levizjes se paqendrueshme nga te cilet u derivuan ekuacionet baze (3 - 5) ose (3 - 5.1).

Ky supozim eshte ne thelb i drejte ne shume raste (p.sh. per tubacionet e gjate te ujesjellesve te qyteteve) por eshte rralle i vertete ne tubacionet e turbinave te HEC-eve.

Eshte menjehere e dukshme qe keto tubacione jane te shtrire ne shpate te pjerret, rrjedhimisht raporti D/e (e eshte trashesia e mureve te tubit e percaktuar ne baze te renies statike te perftuar ne cdo seksion te tubacionit) do te zvogelohet nga ana e sipërme ne anen e poshtme dhe keshtu vlere e a do te zvogelohet nga saracineska (mbyllesi) ne drejtim te rezervuarit.

Do te ishte e pershtatshme ne nje rast te tille te futet nje vlere mesatare per a qe i korespondon kohes totale $\sum \left(\frac{l_x}{a_x} \right)$, qe nje ndryshim i presionit nevojitet te udhetoje disa pjese, l_x , te tubacionit me nje shpejtesi te ndryshueshme a_x ; dhe eshte e logjikshme te supozohet nje shpejtesi e tille mesatare a per llogaritjen e karakteristikes ρ te tubacionit, nese fenomeni i nje zgjatje te tille eshte investiguar qe lejon elasticitetin e te gjithë tubacionit te futet ne loje.

Nese kemi te bejme me nje fenomen zgjatja e te cilit tejkalon ne menyre te konsiderueshme zgjatjen e nje faze $\mu = \frac{2L}{a}$ atehere kjo perben nje rast te vecante ku kemi te bejme me fenomenin ne fazet e grushtit te zhdrejte nderkohe per zgjatje $< \mu$ kemi te bejme me fazen e grushtit te drejte. Ne kete rast ne duhet te marrim per a , ne llogaritjen e karakteristikes ρ , ate shpejtesi te perhapjes qe korespondon me ate te fundit te poshtem te tubacionit. Nje ilustrim tipik i ketij rasti eshte mbyllja e menjehershme e saracineskes.

Duke rezervuar per studimet qe do te vijojne nje diskutim te metejsheem te kesaj ceshtje, mund te konkludohet qe ndryshimi i a lekundet ndermjet limiteve te tilla, qe zevendesimi i nje vlere mesatare per te njejten nuk do te kete nje influence te ndjeshme ne saktesine e rezultateve. Me qellim qe te jepet nje ide me konkrete te limiteve te tilla do te diskutojme rastin e nje tubacioni celiku me pjerresi konstante duke supozuar qe trashesia e tubacionit eshte llogaritur ne cdo seksion ne baze te energjise statike dhe ne baze te nje koeficienti konstant te rezistences $R = 10^6 \text{ kg/m}^2$ dhe duke shtuar nje konstante te cilen ne do ta supozojme te jete proporcionale me diametrin qe eshte 0.0025 m per m te diametrin D .

Duke treguar me tej me y_x energjine statike ne cdo seksion te tubacionit te abshises x , do te kemi

$$\frac{2e}{D} = \frac{1000 \cdot y_x}{R \cdot 10^6} + 0.005$$

te cilin duke e zevendesuar ne ekuacionin (3 - 3.1) dhe bere $R = 7 \text{ kg/mm}^2$ jep shpejtesine e perhapjes a_x , ne pjesen e tubit me abshise x , me nje perafersi shume te madhe

$$a_x = 1425 \sqrt{\frac{y_x + 35}{y_x + 180}} \quad (3 - 15)$$

me ndihmen e se ciles jane pergatitur grafiket e Figures 3-1.

Me ndihmen e ketyre vlerave dhe duke aplikuar marredhenien:

$$\frac{L}{a} = \sum \left(\frac{l_x}{a_x} \right)$$

ne perftojme tabelen qe vijon te shpejtesise mesatare te perhapjes dhe vlerat e karakteristikes mesatare ρ per $v_0 = 1.5$ m/s dhe $v_0 = 3$ m/s, per tubacionet me presione te ndryshme, te rregulluara ne rend zvogelues te presioneve.

Vlerat e se ciles sic mund te shihen tregojne qe ρ lekundet praktikisht ndermjet vlerave 0.10 dhe 10 sic u tha me siper.

Si rregull, Allievi konfirmon perdorimin ne shembujt numerike ne lidhje me HEC-et vlera te tilla te ρ qe jane te rendit te madhesive te perfshira ne tabelen e mesiperme.

Keto sisteme te vlerave, per me teper jane te ndjeshme per prezantimin e thjeshte grafik nepermjet nje diagrame te vijave te drejta, si:

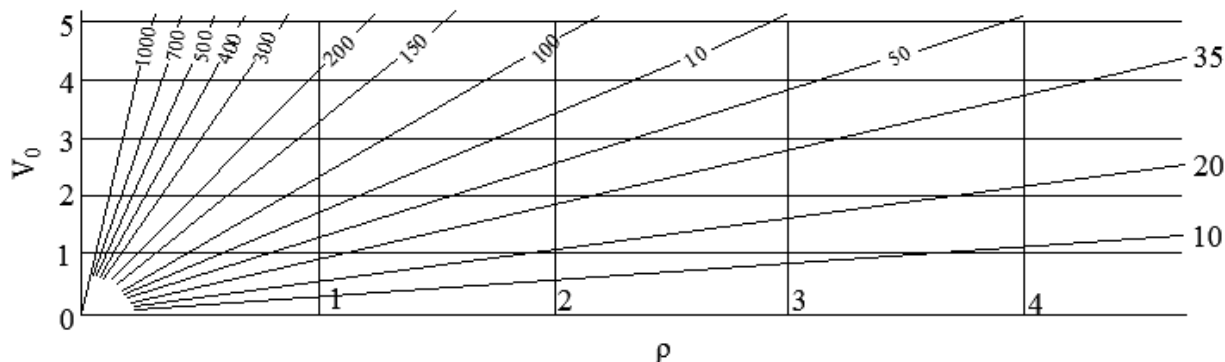
$$\rho = \frac{av_0}{2gy_0}$$

Karakteristika ρ mund te prezantohet si funksion i v_0 , ne nje sistem karteziar te koordinatave, nga nje vije e drejte qe kalon nga origjina; koeficienti kendor i kesaj vije do te varet nga y_0 dhe a , ose ne nje analize te fundit ne energjine normale y_0 , keshtu qe sistemi i plote i vlerave te ρ , per te gjitha tubacionet e mundshem (qe do te thote per te gjitha y_0) dhe per te gjitha shpejtesine normale v_0 , do te prezantohen nga nje grup i vijave te drejta qe kalojne nga origjina e akseve ρ dhe v_0 ; disa nga keto vija jane vizatuar ne Figure 3-1 te cilat nuk kane nevoje per shpjegime te metejshme.

Rendesia e madhe e koordinatave karteziar ne teorine e Grushtit Hidraulik konfirmon nje dobi te vecante per kete diagrame e cila eshte bere reference per studimet e metejshme.

Duke ju referuar formule (3 – 14) le te shohim qe meqe karakteristika ρ mund te marre vlerat ndermjet 0.10 dhe 10, raporti $W_0:W$ te energjise kinetike dhe energjise potenciale te tubacionit mund te marre rrjedhimisht vlerat nga 0.04 ne 400, qe do te thote qe ato mund te variojne ndermjet limiteve te cilat mund te bejne raportin e tyre 1.0:10,000.

Figure 3-1 Varesia e karakteristikes ρ nga shpejtesia v_0 – grupi i vijave prezantuese



3.3.4 Pavazhdueshmeria e ligjit te ndryshueshmerise se presionit

Nese saracineska operohet (ne hapje dhe mbyllje) ne menyre te vazhdueshme, por ne nje menyre te tille ne fillim te operimit ndryshimi i shkalles se hapjes $\delta\eta/\delta t$ nuk eshte zero, nje pavazhdueshmeri e menjehershme ndodh ne ligjin e ndryshimit te presionit qe i korespondon momenteve te kohes $t = \mu, 2\mu, 3\mu$, etj, qe eshte ne fund te fazes se grushtit te drejte dhe te gjithë fazave qe vijojne te grushtit te zhdrejte.

Duke diferencuar ekuacionet (3 – 13) ne lidhje me kohen, perftojme

$$\left. \begin{aligned} (\zeta_1 + \rho\eta_1) \frac{\delta\zeta_1}{\delta t} &= -\rho\zeta_1 \frac{\delta\eta_1}{\delta t} \\ (\zeta_1 - \rho\eta_1) \frac{\delta\zeta_1}{\delta t} + (\zeta_2 + \rho\eta_2) \frac{\delta\zeta_2}{\delta t} &= \rho \left(\zeta_1 \frac{\delta\eta_1}{\delta t} - \zeta_2 \frac{\delta\eta_2}{\delta t} \right) \\ (\zeta_2 - \rho\eta_2) \frac{\delta\zeta_2}{\delta t} + (\zeta_3 + \rho\eta_3) \frac{\delta\zeta_3}{\delta t} &= \rho \left(\zeta_2 \frac{\delta\eta_2}{\delta t} - \zeta_3 \frac{\delta\eta_3}{\delta t} \right) \end{aligned} \right\} \quad (3 - 16)$$

ne te cilin simbolet me indeksin 1 prezantojne vlerat ne lidhje me nje moment te kohes $t = t_1$, ku $0 < t_1 < \mu$, dhe simbolet me treguesit 2, 3, 4, etj. Prezantojne vlerat ne lidhje me momentet

$$t = t_1 + \mu, \quad t = t_1 + 2\mu, \quad t = t_1 + 3\mu, \text{ etj.}$$

qe eshte sistemi (3 – 16) shpreh marredhënenen ndermjet vlerave η, ζ , dhe derivatet e tyre ne castin e ndare nga intervali i kohes se fazes.

Duke aplikuar sistemin (3 – 16) ne serite e vlerave

$$t = 0, \quad t = \mu, \quad t = 2\mu, \text{ etj.}$$

te cilat ne i percaktojme si caste te “ritmit total”, eshte e dukshme qe ne castin $t = i\mu$, qe ndan fazen e i -te nga $i + 1$ te, dy vlera te ndryshme te $\frac{\delta\zeta}{\delta t}$ mund te konsiderohen, d.m.th.: vlera $\frac{\delta\zeta_i}{\delta t}$ qe i korespondon castit te fundit te fazes se i te dhe vlera $\frac{\delta\zeta_{i+1}}{\delta t}$ qe i korespondon castit te pare te fazes se $i + 1$ te.

Ne do te tregojme qe keto dy vlera jane gjithmone te ndryshme edhe duke supozuar nje ligj te vazhdueshem te operimit, nese vlera e $\frac{\delta\eta}{\delta t}$ eshte e ndryshme nga zero ne fillim te operimit.

Ne kete studim le te supozojme qe simbolet

$$\eta_1, \eta_2, \eta_3, \text{ etj.}$$

$$\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \text{ etj.}$$

prezantojne vlerat e η dhe ζ ne lidhje me castet e ritmit total, dhe ne do te percaktojme per me teper, nepermjet

$$\left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_0 \quad \left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_1 \quad \left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_2, \text{ etj}$$

Vlerat e ndryshimit te η ne castet e ritimit total;

$$\text{me } \left(\frac{\delta\zeta_1}{\delta t}\right)_0 \text{ dhe } \left(\frac{\delta\zeta_1}{\delta t}\right)_1$$

Vlerat e ndryshimit te ζ ne fillim dhe ne fund te fazes se pare;

$$\text{me } \left(\frac{\delta\zeta_2}{\delta t}\right)_t \text{ dhe } \left(\frac{\delta\zeta_2}{\delta t}\right)_2$$

Vlerat e ndryshimit te ζ ne fillim dhe ne fund te fazes se dyte; etj.

Me qellim aplikimin e sistemit (3 – 16) ne serite e nderthurur te vlerave qe i korespondojne castit te pare te seciles faze; qe eshte, ne castet

$$t = 0 \quad t = \mu \quad t = 2\mu, \text{ etj.}$$

duke i konsideruar si caste te para te fazes se 1^{re}, 2^{te}, 3^{te}, etj. ne duhet te zevendesojme dukshem per $t = 0$, simbolet e ritmit total:

$$\eta_0, \zeta, \left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_0, \left(\frac{\delta\zeta_1}{\delta t}\right)_0,$$

Ne vend te simboleve te ritmit ndermjetes

$$\eta_1, \zeta_1, \frac{\delta\eta_1}{\delta t}, \frac{\delta\zeta_2}{\delta t}$$

Per $t = \mu$, simbolet $\eta_1, \zeta_1, \left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_1, \left(\frac{\delta\zeta_2}{\delta t}\right)_1$ per simbolet $\eta_2, \zeta_2, \frac{\delta\eta_2}{\delta t}, \frac{\delta\zeta_3}{\delta t}$,

Per $t = 2\mu$, simbolet $\eta_2, \zeta_2, \left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_2, \left(\frac{\delta\zeta_3}{\delta t}\right)_2$ per simbolet $\eta_3, \zeta_3, \frac{\delta\eta_3}{\delta t}, \frac{\delta\zeta_3}{\delta t}$

dhe keshtu me radhe.

Duke pare qe $\eta_0 = \zeta_0 = 1$, sistemi (3 – 16) behet

$$\begin{aligned} (1+\rho)\left(\frac{\delta\zeta_1}{\delta t}\right)_0 &= -\rho\left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_0 \\ (1-\rho)\left(\frac{\delta\zeta_1}{\delta t}\right)_0 + (\zeta_1 + \rho\eta_1)\left(\frac{\delta\zeta_2}{\delta t}\right)_1 &= \rho\left[\left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_0 - \zeta_1\left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_1\right] \\ (\zeta_1 - \rho\eta_1)\left(\frac{\delta\zeta_2}{\delta t}\right)_1 + (\zeta_2 + \rho\eta_2)\left(\frac{\delta\zeta_3}{\delta t}\right)_2 &= \rho\left[\zeta_1\left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_1 - \zeta_2\left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_2\right] \text{ etj.} \end{aligned} \quad (3 - 17)$$

Nga ana tjetër, nese ne deshrojme te aplikojme sistemin (3 – 16) tek serite e nderthurura te vlerave qe i korespondojne casteve te fundit te cdo faze, qe u perket casteve

$$t = \mu, \quad t = 2\mu, \quad t = 3\mu, \text{ etj.}$$

Konceptuar si castet e fundit te fazave te 1^{re}, 2^{te}, 3^{te}, etj, nuk eshte e nevojshme te ndryshojme treguesit e η dhe ζ , pervecse per te reguar qe ato jane vlera te ritmit total dhe ne do te zevendesojme

$$t = \mu$$

per simbolet e ritmit total

$$\eta_1, \zeta_1, \left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_1, \left(\frac{\delta\zeta}{\delta t}\right)_1$$

ne vend te simboleve te ritmit te ndermjetem

$$\eta_1, \zeta_1, \frac{\delta\eta_1}{\delta t}, \frac{\delta\zeta_1}{\delta t}$$

per

$$t = 2\mu$$

Simbolet

$$\eta_2, \zeta_2, \left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_2, \left(\frac{\delta\zeta_2}{\delta t}\right)_2$$

Per simbolet

$$\eta_2, \zeta_2, \frac{\delta\eta_2}{\delta t}, \frac{\delta\zeta_2}{\delta t}$$

dhe keshtu me radhe.

Sistemi (3 – 16) behet keshtu:

$$(\zeta_1 + \rho\eta_1)\left(\frac{\delta\zeta_1}{\delta t}\right)_1 = \dots\dots\dots - \rho\zeta_1\left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_1$$

$$(\zeta_1 + \rho\eta_1)\left(\frac{\delta\zeta_1}{\delta t}\right)_1 + (\zeta_2 + \rho\eta_2)\left(\frac{\delta\zeta_2}{\delta t}\right)_2 = \rho\left[\zeta_1\left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_1 - \zeta_2\left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_2\right], \text{ etj} \quad (3 - 18)$$

Duke krahasuar (3 – 17) me (3 – 18) eshte e qarte qe:

$$\left(\frac{\delta\zeta_1}{\delta t}\right)_1 = \text{me vleren e } \frac{\delta\zeta}{\delta t}$$

Ne fundin e fazes se pare nga ekuacioni i pare i (3 – 18) dhe

$$\left(\frac{\delta\zeta_3}{\delta t}\right)_3 \text{ e barabarte me vleren e } \frac{\delta\zeta}{\delta t}$$

Ne fillim te fazes se dyte nga ekuacioni i dyte i (3 – 17), jane numerikisht vlera te ndryshme me te vetmen perjashtim te rastit qe ne fillim te operimit $\left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_0 = 0$, ne te cilin ekuacioni i dyte i (3 – 17) behet:

$$(\zeta_1 + \rho\eta_1)\left(\frac{\delta\zeta_0}{\delta t}\right)_3 = -\rho\zeta_1\left(\frac{\delta\eta}{\delta t}\right)_1$$

i cili krahasur me ekuacionin e pare te (3 – 18) tregon qe

$$\left(\frac{\delta\zeta_1}{\delta t}\right)_1 = \left(\frac{\delta\zeta_0}{\delta t}\right)_1$$

dhe ne pergjithesi

$$\left(\frac{\delta\zeta_i}{\delta t}\right)_i = \left(\frac{\delta\zeta_{i+1}}{\delta t}\right)_i$$

Ne seksionin ne vijim Allievi e perjashton supozimin e fundit duke pare qe ndryshimi i η eshte ne menyre te ndjeshme konstant si rregull ne tubacione qe furnizojne HEC-et, te cileve u eshte referuar ne menyre te vecante ne kete studim.

Ne do te supozojme qe ndryshimi i η eshte linear dhe ne te gjitha qe vijojne ne do te konsiderojme ne menyre te vecante seri te vlerave te tilla, ligji i ndryshimit te te cilave pezanton pavazhdueshmeri ne castet e ritmit total.

Kjo vazhdon qarte qe nese nje diagram i lartesisve te presionit $Y_i = \zeta_i^3 y_0$ eshte ndertuar si nje funksion i t per abshisen, kjo do te paraqese nje vije te nderprere kulmet e te ciles do te korespondojne me castet e ritmit total.

$$t = 0, \quad \mu, \quad 2\mu, \quad 3\mu, \text{ etj}$$

duke patur respektivisht ordinatat

$$y_0, Y_1, Y_2, Y_3, \text{ etj}$$

Duke perjashtuar disa kategori te vecanta te tubacineve, investigimet e te cilave jane bere me vone ne kete studim, vlerat maksimale dhe minimale te presionit do te ndodhin ne caste te tilla te ritmit total dhe ne mund te themi se kemi ne pergjithesi njohuri adekuate te ligjeve te grushtit hidraulik per nje metode te dhene te operimit, nese ne njohim serite e lartesisve te presionit te ritimit total $Y_1, Y_2, Y_3, \text{ etj}$, te cilat jane gjeneruar afer seksionit te saracineskes.

Ne do te ishim te kenaqur per momentin me konfirmimin e pergjithshem te diskutuar te pavazhdueshmerise periodike te ligjeve te grushtit hidraulik tek i cili ne do te kthehemi per studimet e vecanta te ligjeve te ndryshme te operimit te saracineskes.

3.3.5 Permbledhje e fenomenit te grushtit hidraulik te paraqitur ne koordinata karteziene

Rezultatet nga ekuacionet baze (3 – 13) te diskutuara ne seksionet para-ardhes konfirmojne qe ligjet dhe perqindja e intensitetit te fenomenit te grushtit hidraulik varet vetem nga karakteristika ρ (ne te cilin jane perfshire te gjithe parametrat individual te tubacionit me perjashtim te gjatesise L) dhe ne ligjin e operimit te saracineskes (mbyllesit), qe prezantohet

ne serite e hapjeve proporcionale te saracineskes $\eta_1, \eta_2, \eta_3, \text{ etj.}$, te ndodhura ne intervalet e kohes μ .

Dy tubacione qe kane te njejten karakteristike ρ , por gjatesi dhe shpejtesi te perhapjes se vales te ndryshme, do te tregojne fenomene identike te grushtit hidraulik nese ato jane duke operuar ne ate menyre qe te prodhojne vlera te barabarta te $\eta_1, \eta_2, \eta_3, \text{ etj.}$, te shkalles se hapjes se saracineskes per intervale homogjene te fazes.

Allievi propozon ti konsiderojme tubacione te tilla si dhe levizjet e saracineskave te tyre si identike, pavaresisht qe operime te tilla duhet te ekzekutohen me shpejtesi te ndryshme proporcional me zgjatjen respektive te fazave. Mund te shihet menjehere qe supozimi i zgjatjes se fazes si njesi e kohes thjeshton dhe sintetizon te gjithë problemin, me fjale te tjera eshte ekuivalent sikur te caktohet per te gjithë tubacionet gjatesi e njejte e perbashket.

Ky eshte principi i trete themelor i teorise, i thene ne seksionin 1, duke perbere celesin e paraqitjes grafike te fenomenit te grushtit hidraulik, te cilin Allievi e percaktoi nepermjet emrit te permbledhjes karteziiane.

Ne tashme kemi vrojtuar qe operimi i hapjes se saracineskes ne shkarkimin e tubacionit per te cilin keto teori aplikohen ekzekutohet me nje shpejtesi konstante qe do te thote shkalla e ndryshimit te hapjes se shkarkimit eshte ne menyre te ndjeshme uniform ne njesine e kohes gjate operimit (ndryshim linear), dhe nje shpejtesi e tille ne pergjithesi percaktohet duke treguar kohen totale τ te nevojshme per mbylljen e plote te llogaritur nga gjendja e regjimit.

Keshtu, duke supozuar zgjatjen e fazes si njesi te kohes dhe shenuar me θ kohen totale te mbylljes te shprehur ne njesi te μ

$$\theta = \frac{\tau}{\mu} = \frac{a\tau}{2L} \quad (3 - 19)$$

serite e shkalleve te hapjes η percaktohen nepermjet

$$\eta = 1 \mp \frac{t}{\theta} \quad (3 - 20)$$

ne te cilin t eshte matur nga e nejta njesi e kohes μ .

Nese natyra e operimit (mbyllje, hapje ose levizje e alternuar), dhe koha θ jane te dhena, te gjitha funksionet e tubacionit gjate regjimit te paqendrueshem jane te percaktuara dhe te gjitha elementet per aplikimin e sistemit baze (3 – 13) qe pershkruan ligjet e fenomenit jane te njohura. Ne kete menyre ne mund te konfirmojme:

Nese operimi i i saracineskes eshte ekzekutuar me nje shpejtesi uniforme, ligjet e grushtit hidraulik te prodhuara jane funksione te dy parametrave, ρ (karakteristikes) dhe θ (nje numer qe percakton shpejtesine e operimit).

Nga sa eshte thene me siper duhet te familjarizohemi me konceptin qe nje tubacion, me te cilin fenomeni i grushtit hidraulik eshte i lidhur, eshte karakterizuar plotesisht nga dy parametra ρ dhe θ dhe nje cift i tille parametrash, ne realitet, perfaqeson nje pafundesi te trefishte te tubacioneve identike nga pikepamja e grushtit hidraulik, d.m.th.nje pafundesi te trefishte te tubacioneve nga te cilet pese parametrat individuale:

y_0 – lartesia e presionit

a – shpejtesia e perhapjes se presionit

L – gjatesia e tubacionit

v_0 – shpejtesia normale e rrjedhjes ne gjendjen e qendrueshme

τ – koha qe percakton shpejtesine e operimit te saracineskes

kenaqin dy kushtet:

$$\frac{av_0}{2gy_0} = \rho$$

dhe

$$\frac{a\tau}{2L} = \theta$$

Nese trashesia e tubacionit sic ndodh zakonisht eshte llogaritur mbi bazen e lartesis se presionit statik y_0 , shpejtesia a behet nje funksion i y_0 (shih seksionin 3.3.3) dhe totali i tubacioneve perfaqesuar nga dy parametrat ρ dhe θ zvogelohet ne pafundesi te dyfishte.

Nepermjet shembujve numerike duhet te mesohemi me idene qe kjo pafundesi e trefishte (ose dyfishte) e tubacioneve, prezantuar nga cifti i parametrave ρ dhe θ permbledhin tubacione shume te ndryshem megjithese te perfshire brenda limiteve te aplikimeve ne praktike.

P.sh. le te japim dy tubacione me elementet qe vijojne:

1. $y_0 = 550$ m, $a = 1,100$ m/s, $L = 1,400$ m, $v_0 = 4.53$ m/s, $\tau = 11.2$ s
2. $y_0 = 260$ m, $a = 980$ m/s, $L = 400$ m, $v_0 = 2.40$ m/s, $\tau = 3.62$ s

Te dy tubacionet perfaqesohen nga parametrat:

$$\rho = 0.46 \text{ dhe } \theta = 4.4$$

Duhet te shihet me tej qe nga pese elementet qe karakterizojne nje tubacion nen presion, tre te paret, d.m.th y_0 , a dhe L jane strukturore dhe ne pergjithesi nuk ndryshojne, ndersa dy te tjeret v_0 dhe τ , jane funksionale dhe shpesh modifikohen, duke ndryshuar rrjedhjen ne tubacion dhe shpejtesine e operimit. Nepermjet ketyre modifikimeve te ketyre dy elementeve te fundit, tubacioni behet nje tubacion i ri, ne te cilin fenomeni i grushtit hidraulik mund te

prezantoje totalisht ligje te ndryshme nga ato te aplikuar me supozimet fillestare te marre ne konsiderate.

Duke caktuar per parametrat ρ dhe θ te gjithë vlerat e mundshme ndermjet limiteve te aplikimeve praktike, eshte perftuar nje pafundesi e dyfishte tubacionesh ne te cilin jane perfshire te gjithë tubacionet dhe shpejtesite e operimit te saracineskes se mundshme. Por ne realitet, secili nga tubacionet te percaktuar ne kete menyre nepermjet ciftit te parametrave (ρ dhe θ) perfaqeson nje pafundesi te trefishte (ose te dyfishte) qe do te ndjekin ligje identike dhe ne te cilin grushti hidraulik do te arrije vlera te njejta relative.

Eshte ky grupim i te gjithë tubacioneve qe mund te imagjinohen qe ben te mundur nje studim te plote dhe sistematik te grushti hidraulik dhe perdorimin e plote te teorise.

Permbledhja karteziante, koncepti i se ciles rrjedh direkt nga konsideratat e meparshme, eshte nje instrument i vlefshem per investigimin dhe prezantimin e fenomenit te grushtit hidraulik. Duke marre dy akse te sistemit karteziar koordinativ ρ dhe θ (Figure 3-2), eshte e qarte qe te gjithë ligjet e fenomenit te grushtit hidraulik, qe do te thote te gjitha deduksionet dhe konkluzionet e karakterit te fundem dhe diferencial, qe mund te ndertohen nga sistemi baze (3 – 13), mund te prezantohen grafikisht, te cilat Allievi i percaktoi si “Permbledhje Karteziante e Tubacioneve“.

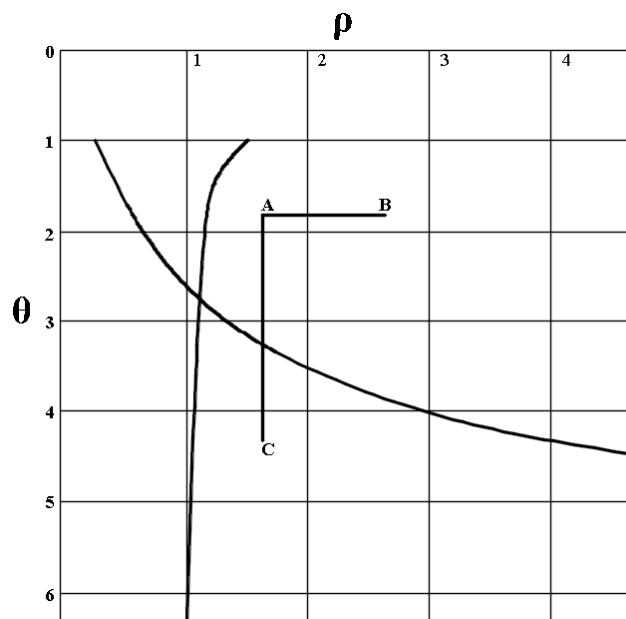
Nje pike me koordinatat (ρ dhe θ) prezanton keshtu nje tubacion te caktuar, ose me mire nje pafundesi te trefishte te tubacioneve te percaktuar nga parametrat ρ dhe θ , dhe kuadrati pozitiv i sistemit karteziar permban te gjithë tubacionet e mundshem.

Ne mund te dallojme tubacionet e vendosur ne nje pike te permbledhjes; Kjo pike tregon nje tubacion, elementet konstruktive dhe funksional te tij korespondojne me parametrat ρ dhe θ ; dhe tubacionet e vendosur ne nje vije ose ne nje zone te permbledhjes, e cila tregon tubacionet, elementet dhe rrjedhimisht parametrat e te cileve ndryshojne ndermjet limiteve te caktuara te dhena.

P.sh. nese marrim ne konsiderate nje tubacion, prurja fillestare e te cilit mund te varioje ndermjet limiteve te caktuara (me ndryshimin korespondues te shpejtesise fillestare v_0 dhe si rezultat edhe te karakteristikes ρ). Ky tubacion do te perfaqesohet ne permbledhjen karteziante, jo nga nje pike por nga nje linje AB (Figure 3-2) paralel me aksin ρ . Anasjelltas, nje tubacion me nje shkarkim fillestar konstant, saracineska e te cilit operohet me shpejtesi te ndryshme do te prezantohet nga nje vije AC paralel me aksin θ .

Ne fund, nje tubacion qe mund te funksionoje me rrjedhje te ndryshueshme dhe shpejtesi te ndryshueshme te operimit te saracineskes do te prezantohet ne permbledhjen karteziante nepermjet nje siperfaqeje te nje drejtkendeshi qe i korespondon vlerave limite te ρ dhe θ .

Figure 3-2 Paraqitja e permblendhjes karteziante e tubacioneve sipas Allievit



Ne do te adoptojme, si rregull, (Figure 3-2) aksin vertikal si aks te θ , me vlera te matura nga lart poshte dhe si aks horizontal aksin ρ , duke vendosur mbi te njejtin diagram te karakteristikes (Figure 3-1), e cila menjehere na jep te gjitha vlerat e y_0 dhe v_0 , duke koresponduar (per rastin e tubacionit te celikut) me cdo vlere te dhene te ρ .

Zgjedhja e shkalleve te vlerave te ρ dhe θ eshte arbitrare, por do te jete e pershtatshme te zgjidhet nje shkalle me e madhe per ρ dhe me e vogel per θ nese do te duhej menduar te prezantoje te gjitha tubacionet te mundshme ne praktike, eshte e nevojshme te konsiderohen vlerat e ρ te barabarta ose pak me te medha se 10, dhe vlerat e θ qe lekunden ne diapazonin 25 – 30. Ne do te shohim qe, ndersa ligjet e grushtit hidraulik ndryshojne ndjeshem nga nje zone e tubacionit ne nje tjetere ne kuptimin e ρ , e anasjellta eshte e vertete per ndryshimet ne kuptimin e θ .

Duhet te kihet parasysh, gjithashtu, qe ndersa kuadrati i permblendhjes karteziante permblendh te gjithe tubacionet e mundshem, disa zona kane rendesi te ndryshme ne kuptimin teknik dhe disa prej tyre nuk kane fare rendesi.

Por e rendesishme ne duhet te perjashtojme pothuajse ne menyre absolute qe ekzistojne tubacione te cilet karakterizohen nga vlera te vogla te ρ dhe vlera te medha te θ , ose vlera te medha te ρ dhe vlera te vogla te θ .

Tubacionet qe karakterizohen nga vlera te vogla te ρ jane ato te lartesive te presionit te larta dhe shume te larta (Figure 3-1), te cilet natyrisht bejne te nevojshem perdorimin e tubacioneve te gjate dhe rrjedhimisht zgjatje te medha te fazes, keshtu qe edhe nese operimi i saracineskes eshte i ngadalte, do te rezultojte ne vlera te vogla te θ . Anasjelltas, tubacionet e karakterizuar nga vlera te medha te ρ jane ato te lartesive te uleta te presionit, te cilat

duke perjashtuar raste te vecanta, u nevojiten tubacione te shkurter, qe do te shkurtoje zgjatjen e fazes, keshtu qe edhe nese operimi i saracineskes eshte i shpejte, ato do te rezultojne ne vlera te medha te θ .

Permbledhjet karteziiane mund te perdoren edhe si diagrama per te gjetur vlerat numerike por edhe si diagrama klasifikuese, por nje perdorim i tille mund te prezantohet vetem pergjithesisht ne kete seksion pasi nje paraqitje e plote do te kerkonte studim me te thelluar qe tejkalon qellimet e prezantimit te kesaj permbledhje te studimit te Allievit.

Ne mundemi qe me ndihmen e sistemit baze (3 – 13) te tregojme ne planin e permbledhjes karteziiane ato kurba te cilat jane grupe te tubacioneve, nga te cilet fenomenet me interes praktik per t'u percaktuar shtrihen brenda raporteve te caktuara te dhena, dhe keshtu ne vizatojme dagrama te vlefshme, per nje investigim te shpejte te cdo tubacioni ne lidhje me keto fenomene.

P.sh., degezimi hiperbolik i treguar ne permbledhje (Figure 3-2) eshte pozicioni i tubacioneve per te cilet raporti i presionit te grushtit te drejte, gjate procesit te mbylljes se saracineskes, barazon vleren

$$\zeta_1^2 = \frac{Y_i}{y_0} = 1.5$$

dhe eshte e qarte qe me vizatimin e nje serie te kurbave te ngjashme per nje seri te vlerave ζ_1^2 , ne mund te ndertojme nje diagrame te presioneve te grushtit te drejte ne mbyllje te saracineskes.

Por ne gjithashtu mundemi, gjithmone nepermjet sistemit (3 – 13), tregojme qe zona te caktuara te permbledhjes (tubacionet qe ato prezantojne), tregojne per nje operim te dhene te saracineskes, disa karakteristika te caktuara, me interes nga pikepamja e aplikimit praktik; eshte e thjeshte izolimi i zonave ne te cilat keto fenomene jane prodhuar, keshtu qe permbledhjet tona karteziiane mund te sherbejne me efektivitet si diagrama klasifikuese te fenomenit te grushtit hidraulik.

P.sh., dega hiperbolike s (Figure 3-2) ndan planin ne dy zona; ajo ne te majte permban te gjitha tubacionet per te cilet presioni maksimal gjate mbylljes eshte per shkak te grushtit te drejte, ndersa zona e vendosur ne te djathte te s permban te gjitha tubacionet per te cilet grushti hidraulik maksimal i mbylljes eshte nje nga presionet e grushtit hidraulik te zhdrejte.

3.3.6 Diagramat rrethore te serive te nderthurura te Allievit

Nje instrument tjetër i nevojshem per investigimin e fenomenit te grushtit hidraulik eshte dhene nga nje metode e thjeshte llogaritjeje grafike, me ndihmen e diagramave rrethore, serive te nderthurura te vlerave $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \zeta_4$, etj., te nje tubacioni te dhene (qe eshte nje vlere

e dhene e ρ) dhe nje operim i dhene i saracineskes qe eshte nje seri e dhene e vlerave $\eta_1, \eta_2, \eta_3, \eta_4, \text{ etj.}$

Kjo metode e llogaritjeve grafike eshte derivuar nga ekuacionet baze (3 – 13) nepermjet faktit qe ato mund te interpretohen si ekuacione te rrateve.

Duke kujtuar shenimet tona qe

$$\eta_0 = 1, \quad \zeta_0 = 1$$

Sistemi i ekuacioneve (3 – 13) mund te shkruhet ne formen

$$\left. \begin{aligned} (\zeta_0 - \rho\eta_0)^2 + (\zeta_1 + \rho\eta_1)^2 &= \overline{\rho\eta_0}^2 + \overline{\rho\eta_1}^2 + 2 \\ (\zeta_1 - \rho\eta_1)^2 + (\zeta_2 + \rho\eta_2)^2 &= \overline{\rho\eta_1}^2 + \overline{\rho\eta_2}^2 + 2 \\ (\zeta_2 - \rho\eta_2)^2 + (\zeta_3 + \rho\eta_3)^2 &= \overline{\rho\eta_2}^2 + \overline{\rho\eta_3}^2 + 2 \end{aligned} \right\} \quad (3 - 21)$$

etj.

Eshte e qarte qe duke interpretuar ζ' te me indeks cift dhe ζ te me indeks tek, respektivisht si kordinata te nje pike referuar akseve drejtkendeshe, ekuacionet (3 – 21) prezantojne nje seri rrrathesh, koordinatat e qendres dhe rrezet e te cileve jepen nepermjet:

- I Kordinatat e qendres $(+\rho\eta_0, -\rho\eta_1)$ dhe rrezja $= \sqrt{\overline{\rho\eta_0}^2 + \overline{\rho\eta_1}^2 + 2}$
- II Kordinatat e qendres $(+\rho\eta_1, -\rho\eta_2)$ dhe rrezja $= \sqrt{\overline{\rho\eta_1}^2 + \overline{\rho\eta_2}^2 + 2}$ (3 – 21.1)
- III Kordinatat e qendres $(+\rho\eta_2, -\rho\eta_3)$ dhe rrezja $= \sqrt{\overline{\rho\eta_2}^2 + \overline{\rho\eta_3}^2 + 2}$ etj.

Mbi bazen e shprehjeve te mesiperme mund te ndertohen nje seri rrrathesh duke kujtuar qe $\zeta_0 = 1$, dhe vlerat qe vijojne te $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3, \zeta_4, \text{ etj.}$, te nje serie te nderthurur mund te ndertohet per cdo ligj te shpejtesise se operimit te saracineskes, qe eshte per serite e shkalles se hapjes se saracineskes $\eta_1, \eta_2, \eta_3, \eta_4, \text{ etj.}$, qe i korespondojne casteve te kohes

$$t_1, \quad t_1 + \mu, \quad t_1 + 2\mu, \quad t_1 + 3\mu, \text{ etj.}$$

Duke marre per kete qellim, (shih Figuren 3-3) aksin horizontal per ζ' te me indekse cift dhe aksin vertikal per ζ te me indekse tek, atehere C_1 , (abshisa $= \rho\eta_0 = \rho$; ordinata $= -\rho\eta_1$) nga i pari i ekuacioneve (3 – 21) eshte qendra e rrethit te pare. Vizato vijen C_1O dhe mat mbi normalen e se njejtes ne O vleren $OK_1 = \sqrt{2}$ atehere, nga i pari i ekuacioneve (3 – 13), C_1K_1 eshte rrezja e rrethit te pare, γ_1 .

Nje normale me aksin horizontal ne piken A_1 , ($OA_1 = \zeta_0 = 1$) do te prese rrethin γ_1 , ne D_1 , dhe segmentin A_1D_1 do te jete $= \zeta_1$.

Rrethi i dyte γ_2 do te kete qendren e tij ne C_2 (kordinatat $+\rho\eta_1, -\rho\eta_2$) dhe rrezja e tij do te jete C_2K_2 , e percaktuar nga $OK_2 = \sqrt{2}$, kjo e vizatuar ne kend te drejte me C_2O . Ky rreth do te prese horizontalen e vizatuar nga D_1 ne D_2 . Nga ekuacioni i dyte i (3 – 21.1) $\zeta_2 = A_2D_2$.

Ne menyre analoge rrathet ne vijim γ_3, γ_4 , etj., mund te vizatohen nga ku percaktohen vlerat ζ_3, ζ_4 , etj.

Keto procedura grafike japin nje zgjidhje te shpejte te sistemeve te ekuacioneve (3 – 13) ne lidhje me te panjohuren ζ , dhe eshte praktike per te perdorur per kete qellim nje shkalle te madhe, sepse ne praktike nuk kane interes vlerat e ζ_i por vlerat ζ_i^2 , kjo e fundit jep raportin e lartësive te presionit

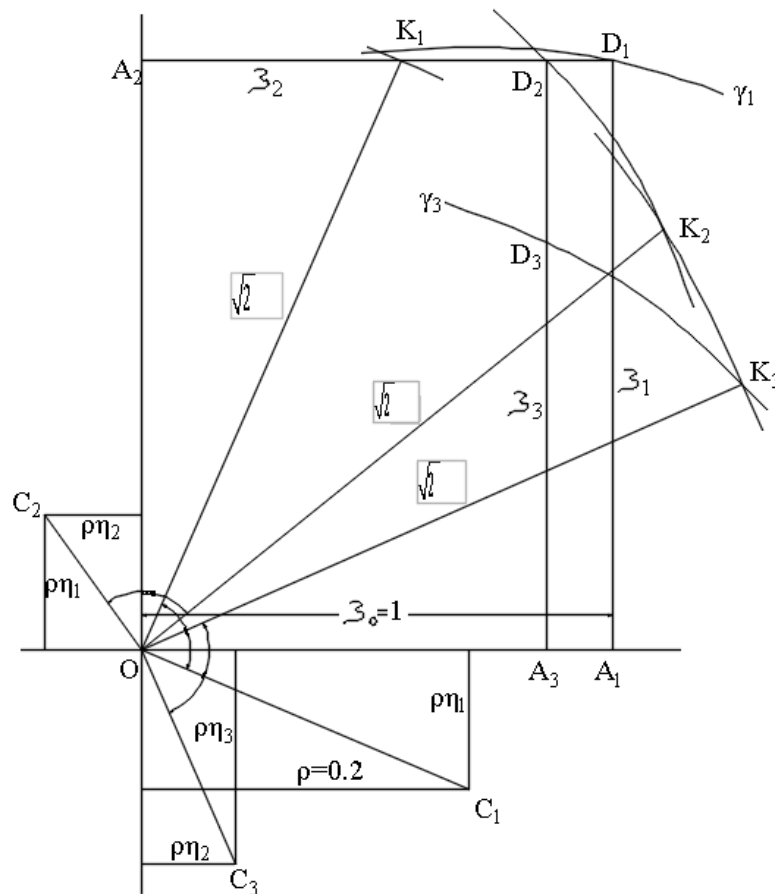
$$\zeta_i^2 = \frac{u_i^2}{u_0^2} = \frac{Y_i}{y_0}$$

dhe sa me i vogel te jete gabimi ne percaktimin e ζ_i aq me i ndjeshem eshte gabimi ne vleren e ζ_i^2 .

Duhet te kuptohet me tej qe rendesia e procedurave grafike nuk qendron ne zgjidhjen e sistemit te ekuacioneve (3 – 13) per percaktimin e vlerave te ζ^2 , te cilat percaktojne ndryshimin e lartësive te presionit per nje operim te dhene te saracineskes. Sic eshte thene tashme, ky nuk eshte objekti real i ketij studimi, por synimi per investigimin e ligjeve te pergjithshem te fenomenit te grúshtit hidraulik dhe te jape kritere racionale per projektimin e tubacioneve nen presion.

Por nga kjo pikepamje diagramat rrethore te serive te nderthurura te Allievit japin nje instrument te sakte per kerkime, sepse vetite e tyre gjeometrike sic varen ne metoden e operimit te saracineskes (serite e hapjeve relative te saracineskes η_1, η_2, η_3) japin nje metode elementare per demonstrimin e vetive interesante te ligjeve te fenomenit te grúshtit hidraulik.

Figure 3-3 Menyra e ndertimit te diagramave rrethore te nderthurura te Allievit



3.3.7 Problemet teknike dhe programi i kerkimeve te metejshme te Allievit

Pershkrimet dhe diskutimet e seksioneve te mesiperme kane treguar qarte si studimi i fenomenit te levizjes se paqendrueshme ne tubacione – teoria e grushtit hidraulik – mund te ndiqet me ndihmen e sistemit te ekuacioneve baze (3 – 13) dhe derivatet e tyre, si dhe nepermjet diagramave rrethore te serive te nderthurura te derivuara nga sistemi i ekuacioneve (3 – 13).

Pavaresisht zgjidhjeve te mesiperme Allievi nuk ndalet ketu por percakton objektin e kerkimeve te metejshme ne funksion te qellimit te dhene me siper, per investigimin e ligjeve te pergjithshme te grushtit hidraulik dhe dhenien e kriterave te sakta per projektimin e tubacioneve te sigurte, qe ne fund te fundit eshte qellimi final i studimit te ketij fenomeni.

Ai percakton fushen dhe metoden e kerkimeve te metejshme duke u kufizuar ne problemet tipike dhe supozimet e ligjit linear te operimit te saracineskes dhe para se gjithash do te trajtoje ne detaje kerkimet e ligjeve per ndryshimin e presioneve ne kater raste kryesore:

- (a) Per operimin e mbylljes, duke supozuar qe hapjet proporcionale te saracineskes η_1 , η_2 , η_3 formojne nje seri te vlerave qe rriten linearisht nga njesia.

- (b) Per operimin e hapjes, duke supozuar qe hapjet proporcionale te saracineskes η_1 , η_2 , η_3 formojne nje seri te vlerave qe rriten linearisht nga njesia (eventualisht nga zero);
- (c) Per nje mbyllje dhe hapje te alternuar, me te njejtin ritm si zgjatja e fazes, ne nje menyre te tille qe hapja proporcionale e saracineskes do te rifitoje nje vlere te njejte ne cdo interval te alternuar te fazes, qe rezulton ne fenomenin e quajtur rezonance.
- (d) Per nje saracineske stacionare, duke supozuar qe η_1 , η_2 , η_3 jane konstante pas fillimit te paqendrueshmerise se ujit per shkak te nje operimi te meparshem.

Ne do te trajtojme, para se gjithash, secilin nga keto probleme nepermjet metodave grafike, me ane te diagramave rrethore te serive te nderthurura; kjo metode, e cila, ne nje kuptim formon nje teori grafike te grushtit hidraulik do te lejoje, sic eshte tashme vrojtuar, per te treguar disa prej tipareve te jashtezakonshme te ketyre fenomeneve

Me tej do te fillohet me diskutimin analitik te ketyre problemeve, dhe do te percaktohet, me ndihmen e permbledhjeve karteziante ligjet e pergjithshme qe klasifikojne pafundesine e dyfishte (ose te pesefishte) te tubacioneve te mundshem ne lidhje me secilin prej ketyre kate llojeve te operimit.

Lexuesi do te jete i afte te shohe qe keto probleme qe jane me sa duket shume te komplikuar, jane te ndjeshem ndaj zgjidhjeve elegante te thjeshta: p.sh., vizatimi i nje rrethi te vetem te diagramave se serise se nderthurur jep gjashte vlere kufizuese me interes teknik te ndryshimit te presionit, d.m.th., dy per cdo prej tre levizjeve te mbylljes, hapjes dhe operimit te alternuar te saracineskes.

Per me teper, diagramat te cilat ne do ti derivojme nga permbledhjet karteziante do te lejojne te zgjidhin shpejt problemin, ne lidhje me projektimin racional te tubacioneve (zgjedhjen e elementeve arbitrare) dhe gjithashtu gjetjen e atyre operimeve te saracineskes qe prodhojne efekte te rrezikshme dhe zgjedhjen e kushteve kufizuese per cdo kategori te tubacioneve.

Keto studime do te ndiqen nga nje studim per ligjin e perhapjes se presioneve te castit pergjate tubacionit dhe te influences se ndryshimit te diametrit ne zvogelimin ose zmadhimin e intensitetit te presionit te perhapur.

Ne fund, problemin qe lidhen me ligjin e ndryshimit te energjise kinetike te rrymes se lengut ne mbyllje ose hapje do te formoje nje pjese te dyte te studimit analitik shterues, njohja e ligjeve qe do te percaktojne kriteret racionale per rregullimin e turbinave.

Ne monografin e vitit 1902 Allievi ka treguar kushtet nen te cilat energjia kinetike e rrymes se lengut mund te rritet ne castet e para te nje operimi ne mbyllje. Ai e zgjeroi ne nje menyre me te pergjithshme kete studim per te gjitha fazen e grushtit te drejte dhe fazat e mepasshme te grushtit te zhdrejte dhe do te tregojte me ndihmen e permbledhjeve karteziante ligjin e ketij fenomeni pak ose aspak te njohur.

Do te rezultojte nga ky kerkim qe per vlere mjaftueshem te larta te karakteristikes (qe eshte per lartesi te presionit te vogla), rritja e energjise kinetike e rrymes se lengut ne mbyllje te

saracineskes mund te beje ate te veshtire ose edhe te pamundur per te rregulluar punen e turbinave ne nje menyre te zakonshme, nje inkonvenience e tille mund te rregullohet pjeserisht nepermjet shtimit e saracineskave cliruese me veprim sinkron.

Do te tregohet ne fund si fenomene te ngjashem mund te zvogelohet pjeserisht ose shuhet nepermjet perdorimit te tubave piezometrik ose dhomave te ajrit, te cilat jane diskutuar ne njefare shkalle ne monografine e vitit 1902.

4 Avancimi i Teorise Klasike te Grushtit Hidraulik, Derivimi i Ekuacioneve Diferenciale dhe Zgjidhja

4.1 Derivimi i Ekuacioneve Diferenciale te Grushtit Hidraulik

Ekzistojne menyra dhe skema te ndryshme te derivimit te ekuacioneve diferenciale qe pershkruajne rrjedhjen e paqendrueshme ne tubacionet me presion ose fenomenin e grushtit hidraulik te zhvilluara qe nga dalja per here te pare e teorise se Allievit. Ne thelb asgje nuk ka ndryshuar nga principet e dhena nga Allievi por zhvillimet e mevonshme kane konsistuar me shume ne pershtatjen e ekuacioneve te derivuara per t'u zgjidhur me nje nga metodat per te cilat matematika dhe teknologjia e kompjuterit e kishte krijuar kete mundesi.

Ne kemi dhene ne kete raport metoden e derivimit te ekuacioneve te dhene nga E.B. Wylie dhe V.L. Streeter ne "Fluid Transients" – 1993 per thjeshtesine dhe elegancen ne trajtimin e problemit si dhe pershtatjen e ekuacioneve per zgjidhje. [15]

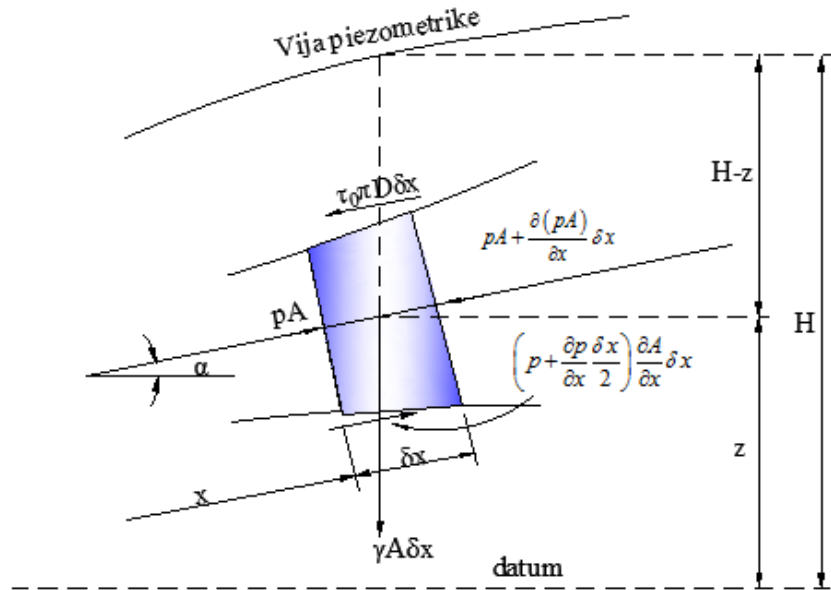
Wylie dhe Streeter kane zgjedhur derivimin e ekuacioneve te Levizjes dhe te Vazhdueshmerise ne vend te ekuacioneve te Momentit dhe Vazhdueshmerise per faktin qe cifti i pare i ekuacioneve eshte me i thjeshte per zhvillimin me tej te ekuacioneve algjebrike me diferenca te fundme per analizen e problemeve te rrjedhjes se paqendrueshme ne pergjithesi dhe grushtit hidraulik ne vecanti.

4.1.1 Ekuacioni i levizjes

Per derivimin e ekuacionit te levizjes eshte marre ne konsiderate rrjedhja ne nje tubacion konik por edhe cilindrik. Rrjedhja eshte nje-dimensionale sipas aksit te tubacionit (x) dhe ekuacioni do te rezultojte ne funksion te presionit $p(x, t)$ dhe shpejtesise mesatare $V(x, t)$. Me tej ekuacioni eshte konvertuar ne funksion te vijes se energjise $H(x, t)$, e quajtur edhe vija piezometrike, dhe prurjes $Q(x, t)$, duke shfrytezuar marredheniet ndermet presionit p dhe lartesis se presionit H si dhe shpejtesise mesatare V dhe prurjes Q . Variablat e varur $H(x, t)$ dhe $Q(x, t)$ jane preferuar ne kete trajtim ne krahasim me $p(x, t)$ dhe $V(x, t)$. Ndersa variablat e pavarur x dhe t mbetet te njejte per te dy format e variablave te varur.

Ne skemen e Figure 4-1 tregohet rrjedhja elementare me gjatesi δx dhe seksion terthor A . Siperfaqja e seksionit terthor A eshte ne funksion te x (tubacioni eshte konik), qe eshte koordinata e distances pergjate aksit te tubit nga nje origjine e cfaredoshme. Tubacioni eshte i pjerret duke formuar nje kend α me horizontalen, pozitiv kur kuota ngrihet ne drejtimin $+x$. Mbi volumin elementar me gjatesi δx dhe siperfaqe konike si ne figure ne drejtim te aksit x do te veprojne presionet normale ne seksionet terthore ne dy anet e elementit dhe forca e ferkimit ndermjet rrjedhjes dhe siperfaqeve anesore te tubit konik.

Figure 4-1 Skema hidraulike e rrjedhjes per derivimin e ekuacionit te levizjes



Nga ana tjetër forca e gravitetit të vetë elementit ka një komponente në drejtim të x për shkak të përrjesës së aksit të tubit me horizontalen. Nga skema e mësipërme është e qartë që drejtimi i forcës së ferkimit të rrjedhjes me sipërfaqen e mureve të tubit dhe komponentja e gravitetit janë në drejtimin $-x$. Mëqenëse rrjedhja është në levizje zbatohet ligji i dytë të Njutonit për elementin që thotë: Shuma e të gjitha forcave që veprojnë në element është e barabartë me produktin e masës së elementi me nxitimin e shkaktuar nga këto forca, pra $F = ma$:

$$pA - \left[pA + \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_x \delta x \right] + \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\delta x}{2} \right) A_x \delta x - \tau_0 \pi D \delta x - \gamma A \delta x \sin \alpha = \rho A \delta x V$$

Duke eliminuar në shprehjen e mësipërme madhësitë shumë të vogla të rendit të $(\delta x)^2$ dhe thjeshtuar do të kemi shprehjen e mëposhtme:

$$\frac{\partial p}{\partial x} A + \tau_0 \pi D + \rho g A \sin \alpha + \rho A \frac{dV}{dt} = 0 \tag{4 - 1}$$

Do të konsiderojmë që në llogaritjen e rrjedhjes së paqëndrueshme sforcimi tangencial τ_0 është po ai i rrjedhjes së qëndrueshme, që në varesi të koeficientit të ferkimit sipas Darcy-Weisbach, vlera e τ_0 do të jetë

$$\tau_0 = \frac{\rho f V |V|}{8} \tag{4 - 2}$$

ndërsa po sipas ekuacionit të Darcy – Weisbach:

$$\Delta p = \frac{\rho f L V^2}{D \cdot 2} \quad (4 - 3)$$

ku L është gjatësia e tubacionit horizontal dhe nga një forcë balancuese në tubacion për gjendjen e qendrueshme

$$\Delta p \frac{\pi D^2}{4} = \tau_0 \pi D L \quad (4 - 4)$$

Me eliminimin e Δp . Shenja e vlerës absolute në termin e shpejtesisë në ekuacionin (4 – 2) siguron që sforcimi tangencial nga ferkimi gjithmone kundërshton drejtimin e shpejtesisë.

Termi i nxitimit $\frac{dV}{dt}$ në ekuacionin (4 – 1) është për elementin që ka shpejtesinë V, kështu që

$$\frac{dV}{dt} = V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} \quad (4 - 5)$$

Me përdorimin e ekuacioneve (4 – 2) dhe (4 – 5), si dhe pjesëtuar me $A\rho$, ekuacioni (4 – 1) merr formën

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + g \sin \alpha + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \quad (4 - 6)$$

Lartësia piezometrike ose vija hidraulike mbi një nivel bazë arbitrare (datum) do të zhvendoset termin e p . Nga Figura 4 – 1 do të kemi

$$p = \rho g (H - z)$$

ku z është niveli i aksit të tubacionit në x, atëherë

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho g \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial z}{\partial x} \right) = \rho g \left(\frac{\partial H}{\partial x} - \sin \alpha \right) \quad (4 - 7)$$

Ky diferencial i pjesshem e konsideron dendësinë ρ konstante krahasuar me H ose z. Për këto arsye, ekuacioni (4 – 6) është i vlefshëm edhe për gazet ndërsa ekuacioni (4 – 7) është i kufizuar për lengjet. Zëvendësimi në ekuacionin (4 – 6) do të japë

$$g \frac{\partial H}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \quad (4 - 8)$$

gjithashtu i vlefshem për rrjedhjen e lengjeve. Forma e vijes hidraulike e ekuacionit është dicka më e thjeshtë se pjerresia e tubacionit bie. Megjithatë është përdorur një term ferkimi i rendit të V^2 në derivimin e ekuacioneve, një ligj eksponencial mund të zëvendësojë këtë, p.sh. nëse $n = 1.85$ në ligjin e fuqisë, atëherë $\frac{fV|V|}{2D}$ do të zëvendësohet me $\frac{\lambda V|V^{n-1}|}{D^m}$ ku λ , n dhe m janë përcaktuar për t'u përshtatur me formulën e dëshiruar.

Përderisa ekuacioni (2 – 8) përshkruan në teresi rrjedhjen në të gjitha gjendjet e saj, rrjedhja e qendrueshme është një rast i veçantë i rrjedhjes së paqendrueshme, duke zëvendësuar $\frac{\partial V}{\partial x} = 0$ dhe $\frac{\partial V}{\partial t} = 0$, do të kemi $g \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{fV|V|}{2D} = 0$ dhe në formë të diferencave të fundme do të kemi

$$g \frac{\Delta H}{\Delta x} + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \quad \text{ose} \quad \Delta H = -\frac{f\Delta x V|V|}{2gD}$$

që është ekuacioni Darcy – Weisbach.

4.1.2 Ekuacioni i vazhdueshmerisë

Ekuacioni i vazhdueshmerisë i prezantuar në këtë raport është marrë nga puna e Propson, T.P. [30] Kjo është shumë e përgjithshme dhe ka avantazhin e përshkrimit të derivateve totale të ndryshme, d.m.th. derivatet në lidhje me levizjen. Për të arritur direkt tek ekuacioni i vazhdueshmerisë:

- (1) Diferencimi në lidhje me aksin e levizje së tubit, dhe
- (2) Diferencimi në lidhje me një grimcë të masës së lengut

Derivati i tretë total është diferencimi në lidhje me levizjen e vales akustike që lind nga metoda e karakteristikave e zhvilluar në seksionin e vazhdim.

Duke ju referuar Figure 4-2, një volum kontrolli me gjatësi δx në kohën t mund të konsiderohet të jetë i fiksuar në lidhje me tubin – ai leviz dhe zgjerohet ashtu si sipërfaqja e brendshme e tubit leviz dhe zgjerohet.

Ligji i ruajtjes së masës mund të formulohet në këtë mënyrë: diferenca e masës së rrjedhjes në njësinë e kohës që hyn në volumin e kontrollit më atë që del prej tij është e barabarabartë me rritjen e masës në njësinë e kohës brenda këtij volumi që në formë algebrike mund të shprehet:

$$-\left[\rho V(V-u)\right]_x \delta x = \frac{D'}{Dt}(\rho A \delta x) \quad (4 - 9)$$

Le të jete seksioni i sipërm i volumit të kontrollit në x dhe u është shpejtësia e murit të tubit në x . Derivati total në lidhje me lëvizjen aksiale të tubit jepet nga

$$\frac{d}{dt} = u \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \quad (4 - 10)$$

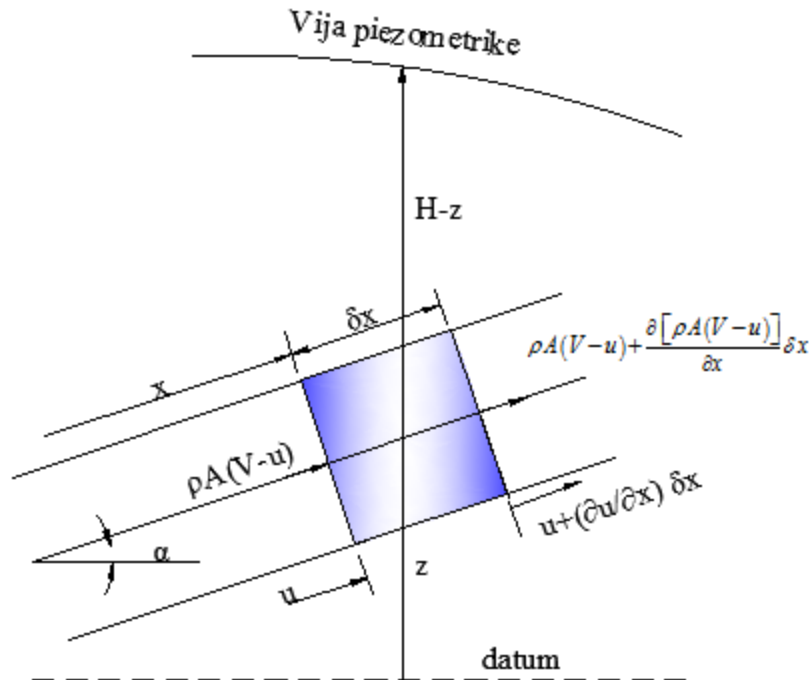
dhe rritja e gjatësisë δx në njësinë e kohës së volumit të kontrollit jepet nga

$$\frac{d}{dt} \delta x = \frac{\partial u}{\partial x} \delta x \quad (4 - 11)$$

Nga zgjerimi pjesor i ekuacionit (4 – 9) me përdorimin e ekuacionit (4 – 11) do të kemi

$$\frac{\partial(\rho AV)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho Au)}{\partial x} + \frac{d(\rho A)}{dt} + \rho A \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (4 - 12)$$

Figure 4-2 Skema hidraulike dhe volumi i kontrollit për ekuacionin e vazhdueshmerisë



Zgjerim i mëtejshëm i ekuacionit (4 – 12), duke përdorur ekuacionin (4 – 10) do të japë

$$\frac{\partial(\rho AV)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho A)}{\partial x} u - \rho A \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial(\rho A)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} + \rho A \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

ose duke thjeshtuar

$$\frac{\partial(\rho AV)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} = 0 \quad (4 - 13)$$

Duke zgjeruar derivacion e termit te pare do te kemi

$$\rho A \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial(\rho A)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho A)}{\partial t} = 0$$

Dy termat e fundit prezantojne derivatin e ρA ne lidhje me levizjen e mases se grimces dhe duke pjesetuar me ρA do te kemi

$$\frac{1}{\rho A} \frac{d(\rho A)}{dt} + \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (4 - 14)$$

ne te cilin

$$\frac{d}{dt} = V \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t} \quad (4 - 15)$$

Derivati total $\frac{d(\rho A)}{dt} = \rho \frac{dA}{dt} + A \frac{d\rho}{dt}$ keshtu qe

$$\frac{1}{\rho A} \left(\rho \frac{dA}{dt} + \frac{d\rho}{dt} A \right) + \frac{\partial V}{\partial x} = 0$$

ose

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (4 - 16)$$

Ekuacioni i mesiperm eshte i vlefshem si per tubacionet konike konvergjent ose divergjent ashtu edhe per tubacionet cilindrike. Ky eshte i vlefshem gjithashtu edhe per tubacionet shume fleksibel ose per gazet sepse sic u pa nuk eshte kerkuar asnje supozim thjeshtues.

Nga ekuacioni i mesiperm eshte e mundur te futet efekti i koeficientit te Puasonit ne shpejtesine e vales per te tre rastet e trajtuara ne kapitullin 2 (teoria elastike e grushtit hidraulik). Per hir te konvergjences se rezultateve te dy teorive po e japim me poshte.

Duke ju referuar ekuacionit (4 - 16) termi i dyte ne baze te percaktimit te modulit te elasticitetit te mases se lengut shprehet si me poshte

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{E_u} \frac{d\rho}{dt} \quad (4 - 17)$$

Zgjerimi i mureve te tubacionit per njesine e siperfaqes dhe njesine e kohes $\frac{1}{A} \frac{dA}{dt}$ me termat e percaktuar ne kapitullin 2 do te jete

$$\frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{D}{2eE} \frac{d\Delta p}{dt} \cdot \frac{D}{2} \cdot \frac{\pi D}{A} = \frac{D}{eE} \frac{d\Delta p}{dt} = 2 \frac{d\Delta \varepsilon_2}{dt} \quad (4 - 18)$$

Nga marredhenia e koeficientit te Puasonit me sforcimet (ekuacioni 2 – 16.b) do te kemi

$$\frac{d\Delta \varepsilon_2}{dt} = \frac{1}{E} \left(\frac{d\Delta \sigma_2}{dt} - \mu \frac{d\Delta \sigma_1}{dt} \right) \quad (4 - 19)$$

Duke zevendesuar ekuacionet (4 – 17), (4 – 18) dhe (4 – 19) ne ekuacionin (4 – 16) do te kemi

$$\frac{2}{E} \left(\frac{d\Delta \sigma_2}{dt} - \mu \frac{d\Delta \sigma_1}{dt} \right) + \frac{1}{E_u} \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (4 - 20)$$

Nga ana tjeter nga ekuacioni (2 – 21) kemi qe

$$\Delta \sigma_2 = \frac{\Delta p D}{2e}$$

ose

$$\frac{d\Delta \sigma_2}{dt} = \frac{d\Delta p}{dt} D / (2e) \quad (4 - 21)$$

qe eshte i vlefshem per te tre kushtet e instalimit te tubacioneve (kapitulli 2). Diametri D ndryshon aq pak me kohen krahasuar me presionin p ne kushtet e rrjedhjes se paqendrueshme sa mund te konsiderohet konstant per kete diferencim.

Atehere shkalla e ndryshimit te sforcimit aksial $\Delta \sigma_1$ per te tre kushtet e instalimit eshte dhene nga

$$\begin{aligned} \text{(a)} \quad & \frac{d\Delta \sigma_1}{dt} = \frac{A}{\pi D e} \frac{d\Delta p}{dt} = \frac{D}{4e} \frac{d\Delta p}{dt} \\ \text{(b)} \quad & \frac{d\Delta \sigma_1}{dt} = \mu \frac{d\Delta \sigma_2}{dt} \end{aligned} \quad (4 - 22)$$

$$\text{(c)} \quad \frac{d\Delta \sigma_1}{dt} = 0$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\Delta p}{dt} + a^2 \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (4 - 23)$$

ose

$$a^2 = \frac{E_u / \rho}{1 + [(E_u / E)(D / e)] c_1} \quad (4 - 24)$$

ku vlerat e c_1 sipas seksionit 3.4.3 per tre tipet e instalimit te tubacionit jane

$$\begin{aligned} (a) \quad c_1 &= 5/4 - \mu \\ (b) \quad c_1 &= 1 - \mu^2 \\ (c) \quad c_1 &= 1 \end{aligned} \quad (4 - 25)$$

Perseri nga ekuacioni (4 – 23), rikonfirmojme qe a^2 eshte konsideruar te jete konstant dhe nje rezultat i vetive te lengut, tubit dhe instalimit te tij dhe deri me tani nuk i eshte dhene asnje kuptim ne lidhje me shpejtesine e zerit (akustike).

Nga Figure 4-2 mund te prezantohet lartesia piezometrike ne ekuacionin (4 – 23) ne vend te presionit Δp si me poshte:

$$\Delta p = \rho g (H - z) \quad (4 - 26)$$

dhe

$$\frac{d\Delta p}{dt} = \rho g \left(\frac{dH}{dt} - \frac{dz}{dt} \right) = \rho g \left(V \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial t} - V \frac{\partial z}{\partial x} - \frac{\partial z}{\partial t} \right) \quad (4 - 27)$$

Nese tubacioni nuk ka zhvendosje terthore, $\frac{\partial z}{\partial t} = 0$ dhe meqe $\frac{\partial z}{\partial x} = \sin \alpha$, ekuacioni (4 – 23)

do te behet

$$V \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial t} - V \sin \alpha + \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (4 - 28)$$

Qe e ben me te pershtatshem per zgjidhje ekuacionin e vazhdueshmerise ku variablat V dhe H jane te varur dhe x , t variabla te pavarur. Vetite dhe parametrat e lengut dhe tubacionit jane perfshire nepermjet termit a^2 ose a (shpejtesia e perhapjes se vales ne masen e lengut ne levizje te paqendrueshme) sic eshte konfirmuar me siper.

4.2 Zgjidhja e Ekuacioneve Diferenciale te Grushtit Hidraulik ne Tubacione

Ne seksionet e mesiperm u derivuan dy ekuacionet diferenciale qe pershkruanin levizjen e paqendrueshme ose grushtin hidraulik ne tubacione.

Ekuacioni i levizjes

$$g \frac{\partial H}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \quad (4 - 8)$$

dhe ekuacioni i vazhdueshmerise

$$V \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial t} - V \sin \alpha + \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (4 - 28)$$

Nuk ekziston nje zgjidhje e pergjithshme analitike e ekuacioneve diferenciale te pjesshme te grushtit hidraulik (4 – 8) dhe (4 – 28). Megjithate eshte gjetur nje metode alternative per zgjidhjen e ketyre ekuacioneve duke i transformuar me pare diferencialet e pjesshme ne diferenciale te plote nepermjet nje metode te quajtur Metoda e Karakteristikave. Ekuacionet diferenciale te plote me tej integrohen per te dhene ekuacionet diferenciale me diferenca te fundme te cilat zgjidhen me metodat numerike.

Per te kuptuar mekanizimin e metodes, ekuacionet diferenciale ne fillim thjeshtohen duke neglizhuar termat e konsideruar te vegjel dhe me tej ato pershtaten per llogaritjet numerike. Megjithate Metoda e Karakteristikave perdoret edhe per zgjidhjen e ekuacioneve te plote diferenciale duke marre ne konsiderate edhe termat e konsideruar te vegjel ne zgjidhjet e thjeshtuara.

Ne kete punim do te japim principet e metodes, mekanizmat e transformimeve te metodes se karakteristikave, pershtatjen e ekuacioneve per integrim dhe perdorimin e metodave numerike per zgjidhjen e tyre duke ndertuar programet dhe modelet e disa sistemeve hidraulike ne ambientet e Matlab per perdorim praktik.

Perdorimi i metodave te thjeshtuara ose te plota per zgjidhjen e problemeve te sjelljes se sistemeve hidraulike kundrejt grushtit hidraulik dhe parametrat perkates te projektimit te tyre do te jete ne doren e projektuesit ne varesi te kompleksitetit te sistemit, saktesis se kerkuar ne projektim si dhe materialeve te perdorur ne keto sisteme. Ne kete punim do te gjenden te gjitha kriteret dhe detajet per zgjedhjen e metodes dhe zgjidhjet e tyre.

Metoda e karakteristikave per transformimin e diferencialeve te pjesshem ne diferenciale te plote eshte dhene nga shume autore dhe ne nje literature te gjere. Ne kete punim do te japim njeren prej tyre te dhene nga Wiley dhe Streeter te pershtatur dhe shpjeguar per t'u kuptuar me mire nga nje numer me i madh i studenteve dhe specialisteve te fushes. [15]

4.2.1 Transformimi i ekuacioneve te pjesshem diferenciale ne ekuacione diferenciale te plote

Ne seksionin 4.1 u derivuan cifti i ekuacioneve (4 - 8) dhe (4 - 28) qe pershkruanin rrjedhjen e paqendrueshme ne tubacione ose grushtin hidraulik. Ne formen e tyre matematikore ato perfaqesojne dy ekuacione te pjesshem diferenciale hiperbolik pothuaj-linear ne funksion te

dy variabla te varur, shpejtesise (V) dhe energjise hidraulike (H) dhe dy variabla te pavarur, distances pergjate tubacionit x dhe kohes t.

Me poshte po japim edhe nje here formen e pergjithshme te ekuacioneve te nxjerre ne seksionin 4.1:

Ekuacioni i momentit:
$$g \frac{\partial H}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{fV|V|}{2D} = 0$$

Ekuacioni i vazhdueshmerise:
$$V \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial t} - V \sin \alpha + \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} = 0$$

Sic thame ne fillim te ketij seksioni, do te thjeshtojme ekuacionet e mesiperme duke neglizhuar termat qe kane relativisht vlere te vogla ne krahasim me madhesite e termave te tjere. Nga ekuacioni i momentit eshte neglizhuar termi $V \frac{\partial V}{\partial x}$ pasi ne krahasim me termat e tjere eshte shume me i vogel ne madhesi. Ndersa nga ekuacioni i vazhdueshmerise jane neglizhuar termat e $V \frac{\partial H}{\partial x}$ dhe $V \sin \alpha$ per te njejtat arsye si me siper. Arsyeja e ketij veprimi eshte per te thjeshtuar sa te jete e mundur teorine e transformimeve te metodes se karakteristikave dhe zgjidhjen e problemeve te grushtit hidraulik per sisteme te thjeshte hidraulike dhe me tej termat do te shtohen dhe sistemet do te modelohen te plote. Ekuacionet e thjeshtuar emertohen perkatesisht me L_1 dhe L_2 si me poshte:

Ekuacioni i momentit
$$L_1 = g \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{f}{2D} V|V| = 0 \quad (4 - 29)$$

Ekuacioni i vazhdueshmerise
$$L_2 = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad (4 - 30)$$

Ekuacionet kombinohen linearisht duke perdorur nje shumezues te panjohur paraprakisht λ ne formen:

$$L = L_1 + \lambda L_2$$

$$\lambda L_2 = \lambda \frac{\partial H}{\partial t} + \lambda \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} = 0$$

dhe
$$L = L_1 + \lambda L_2 = g \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{f}{2D} V|V| + \lambda \frac{\partial H}{\partial t} + \lambda \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} = 0$$

Grupojme termin e pare dhe te katert si dhe termin e peste dhe te dyte. Ne grupimin e pare nxjerrim shumezuesin λ dhe do te kemi:

$$L = L_1 + \lambda L_2 = \lambda \left[\frac{\partial H}{\partial x} \frac{g}{\lambda} + \frac{\partial H}{\partial t} \right] + \left[\frac{\partial V}{\partial x} \lambda \frac{a^2}{g} + \frac{\partial V}{\partial t} \right] + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \quad (4 - 31)$$

Variablat H dhe V ndryshojne ne kohe (t) dhe distance (x), pra jane funksione te x dhe t. Nese variabli i pavarur x lejohet te jete nje funksion i t, atehere nga algjebra e diferencialeve do te kemi:

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial H}{\partial t} \quad \text{dhe} \quad \frac{dV}{dt} = \frac{\partial V}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial V}{\partial t} \quad (4 - 32)$$

Nga shqyrtimi i ekuacioneve (4 - 31) dhe (4 - 32) shohim qe po te zevendesojme

$$\frac{dx}{dt} = \frac{g}{\lambda} = \frac{\lambda a^2}{g} \quad (4 - 33)$$

Termet brenda kllapave ne ekuacionin (4 - 31) mund te zevendesohen me termat perkates dH/dt dhe dV/dt te ekuacioneve (4 - 32) dhe vete ekuacioni (4 - 31) transformohet ne ekuacion diferenciale te plote:

$$\lambda \frac{dH}{dt} + \frac{dV}{dt} + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \quad (4 - 34)$$

Zgjidhja e ekuacionit (4 - 33) do te jape dy vlera per λ :

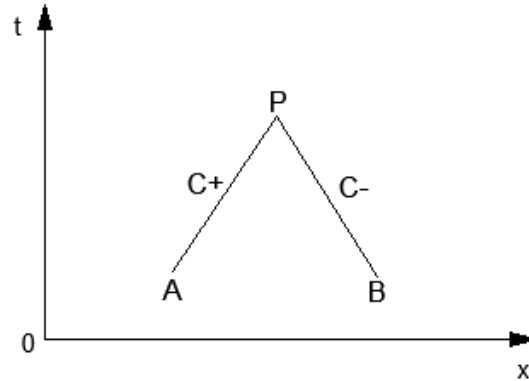
$$\lambda = \pm \frac{g}{a} \quad (4 - 35)$$

Duke zevendesuar zgjidhjet per λ nga ekuacioni (4 - 35) ne ekuacionin (4 - 33) nderlidhja e vecante e x dhe t do te jepet nga:

$$\frac{dx}{dt} = \pm a \quad (4 - 36)$$

Kjo tregon qe raporti i ndryshimit ne pozicionin e vales nga ndryshimi i kohes eshte sa shpejtesia e perhapjes se vales a. Kur perdoret vlera pozitive e λ nga ekuacioni (4 - 33), e njejta vlere pozitive e saj duhet te perdoret ne ekuacionin (4 - 34). Nje paralelizem i njejte ekziston nese perdoret vlera negative e λ nga ekuacioni (4 - 33), e njejta vlere negative e saj duhet te perdoret ne ekuacionin (4 - 34).

Figure 4-3 Vijat karakteristike ne planin x, t



Nga sa me siper rezulton qe ekuacioni (4 - 34) ekziston vetem me kushtin qe te ekzistojte ekuacioni (4 - 33) dhe me tej zgjidhja e tij ne ekuacionin (4 - 36). Pra keto ekuacione shkojne gjithmone ne paralel me njeri tjetrin. Duke patur parasysh qe ekuacioni (4 - 36) grafiksht paraqet nje vije te drejte ne sistemin koordinativ t, x (Figura 4-3) me dy deget AP dhe BP, perkatesisht $dx/dt = +a$ dhe $dx/dt = -a$, atehere konkludojme qe ekuacioni (4 - 34) ka vlere vetem pergjate ketyre vijave te identifikuara si C^+ dhe C^- . Algjebrikisht ciftet e ekuacioneve te shpjeguar me siper do te paraqiten:

$$\left. \begin{aligned} \frac{g}{a} \frac{dH}{dt} + \frac{dV}{dt} + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \\ \frac{dx}{dt} = +a \end{aligned} \right\} C^+ \quad (4 - 37)$$

$$\left. \begin{aligned} -\frac{g}{a} \frac{dH}{dt} + \frac{dV}{dt} + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \\ \frac{dx}{dt} = -a \end{aligned} \right\} C^- \quad (4 - 38)$$

Ne kete menyre dy vlerat reale te λ jane perdorur per te konvertuar dy ekuacionet diferenciale te pjesshem ne dy ekuacione diferenciale te plote. Edhe njehere theksojme qe ekuacionet (4 - 37) dhe (4 - 39) jane te vlefshem vetem kur ekuacionet respektive (4 - 38) dhe (4 - 40) jane te vlefshem. Paraqitja grafike e ekuacioneve (4 - 38) dhe (4 - 40) ne planin x, t jepet nepermjet vijave te drejta AB dhe BP te cilat jane quajtur vija "karakteristike". Ndersa vete ekuacionet (4 - 37) dhe (4 - 39) referohen si ekuacione te pajtueshmerise, secili i vlefshem vetem pergjate vijes karakteritike perkatese.

Si shihet gjate transformimeve te mesiperme nuk kemi bere asnje parafrim ne ekuacionet diferenciale te pjesshem (4 - 29) dhe (4 - 30) te marre ne fillim te transformimeve dhe si rrjedhim cdo zgjidhje e dy cifteve te ekuacioneve (4 - 37), (4 - 38) dhe (4 - 39), (4 - 40) eshte nje zgjidhje e tyre.

4.2.2 Zgjidhja me metoden e diferencave te fundme

Per zgjidhjen me ane te diferencave te fundme zevendesojme madhesite pafundesisht te vogla dx dhe dt me madhesite e fundme Δx dhe Δt qe percaktohen duke e ndare nje tubacion ne N segmentesh te barabarte me gjatesi Δx ndersa intervali i fundem i kohes Δt llogaritet nga $\Delta t = \Delta x/a$. Fusha e intervaleve Δx dhe Δt ne planin x,t eshte paraqitur ne Figure 4-4. Ekuacioni (4 - 38) kenaqet nga nje diagonale e pjerret ne drejtimin pozitiv te rrjetit te ndertuar nga intervalet Δx dhe Δt , te paraqitur nga vija AP. Nese variablat V dhe H jane te njohura ne A ($t = 0$, pra kushtet fillestare), atehere ekuacioni (4 - 37) qe eshte i vlefshem vetem pergjate C^+ (vijes AP), mund te integrohet ne kufijte A dhe P duke u shprehur ne funksion te variablave te panjohur V dhe H ne piken P . Ne menyre te ngjashme ekuacioni (4 - 39) kenaqet sipas diagonales se pjerret ne drejtimin negativ te rrjetit, te paraqitur nga vija BP. Edhe ketu nese variablat V dhe H jane te njohura ne B ($t = 0$, pra kushtet fillestare), atehere ekuacioni (4 - 39) qe eshte i vlefshem vetem pergjate C^- (vijes BP), mund te integrohet ne kufijte B dhe P duke u shprehur ne funksion te variablave te panjohur V dhe H ne piken P . Pra ne perfundim do te kemi dy ekuacione me dy te panjohura V dhe H ne piken P , qe duke i zgjidhur ne sistem do te japin vlerat perkatese te tyre ne kohen dhe pozicionin perkates ne sistemin x, t .

Ne menyre algjebrike sa thame me siper shprehet si me poshte:

Duke ditur qe $dx/dt = a$ ose $adt = dx$ duke pjesetuar dy anet e shprehjes se fundit me g do te kemi $adt/g=dx/g$. Shumezojme ekuacionin (4 - 37) me adt/g (dy termat e pare) dhe me dx/g (termin e trete) dhe do te kemi:

$$\frac{adt}{g} \frac{g}{a} \frac{dH}{dt} + \frac{adt}{g} \frac{dV}{dt} + \frac{dx}{g} \frac{fV|V|}{2D} = 0$$

Duke vendosur prurjen ne vend te shpejtesise ne baze te $Q = VA$, ku A eshte siperfaqja e seksionit terthor te tubacionit do te kemi:

$$\frac{adt}{g} \frac{g}{a} \frac{dH}{dt} + \frac{adt}{g} \frac{1}{A} \frac{dQ}{dt} + \frac{dx}{g} \frac{1}{A^2} \frac{fQ|Q|}{2D} = 0$$

ose

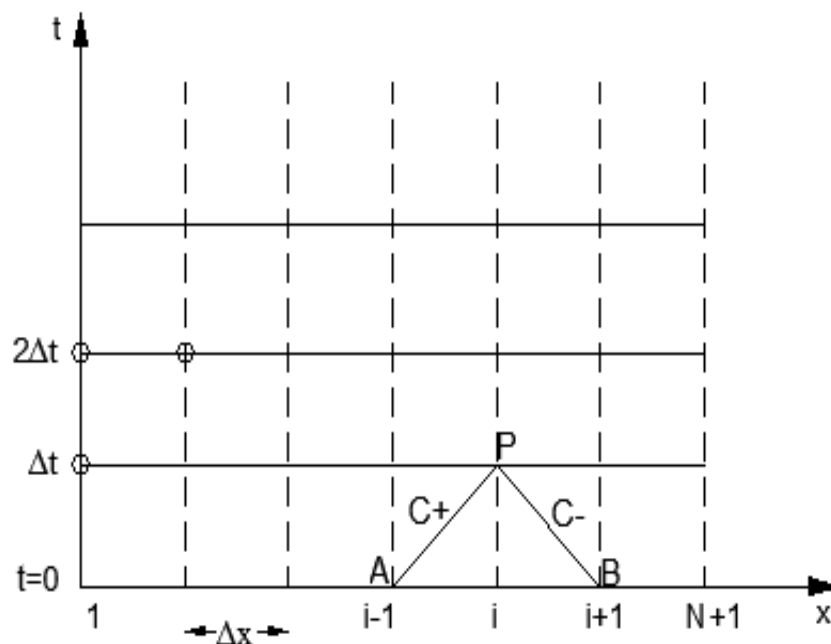
$$dH + \frac{a}{g} \frac{1}{A} dQ + \frac{f}{2gDA^2} Q|Q| dx = 0$$

Ekuacioni i mesiperm eshte i pershtatshem per integrim pergjate vijes karakteristike C+, Figure 4-4, si me poshte:

$$\int_{H_A}^{H_P} dH + \frac{a}{gA} \int_{Q_A}^{Q_P} dQ + \frac{f}{2gDA^2} \int_{x_A}^{x_P} Q|Q|dx = 0 \quad (4 - 41)$$

Ndryshimi i Q pergjate x ne termin e fundit eshte e panjohur paraprakisht, keshtu qe nje peraftrim eshte bere ne kete vleresim. Nje peraftrim i tille eshte i mundshem ne te shumten e problemeve praktike. Perjashtim bejne sistemet ne te cilet termi i ferkimit dominon. Nje rast i tille do t'a diskutojme ne seksionet ne vijim.

Figure 4-4 Rrjeti x, t per analizen e grushtit hidraulik ne nje tubacion te vetem



Duke vepruar njelloj per ekuacionin (4 - 39), tashme duke e shumezuar me shprehjen $-adt/g = dx/g$, me $-adt/g$ (dy termat e pare) dhe me dx/g (termin e trete) dhe do te kemi:

$$\left(-\frac{adt}{g}\right) * -\frac{g}{a} \frac{dH}{dt} + \left(-\frac{adt}{g}\right) * \frac{1}{A} \frac{dQ}{dt} + \left(\frac{dx}{g}\right) \frac{1}{A^2} \frac{fQ|Q|}{2D} = 0$$

ose

$$dH - \frac{a}{g} \frac{1}{A} dQ + \frac{f}{2gDA^2} Q|Q| dx = 0$$

dhe nen integral pergjate vijes karakteristike C-, Figure 4-4, do te kemi:

$$\int_{H_B}^{H_P} dH - \frac{a}{gA} \int_{Q_B}^{Q_P} dQ + \frac{f}{2gDA^2} \int_{x_B}^{x_P} Q|Q|dx = 0$$

Nga dy integralet e mesiperm pergjate dy vijave karakteristike C^+ dhe C^- do te kemi:

$$H_p - H_A + \frac{a}{gA}(Q_P - Q_A) + \frac{f \Delta x}{2gDA^2} Q_A |Q_A| = 0 \quad (4 - 42)$$

$$H_p - H_B - \frac{a}{gA}(Q_P - Q_B) - \frac{f \Delta x}{2gDA^2} Q_B |Q_B| = 0 \quad (4 - 43)$$

Nga intergrimi i termit te fundit ne ekuacionin (4 - 43), $x_P - x_B = -\Delta x$.

Dy ekuacionet e mesiperm jane marredheniet algjebrike qe pershkruajne perhapjen e valeve nga grushti hidraulik i valeve te presionit dhe prurjeve ne nje tubacion. Duke faktorizuar H_P nga te dy ekuacionet e mesiperm do te kemi:

$$C^+ : H_p = H_A - B(Q_P - Q_A) - RQ_A |Q_A| \quad (4 - 44)$$

$$C^- : H_p = H_B + B(Q_P - Q_B) + RQ_B |Q_B| \quad (4 - 45)$$

ku shprehjet konstante per nje tubcion te caktuar $a/(gA)$ a kemi zevendesuar me B dhe $f\Delta x/(2gDA^2)$ me R.

Ne rastin e vecante te rrjedhjes se qendrueshme prurjet jane konstante dhe nga ekuacionet e mesiperm (4 - 44) dhe (4 - 45), $Q_P - Q_A = 0$ dhe $Q_P - Q_B = 0$ ne kete menyre:

$$C^+ : H_p = H_A - RQ_A |Q_A| \quad (4 - 44.1)$$

$$C^- : H_p = H_B + RQ_B |Q_B| \quad (4 - 45.1)$$

Termi $RQ_A |Q_A|$ perfaqeson humbjet ne gjatesine Δx . Ne forme te pergjithshme kur keto humbje shprehen nepermjet nje ekuacioni exponencial me eksponent n do te kishim $R'Q_A |Q_A|^{n-1}$ ku R' eshte koeficient.

Zgjidhja ne rrjedhjen e paqendrueshme ku perfshihet edhe grushti hidraulik fillon me kushtet e qendrueshme ose kur gjendja e paqendrueshme nuk ka filluar akoma ($t = 0$). Ne kete moment te gjithë parametrat e rrjedhjes jane te njohur, pra H dhe Q jane te njohura ne cdo interval te gjatesise Δx . Ne Figure 4-4 kjo gjendje paraqitet ne boshtin e x ne kohen $t = 0$. Zgjidhja konsiston ne gjetjen e H dhe Q ne te gjitha pikat e rrjetit te ndertuar me intervalet Δx dhe Δt ne planin x, t (Figure 4-4). Ne fillim llogariten vlerat e H dhe Q ne intervalin e pare $t = \Delta t$ direkt pas kohes $t = 0$ ne te cilen keto parametra ishin te njohura nga gjendja e qendrueshme. Me pas me vlerat e llogaritura per kohen $t = \Delta t$ ne te gjitha pikat e rrjetit

kalohe me tej ne kohen $t = 2\Delta t$, dhe keshtu me radhe per te gjithë kohen e kerkuar per kete analize.

Duke zberthyer ekuacionet (4 - 44) dhe (4 - 45) do te kemi:

$$C^+ : H_p = H_A - BQ_p + BQ_A - RQ_A |Q_A|$$

$$C^- : H_p = H_B + BQ_p - BQ_B + RQ_B |Q_B|$$

dhe pergjithesuar pikat e nderprerjes se rrjetit ku do te llogariten H dhe Q duke i emertuar P_i , do te kemi:

$$C^+ : H_{P_i} = H_{i-1} - BQ_{P_i} + BQ_{i-1} - RQ_{i-1} |Q_{i-1}|$$

$$C^- : H_{P_i} = H_{i+1} + BQ_{P_i} - BQ_{i+1} + RQ_{i+1} |Q_{i+1}|$$

Nje pjese e shprehjeve ne ekuacionet e mesiperme jane te njohura si nga gjendja fillestare e qendrueshme kur llogariten H dhe Q per momentin e pare $t = \Delta t$ ashtu edhe nga intervali paraardhes kur llogariten H dhe Q ne momentet pasardhes $t = 2\Delta t, 3\Delta t, \dots n\Delta t$. Shprehjet e njohura per te dy ekuacionet i shprehim ne vlerat e C_P dhe C_M perkatesisht per vijat karakteristike C^+ dhe C^- , si me poshte:

$$C_p = H_{i-1} + BQ_{i-1} - RQ_{i-1} |Q_{i-1}|$$

$$C_M = H_{i+1} - BQ_{i+1} + RQ_{i+1} |Q_{i+1}|$$

Duke i zevendesuar ne shprehjet per C^+ dhe C^- do te kishim:

$$C^+ : H_{P_i} = C_p - BQ_{P_i} \tag{4 - 46}$$

$$C^- : H_{P_i} = C_M + BQ_{P_i} \tag{4 - 47}$$

Duke eliminuar ne fillim Q_{P_i} ne ekuacionet e mesiperme do te nxjerrim vleren e H_{P_i} si vijon:

$$H_{P_i} = (C_p + C_M) / 2 \tag{4 - 48}$$

Duke njohur vleren e H_{P_i} llogaritet vlera e Q_{P_i} me njerin nga ekuacionet (4 - 46) dhe (4 - 47). Duhet te theksohet qe seksioni i i referohet cdo pike-nderprerje te rrjetit ne drejtimin x, ndersa vlerat e H dhe Q ne cdo seksion jane gjithmone te disponueshme per intervalin e kohes pasardhese sic u theksua me siper.

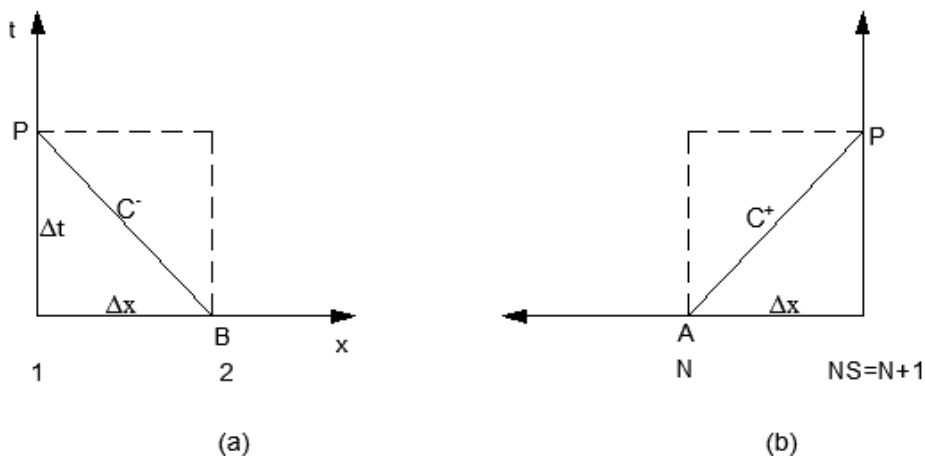
Megjithate duke analizuar me kujdes rrjetin e ndertuar ne Figure 4-4 verejme se per seksionet fundore 1 dhe N+1 mungon nje ekuacion per te percaktuar H dhe Q ne keto seksione. Per seksionin 1 mund te shkruhet vetem ekuacioni C^- , ndersa per seksionin N+1

mund të shkruhet vetëm ekuacioni C^+ . Për këtë qëllim për të siguruar ekuacionin e dytë dhe plotësuar zgjidhjen kërkohet të përcaktojmë kushtet kufitare ose vlerat e njërit nga parametrat në këto seksione.

4.2.3 Kushtet kufitare për sistemet hidraulike baze

Sic theksuam më sipër në skajet e një tubacioni të vetëm mund të formulohet vetëm njëri nga ekuacionet plotësues. Në anën e sipërme (seksioni 1, Figura 4-5-a) ekuacioni (4 - 47) është i vlefshëm përgjatë karakteristikës C^- dhe për anën e poshtme (seksioni $N+1$, Figura 4-5-b), ekuacioni (4 - 46) është i vlefshëm përgjatë karakteristikës C^+ . Këto janë ekuacione lineare në lidhje me Q_P dhe H_P , secili transmeton në kufijtë e tyre respektive sjelljen e plote dhe përgjigjen e lengut në tubacion gjatë grushtit hidraulik. Për të realizuar zgjidhjen nevojitet një ekuacion shtesë ndihmesë në secilën anë të tubacionit (seksionet 1 dhe $N+1$) që jep Q_P dhe H_P ose një marrëdhënie midis tyre. Ky ekuacion duhet të transmetojë sjelljen e rrjedhjes në kufijtë e saj në tubacion. Secili nga kushtet kufitare zgjidhet në mënyrë të pavarur nga njëri tjetri dhe pavarësisht nga pikat e brendshme ndërmjetese.

Figure 4-5 Karakteristikat në kufijtë e sistemit



Përcaktimi i kushteve kufitare dhe saktësia e vlerësimit të rrjedhjes në kufijtë është një moment i rëndësishëm i analizës së një sistemi hidraulik kundrejt grushtit hidraulik dhe kërkon një kujdes të veçantë. Ashtu si vetë metoda e përshkruar në këtë kapitull që jepet bazat e metodës llogaritëse me metodën e karakteristikave, do të japim në vijim disa nga kushtet kufitare të sistemeve të thjeshta hidraulike.

4.2.3.1 Rezervuar në anën e sipërme me nivel të njohur të ujit

Për një rezervuar të madh siç janë në përgjithësi rezervuarët e HEC-ëve me rregullim të rrjedhjes niveli i ujit mund të konsiderohet konstant për periudhën e zgjatjes së grushtit hidraulik. Duke respektuar simbolet dhe indeksat e përdorur në seksionin e mëparshëm kjo shprehet me $H_{P_i} = H_R$, ku H_R është niveli i ujit në rezervuar në lidhje me një nivel të marrë si bazë. Në të njëjtën mënyrë përshkruhet ky kusht kufitar nëse njihet ligjshmëria e ndryshimit të niveleve të rezervuarit, si p.sh.

$$H_{P_1} = H_R + \Delta H \sin \omega t \quad (4 - 49)$$

ku ω është frekuenca e lekundjeve të niveleve dhe ΔH është amplituda e vales. Në çdo interval të kohës të nivelit të rezervuarit H_{P_1} është i njohur dhe Q_{P_1} përcaktohet nga zgjidhja direkte nga ekuacioni:

$$Q_{P_1} = (H_{P_1} - C_M) / B \quad (4 - 50)$$

Indeksi 1 i referohet seksionit 1 në kufirin e anës së sipërme (Figure 4-5-a), ndërsa C_M sic është dhënë më parë është një variabël në procedurën e llogaritjes por e varur vetëm në vlerat e llogarituar në intervalet para-ardhëse të kohës në këtë rast nga seksioni 2.

4.2.3.2 Shkarkim nga seksioni i anës së sipërme si funksion i njohur i kohës

Nëse shkarkimi nga një rezervuar bëhet me një ligjshmeri të përcaktuar si funksion i kohës, si p.sh, sipas ligjshmerisë së mëposhtme:

$$Q_{P_1} = Q_0 + \Delta Q |\sin \omega t| \quad (4 - 51)$$

Më Q_{P_1} të njohur në çdo moment të kohës, aplikohet direkt ekuacioni (4 - 47) për të gjetur H_{P_1} për çdo interval të kohës.

4.2.3.3 Pompe centrifugale në anën e sipërme me kurben $H = f(Q)$ të njohur

Çdo pompe karakterizohet nga kurba e saj karakteristike. Ekuacioni i përgjithshëm i kurbes karakteristike të një pompe centrifugale ka formën:

$$H = H_s + a_1 Q + a_2 Q^2$$

ku H_s është lartësia e fikjes së pompës, a_1 dhe a_2 koeficientë që përcaktojnë formën e kurbes karakteristike të pompës.

Duke përdorur simbolet dhe indeksat për H dhe Q e përdorur më parë për seksionin 1 do të kemi:

$$H_{P_1} = H_s + Q_{P_1} (a_1 + a_2 Q_{P_1}) \quad (4 - 52)$$

Sic shihet ekuacioni i kurbes karakteristike të pompës është ekuacioni ndihmes i kerkuar në skajin fundor të anës së sipërme i tipit që përcakton marrëdhënën ndërmjet H dhe Q në këtë seksion. Ky ekuacion i zgjidhur njëkohësisht me ekuacionin (4 - 47) do të japë:

$$Q_{P_1} = \frac{1}{2a_2} \left[B - a_1 - \sqrt{(B - a_1)^2 + 4a_2 (C_M - H_s)} \right] \quad (4 - 53)$$

Me vleren e Q_{P1} te llogaritur me siper vlera koresponduese e H_{P1} llogaritet me ane te ekuacioneve (4 - 47) ose (4 - 52).

4.2.3.4 Fllanxhe qorre ne fundin e poshtem te tubacionit

Fundi i poshtem e nje tubacioni i ndare ne N seksione mban emertimin $NS = N+1$ (Figure 4-5.b). Meqe fundi i tubacionit eshte i mbyllur nepermjet saj nuk kalon prurje, pra $Q_{PNS} = 0$ dhe H_{PNS} mund te llogaritet direkt nga ekuacioni (4 - 44) ose (4 - 46).

4.2.3.5 Saracineske ne skajin fundor te poshtem te tubacionit

Per thjeshtesi te llogaritjeve do te marrim si reference baze te llogaritjes se energjise H aksin e saracineskes. Atehere ekuacioni i rrjedhjes nepermjet saracineskes per gjendjen e qendrueshme do te jete:

$$Q_0 = (C_d A_G)_0 \sqrt{2gH_0} \quad (4 - 54)$$

ku Q_0 eshte rrjedhja per gjendjen e qendrueshme, H_0 energjia per gjendjen e qendrueshme te rrjedhjes neper saracineske dhe $(C_d A_G)_0$ produkti i siperfaqes se hapjes se saracineskes me koeficientin e shkarkimit te saracineskes. Per nje hapje te cfaredoshme:

$$Q_p = C_d A_G \sqrt{2g\Delta H} \quad (4 - 55)$$

ku ΔH eshte renia e castit e vijes hidraulike permes saracineskes. Shenojme me τ - shkallen e hapjes se saracineskes (qe rezulton pa permasa), raportin:

$$\tau = \frac{C_d A_G}{(C_d A_G)_0} \quad (4 - 56)$$

Duke pjesetuar ekuacionin (4 - 55) me ekuacionin (4 - 54) do te rezultojte qe:

$$Q_p = \frac{Q_0}{\sqrt{H_0}} \tau \sqrt{\Delta H} \quad (4 - 57)$$

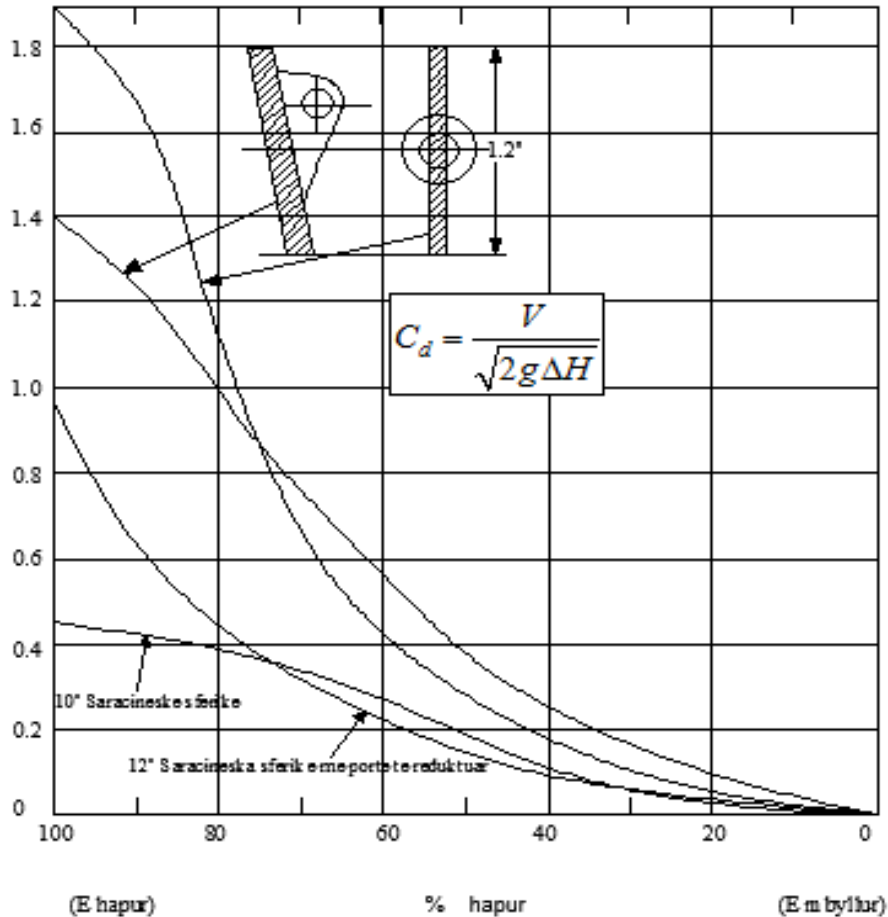
Per rrjedhjen e qendrueshme, $\tau = 1$, dhe mbyllje te plote te saracineskes $\tau = 0$. Vlera e τ mund te jete me e madhe se 1 nese saracineska hapet nga pozicioni i gjendjes se qendrueshme. Duke patur parasysh qe $\Delta H = H_{PNS}$ ekuacioni (4 - 57) jep njeren marredhenie ndermjet Q_p dhe H_{PNS} , ndersa marredhenia tjeter jepet nga ekuacioni (4 - 46), qe duke i zgjidhur se bashku percaktohet Q_{PNS} me shprehjen e meposhtme:

$$Q_{PNS} = -BC_v + \sqrt{(BC_v)^2 + 2C_v C_p} \quad (4 - 58)$$

Ne te cilin $C_v = (Q_0 \tau)^2 / 2H_0$. Vlera korresponduese e $H_{P_{NS}}$ mund te percaktohet ose nga ekuacioni (4 - 46) ose (4 - 57).

Karakteristikat hidraulike te saracineskes variojne shume ne varesi te konfigurimit te rruges se rrjedhjes neper saracineske. Koeficienti i humbjes per gjendjen e qendrueshme si funksion i pozicionit te saracineskes per disa tipe te tyre jepen ne Figure 4-6 qe vijon.

Figure 4-6 Koeficientet e shkarkimit per saracineskat (Wiley dhe Streeter [15])



4.2.3.6 Orifice ne skajin fundor te poshtem te tubacionit

Te njejtat ekuacione perdoren per nje orifice fikse si ato te saracineskes me thjeshtimin qe $\tau = 1$.

4.2.4 Aplikimi i metodes se llogaritjes me diferenca te fundme ne sisteme te ndryshme hidraulike me nje tubacion

Procedura per analizen e grushtit hidraulik ne nje tubacion me metodat numerike perfshin nje numer te konsiderueshem perseritjesh te llogaritjeve. Per zgjidhjen e problemit per sisteme te ndryshme hidraulike te perbere nga nje tubacion qe ushqehet nga nje rezervuar

ose pompe centrifugale dhe perfundon me nje saracineske jane ndertuar programe ne ambientet e MatLab qe do te jepen ne vijim per secilin prej tyre.

4.2.4.1 Tubacion qe ushqehet nga rezervuari me nivel konstant dhe perfundon me saracineske

Sistemi i thjeshte hidraulik qe do merret ne shqyrtim konsiston ne:

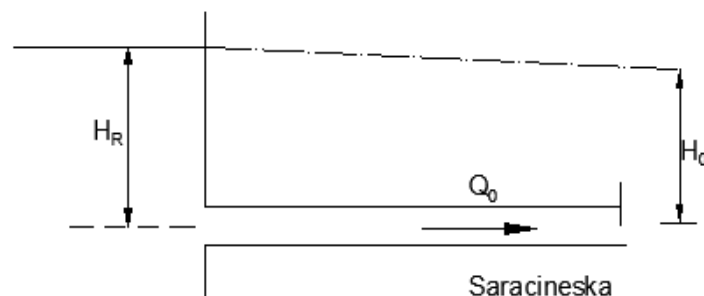
Nje tubacion me gjatesi $L = 600$ m, diameter 0.5 m, koeficient te ferkimit sipas Darcy-Weisbach $f = 0.018$ dhe shpejtesi te vales $a = 1,200$ m/s ushqehet nga nje rezervuar ne anen e sipërme me nivel konstant $H_R = 150$ m. Ne fundin e tubacionit eshte instaluar nje saracineske qe mbyllet ne $t_c = 2.1$ s me nje ligjesi te mbylljes sipas ekuacionit $\tau = \left(1 - \frac{t}{t_c}\right)^{E_m}$ ku $E_m = 1.5$. Hapja fillestare e saracineskes eshte specifikuar nga nje vlere e produktit te siperfaqes se hapjes se saracineskes me koeficientin e shkarkimit te prurjes $(C_d A_G)_0 = 0.009$. Nxitimi i gravitetit $g = 9.806$ m/s².

Analize e sistemit do te behet per nje kohe totale prej $T_{max} = 4.3$ s.

Analiza fillon me ndarjen e tubacionit, te themi ne 5 seksione ($N = 5$) me gjatesi $\Delta x = 120$ m nga ku rezulton qe intervali $\Delta t = \Delta x/a = 120/1200 = 0.1$ s.

Skema e sistemit hidraulik te marre me siper paraqitet ne figuren ne vazhdim.

Figure 4-7 Skema e sistemit hidraulik me nje tubacion te vetem



Procedura e analizes se grushtit hidraulik ne sistemin e mesiperme per te llogaritur energjine e presionit H dhe pergjigjen e prurjes Q si rezultat i mbylljes se dhene te saracineskes eshte programuar ne ambientet e Matlab. Algoritmi i modelit hidraulik ne Matlab dhe rezultatet e simulimit ne forme grafike dhe tabelare jane dhene ne Shtojcen 2, bashkengjitur ketij raporti.

4.2.4.2 Tubacion qe ushqehet nga rezervuari me nivel qe lekundet ne forme sinusoidale dhe me saracineske te mbyllur ne fundin e tij

Ky sistem hidraulik eshte i njejte me ate te seksionit 4.2.4.1 me ndryshimin qe niveli i rezervuarit ne anen e sipërme nuk eshte konstant por lekundet sipas nje ligji sinusoidal te dhene $H_{P1} = H_R + 10\sin(\pi t)$ dhe saracineska ne skajin e poshtem eshte e mbyllur.

Percaktojme kushtet kufitare te sistemit hidraulik.

- Llogaritja e vlerave te njohura: $B = a/gA$ dhe $R = f\Delta x/(2gDA^2)$ dhe $C_M = H_2 - BQ_2 + Q_2 | Q_2 | \times f\Delta x/(2gDA^2)$

Kushti kufitar ne anen e sipërme dhe vlerat e H dhe Q ne seksionin 1.

$$H_{P1} = H_R + 10\sin(\pi t)$$

$$Q_{P1} = (H_{P1} - C_M)/B$$

Kushti kufitar ne anen e poshtme dhe vlerat e H dhe Q ne seksionin N+1.

$$C_P = H_N - BQ_N - Q_N | Q_N | \times f\Delta x/(2gDA^2)$$

$$H_{P1} = H_R + 10\sin(\pi t)$$

$$Q_{PN+1} = 0$$

$$H_{PN+1} = C_P - BQ_{PN+1} = C_P$$

Ne Shtojcen 2 eshte dhene programi ne ambientet e Matlab per llogaritjen e presioneve dhe prurjeve te sistemit hidraulik te mesiperme gjate grushtit hidraulik si dhe rezultatet ne forme tabelare dhe grafikisht.

4.2.4.3 Pompe centrifugale me tubacion transportues dhe saracineske ne fundin e tij

Sistemi hidraulik ne shqyrtim konsiston ne:

Nje pompe centrifugale qe transferon nje prurje 100 l/s nepermjet nje tubacioni dergimi me gjatesi 400 m dhe diameter 0.25 m dhe lartesi ngritje 50 m. Pompa disponon nje lartesi te fikjes 70 m dhe ne zonen e operimit te saj kurba $H = H_S + a_1Q + a_2Q^2$ ka koeficiente $a_1 = 0$. Koeficient te ferkimit sipas Darcy-Weisbach $f = 0.018$ dhe shpejtesi te vales $a = 1,200$ m/s. Saracineska mbyllet ne menyre te menjehershme nga $\tau = 1$ ne $\tau = 0.5$ nekohen $t_c = 1.05$ s.

Ne fillim percaktohet ekuacioni i kurbes karakteristike te pompes centrifugale $H = H_S + a_1Q + a_2Q^2$ nga e cila disponojme:

$a_1 = 0$, $H_S = 70$ m, lartesia e ngritjes se pompes $H = 50$ m dhe prurja e pompes $Q = 100$ l/s. Duke i zevendesiar ne ekuacionin baze te operimit te pompes do te kemi:

$50 = 70 + 0 \times 0.1 + a_2 \times 0.1^2$ nga ku $a_2 = (50 - 70)/(0.1)^2 = -2,000$, ekuacioni i operimit te pompes do te jete:

$$H_{P1} = H_S + a_2 \times Q^2$$

$$Q_{P_1} = \frac{B - \sqrt{B^2 + 4a_2(C_M - H_S)}}{2a_2}$$

Per kushtet kufitare ne anen e poshtme ku eshte instaluar saracineska duhet te llogarisim sa eshte renia e presionit pergjate tubacionit dhe sa rezulton ky presion ne saracineske. Presioni ne saracineske do te jete i barabarte me diferencen e ngritjes se pompes me humbjet gjatesore ne tubacion si me poshte:

$$H_0 = 50 - \frac{fL}{D} \frac{Q_0^2}{2gA^2}$$

Per $t \leq t_c$

$$H_{PNS} = H_0 \quad Q_{PNS} = Q_0$$

Per $t > t_c$

$$C_P = H_N + BQ_N - RQ_N | Q_N |$$

$$C_v = \frac{(0.5Q_0)^2}{2H_0}$$

$$Q_{PNS} = -BC_v + \sqrt{(BC_v)^2 + 2C_v C_P}$$

$$H_{PNS} = C_P - BQ_{PNS}$$

4.2.5 Sistemet hidraulike komplekse

Analiza e grushtit hidraulik per nje sistem te thjeshte hidraulik, nje pjese te te cileve u trajtuan me siper na jep bazat teorike dhe praktike per te kaluar ne sisteme me komplekse hidraulike. Programet e ndertuara per analizen e sistemeve te thjeshta hidraulike mund te perdoren edhe per sistemet me te nderlikuara duke modifikuar vetem pjeset qe lidhen me kushtet kufitare te tyre. Nese sistemi hidraulik ka me teper se nje tubacion atehere seksionet e brendshem te secilit tubacion trajtohen ne menyre te pavarur nga pjeset e tjera te sistemit per cdo interval te kohes. Megjithate kushtet fundore te cdo tubacioni duhet te influencojne dhe influencohen nga tubacionet ngjitur me to ose pjeset e tjera te sistemit. Por duhet te perserisim qe cdo kusht kufitar duhet te trajtohet ne menyre te pavarur nga pjeset e tjera te sistemit. Kjo cilesi e procedures se analizes se grushtit hidraulik te trajtuar me siper eshte nje nga vetite me te rendesishme te saj. Kur trajtojme sistemet hidraulike me me shume se nje tubacion duhet te kuptojme qe nje sistem quhet i tille edhe kur kemi vetem nje tubacion por me dy ose me shume seksione te tubacionit me veti te ndryshme (ndryshim diametri, veti te ferkimit, spesorit, etj.).

Principet e trajtimit te me shume se nje tubacioni te lidhur ndermjet tyre me veti te ndryshme jane te thjeshta ne terma te energjise H dhe prurjes Q . Ne nyjen e bashkimit te me shume se nje tubacioni nuk ka kapacitete grumbullimi te prurjeve qe qarkullojne ne

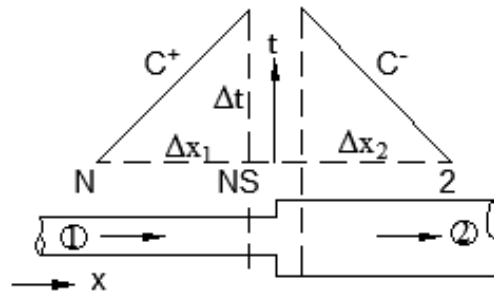
tubacione prandaj ligji i vazhdueshmerise duhet te plotesohet. Nga ana tjetër ne nyjen e bashkimit apo shperndarjes te tubacioneve vija e energjise eshte e perbashket per te gjitha skajet fundore qe hyjne ne nyje dhe skajet e fillimit per ato qe dalin. Ky supozim eshte i njejte sikur te themi qe ne hyrje-daljet e nyjes nuk kemi humbje lokale keshtu qe energjia e shpejtesise ne kete nyje eshte neglizhuar.

Rendesi ne trajtimin e nyjeve me me shume se dy tubacione ka menyra e emertimit te tubacioneve hyrese dhe dalese si dhe seksioneve perkatese te tyre ne hyrje dhe dalje. Seksionet fundore per tubacionet qe hyjne ne nyje jane njekoheisht seksione fillestare per tubacionet qe dalin nga ajo, ne kete menyre emertimi baze eshte i tubacioneve dhe indeksi i perket seksioneve perkatese te tyre ne nyje. Do te trajtojme me poshte disa nga sistemet e hasura ne praktike duke dhene edhe menyren e modelimit te kushteve kufitare ne programet e analizave se grushtit hidraulik.

4.2.5.1 Lidhjet ne seri te tubacioneve

Ne kuptimin e sistemit hidraulik te tubacioneve ne seri do te kuptojme nje tubacion me dy ose me shume seksione me diametra te ndryshem, me te nje njejtin diameter por me ashpersi te ndryshme, me te njejtin diameter por me spesor te ndryshem, me kushte te ndryshme te fiksimit te tyre ose kombinime te te gjitha kushteve te mesiperme. Po paraqesim nje sistem tubacioni me nje tubacion me dy seksione te tij me diametra te ndryshem ne Figure 4-8.

Figure 4-8 Nyje ne seri te tubacionit



Ne sistemin koordinativ x, t duke marre drejtimin e x sipas drejtimit te tubit dhe t pingul me te, sistemi i tubacionit mund te konsiderohet nga dy tubacione 1 dhe 2 te lidhur ne nyje. Per tubacionin e pare nyja eshte pike fundore (NS) sipas emertimeve te meparshme dhe per tubacionin e dyte nyja eshte pike e fillimit ose seksioni (1). Si te tille per tubacionin e pare ekuacioni ((4 - 46) eshte i disponueshem

$$C^+ : H_{P_i} = C_P - BQ_{P_i}$$

Ndersa per tubacionin e dyte, seksioni 1, ekuacioni (4 - 47) eshte i disponueshem

$$C^- : H_{P_i} = C_M + BQ_{P_i}$$

Nga ana tjetër sic theksuam me sipër kemi dy ekuacione shtese ndihmes ne nyje njeri nga kushti i vazhdueshmerise dhe tjetri nga barazimi i energjise ne nyje:

$$Q_{P_{1,NS}} = Q_{P_{2,1}} \quad H_{P_{1,NS}} = H_{P_{2,1}} \quad (4 - 59)$$

Duke i zgjidhur ekuacionet e mesiperme njekohesisht me ekuacionet (4 - 46) dhe (4 - 47) do te kemi

$$Q_{P_{2,1}} = \frac{C_{P_1} - C_{M_2}}{B_1 + B_2} \quad (4 - 60)$$

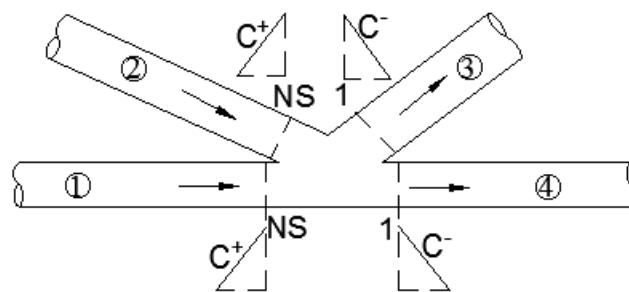
Te panjohurat e tjera gjenden nga ekuacionet perkates.

Kujtojme ketu emertimet dhe indeksat e perdorur per tubacionet, i pari eshte emertimi i tubacionit dhe i dyti seksionet e tyre.

4.2.5.2 Nyjet me degezime te tubacioneve

Nje skeme e pergjithshme e nje nyje me degezime jepet ne Figure 4-9. Sipas kesaj skeme prurjet e tubacioneve te emertuar 1 dhe 2 hyjne ne nyje ndersa 3 dhe 4 dalin nga nyja. Ne menyre te ngjashme me tubacionet ne seri edhe ketu ekuacioni i vazhdueshmerise eshte i vlefshem si dhe fakti qe energjia ne nyje eshte e njejte per te gjithë tubot hyres dhe dales kur humbjet lokale ne nyje neglizhohen. Ekuacionet e pajtueshmerise (4 - 46) dhe (4 - 47) jane te nevojshme te perdoren ne nyje, perkatesisht ekuacioni (4 - 46) per tubacionet 1 dhe 2 qe sjellin uje ne nyje dhe (4 - 47) per tubacionet 3 dhe 4 qe marrin uje nga nyja.

Figure 4-9 Nyjet me disa tubacione



Nga kushti i energjise se njejte ne nyje ne mund te shkruajme per nyjen dhe kater tubacionet hyres dhe dales:

$$H_P = H_{P_{1,NS}} = H_{P_{2,NS}} = H_{P_{3,1}} = H_{P_{4,1}}$$

Duke shkruar ekuacionin (4 - 46) per tubacionet 1 dhe 2 do te kemi

$$Q_{P_i,NS} = -\frac{H_P}{B_1} + \frac{C_{P_1}}{B_1} \quad \text{dhe} \quad Q_{P_2,NS} = -\frac{H_P}{B_2} + \frac{C_{P_2}}{B_2}$$

ndersa duke shkruar ekuacionin (4 - 47) per tubacionet 3 dhe 4 do te kemi

$$-Q_{P_{3,1}} = -\frac{H_P}{B_3} + \frac{C_{M_3}}{B_3} \quad \text{dhe} \quad -Q_{P_{4,1}} = -\frac{H_P}{B_4} + \frac{C_{M_4}}{B_4}$$

Duke zbatuar vazhdueshmerine ne nyje shuma e prurjeve qe hyjne dhe dalin nga nyja do te jete zero, dhe duke grupuar termat qe permbajne H_P , do te kemi pra:

$$\sum Q_p = 0 = -H_P \sum_1^4 \frac{1}{B} + \frac{C_{P_1}}{B_1} + \frac{C_{P_2}}{B_2} + \frac{C_{M_3}}{B_3} + \frac{C_{M_4}}{B_4}$$

ose

$$H_P = \frac{C_{P_1}/B_1 + C_{P_2}/B_2 + C_{M_3}/B_3 + C_{M_4}/B_4}{\sum_1^4 (1/B)} \quad (4 - 61)$$

Shuma aplikohet per te gjithe tubacionet e nyjes per cdo numer te tyre. Ekuacionet e pajtueshmerise (4 - 46) dhe (4 - 47) japin prurjet ne secilin tubacion.

Meqenese rrjetet e tubacioneve dhe tubacionet unazore ne rrjet jane sisteme ne seri dhe nyje me degezime nuk ka nevojte per kushte kufitare shtese jane te nevojshme per te realizuar zgjidhjen e rrjeteve te komplikuar te sistemeve.

4.2.5.3 Ndarja ne intervale te gjatesise te sistemeve te tubacioneve

Per sistemet e komplikuar te dhena me siper nje problem jo i lehte eshte percaktimi i gjatesise se fundme Δx dhe intervaleve te njejte te kohes Δt . Prandaj kerkon nje kujdes te vecante ne percaktimin e Δt dhe numrin e seksioneve N_J ne secilin tubacion J te sistemit. Per cdo tubacion kerkohet qe

$$\Delta t = \frac{L_J}{a_J N_J} \quad (4 - 62)$$

Eshte e kuptueshme qe N_J eshte nje numer i plote qe jep numrin e intervaleve te gjatesive. Duket qarte qe ky kusht i kerkuar nuk mund te plotesohet saktesisht ne shumicen e sistemeve te tubacioneve. Per te plotesuar kushtin eshte e domosdoshme te korrigjohet njera ose disa nga madhesite e anes se djathte te ekuacionit. Nga parametrat e anes se djathte mund te modifikohet gjatesia e tubacionit ose shpejtesia e vales. Ne pergjithesi nje modifikim i vogel i shpejtesise se vales meqenese ajo llogaritet ndoshta jo me nje saktesi te madhe eshte e preferueshme dhe eshte e mundur te korrigjohet ne nje mase te vogel me qellim qe numrat

e plote te ndarjeve te seksioneve N_1, N_2, N_3, \dots , te mund te gjenden. Kjo mund te shprehet ne ekuacionin (4 - 62) nepermjet shprehjes

$$\Delta t = \frac{L_j}{a_j (1 \pm \psi_j) N_j} \quad (4 - 63)$$

Megjithate alternativa ekzistojne per trajtimin e sistemeve te nderlikuar ne te cilet eshte e veshtire te kenaqet ekuacioni (4 - 63), por keto procedura nuk jane plotesisht te kenaqshme. Mund te nisemi nga tubacioni me i shkurter i sistemit per te kenaqur ekuacionin (4 - 63) por nje tubacion shume i shkurter do te coje ne nje vlere shume te vogel te intervalit te kohes te percaktuar nga gjatesia e tubit dhe kjo do te coje ne nje volum te madh te llogaritjeve. Skeme e zgjidhjes me interpolim qe do ta japim ne vazhdim eshte nje alternative per te shmangur kufizimet e mesiperme por edhe zgjidhja numerike e humb saktesine per interpotime te medha lineare.

4.2.5.4 Perafrimet ne sistemet ne seri me cilesi te ndryshme

Sistemet hidraulike me ndryshime te shumta te cilesive te tyre mund te parafrohen nepermjet perdorimit te nje gjatesie “ekuivalente” uniforme te intervalit Δx_e . Nese ndryshimet ne cilesite e tubacionit si: spesori i murit te tubit, diametri i tij, ashpersia e brendshme, etj jane te vogla, pergjigjja kundrejt grushtit hidraulik e llogaritur me keto parafrime me gjase te jete e kenaqshme per qellime inxhinierike.

Procedura perfshin perdorimin e intervaleve me gjatesi te ndryshme pergjate sistemit, qe do te thote cilesite e perdorura ne secilin sistem jane te tilla qe kerkesat e metodes numerike per nje interval te vetem kohe Δt jane ruajtur. [31] Koha e udhetimit te vales ne sistem ruhet nepermjet perdorimit gjatesine totale te tij ($\sum \Delta x_i = \sum L_j$) dhe nje shpejtesie ekuivalente te perhapjes se vales a_{ei} te dhene si me poshte

$$\frac{\Delta x_i}{a_{ei}} = \sum \left(\frac{L_j}{a_j} \right) \quad (4 - 64)$$

ku

Δx_i - gjatesia e intervalit i

a_{ei} - shpejtesia ekuivalente e vales

L_j – gjatesia e tubacionit per pjesen e sistemit qe perfshihet ne intervalin i .

a_j – Shpejtesia e vales ne tubacion per pjesen e sistemit qe perfshihet ne intervalin i .

Gjithashtu eshte ruajtur ne te dy sistemet edhe momenti total i flukseve

$$\rho Q V_i \Delta x_i = \rho Q^2 \Delta x_i / A_{e_i}$$

Perderisa gjatesia e sistemit aktual eshte ruajtur ne modelin e parafruar, siperfaqja e seksionit terthor percaktohet nga:

$$\frac{\Delta x_i}{A_{e_i}} = \sum \left(\frac{L_j}{A_j} \right) \quad (4 - 65)$$

Ku A_{e_i} eshte siperfaqja ekuivalente e llogaritur ne menyre te tille qe masa e lengut ne gjatesine Δx_i ka te njejtin moment si i lengut ne pjesen koresponduese te sistemit real. Ndersa koeficientet respective B dhe R ekuivalente ne ekuacionet (4 - 44, 45) dhe (4 - 46, 47) percaktohen me perdorimin e ekuacioneve (4 - 64) dhe (4 - 65).

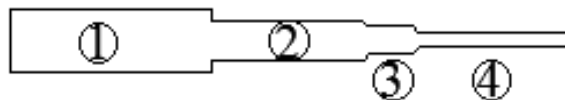
$$B_{e_i} = \frac{a_{e_i}}{gA_{e_i}} = \frac{1}{g} \frac{\sum (L_j / A_j)}{\sum (L_j / a_j)} \quad (4 - 66)$$

Gjithashtu te njejta humbje per rrjedhjen e qendrueshme jane ruajtur ne dy sistemet. Nje koeficient rezistence per intervalin e i-te percaktohet nga:

$$R_{e_i} = \frac{f_{e_i} \Delta x_i}{2gD_{e_i} A_{e_i}^2} = \sum \left(\frac{f_j L_j}{2gD_j A_j^2} \right) \quad (4 - 67)$$

Sistemi “ekuivalent” nuk lejon per reflektime pjesore ne seksionet e ndryshueshmerise se cilesive te sistemit real, as ruan nje shperndarje te drejte te forcave te inercise ose te ferkimit, as efektet elastike. Megjithate, kur perdoret me nje njohje te plote te supozimeve eshte shpesh nje parafrim i kenaqshem ne sistemet me ndryshime te vogla te cilesive fizike te tubacioneve. Per te ilustruar ekuivalentimin e sistemit hidraulik te perbere prej tubacioneve me cilesi te ndryshme do te shqyrtojme nje sistem tubacionesh te lidhur ne seri si ne Figure 4-10 me poshte.

Figure 4-10 Parafrimi ne sistemin e tubacioneve ne seri me cilesi te ndryshme



Parametrat dhe cilesite e sistemit te tubacioneve qe perbejne sistemin jepen ne Table 4-1 te meposhtme:

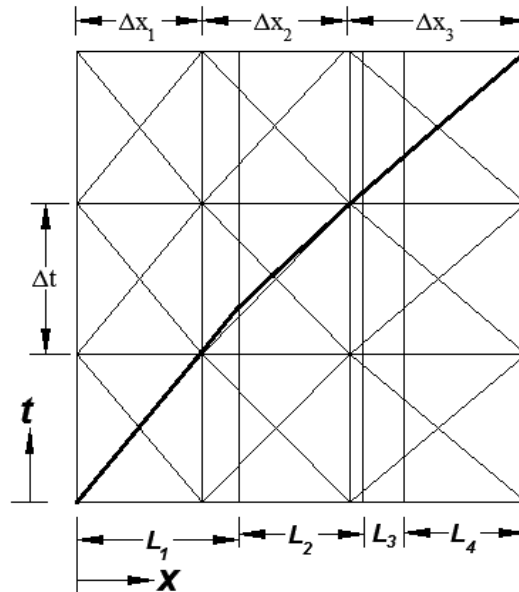
Table 4-1 Parametrat dhe cilesite e tubacioneve te sistemit

Tubi	Gjatesia L (m)	Shp. vales a (m/s)	Sip. seks. terthor te tubit A (m ²)	Faktori ferkimi (f)
1	1000	1000	2.0	0.015
2	750	1250	1.9	0.015

3	250	1400	1.8	0.015
4	750	1430	1.6	0.014

Sistemin hidraulik te mesiperm do ta analizojmë duke përdorur një sistem “ekuivalent” në vend të tij me tre intervale të gjatësisë Δx dhe interval të kohës Δt të njëjta. Në Figure 4-11 janë dhënë përresitë e vijave karakteristike të sistemit aktual (vijat e panderprera).

Figure 4-11 Rrjeti i sistemit real dhe ekuivalent



Për tre intervalet e gjatësisë, koha që i duhet vales të përshkojë gjatësinë e sistemit duhet të ndahet në tre vlera të barabarta Δt siç është treguar në figure dhe jepet nepermjet:

$$\Delta t = \frac{\sum L_j / a_j}{N} = \frac{1000/1000 + 750/1250 + 250/1400 + 750/1430}{3} = \frac{2.303}{3} = 0.7677s$$

Duke ju referuar Figurave (4 – 10) dhe (4 – 11) duke përdorur ekuacionin (4 - 65)

$$\frac{\Delta x_i}{a_{e_i}} = \sum \left(\frac{L_j}{a_j} \right) \text{ gjatësia e secilit interval të gjatësisë mund të llogaritet si më poshtë:}$$

Intervalet pjesore të gjatësisë janë llogaritur për lehtësi më poshtë:

$$\Delta x_1 = a_1 \Delta t = 1000 * 0.7677 = 767.7m$$

nga ku

$$Z_1 = L_1 - \Delta x_1 = 1000 - 767.7 = 232.3m$$

$$Z_2 = \left(\Delta t - \frac{Z_1}{a_1} \right) a_2 = \left(0.7677 - \frac{232.3}{1000} \right) * 1250 = 669.2m$$

$$\Delta x_2 = Z_1 + Z_2 = 232.3 + 669.2 = 901.5m$$

$$Z_3 = L_2 - Z_2 = 750 - 669.2 = 80.8m$$

$$\Delta x_3 = Z_3 + L_3 + L_4 = 80.8 + 250 + 750 = 1080.8m$$

Ndersa vlerat e koeficienteve B_e dhe R_e llogariten per cdo seksion sipas ekuacioneve (4 – 66) dhe (4 – 67), me poshte:

$$B_{e_1} = \frac{1}{g} \frac{a_1}{A_1} = \frac{1}{9.806} \frac{1000}{2} = 50.99 \quad R_{e_1} = \frac{f_1 \Delta x_1}{2g D_1 A_1^2} = \frac{0.015 * 767.7}{2 * 9.806 * 1.6 * 2^2} = 0.092$$

$$B_{e_2} = \frac{1}{g} \left(\frac{Z_1 / A_1 + Z_2 / A_2}{Z_1 / a_1 + Z_2 / a_2} \right) = 62.22 \quad R_{e_2} = \frac{1}{2g} \left(\frac{f_1 Z_1}{D_1 A_1^2} + \frac{f_2 Z_2}{D_2 A_2^2} \right) = 0.119$$

$$B_{e_3} = \frac{1}{g} \left(\frac{Z_3 / A_2 + L_3 / A_3 + L_4 / A_4}{Z_3 / a_3 + L_3 / a_3 + L_4 / a_4} \right) = 94.05 \quad R_{e_3} = \frac{1}{2g} \left(\frac{f_2 Z_3}{D_2 A_2^2} + \frac{f_3 L_3}{D_3 A_3^2} + \frac{f_4 L_4}{D_4 A_4^2} \right) = 0.196$$

Shpejtesite ne sistemin ekuivalent llogariten me perdorimin e ekuacionit (4 – 64), si me poshte:

$$\frac{\Delta x_i}{a_{e_i}} = \sum \left(\frac{L_j}{a_j} \right) \square a_{e_1} = \Delta x_1 / \sum \left(\frac{1000}{1000} + \frac{750}{1250} + \frac{250}{1400} + \frac{750}{1430} \right) = 767.7 / \sum (1 + 0.6 + 0.179 + 0.524) = 333.35m / s$$

$$a_{e_2} = \Delta x_2 / \sum \left(\frac{1000}{1000} + \frac{750}{1250} + \frac{250}{1400} + \frac{750}{1430} \right) = 901.5 / \sum (1 + 0.6 + 0.179 + 0.524) = 391.46m / s$$

$$a_{e_3} = \Delta x_3 / \sum \left(\frac{1000}{1000} + \frac{750}{1250} + \frac{250}{1400} + \frac{750}{1430} \right) = 1080.8 / \sum (1 + 0.6 + 0.179 + 0.524) = 469.30m / s$$

Ndersa siperfaqet ekuivalente te seksioneve terthore te intervaleve te gjatesise llogariten me ekuacionin (4 – 65) te meposhtem:

$$\frac{\Delta x_i}{A_{e_i}} = \sum \left(\frac{L_j}{A_j} \right) \square A_{e_1} = \Delta x_1 / \sum \left(\frac{1000}{2} + \frac{750}{1.9} + \frac{250}{1.8} + \frac{750}{1.6} \right) = 767.7 / \sum (500 + 394.74 + 138.89 + 468.75) = 0.511m^2$$

$$A_{e_2} = \Delta x_2 / \sum \left(\frac{L_j}{A_j} \right) = 901.5 / \sum (500 + 394.74 + 138.89 + 468.75) = 0.6m^2$$

$$A_{e_3} = \Delta x_3 / \sum \left(\frac{L_j}{A_j} \right) = 1080.8 / \sum (500 + 394.74 + 138.89 + 468.75) = 0.72 m^2$$

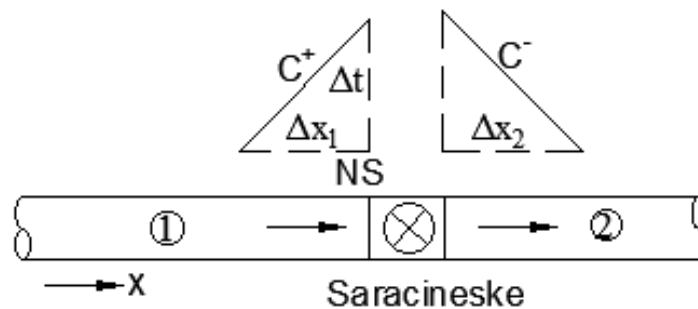
Ne Figure 4-11 eshte dhene rrjeti i ndertuar me intervalet e gjatesive dhe kohes per sistemin ekuivalent. Tashme analiza e ketij sistemi behet duke marre ne konsiderate parametrat ekuivalente te llogaritura.

4.2.5.5 Instalimi i nje saracineske ose orifice ne tubacion ose ndermjet dy tubacioneve

Te marrim ne konsiderate efektin e instalimit te nje saracineske ose orifice ne gjatesi te nje tubacioni ose ndermjet dy tubacioneve me cilesi te ndryshme. Ne kete rast ekuacioni i saracineskes ose orifices duhet te trajtohet njekohesisht me kushtet kufitare te skajet e secilit tub ne aksin e instalimit te tyre dhe duhet te lejoje per rrjedhjen e kundert nepermjet tyre. Perdorimi i ekuacionit te rrjedhjes se qendrueshme neper saracineske ose orifice shmang cdo efekt inercie ne shpejtimin ose ngadalesimin e rrjedhjes nepermjet tyre dhe njekohesisht nenkupton qe nuk ka mundesi per nje ndryshim ne volumin e lengut te depozituar ne trupin e saracineskes. Per rrjedhjen pozitive, Figure 4-12, ekuacioni i orifices eshte

$$Q_{P_{2,1}} = Q_{P_{1,NS}} = \frac{Q_0 \tau}{\sqrt{H_0}} \sqrt{H_{P_{1,NS}} - H_{P_{2,1}}} \quad (4 - 68)$$

Figure 4-12 Saracineske e instaluar ne seksion te brendshem te tubacionit



Ne te cilin H_0 eshte renia e energjise per kushtet e qendrueshme ne vijen hidraulike permes saracineskes me prurje Q_0 dhe per shkalle te hapjes se saracineskes $\tau = 1$. i kombinuar me ekuacionin (4 - 46) per tubin 1 dhe ekuacionin (4 - 47) per tubin 2, do te kemi nje ekuacion te grades se dyte, zgjidhja e te cilit do te jape:

$$Q_{P_{1,NS}} = -C_v (B_1 + B_2) + \sqrt{C_v^2 (B_1 + B_2)^2 + 2C_v (C_{P_1} - C_{M_2})} \quad (4 - 69)$$

ne te cilin

$$C_v = Q_0^2 \tau^2 / 2H_0$$

Per rrjedhjen ne drejtimin negative ekuacioni i orifices eshte

$$Q_{P_{2,1}} = Q_{P_{1,NS}} = -\frac{Q_0 \tau}{\sqrt{H_0}} \sqrt{H_{P_{2,1}} - H_{P_{1,NS}}} \quad (4 - 70)$$

dhe kur kombinohet me ekuacionin (4 – 46) dhe (4 – 47) zgjidhja eshte:

$$Q_{P_{1,NS}} = C_v (B_1 + B_2) - \sqrt{C_v^2 (B_1 + B_2)^2 - 2C_v (C_{P_1} - C_{M_2})} \quad (4 - 71)$$

Nga nje veshtrim i kujdesshem i ekuacioneve del qe nje rrjedhje negative eshte e mundur vetem nese

$$C_{P_1} - C_{M_2} < 0$$

keshtu qe (4 – 69) perdoret nese

$$C_{P_1} - C_{M_2} \geq 0$$

dhe ekuacioni (4 – 71) perdoret nese

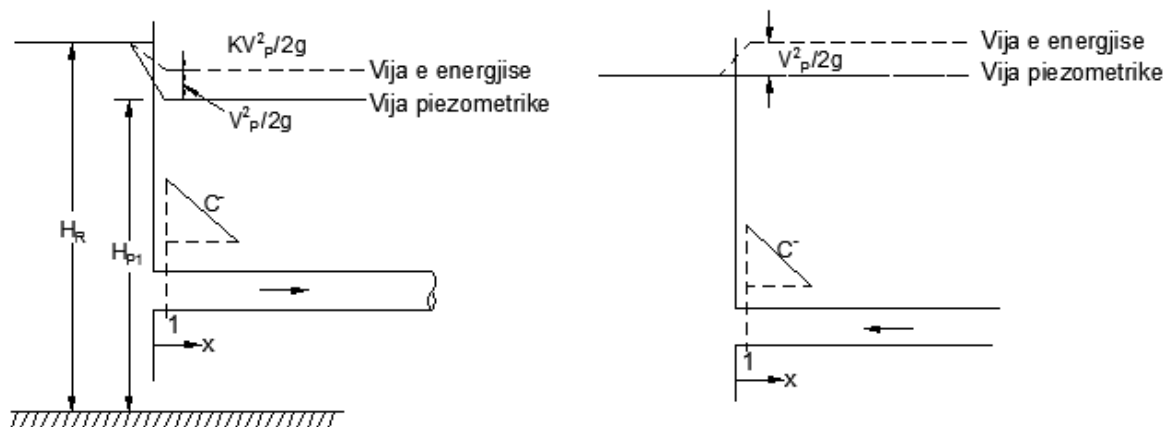
$$C_{P_1} - C_{M_2} < 0$$

Kur prurja njihet do te perdoren ekuacionet (4 – 46) dhe (4 – 47) per te llogaritur vijen hidraulike ose energjite H gjate kalimit te saracineskes ose orifices.

4.2.5.6 Energjia kinetike dhe humbjet lokale

Deri tani kemi supozuar qe nuk kemi humbje lokale ne skajet e sistemeve ose ndermjet nje ose disa elementeve te nje sistemi hidraulik dhe ne kete menyre energjine kinetike ne keto seksione e kemi konsideruar te pakonsiderueshme ne energjine totale ne kete seksion. Kur humbjet lokale behen te konsiderueshme ne kufijte apo ndermjet elementeve te nje sistemi behet e domosdoshme perdorimi i ekuacioni i energjise. Le te fillojme me humbjet lokale ne hyrje te nje tubacioni te ushqyer nga nje rezervuar. Paraqesim ne menyre skematike vijat e energjise dhe hidraulike ne hyrje te tubacionit duke nxjerre ne pah humbjet lokale ne hyrje te tij per rrjedhje ne dy drejtimet (nga dhe per ne rezervuar), paraqitur ne figuren e mesposhtme. Koeficientin e humbjeve ne hyrje e marrim K.

Figure 4-13 Humbjet lokale ne hyrje te tubacionit te ushqyer nga nje rezervuar



Atehere ekuacioni i energjise mund te shkruhet:

$$H_R = H_{P_1} + (1 + K) \frac{Q_{P_1}^2}{2gA^2} \quad (4 - 72)$$

Kur ky ekuacion kombinohet me ekuacionin (4 - 47)

$$C^- : H_{P_1} = C_M + BQ_{P_1}$$

Do te perftojme nje ekuacion te grades se dyte, zgjidhja e te cilit do te jape rrjedhjen pozitive per ne tubacion, Figure 4-13-a. Per rrjedhjen e kundert, Figure 4-13-b, e gjithë energjia kinetike ka humbur dhe ekuacion kufitar eshte

$$H_{P_1} = H_R \quad (4 - 72)$$

Nga ky kusht ekziston nje zgjidhje direkte duke perdorur ekuacionin (4 - 47)

$$H_{P_1} = C_M + BQ_{P_1}$$

4.2.5.7 Ndezja e pompes centrifugale

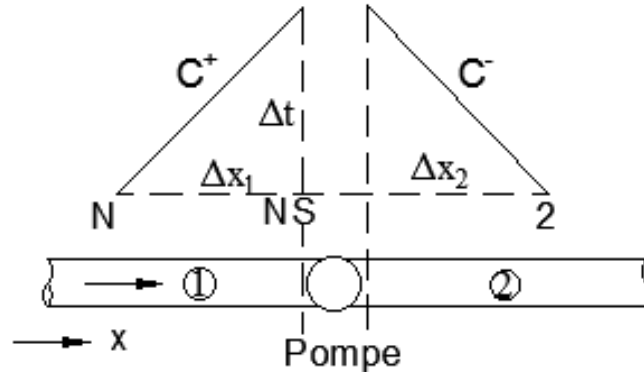
Gjate ndezjes se pompes centrifugale, pompa dhe motori i saj rregullojne shpejtesite e rrotullimit ne nje menyre te njohur. Ne kete menyre influencia e ndryshimit te shpejtesise se rrotullimit ne gjendjen e rrjedhjes mund te perfshihet ne nje marredhenie kufitare duke perdorur kushtet homogjene. Kushtet homogjene per nje turbomakine me madhesi fikse jane:

$$\frac{H}{\alpha^2} = const \quad \frac{Q}{\alpha} = const$$

ku H është rritja e energjise nga pompa dhe α është raporti i shpejtesive te rrotullimit, e normalizuar nepermjet perdorimit te shpejtesise se vleresuar. Per ndezje te pompes α shpesh supozohet te ndyshoje linearisht ndermjet 0 dhe 1. Ne forme te ngjashme kurba e pompes e paraqitur ne Figure 4-14 merr formen:

$$H_{P_{2,1}} - H_{P_{1,NS}} = \alpha^2 H_s + a_1 \alpha Q_{P_{1,NS}} + a_2 Q_{P_{1,NS}}^2 \quad (4 - 73)$$

Figure 4-14 Instalimi i pompes centrifugale ne sistemin hidraulik



Nese shpejtesia e rrotullimit është konstante, atehere $\alpha = 1$ dhe ekuacioni (4 – 73) është i njejte ne forme me ekuacionin (4 – 62), (ekuacioni i operimit te pompes per $\tau = 1$):

$$H_{P_1} = H_s + Q_{P_1} (a_1 + a_2 Q_{P_1})$$

ndersa kur ekuacioni (4 – 73) kombinohet me ekuacionin (4 – 46) dhe (4 – 47), prurja llogaritet sipas shprehjes se meposhtme:

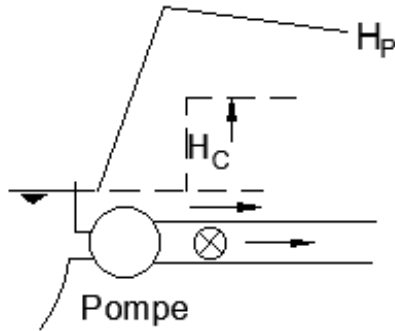
$$Q_{P_{1,NS}} = \frac{B_1 + B_2 - a_1 \alpha}{2a_2} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{4a_2 (\alpha^2 H_s + C_{P_1} - C_{M_2})}{(B_1 + B_2 - a_1 \alpha)^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (4 - 74)$$

Nese pompa operon direkt nga nje rezervuar ne thithje (gropa e pompes), ekuacioni mund te thjeshtohet duke eleminuar ekuacionin e pajtueshmerise C^+ ne tubanin e thithjes.

Per te ilustruar sa shpjeguar me siper le te formulojme te gjitha ekuacionet e nevojshme te kushteve kufitare per te modeluar nje sistem hidraulik ku është instaluar nje pompe (

Figure 4-15) qe kur ndizet shpejtesia e rrotullimit te saj rritet ne menyre lineare nga zero ne shpejtesine e vleresuar te rrotullimit per nje kohe t_s (s). Si zakonisht ne instalimet e pompave ngritese kontravalvola pas pompes lejon rrjedhjen vetem ne nje drejtim dhe me hapje te pjesshme ose te plote humbjet jane te neglizhueshme. Kontravalvola pas pompes fillon te hapet vetem kur pompa te kete prodhuar energji te mjaftueshme per te tejkaluuar lartesine HC, renien fillestare statike ne anen e poshtme (djathte) te kontravalvoles (Figura 4-15).

Figure 4-15 Pompe e pajisur me kontravalvol



Ekuacionet per kushtet kufitare dhe konstantet e llogaritura ne seksionin e pompes jane si me poshte:

$$B = \frac{a}{gA} \quad C_M = H_2 - Q_2(B - R|Q_2|)$$

$$\alpha = \begin{cases} t/t_s \rightarrow t \leq t_s \\ 1 \rightarrow t > t_s \end{cases}$$

Nese $\alpha^2 H_s \leq H_c$

$$Q_P = 0 \quad \text{dhe} \quad H_P = C_M$$

Nese $\alpha^2 H_s > H_c$

$$Q_P = \frac{B - a_1 \alpha}{2a_2} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{4a_2 (\alpha^2 H_s - C_M)}{(B - a_1 \alpha)} \right]^{1/2} \right\}$$

$$H_P = C_M + BQ_P$$

4.2.6 Sistemet ku merren ne konsiderate termat e ferkimit ne ekuacionet diferenciale te grushtit hidraulik

Sic eshte thene dhe zhvilluar ne seksionet 4.1 dhe 4.2 te ketij kapitulli, analiza e grushtit hidraulik me metoden e karakteristikave eshte bere duke thjeshtuar ekuacionet baze te momentit dhe vazhdueshmerise me termat e konsideruar te vegjel:

$$V \frac{\partial V}{\partial x} \text{ per ekuacionin e momentit } g \frac{\partial H}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{fV|V|}{2D} = 0$$

dhe

$$V \frac{\partial H}{\partial x} \text{ dhe } V \sin \alpha \text{ per ekuacionin e vazhdueshmerise } V \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial t} - V \sin \alpha + \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} = 0$$

Ne rastet kur humbjet e energjise per shkak te efekteve viskoze jane te rendesishem trajtimi sipas kesaj menyre nuk eshte i pershtatshem. Kjo ndodh ne tubacionet e gjate te vajit, ne rrjedhjet viskoze ne tubacione me diametra te vegjel dhe te shkurter ose ne rrjedhjet me shpejtesi te madhe. Ne pergjithesi perdorimi i modelit te thjeshtuar te ekuacioneve ne rastet e mesiperme ose jep rezultate te gabuara ose ne rastet ekstreme sjellin paqendrueshmeri ne zgjidhje.

Problemi nga pikepamja algjebrike konsiston ne integrimin e pasakte te termit te ferkimit. Si rezultat kjo mund te shmanget nepermjet zvogelimit te madhesis se intervalit te kohes Δt . Ne kete menyre kur dyshohet per saktesine e llogaritjeve te grushtit hidraulik provohet llogaritja duke zvogeluar intervalin e kohes ne nje analize te dyte. Nese eshte marre e njejta pergjigje ajo mund te pranohet si e besueshme. Nje kriter stabiliteti eshte vendosur per modelin e thjeshtuar te ekuacioneve te grushtit hidraulik qe tregon nje kufi te nevojshem ne percaktimin e intervalit te kohes me qellim qe te kemi nje zgjidhje te stabilizuar qe jepet me poshte

$$\frac{f \Delta t \bar{Q}}{4DA} \leq 1 \quad (4 - 75)$$

ku \bar{Q} eshte prurja mesatare. Megjithate, kjo mund te perdoret vetem si nje guide sepse edhe me kete rezultate te pasakta mund te gjenerohen. Per fat te mire pothuaj ne te gjitha rastet e ferkimit te larte ana e majte e ekuacionit te mesiperme eshte shume me i vogel se 1 dhe saktesia e integrimit te ekuacioneve te thjeshtuar nuk eshte ne diskutim.

Ne rastet e ferkimit te konsiderueshem, saktesia e zgjidhjes mund te permiresohet shume dhe stabiliteti te garantohet nepermjet perdorimit te integrimit te grades se dyte te termit te ferkimit ne ekuacionin (4 - 41). Ky integrim i rendit te dyte pergjate karakteristikes C^+ ndermjet A dhe P, dhe nje integrim i ngjashem pergjate karakteristikes C^- ndermjet B dhe P, do te jape:

$$R \int_{Q_A}^{Q_P} Q|Q|dQ = \frac{R}{4}(Q_P + Q_A)|Q_P + Q_A| \quad \text{dhe} \quad R \int_{Q_B}^{Q_P} Q|Q|dQ = \frac{R}{4}(Q_B + Q_P)|Q_B + Q_P|$$

dhe do te kemi

$$H_P - H_A + B(Q_P - Q_A) + \frac{R}{4}(Q_A + Q_P)|Q_A + Q_P| = 0 \quad (4 - 76)$$

$$H_P - H_B + B(Q_P - Q_B) - \frac{R}{4}(Q_B + Q_P)|Q_B + Q_P| = 0 \quad (4 - 77)$$

Ekuacionet e mesiperm mund te zgjidhen per te percaktuar variablat Q_P dhe H_P ne nje seksion te brendshem te nje ekuacioni duke perdorur metoden e Newtonit. Duke zbritur ekuacionin (4 - 77) nga ekuacioni (4 - 76) do te kemi:

$$H_P - H_A + B(Q_P - Q_A) + \frac{R}{4}(Q_A + Q_P)|Q_A + Q_P| - H_P - H_B + B(Q_P - Q_B) + \frac{R}{4}(Q_B + Q_P)|Q_B + Q_P| = 0$$

Duke bere thjeshtimet e nevojshme do te kemi

$$F = H_B - H_A + B(2Q_P - Q_A - Q_B) + \frac{R}{4}[(Q_A + Q_P)|Q_A + Q_P| + (Q_B + Q_P)|Q_B + Q_P|] = 0 \quad (4 - 78)$$

Metoda e Njutonit fillon me nje vlere te variablit Q_P ne cdo interval te kohes dhe e korrigjon kete ne menyre te njepasnjeshme duke aplikuar nje korrigjim ne nje procedure perseritjeje derisa funksioni F do te jete shume afer zeros. Korrigjimi eshte gjetur nga marredhenia:

$$F + \frac{dF}{dQ_P} \Delta Q = 0 \quad (4 - 79)$$

ne te cilin

$$\frac{dF}{dQ_P} = 2B + \frac{R}{2}(|Q_A + Q_P| + |Q_B + Q_P|) \quad (4 - 80)$$

Ne cdo perseritje vlere e re e Q_P gjendet duke shtuar korrigjimin tek vlere para-ardhese $Q_P + \Delta Q$. Madhesia e korrigjimit behet me e vogel sa me afer vler e funksionit F t'i afrohet zeros. Vlere e pare e Q_P ne cdo interval te kohes mund te perftohete duke perdorur nje ekstrapolim linear ndemjet dy vlerave para-ardhese. Kur Q_P eshte percaktuar, si ekuacioni (4 - 76) ashtu edhe (4 - 77) mund te perdoren per te gjetur H_P .

4.2.7 Metoda e karakteristikave me interpolim

Ne seksionin 4.2 jane marre ne konsiderate format e thjeshtuara te ekuacioneve te momentit dhe vazhdueshmerise duke eliminuar termat

$$V \frac{\partial V}{\partial x} \text{ nga ekuacioni i momentit } g \frac{\partial H}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{fV|V|}{2D} = 0$$

dhe

$$V \frac{\partial H}{\partial x} \text{ dhe } V \sin \alpha \text{ nga ekuacioni i vazhdueshmerise } V \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial t} - V \sin \alpha + \frac{a^2}{g} \frac{\partial V}{\partial x} = 0$$

Megjithese sic eshte theksuar ky thjeshtim eshte gjithmone i pershtatshem per analizen e grushtit hidraulik ne tubacionet me mure relativisht te ngurte probleme lindin per tubacionet me material me fleksibel per te cilet do te ishte e nevojshme perdormi i ekuacioneve te plote diferenciale.

Duke ndjekur te njejten metode te perdorur ne seksionin 4.2 ekuacionet e plote te momentit dhe vazhdueshmerise i kombinojme duke perdorur shumezuesin e panjohur λ duke dhene

$$L_1 + \lambda L_2 = \lambda \left[H_x \left(V + \frac{g}{\lambda} \right) + H_t \right] + \left[V_x \left(V + \frac{a^2}{g} \lambda \right) + V_t \right] - \lambda V \sin \alpha + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \quad (4-81)$$

Nese zevendesojme

$$\frac{dx}{dt} = V + \frac{g}{\lambda} = V + \frac{a^2}{g} \lambda \quad (4-82)$$

Ekuacioni (4 – 81) kthehet ne nje ekuacion diferencial te plote,

$$\lambda \frac{dH}{dt} + \frac{dV}{dt} - \lambda V \sin \alpha + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \quad (4-83)$$

Ne kete rast nga shprehja (4 – 82) vlera e shumezuesit λ percaktohet nga

$$\lambda = \pm \frac{g}{a} \quad (4-84)$$

si ne seksionin 4.2.

Megjithate, ekuacionet (4 – 82) do kthehen ne

$$\frac{dx}{dt} = V \pm a \quad (4-85)$$

qe prezanton kushtet e vendosur mbi ekuacionin (4 – 83). Kater ekuacionet karakteristike jane:

$$\left. \begin{aligned} \frac{g}{a} \frac{dH}{dt} + \frac{dV}{dt} - \frac{g}{a} V \sin \alpha + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \\ \frac{dx}{dt} = V + a \end{aligned} \right\} C^+ \quad (4-86)$$

(4-87)

$$\left. \begin{aligned} -\frac{g}{a} \frac{dH}{dt} + \frac{dV}{dt} + \frac{g}{a} V \sin \alpha + \frac{fV|V|}{2D} = 0 \\ \frac{dx}{dt} = V - a \end{aligned} \right\} C^- \quad (4-88)$$

(4-89)

Karakteristikat C+ dhe C- te pershkruar nga ekuacionet (4-87) dhe (4-89) tashme shfaqen ne pergjithesi si vija te kurbezuara ne planin x,t (Figure 4-16), per $V = V(x,t)$.

Duke shumezuar secilin nga ekuacionet (4-86) deri (4-89) me dt dhe perdorur nje parafrim te grades se pare ne integrim dhe perdorur prurjen mesatare ne vend te shpejtesise mesatare te rrjedhjes, format me diferenca te fundme te ekuacioneve do te jene:

$$H_P - H_R + \frac{a_R}{gA} (Q_P - Q_R) - \frac{Q_R (t_P - t_R)}{A} \sin \alpha + \frac{a_R f}{2gDA^2} Q_R |Q_R| (t_P - t_R) = 0 \quad (4-90)$$

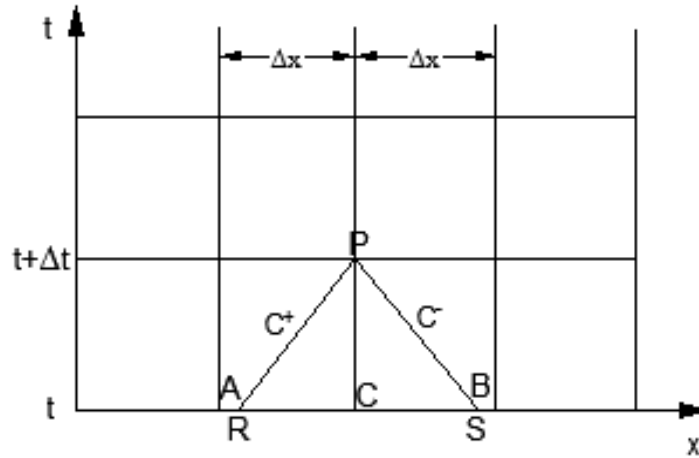
$$x_P - x_R = (V_R + a_R) (t_P - t_R) \quad (4-91)$$

$$H_P - H_S - \frac{a_S}{gA} (Q_P - Q_S) - \frac{Q_S (t_P - t_S)}{A} \sin \alpha - \frac{a_S f}{2gDA^2} Q_S |Q_S| (t_P - t_S) = 0 \quad (4-92)$$

$$x_P - x_S = (V_S - a_S) (t_P - t_S) \quad (4-93)$$

Kater ekuacionet e mesiperm kane kater te panjohura perkatesisht variablat e pavarur x_P dhe t_P dhe variablat e varur H_P dhe Q_P . Per te bere te mundur nje zgjidhje numerike per ekuacionet e mesiperm jane dy metoda, perdorimi i karakteristikave te rrjetit dhe perdorimi i intervaleve te specifikuara te kohes. Metoda e dyte sic eshte perdorur me pare ne seksionin 4.2 ka avantazhe ne shumicen e problemeve te grushtit hidraulik perderisa x_P dhe t_P jane percaktuar per te gjithë procesin e llogaritjeve.

Figure 4-16 Metoda me interval kohe te percaktuar



Procedura lejon nje zgjidhje te rregullt per tu ndermarre ne nje sistem. Megjithate, nese Q ose a ndryshojne ne menyre te konsiderueshme me x dhe t , si ne rastin e tubove me deformim te larte apo lengjet shume te ngjeshshem, rrjeti i karakteristikave mund te preferohet per arsyet e rritjes se saktetise se llogaritjeve. Ne kete seksion do te merremi me metoden e intervaleve te caktuara te kohes.

Sipas kesaj metode me kushtet e njohura ne pikat A, B dhe C (Figure 4-16) mund te perdoret nje interpolim linear per te llogaritur Q dhe H ne pikat R dhe S. Nga Figure 4-16 kemi:

$$\frac{x_C - x_R}{x_C - x_A} = \frac{Q_C - Q_R}{Q_C - Q_A} \quad (4 - 94)$$

Nepermjet perdorimit te ekuacionit (4 - 91) dhe duke ditur qe:

$$x_P = x_C$$

dhe

$$x_C - x_A = \Delta x$$

do te kemi

$$Q_R = \frac{Q_C - \zeta_R (Q_C - Q_A)}{1 + \frac{\theta}{A} (Q_C - Q_A)} \quad (4 - 95)$$

Ne menyre te ngjashme vlerat e interpoluara perfthohen per Q_S , H_R dhe H_S :

$$Q_S = \frac{Q_C - \zeta_S (Q_C - Q_B)}{1 - \frac{\theta}{A} (Q_C - Q_B)} \quad (4 - 96)$$

$$H_R = H_C - \left(\frac{Q_R \theta}{A} + \zeta_R \right) (H_C - H_A) \quad (4 - 97)$$

$$H_S = H_C + \left(\frac{Q_S \theta}{A} - \zeta_S \right) (H_C - H_B) \quad (4 - 98)$$

Ne ekuacionet e mesiperem θ eshte raporti brinjeve te rrjetit dhe ζ eshte produkti θa si me poshte:

$$\theta = \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (4 - 99)$$

$$\zeta = \frac{\Delta t}{\Delta x} a = \theta a \quad (4 - 100)$$

Ne perdorimin e nje rrjeti te percaktuar me interpolime eshte e nevojshme te zgjidhen gjashte ekuacione per te gjetur Q_P dhe H_P per cdo seksion te brendshem ne nje tubacion. Keto jane ekuacionet (4 - 95) deri (4 - 98), dhe ekuacionet 3-65 deri 3-67. Ekuacionet (4 - 90) deri (4 - 92) mund te shkruhen ne te njejten forme si ekuacionet (4 - 46) deri (4 - 47) me percaktimet e reja per C_P dhe C_M .

$$C_P = H_R + Q_R \left(B_R + \frac{\Delta t}{A} \sin \alpha - \frac{a_R f \Delta t}{2gDA^2} |Q_R| \right) \quad (4 - 101)$$

$$C_M = H_S - Q_S \left(B_S - \frac{\Delta t}{A} \sin \alpha - \frac{a_S f \Delta t}{2gDA^2} |Q_S| \right) \quad (4 - 102)$$

Ekuacioni (4 - 48) siguron zgjidhjen per H_P .

Nje kufizim i rendesishem duhet te njihet ne zgjedhjen e raportit te rrjetit. Per te patur siguri qe zgjidhja te jete e stabilizuar duhet te plotesohet Kushti i Courant qe konsiston ne: [31]

$$\Delta t = (V + a) \leq \Delta x \quad (4 - 103)$$

Keshtu qe karakteristikat qe kalojne ne P, C+ dhe C-, nuk duhet te bien jashte segmentit AB (Figure 4-16). Termat e nxitimeve konvektive $V \partial V / \partial x$ dhe $V \partial H / \partial x$ kane influencen e ndryshimit te pjerresises se vijave karakteristike ne $V \pm a$. Nese efektet konvektive jane te vogla (d.m.th. per $V \ll a$), sic ndodh ne pergjithesi ne shumicen e fenomenit te grushtit

hidraulik ne tubacione, pjerresia e vijave karakteristike mund te perafrohet ne $\pm a$ duke neglizhuar shpejtesine V. Ekuacionet e interpolimit thjeshtohen ne:

$$Q_R = Q_C - \zeta_R (Q_C - Q_A) \quad (4 - 104)$$

$$Q_S = Q_C - \zeta_S (Q_C - Q_B) \quad (4 - 105)$$

$$H_R = H_C - \zeta_R (H_C - H_A) \quad (4 - 106)$$

$$H_S = H_C - \zeta_S (H_C - H_B) \quad (4 - 107)$$

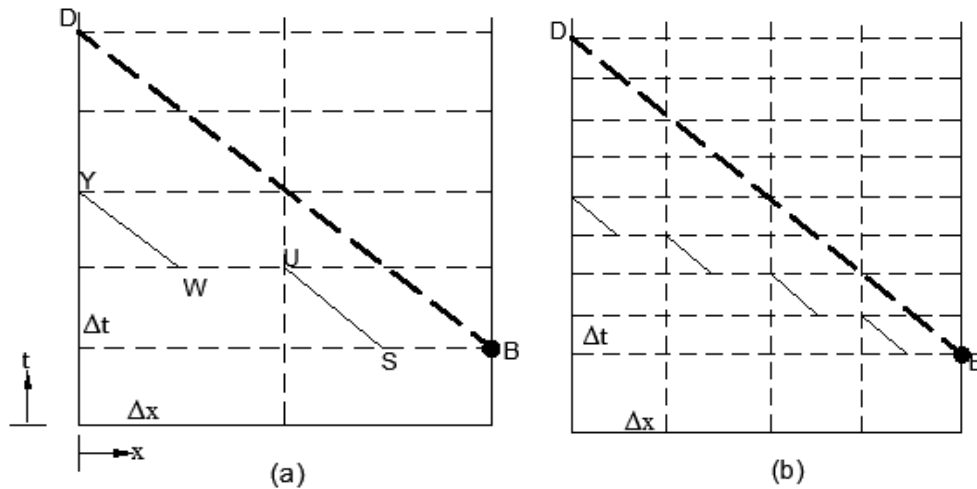
Vlera e ζ ne ekuacionin (4 - 100), tani mund te interpretohet si matje e madhësisë së interpolimit. Ne permbushje te kushtit Courant ai duhet te shtrihet ne diapazonin $0 < \zeta \leq 1$.

Eshte theksuar ne seksionin 4 - 2 qe ekuacionet e pajtuesmerise duhet te jene te vlefshem per rrjedhjen e qendrueshme. Duhet te jete e qarte qe ekuacionet (4 - 90) dhe (4 - 92) nuk kenaqen per rrjedhjen e qendrueshme kur tubacioni eshte i pjerret, d.m.th. $\sin \alpha \neq 0$. Ne rrjedhjen e qendrueshme ndryshimi ne kuoten e vijes hidraulike duhet te jete e barabarte me humbjet e energjise per shkak te ferkimit. Nga ekzaminimi i ekuacioneve (4 - 90) dhe (4 - 92) tregon qe do te jete nje maksimum disbalancimi te $V\Delta t$ per nje tubacion vertical. Kjo eshte normalisht nje madhesi e vogel krahasuar me termat e tjere ne ekuacionet gjate fenomenit te grushtit hidraulik. Ne kete menyre nuk eshte konsideruar nje mangesi serioze. Megjithate eshte nje bezdi perderisa nje program kompjuteri nuk do te permbaje kushtet e rrjedhjes se qendrueshme perpara fillimit te grushtit hidraulik. Mosperputhja ndoshta shkaktohet nga neglizhimi i termave te vegjel ne zhvillimet e ekuacioneve baze diferenciale.

4.2.7.1 Gabimet e interpolimit

Avantazhi kryesor i metodës së interpolimit është që ajo lejon të kenaqet kërkesa për të patur një interval kohe të përbashkët në një sistem hidraulik me disa tubacione pa rregulluar shpejtesitë e vales ose gjatësitë e tubacioneve sic kemi trajtuar në seksionin 4.2.5.3. Ndersa dizavantazhi kryesor është interpolimet prezantojnë një zbutje artificiale numerike në zgjidhje, Menyra se si zbutja hyn në zgjidhje mund të shihet nga shqyrtimi i një tubacioni të vetëm në të cilin nuk merret parasysh ferkimi i rrjedhjes, Figure 4-17.

Figure 4-17 Gabimet e interpolimit ne planin x, t



Nese nje vale e forte e grushtit hidraulik prezantohet ne piken B ne planin x, t, atehere efekti i tij do te ndjehet ne skajin tjetër fundor te tubacionit ne piken D. Megjithate, nese dy intervale te gjatesise jane perdorur ne tubacion, Figure 4-17 (a), dhe eshte perdorur nje interpolim ekstrem prej 50% ne zgjidhjen numerike, mund te shihet qe 50% e ndryshimit mund te transferohet ne piken S dhe keshtu te transferohet ne piken U ne kohen Δt . Me tej 50% te ketij ndryshimi do te transferohet ne piken W dhe keshtu do te transferohet ne piken Y. Keshtu 25% e prishjes se qendrueshmerise fillestare do te arrije ne fundin tjetër te tubacionit perpara kohes dhe gjithashtu do te reflektohet ne te kundert ne drejtim te burimit perpara vales fizike, duke zbutur keshtu valen e grushtit hidraulik.

Kjo situatë mund te permiresohet ne shkalle te konsiderueshme nese perdorim nje numer te madh te intervaleve sic tregohet ne Figure 4-17 (b). Me kater intervale te gjatesise prishja e qendrueshmerise arrin ne skajin tjetër fundor ne te njejten kohe por madhesia eshte zvogeluar. Intervale shtese do te permiresojne me tej kete situatë. Nje interpolim me i vogel (d.m.th. ζ afer 1) ka te njejtin efekt ne zvogelimin e gabimit numerik.

Interpolimet e grades me te larte jane gjithashtu te mundur dhe per grusht hidraulik te bute, ato ne pergjithesi prodhojne rezultate te permiresuara. Per funksionin me hapa, qe eshte tipik per problemet e grushtit hidraulik, nje interpolim i grades me te larte mund te prezantoje lekundje te jashtme; nje situatë qe mund te jete me e padeshirueshme sesa me shume zbutje matematike te tepruara te siguruara nga interpolimi linear.

Vardy, A. E ka zhvilluar nje procedure e cila per nje Δt te dhene, perdor n here sa me shume intervale. [32] Llogaritjet jane bere per cdo seksion, duke rritur koston e llogaritjeve me faktorin n . Vijat karakteristike presin me shume se nje interval te vetem, qe zvogelon distancen e interpolimit, duke rezultuar ne permiresimin e saktësisë.

Keshilla me e mire eshte shmangia e interpolimit kurdo qe te jete e mundur. Nese nuk eshte e mundur, sic ndodh ne disa raste, nje numer i madh i intervaleve duhet te perdoret dhe madhesia e interpolimit duhet te ruhet ne nje minimum (ζ me i vogel por shume afer 1).

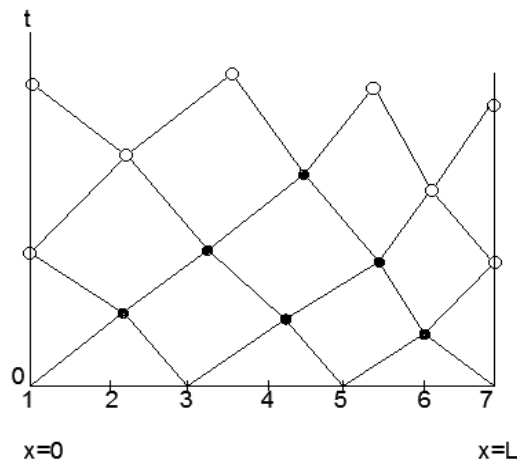
4.2.8 Rrjeti i karakteristikave – avantazhet dhe dizavantazhet e perdorimit

Ne seksionet e meparshem te ketij kapitulli kemi perdorur metoden e intervaleve te specifikuara te kohes per te ndertuar nje proces numerik te rregullt per zgjidhjen ne kompjuter te grushtit hidraulik. Kur analizohet nje leng me ndryshueshmeri te madhe te shpejtesise se vales se grushtit hidraulik sic eshte p.sh. nje leng me permbajtje te vogel te ajrit ose ne nje tubacion me shkalle deformimi te larte, procedura e interpolimit qe kerkohet nga metoda me intervale te specifikuar te kohes, mund te coje ne gabime te konsiderueshme. Ne menyre te ngjashme, ne shembujt e shpejtesive te vogla te vales, shpejtesia e grimcave te lengut mund te jete i nje rendi te njejte ne madhesi me shpejtesine e perhapjes se vales dhe perseri interpolimet ne metoden e rrjetit drejtkendor mund te jene te padeshirueshem.

Metoda e rrjetit te karakteristikave shmang mundesine e ketij gabimi te interpolimit duke perdorur nje zgjidhje direkte te ekuacioneve (4 - 90) deri (4 - 93) per kater variablat, Q_P , H_P , x_P dhe t_P . Perderisa tashme nderprerja e vijave karakteristike nuk eshte fikse, nje rrjet qe noton lirisht zhvillohet ne planin x, t , sic tregohet ne Figure 4-18. Detajet e programimit te perfshira ne zgjidhjen e rrjetit te karakteristikave jane te ngjashme me ato te rrjetit drejtkendor. Nje emertim me indeksim eshte i deshirueshem per te ruajtur gjurmen e pozicionit te seciles pike. Normalisht fillohet me intervale te barabarta te gjatesise sic tregohet ne Figure 4-18. Kushtet konsiderohen te njohura pergjate tubacionit ne kohen fillestare; atehere me perdorimin e ekuacioneve (4 - 90) deri (4 - 93), gjenden kushtet ne pikat a, b dhe c (Figure 4-18). Me vlerat e x, t, Q dhe H te njohura ne secilin nga keto pozicione, rrjeti mund te vazhdoje ne pikat d dhe e .

Zgjidhje e njekoheshme e ekuacioneve (4 - 90) dhe (4 - 92) jep zgjidhje per x dhe t ne pikat ndermjetese.

Figure 4-18 Rrjeti i karakteristikave



$$t_P = \frac{x_R - x_S - (V + a)_R t_R + (V - a)_S t_S}{(V - a)_S - (V + a)_R} \quad (4 - 108)$$

$$x_P = x_R + (V + a)_R (t_P - t_R) \quad (4 - 109)$$

Me te njohur ekuacionet (4 – 90) dhe (4 – 92) mund te zgjidhen njekohesisht.

$$Q_P = \left[H_R - H_S + Q_R \left(B_R - \frac{a_R f(t_P - t_R) |Q_R|}{2gDA^2} \right) + Q_S \left(B_S - \frac{a_S f(t_P - t_S) |Q_S|}{2gDA^2} \right) \right] / (B_R + B_S) \quad (4 - 110)$$

$$H_P = H_S + B_S \left[Q_P - Q_S + \frac{f}{2DA} Q_S |Q_S| (t_P - t_S) \right] \quad (4 - 111)$$

Termi i pjerresise se tubacionit eshte neglizhuar nga ekuacioni (4 – 110) dhe (4 – 111). Nese termi konvektiv i nxitimit gjykohet te jete i parendesishem ne nje problem te vecante, thjeshtimet realizohen duke zevendesuar $(V \pm a)$ me $\pm a$ ne ekuacionet (4 – 108) dhe (4 – 109).

Nje perafirim i rendit te dyte eshte gjithashtu i mundur ne integrimin e ekuacioneve per te dhene saktesi te permiresuar ne rastet kritike.

Ekuacionet (4 – 108) deri (4 – 111) bejne te mundur nje zgjidhje te perftuar ne pikat e brendshme pergjate nje tubacioni. Influenca e kushteve kufitare ne zgjidhje eshte e dukshme ne Figure 4-18. Ne kufijte pozicioni x_P eshte pergjithesisht i njohur keshtu qe t_P mund te zgjidhet direkt nga ekuacionet karakteristike te pershtatshme. Zgjidhja e ekuacioneve te kushteve kufitare me ekuacionet e e pershtatshem te pajtueshmerise vazhdon si ne metoden me rrjet drejtkendor.

Wylie, E. B. ka bere nje krahasim te detajuar ndermjet rrjetit te karakteristikave dhe metodes se rrjetit drejtkendor, te cilin po e japim me poshte. [34] Prezumohet qe metoda e rrjetit drejtkendor gjithmone duhet te perdoret kur nuk ka nevoje per interpolime.

1. Metoda e rrjetit te karakteristikave e treguar ne Figure 4-18 perdor nje rrjet diagonal e krahasuar me rrjetin e mbivendosur te perdorur nga metoda e rrjetit drejtkendor. E para eshte me ekonomike ne menyre te konsiderueshme ne hapat e llogaritjes per saktesi te krahasueshme.
2. Rezultatet e sakta ne pikat e nderprerjes se rrjetit perftohen me metoden e rrjetit te karakteristikave. Megjithate, rezultatet nuk jane direkt te disponueshme ne castin e vecante pergjate tubacionit as ne nje seksion te vecante si funksion i kohes. Disa skema interpolimi duhet te perdoren per te perftuar kete informacion, nese do te ishte i nevojshem. Metoda e rrjetit drejtkendor eshte e afte te perftoje rezultate ku jane te nevojshme; megjithate, nese vuan nga pasaktesite me origjine interpolimet ne secilin

interval te kohes, dhe sa me te medha te jene interpolimet aq me te medha jane gabimet.

3. Nje kontroll nuk mund te ruhet ne pikat e intersektimit te rrjetit ne planin x, t ne metoden e rrjetit te karakteristikave. Pikat e intersektimit mund te levizin jashte rajonit te tubacionit dhe keshtu te humbin kuptimin fizik te tyre. Per te tejkaluar problemin e shtremberimit te rrjetit nen kushte ekstreme ne metoden e rrjetit te karakteristikave eshte perdorur nje procedure per te drejtuar rrjetin nepermjet nje rregullimi te rrjetit pas nje numri te caktuar te intervaleve te kohes. [35], [36] Kjo perfshin nje skeme interpolimi te dyfishte ne rajonin e planit x, t ne te cilin te dhenat jane tashme te llogaritura. Kur eshte rivendosur nje sistem i ri i hapësirave ne planin x, t metoda e rrjetit te karakteristikave mund te vazhdoje mbi nje interval tjetër te kohes. Numri i koheve ne te cilat ky tip i interpolimit eshte i nevojshem varet nga ashpersia e ndryshimit te shpejtesise se vales. Zbutja e metodes numerike i prezantuar me kete interpolim nuk eshte kaq e konsiderueshme sa ajo e prezantuar ne rrjetin drejtkendor.
4. Kushti Courant per stabilitetin eshte gjithmone i plotesuar ne metoden e rrjetit te karakteristikave, ndersa ne metoden e rrjetit drejtkendor, perdoruesi duhet te jete i sigurte qe rrjeti i tij plotesohet me kerkesat.
5. Ne metoden e rrjetit te karakteristikave, perdoruesi nuk ka kontroll direkt ne kohen e variablave qe futen ne kufijte, ndersa kushtet kufitare mund te futen ne kohe te paracaktuara ne metoden e rrjetit drejtkendor. Kjo pike e ben metoden e meparshme pothuaj te paperdorshme ne sistemet komplekse.
6. Intervalet me gjatesi te barabarte mund te jene zgjedhur dhe ruajtur pergjate tubacionit ne metoden e rrjetit drejtkendor.

5 Kullat e Ekuilibrit per Zvogelimin e Grushtit Hidraulik ne HEC-e

5.1 Qellimi dhe FunkSIONET e Kullave te Ekuilibrit ne Sistemet me Presion te HEC-eve

Qellimi i kullës së ekuilibrit në sistemet hidraulike me presion të HEC-eve është të ndërprejë dhe zbuse valet me presion të lartë që lindin në sistem për shkak të mbylljes dhe hapjes së saracineskës në hyrje të turbinave. Kurdoherë që ngarkesa në sistemin elektrik ku është i lidhur HEC-i zvogëlohet ose ndërpritet drejtuesi i turbinave i përgjigjet gjendjes së re nepermjet mbylljes graduale ose të plote të saracineskës në hyrje. Ky manovrim shkakton ngadalesimin ose shpejtimin e masës së ujit në sistemin me presion duke shfaqur fenomenin e grushtit hidraulik për menaxhimin e të cilit ndërfitet kulla e ekuilibrit.

Operimi i kullës së ekuilibrit në sistemin hidraulik me presion të HEC-eve kryen tre funksione në dobi të qëllimit të ndërtimit të saj:

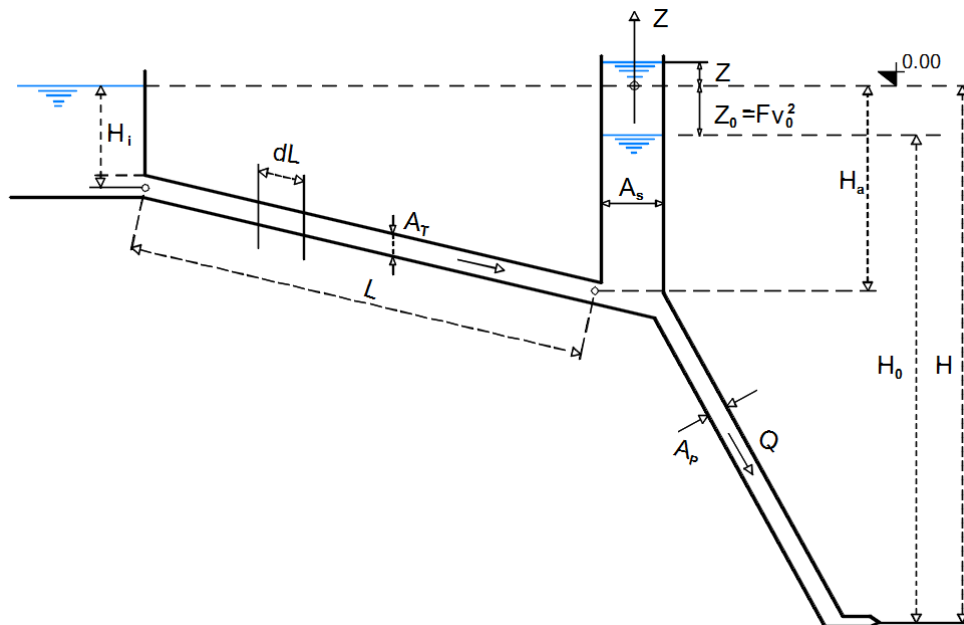
1. Shkurton gjatësinë e sistemit me presion nga mbyllesit në hyrje të turbinës deri në seksionin me të afërt me sipërfaqe të lirë të ujit duke zvogëluar në mënyrë të konsiderueshme intensitetin e vave të grushtit hidraulik
2. Zvogëlimi i ngarkesës në turbinës shoqërohet me mbylljen e mbyllesit në hyrje të saj dhe ngritjen e nivelit të ujit në kullën e ekuilibrit mbi atë të nivelit të rezervuarit duke shkaktuar kështu vonesën në prurjet e sistemit sipër tij dhe thithjen e energjisë kinetike të tepert.
3. Rritja e ngarkesës së turbinës do të kërkojë një prurje më të madhe për të siguruar ngarkesën e re e cila gjendet me afër në kullën e ekuilibrit në fazën fillestare duke zvogëluar nivelin e ujit në kullë. Rënia e nevojshme është krijuar me tej duke shpejtuar prurjet e ujit në sistem deri sa ai të sigurojë prurjen e re.

I gjithë mekanizmi që kryen funksionet e kullës së ekuilibrit janë lëkundjet e nivelit të ujit në të. Njohja e ligjshmërisë së këtyre lëkundjeve është edhe problemi kryesor i projektimit dhe operimit të saj.

5.2 Ekuacionet Baze të Lëkundjeve të Masës së Ujit në Kullat e Ekuilibrit

Për lehtësi të nxjerrjes së ekuacioneve në këto faze marrim në shqyrtim një kullë të thjeshtë me seksion horizontal dhe konstant në lartësi, A_s . Në vazhdim do të bëjmë supozimet që muret e tunelit janë joelastike dhe uji i pangjeshshëm, që do të thotë ndryshimet e presionit përhapen neper tunel me shpejtësi të lartë infinit dhe uji në të gjithë gjatësinë e tunelit sillt si material i ngurtë i pangjeshshëm. Matematikisht, $\partial v / \partial x = 0$ ose shpejtësia në tunel $v =$ konstante për të gjithë gjatësinë L të tunelit. Skema, simbolet dhe detajet e analizës janë prezantuar në figurën e mëposhtme.

Figure 5-1 Skema e sistemit me presion te HEC-it te pajisur me kulle ekuilibri



Simbolet e perdorur:

H – Renia totale bruto

H_0 – Renia nga niveli normal ne kullen e ekuilibrit per gjendjen e qendrueshme te rrjedhjes

A_T - Siperfaqja e seksionit terthor te tunelit

L – Gatesia e tunelit

A_s – Siperfaqja e seksionit terthor horizontale te kullës së ekuilibrit

A_P – Siperfaqja e seksionit terthor te tubacionit te turbinave

v – Shpejtesia e ujit ne tunel (pozitiv nga rezervuari ne kulle dhe anasjelltas)

v_0 – Shpejtesia e ujit ne tunel per ngarkese te plote dhe gjendjen e qendrueshme

Q – Prurja e turbinës

Q_0 – Prurja e plote e turbinave per gjendjen e qendrueshme

$Q_1 = nQ_0$ – Prurja e turbinës per ngarkese te pjesshme

$\pm Fv^2$ – Humbjet ne tunel (F – koeficient)

Fv^2 – Humbjet ne tunel per gjendjen e qendrueshme

z – Niveli i ujit ne kulle mbi nivelin e rezervuarit

$z_0 = -Fv_0^2$ – niveli i ujit ne kulle ne ngarkese te plote

z_{max} – Niveli maksimal i ujit ne kulle

z_{min} – Niveli minimal i ujit ne kulle

t – Koha

$u = dz/dt$ – Shpejtesia vertikale ne kulle (pozitive per siper)

$T = 2\pi \sqrt{\left(\frac{LA_s}{gA_T}\right)}$ – perioda e lekundjeve te mases se ujit ne kulle (duke neglizhuar ferkimin)

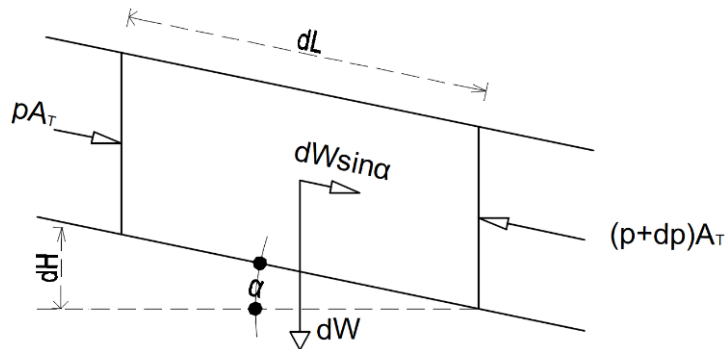
$z_* = v_0 \sqrt{\left(\frac{LA_s}{gA_T}\right)}$ – amplituda e lekundjeve per mbyllje te menjehershme te saracineskes se turbines (duke neglizhuar ferkimin).

τ – Perioda e mbylljes ose hapjes te saracineskes se turbines

5.2.1 Ekuacioni dinamik i lekundjeve ne kullen e ekuilibrit

Nga tuneli me presion shkepusim dhe izolojme nje element me gjatesi dL dhe zevendesojme ne te forcat e mases se ujit nga e nxorem sipas drejtimit te rrjedhjes (Figure 5-2):

Figure 5-2 Skema e ngarkimit te elementetit te shkeputur nga tuneli me presion



Komponentja e peshes se elementit = $dwsina = wA_T dL sina = wA_T dh$ sepse $dh = dL sina$

Presion ne hyrje te elementit = pA_T dhe ne dalje $(p+dp)A_T$ me rezultante = $-A_T dp$.

Rezistenca ne ferkim rreth e qark elementit = $wA_T idL$, ku i eshte pjerresia e energjise.

Masa e elementit te shkeputur = $w/gA_T dL$. Ekuacion dinamik i elementit $F = ma$ mund te shkruhet:

$$(w/g) A_T dL \partial v / \partial t = w A_T dh - A_T dp - w A_T i dL$$

$$\text{ose } (dL/g) (\partial v / \partial t) = dh - (dp/w) - i dL$$

Per te integruar ekuacionin diferencial te mesiperm bejme keto supozime:

- Muret e tunelit jane rigid dhe uji i pangjeshshem ose $\partial v / \partial t = dv / dt$
- Si perafrim i pare energjia e shpejtesise $v^2/2g$ eshte e neglizhueshme
- Rezistenca nga ferkimi i perfshire ne ekuacion eshte ai i gjendjes se qendrueshme per cdo moment te kohes kur pjerresia e energjise i perftohet. Humbjet iL jane proporcionale me v^2 , ose $iL = Fv^2$.
- Masa e ujit ne kullen e ekuilibrit ne perafrimin e pare eshte e neglizhueshme.

Duke ndjekur emertimet e Figure 5-1,

$$\frac{1}{g} \cdot \frac{dv}{dt} \int_0^L dL = \int_{H_i}^{H_a} dh - \int_{H_i}^{H_a+z} \frac{dp}{w} - i \int_0^L dL$$

ose

$$\frac{L}{g} \cdot \frac{dv}{dt} = H_a - H_i - (H_a + z - H_i) - iL$$

dhe meqe $iL = \pm Fv^2$,

$$\frac{L}{g} \cdot \frac{dv}{dt} + z \pm Fv^2 = 0 \tag{I}$$

Shenja pozitive per drejtim te rrjedhjes nga rezervuari per ne kulle dhe anasjelltas.

5.2.2 Ekuacioni i vazhdueshmerise se lekundjeve ne kullen e ekuilibrit

Duke u mbeshtetur ne Figure 5-1 shkruajme ekuacionin e vazhdueshmerise si me poshte:

$$v \cdot A_T = A_S \frac{dz}{dt} + Q \tag{II}$$

ku $u = dz/dt$ eshte shpejtesia e ngritjes se nivelit te ujit ne kulle.

Ne pergjithesi ne tunelet e derivacionit shpejtesite e ujit jane te vogla dhe si rezultat energjite e shpejtesise $v^2/2g$ jane te vogla. Por nese kjo rezulton te jete e konsiderueshme, zevendesimi i kushteve kufitare per presionin piezometrik ne hyrje te tunelit do te jape:

$$\int_{H_i - v_0^2/2g}^{H_a + z} \frac{dp}{w}$$

dhe ekuacioni dinamik behet

$$\frac{L}{g} \frac{dv}{dt} + z + \frac{v^2}{2g} \pm Fv^2 = 0 \quad (\text{Ia})$$

Transformime te llogaritjeve mund te behen duke zevendesuar:

$$F'v^2 = Fv^2 + v^2/2g = [F + 1/(2g)]v^2$$

ku

$$F' = \pm(F + 1/2g)$$

z ne (Ia) jep nivelin e ujit ne kullen e ekuilibrit. Kushtet ne kulle jane disa here te pastabilizuara, niveli i ujit kercen papritur nga niveli piezometrik ne nivelin e energjise kinetike keshtu qe kushtet kufitare nuk jane gjithmone te percaktuara qarte, vecanerisht nese niveli i ujit eshte i ulet. Testet ne modele tregojne megjithate qe $v^2/2g$ mund te perfshihet ne llogaritje.

Ne kete diskutim, eshte supozuar qe kulla e ekuilibrit eshte ne anen e siperme te turbinave. Nese kulla e ekuilibrit eshte ne anen e poshtme te tyre pjesa me e madhe e energjise se shpejtesise $v^2/2g$ mund te humbase ne kanal in e shkarkimit dhe ne hyrje te lumit ose rezervuarit ku shkarkohet, keshtu qe eshte e dyshimte nese vlera e plote e saj mund te mbahet ne ekuacionin (Ia).

5.3 Zgjidhja e Ekuacioneve (I) dhe (II) pa Ferkimin ne Tunel

5.3.1 Mbyllje e menjehershme e mbyllesit ne hyrje te turbines

Integrimi direkt i ekuacioneve (I) dhe (II) eshte i mundur vetem ne disa raste te vecanta. Nje nga keto eshte renia e menjehershme e ngarkeses ne sistem qe shkakton mbylljen e menjehershme te mbyllesit te turbines.

Per thjeshtimin e llogaritjeve ferkimin ne tunel nuk do ta marrim ne konsiderate ($F = 0$), perfshire humbjet e tjera lokale ne tunel. Ne kohen $t = 0 - \varepsilon$, $Q = Q_0$, dhe ne kohen $t = 0 + \varepsilon$, $Q = 0$. Nga kjo rrjedh qe

$$A_T v = A_S \frac{dz}{dt}$$

ose

$$v = \frac{A_s}{A_T} \cdot \frac{dz}{dt} \quad \text{dhe} \quad \frac{dv}{dt} = \frac{A_s}{A_T} \cdot \frac{d^2z}{dt^2} \quad (5 - 1)$$

Meqe $F = 0$,

$$\frac{L}{g} \cdot \frac{dv}{dt} + z = 0 \quad (5 - 2)$$

ose

$$\frac{L}{g} \cdot \frac{A_s}{A_T} \cdot \frac{d^2 z}{dt^2} + z = 0 \quad (5 - 3)$$

Ky eshte nje ekuacion diferencial linear homogjen i rendit te dyte me koeficiente konstant. Meqe termi dz/dt mungon, zgjidhja e pergjithshme e ekuacionit eshte e formes:

$$z = C_1 \cos \frac{2\pi}{T} t + C_2 \sin \frac{2\pi}{T} t$$

Kur $t = 0$, $z = 0$, rrjedhimisht $C_1 = 0$, dhe ekuacioni merr formen $z = C_2 \sin \frac{2\pi}{T} t$ dhe duke shenuar $C_2 = z^*$ do te kemi qe:

$$z = z_* \sin \frac{2\pi}{T} t \quad (5 - 4)$$

dhe

$$v = v_0 \cos \frac{2\pi}{T} t \quad (5 - 5)$$

Duke zevendesuar ne ekuacionin (5 - 4) z^* dhe T me shprehjet e meposhtme

$$z_* = v_0 \sqrt{\left(\frac{L}{g} \cdot \frac{A_T}{A_s} \right)} \quad (5 - 6)$$

dhe

$$T = 2\pi \sqrt{\left(\frac{L}{g} \cdot \frac{A_s}{A_T} \right)} \quad (5 - 7)$$

dhe diferencuar dy here shprehjen per z do te kemi

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2\pi}{T} v_0 \sqrt{\frac{L}{g} \cdot \frac{A_T}{A_s}} \cos \frac{2\pi}{T} t = \frac{A_T}{A_s} v_0 \cos \frac{2\pi}{T} t$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 v_0 \sqrt{\frac{L}{g} \frac{A_T}{A_s}} \sin \frac{2\pi}{T} t = -\sqrt{\frac{g}{L} \frac{A_T}{A_s}} v_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$$

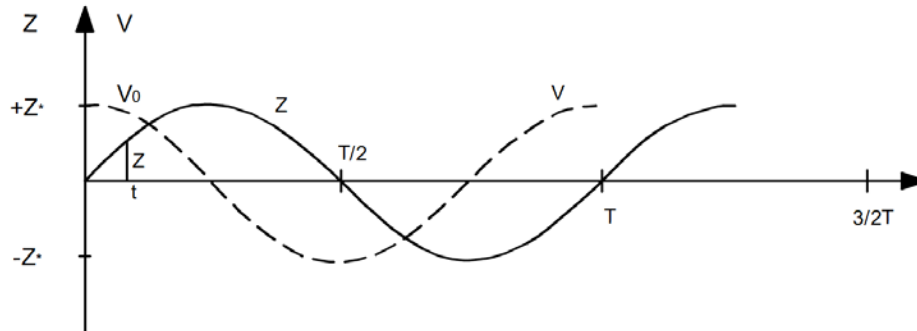
Keto shprehje jane zgjidhje per ekuacionin (5 - 3).

Per rastin e mbylljes se pjesshme duke zvogeluar prurjen nga Q_0 ne Q_1 ,

$$z = (v_0 - v_1) \sqrt{\frac{L}{g} \frac{A_T}{A_s}} \sin \frac{2\pi}{T} t \quad (5 - 4.a)$$

Rezultati i kesaj llogaritje tregon qe grafiku i z ne varesi te kohes t eshte nje sinusoide (Figure 5-3).

Figure 5-3 Lekundjet e nivelit te ujit ne kullen e ekuilibrit qe ndjek mbylljen e menjehershme te saracineskes pa ferkim ne tunel



Ndersa grafiku i shpejtesise v ne varesi te kohes eshte gjithashtu nje sinusoide por me fillimin e saj ne $-\frac{1}{4}T$. Per kete arsye ky grafik mund te konsiderohet edhe kosinusoide.

5.3.2 Hapje e menjehershme e mbyllesit ne hyrje te turbines ose rritja e ngarkeses

Nese prurja Q_1 rritet menjehere ne Q_0 qe i korespondojne shpejtesite ne tunel v_1 dhe v_0 , perftohet ekuacioni

$$z = (v_1 - v_0) \sqrt{\frac{L}{g} \frac{A_T}{A_s}} \sin \frac{2\pi}{T} t \quad (5 - 4.b)$$

ku

$$v_1 < v_0$$

5.3.3 Ndryshim linear i ngarkeses ne sistem

Nese ferkimi ne tunel nuk merret ne konsiderate ky rast gjithashtu ka mundesi per nje analize rigoroze. Calame dhe Gaden kane publikuar llogaritjet e tyre te permbledhura ne

Table 5-1. [37] Llogaritjet zbulojne influencen e kohes relative te mbylljes $\theta = \tau/T$ ne raportin e ngritjes maksimal te nivelit te ujit ne kulle me amplituden e lekundjeve. Llogaritjet ne tabele i referohen nje sistemi hidraulik te perbere nga nje tunel me gjatesi $L = 2,600$ m, $A_T = 9.6$ m², $A_S = 12.6$ m², $v_0 = 2.08$ m/s, $z^* = 29.56$ m dhe $T = 117$ s.

Table 5-1 Influenca e kohes relative τ/T ne raportin e ngritje maksimale me amplituden e lekundjeve

$\Theta = \tau/T$	z_{max}/z^*
0.00	1.00
0.18	0.98
0.50	0.63
0.75	0.43
1.00	0.32

5.4 Llogaritja e Lekundjeve te Nivelit te Ujit ne Kullen e Ekuilibrit, me Ferkim ne Tunel - Integrimi Direkt

5.4.1 Mbyllje e menjehershme e saracineskes ne hyrje te turbines

Per rastin kur merret parasysh ferkimi ne tunel, integrimi direkt eshte i mundur vetem ne rastin e mbylljes se menjehershme te saracineskes ne hyrje te turbines ose ulje e menjehershme dhe e plote e ngarkeses ne sistem.

Nga ekuacionet baze (I) dhe (II) dhe ekuacioni (5 - 1) ne seksionin 5.3.1 marredheniet ndermjet z dhe v mund te shprehen si me poshte:

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)^2 = \frac{LA_T}{2gA_s} \cdot \frac{v_0^2}{(Fv_0^2)^2} - \frac{z}{Fv_0^2} + Ce^{-z(2gA_s Fv_0^2)/(LA_T v_0^2)} \quad (5 - 8)$$

Konstantja C mund te percaktohet per fillimin e lekundjeve kur $v = v_0$ dhe $z = -Fv_0^2$. Ekuacioni (5 - 1) do te shkruhet:

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)^2 = -\frac{z}{Fv_0^2} + \frac{LA_T v_0^2}{2gA_s (Fv_0^2)^2} \left[1 - e^{-(2gA_s Fv_0^2)(z+Fv_0^2)/LA_T v_0^2} \right] \quad (5 - 9)$$

Per rritjen e pare te nivelit te ujit ne kullen e ekuilibrit, ekuacioni (5 - 9) lidh shpejtesine v ne tunel, ne cdo cast te kohes, me nivelin korespondues te nivelit te ujit z ne kulle dhe e anasjellta. Kjo eshte e rëndesishme ne projektimin e kaperderdhesve te kullave te ekuilibrit dhe ne percaktimin e nivelit me te larte z_{max} per te cilin $v = 0$.

5.4.2 Renie lineare e ngarkeses ne sistem dhe rritje e menjehershme e ngarkeses

Keto raste nuk mund te zgjidhen nepermjet integrimit direkt por nepermjet parafrimeve dhe metodave arithmetike dhe grafike hap pas hapi te integrimit, zakonisht e perdorur per zgjidhjen e tyre.

5.4.3 Zgjedhja e koeficientit F

Ferkimi zvogelon amplituden e lekundjes se pare ne ngritje per shkak te mbylljes dhe rrit amplituden e lekundjes ne ulje per shkak te rritjes se ngarkeses.

Per kete arsye, zakonisht marrim humbje te vogla nga ferkimi ne tunel kur analizojme efektin e mbylljes dhe humbje te medha nga ferkimi kur analizojme efektin e hapjes se saracineskes se turbines me qellim kapjen e rastit me te disfavorshem ne projektimin e niveleve maksimale dhe minimale ne kullen e ekuilibrit. Meqe $F = L/(k_s^2 \cdot m^{4/3})$, ku k_s (ose ekuivalenti i tij, M) perfaqeson koeficientin e ferkimit sipas formules se Strickler ose Manningut, tabela e meposhtme sugjerohet per tunelet e veshur me beton: [25]

Table 5-2 Koeficientet e ferkimit sipas Strickler dhe Manningut per tunelet e veshur me beton

	Strickler (Si)	Manning (Si)
Mbyllje	$K_s=85-95$	$n = 0.0117 - 0.0105$
Hapje	$K_s=70-75$	$n = 0.0142 - 0.0133$
Mesatare	$K_s=80-82$	$n = 0.0125 - 0.0122$

5.5 Integrimi Hap pas Hapi

5.5.1 Metoda e Pressel-it

Nga seksioni i mesiperem u konfirmua qarte qe integrimi direkt i ekuacionit te lekundjeve te ujit ne kullen e ekuilibrit duke perfshire termin e ferkimit ne tunel ishte i mundur vetem ne rastin e mbylljes se menjehershme te mbyllesit ose renies se ngarkeses ne sistem. Integrimi rigoroz nuk eshte i mundur per rastet e tjera te rendesishme si hapja e menjehershme e saj ose rritje e menjehershme e ngarkeses ne sistem.

Pressel ka sugjeruar qe ekuacionet diferenciale (I) dhe (II) mund te zevendesohen me ekuacionet me diferenca te fundme te parametrave te integrimit, ku intervali pafundesisht i vogel dt zevendesohet nga intervali elementar por i fundem Δt dhe ekuacioni me diferenca te fundme integrohet hap pas hapi. [38] Preseel aplikoi kete propozim ne kullat cilindrike te thjeshta dhe me dhoma qe zgjerohen. Metoda e tij me vone u pa te ishte e aplikueshme ne forma me te komplikuar te kullave te ekuilibrit. Ekuacionet me diferenca te fundme te Pressel jane si me poshte:

$$\frac{L}{g} \cdot \frac{\Delta v}{\Delta t} + z_m \pm Fv_m^2 = 0 \quad (5 - 10)$$

$$v_m \cdot A_{T,m} = Q_m + A_{s,m} \frac{\Delta z}{\Delta t} \quad (5 - 11)$$

ku $t_{i+1} = t_i + \Delta t$, dhe Δt perfaqeson nje interval te vogel te kohes (1 deri ne 10s ose edhe 20s, ne varesi te madhesis se kulles se ekuilibrit).

$A_{S,m} = 1/2(A_{S,i} + A_{S,i+1})$, siperfaqja mesatare e seksionit terthor te kulles se ekuilibrit.

$A_{T,m}$ = nje vlere mesatare e A_T ne rastet ku seksioni terthor i tunelit me presion eshte i ndryshueshem.

$$z_m = z_i + 1/2\Delta z$$

$$v_m = v_i + 1/2\Delta v$$

$$Q_m = 1/2(Q_i + Q_{i+1})$$

Nje metode e mundshme e ekuacionit (5 - 10) dhe (5 - 11) do te konsistonte ne vleresimin e njepasnjeshem ne menyre te ngjashme me percaktimin e kurbes se siperfaqes se lire ne rrjedhjen njetrajtesisht te ndryshueshme. Per nje vlere te marre per Δz mund te llogaritet nje vlere koresponduese per v_m nga ekuacioni i vazhdueshmerise (5 - 11) prej nga $\Delta v = 2(v_m - v_i)$; kjo jep nje vlere per Fv_m^2 , e cila mund te zevendesohet ne ekuacionin (5 - 10) per te dhene z_m' . Nese $z_m' \approx z_m = z_i + 1/2\Delta z$, atehere vleresimi i pare per Δz ka qene korrekt. Nese $z_m' \neq z_m$, llogaritjet duhet te perseriten me nje vlere te re te Δz . Table 5-3 tregon nje paraqitje te pershtatshme te pasqyres se llogaritjeve te metodes se Pressel-it ne zgjidhjen e ekuacionit (5 - 10) dhe (5 - 11).

Table 5-3 Llogaritja hap pas hapi e lekundjeve te niveleve te ujit ne kullen e ekuilibrit (sipas Pressel)

t (s)	Δt	Q_i	Q_m	z_i	Δz	z_m	$A_{S,m}$	v_m	Δv	v_i	Fv_m^2	Z_m
0	4	Q_0	$\frac{Q_0 + Q_1}{2}$	z_0	Δz	$\frac{z_0 + z_1}{2}$	$A_{S,m}$	Nga ek. (2*)	$2(v_m - v_1)$	v_0	Fv_m^2	kontrolli
4		Q_1		z_1						v_1		

Dy ekuacionet (5 - 10) dhe (5 - 11) mund te zgjidhen duke punuar ne drejtimin e kundert, duke marre nje vlere per Δv_m dhe derivuar nga ekuacioni (1*) nje vlere per z_m . Duke zevendesuar vleren e Δz perftuar nga $2(z_m - z_i)$ ne ekuacionin (5 - 11), vlere e marre paraprakisht Δv mund te kontrollohet. Sipas Moon, llogaritja duhet te filloje nga marrja e nje vlere per Δv me qellim te perfitimit te nje konvergjence me te mire dhe rezultateve me te shpejta dhe nepermjet metodes alternative duke filluar me Δz . [40]

5.5.2 Percaktimi direkt i Δv nga ekuacionet (5 - 10) dhe (5 - 11)

Rastesisht, vecanerisht kur kemi te bejme me tipe te komplikuar te kullave te ekuilibrit preferohet te percaktohet Δv nga zgjidhja direkte e ekuacioneve (5 - 10) dhe (5 - 11), Nese $A_{T,m} = A_T$, ekuacioni (5 - 11) do te jape

$$\Delta z = \frac{A_r}{A_{s,m}} v_i \Delta t + \frac{A_r}{2A_{s,m}} \Delta v \Delta t - \frac{Q_m}{A_{s,m}} \Delta t$$

Zevendesimi i Δz ne ekuacionin (5 - 10) con ne

$$\frac{L}{g} \cdot \frac{\Delta v}{\Delta t} + z_i + \frac{A_r}{2A_{s,m}} v_i \Delta t + \frac{A_r}{4A_{s,m}} \Delta v \Delta t - \frac{Q_m}{A_{s,m}} \Delta t \pm F \left[v_i^2 + v_i \Delta v + \frac{1}{4} (\Delta v)^2 \right] = 0$$

qe mund te rregullohet duke dhene

$$\pm F (\Delta v)^2 + \left[\frac{L}{g \Delta t} + \frac{A_r \Delta t}{4A_{s,m}} + F v_i \right] \Delta v + z_i + \frac{A_r}{2A_{s,m}} v_i \Delta t - \frac{Q_m}{2A_{s,m}} \Delta t \pm F v_i^2 = 0 \quad (5 - 12)$$

Ky eshte nje ekuacion i grades se dyte i tipit $a(\Delta v)^2 + b(\Delta v) + c = 0$. Shpesh termi i pare $a(\Delta v)^2$ eshte i vogel krahasuar me dy te tjeret dhe rezultate me saktesi te mjaftueshme mund te merren nga $\Delta v \cong -\frac{c}{b} - \frac{a}{b} \left(\frac{c}{b}\right)^2$, ose edhe $\Delta v \approx -c/d$.

Kjo metode e llogaritjes eshte e shpejte dhe mund te aplikohet edhe ne tipet e komplikuar te kullave te ekuilibrit.

Ne vitet e fundit investigime ekstensive jane ndermarre duke perdorur makinat llogaritese dhe kompjuterat dixhitale qe kane dhene rezultate te besueshme dhe shume te shpejta.

5.5.3 Metoda me diferenca te fundme e Eskande-s

Eskande ka dhene nje metode te llogaritjes me diferenca te fundme. Nese ekuacioni i vazhdueshmerise eshte diferencial si me poshte: [39]

$$A_r \frac{dv}{dt} = A_s \frac{du}{dt} + u \frac{dA_s}{dt} + \frac{dQ}{dt}$$

dhe zevendesohet ne ekuacionin (I), ai jep

$$\frac{L}{g A_r} \left(A_s \frac{du}{dt} + u \frac{dA_s}{dt} + \frac{dQ}{dt} \right) + z \pm F v_m^2 = 0$$

ose

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{A_s} \left[u \frac{dA_s}{dt} + \frac{dQ}{dt} + \frac{gA_T}{L} (z \pm Fv_m^2) \right]$$

Zevendesimi i diferencialeve dt, du, etj, nga madhesite shume te vogla por te fundme Δt, Δu, etj. dhe aplikimin hap pas hapi qe rezulton, ekuacioni

$$\Delta u = -\frac{1}{A_s} \left[u \Delta A_s + \Delta Q + \frac{gA_T}{L} (z \pm Fv_m^2) \Delta t \right] \quad (5 - 13)$$

jep rritje te njepasnjeshme te Δv ne shpejtesine v.

Per saktesi me te madhe z_m mund te zevendesohet ne ekuacionin (5 - 13) ne vend te z:

$$z_m = z + \frac{1}{2} \Delta z$$

ku

$$\Delta z = u_m \Delta t$$

dhe

$$u_m = u + \frac{1}{2} \Delta u$$

5.5.4 Ceshtje te tjera ne analizen e kullave te ekuilibrit

5.5.4.1 Llogaritja e siperfaqes mesatare te seksionit terthor te tunelit, A_{T,m}

Nese seksioni terthor i tunelit eshte i ndryshueshem dhe tuneli konsiston ne n profile te ndryshme me seksione A_{T,1}, A_{T,2}, ..., A_{T,i}, ... A_{T,n}, secili me gjatesite perkatese L₁, L₂, ..., L_i, ..., L_n, vlerat mesatare te siperfaqeve A_{T,m} dhe gjatesi L_m duhet llogaritur.

Ekuacioni dinamik (I) tregon qe momenti i mases se ujit ne tunelin mesatar te imagjinuar duhet te jete i njejte me momentin e ujit ne tunelin real; por dy madhesite e ujit nuk nevojiten te jete te njejte. Shpejtesite ndryshojne ne perpjestim te zhdrejte siperfaqet e seksionit terthor, keshtu qe

$$\frac{L_m}{A_{T,m}} = \sum \frac{L_i}{A_{T,i}}$$

ose

$$A_{T,m} = L_m / \sum (L_i / A_{T,i}) \quad (5 - 14)$$

Zakonisht zgjedhim nje vlere L_m = ΣL_i.

5.5.4.2 Kullat e larta te ekuilibrit

Nje nga supozimet kryesore te teorise se kullave te ekulibrit lidhet me lartesine e kullës H_a , e cila eshte zakonisht e neglizhueshme kur krahasohet me gjatesine L te tunelit te presionit. Kur kulla e ekuilibrit eshte shume e larte, duhet te perdoret gjatesia e perbere. [41]

$$\lambda = L + H_a \frac{A_T}{A_s}$$

Energjia per t'u shuar eshte ajo e vete tunelit. Kjo eshte pjeserisht e transmetuar ne masen e ujit ne kullen e ekuilibrit, keshtu qe

$$\frac{1}{2} \frac{w}{g} L A_T v_0^2 = \frac{1}{2} \frac{w}{g} L A_T v_*^2 + \frac{1}{2} \frac{w}{g} H_a A_s u_*^2$$

v_* dhe u_* jane vlerat e v dhe $u = dz/dt$ me te cilat fillon llogaritja, te cilat jane pet t'u shuar. Ekuacioni i meparshem jep

$$v_* = v_0 \sqrt{\frac{L}{\lambda}}$$

Per mbyllje te menjehershme ($v A_T = u A_s$) pa ferkim. Ekuacioni dinamik, per z/H_a te vogel, eshte

$$\frac{1}{2} \frac{w}{g} L A_T d(v_*^2) + \frac{1}{2} \frac{w}{g} (H_a + z) A_s d(u_*^2) - w A_s z dz = \frac{1}{2} \frac{w}{g} \lambda A_T d(v_*^2)$$

Grushti hidraulik me i medh behet

$$z_* = v_* \sqrt{\left(\frac{\lambda}{g} \cdot \frac{A_s}{A_T}\right)} = v_0 \sqrt{\left(\frac{L}{g} \cdot \frac{A_T}{A_s}\right)}$$

e cila nuk varet nga H_a . Perioda e grushtit hidraulik eshte tani

$$T = 2\pi \sqrt{\left(\frac{\lambda}{g} \cdot \frac{A_s}{A_T}\right)}$$

Per analizen e kullave shume te larta, metodat grafike jane gjetur me te pershtatshme, vecanerisht nese duhet te kontrollohet stabiliteti i grushtit hidraulik.

5.5.4.3 Hapja konstante e mbyllesit te turbines dhe prurja si funksion i presionit ne mbyllesin e turbines

Duke marre siperfaqen efektive te seksionit terthor ne kohen t ne fundin e tubit me presion A_a , prurja sipas Torricelit do te jete

$$Q = A_a \sqrt{(H+z)} = A_a \sqrt{H} \sqrt{1 + (z/H)} = Q_g \sqrt{1 + (z/H)}$$

Q rritet me rritjen e z. Meqe siperfaqja e hapjes se saracineskes se turbines, A_a , supozohet te mbetet konstant, Q_m ne ekuacionet (5 - 10), (5 - 11), dhe (5 - 12) duhet te zevendesohen nga $Q_g \sqrt{[1 + (z/H)]}$ kudo. Kjo eshte e thjeshte. Per thjeshtesi te llogaritjes, mund te perdorim perafrimin

$$\sqrt{[1 + (z/H)]} \cong 1 + 1/2(z/H)$$

Shembujt ku saracineska ose hapja e shkarkimit eshte konstant dhe ku Q ndryshon si funksion i $\sqrt{(H+y)}$

jane ne praktike shume rralle. Shembujt jane testet ne modele te sistemeve te grushtit hidraulik me vendosje te fiksuar te saracineske-turbines, ose turbinat ne shkalle te plote ose saracineskat kane arritur hapjen e tyre maksimale.

5.5.4.4 Mbyllesit e komanduar per dalje konstante te turbines

Ne instalimet e zakonshme drejtuesit sigurojne nje dalje konstante te turbines:

$$P = w\eta Q(H+z) = w\eta_0 Q_0 H_0 = const$$

$$P = w\eta Q(H+z) = w\eta_0 Q_0 H_0 = konstant$$

Q, ne kete rast, zvogelohet me rritjen e z, ne kundershkrim me (iii) me siper. Meqe $\eta \cong \eta_0$, perftohet ekuacioni $H+z=(Q_0/Q)H_0$ qe prezanton nje hiperbole. Me percaktim, η eshte rendimenti i gjithe sistemit (turbine + tubacion), dhe $H_0 = H - Fv_0^2$.

Ligji qe drejton $P = w\eta Q(H+z) = konstant$ eshte i nje rendesie te vecante ne analizen e stabilitetit te kules se ekuilibrit.

5.5.5 Metodat e drejtuesit te turbines; periodat e mbylljes dhe hapjes se mbyllesit; metodat e tjera dhe ligjet e mbylljes

Nen seksionet (5.5.4.3) dhe (5.5.4.4) ceshtja ne diskutim ishte kufizuar ne ligjin e shkarkimit ne mbyllesin e turbines. Derisa eshte arritur hapja maksimale e saracineskes, p.sh., ligji i shkarkimit i pershkruar nen seksionet (5.5.4.4) mbetet i vlefshem, pavaresisht se procesi i hapjes apo mbylljes eshte kompletuar.

Informacion shtese rreth metodave te drejtimit te turbinave tashme behet i nevojshem:

Ne instalimet e turbinave Pelton prurja kontrollohet nga nje piston i mbyllesit qe konsiston ne nje shigjete ose gjilpere qe leviz ne nje gryke te lemuar. Saracineska hapet shpejt (ne 2 – 5 sek), por mbyllet ngadale (ne rreth 20-30 sek). Zvogelimi ne shpejtesine e turbines nuk

arrihet nepermjet nga levizjes se gjilperes, e cila eshte e ngadalte, por nga nje devijues ne formen e lopates qe shume shpejt kthen rrymen (ne 2 – 6 sek) jashte lopatave te turbines, ose nepermjet nje shperndaresi te rrymes.

Ne turbinat Francis prurja eshte kontrolluar nga levizja e drejtuesit te lopatave (te quajtura gjithashtu "porta"). Keto hapen ose mbyllen shume shpejt me qellim qe te shmangen vale presioni te teperta gjate mbylljes se drejtuesit te lopatave, saracineska te clirimit te presionit ose saracineskave te devijimit, jane te dubluara ne drejtuesit e lopatave, per t'u hapur keshtu ne te njejten kohe. Saracineska e clirimit te presionit shkarkon mjaftueshem uje per te kompensuar mbylljen e menjehershme te mbyllesit ne hyrje te turbines duke shmangur keshtu cdo presion vale te tepert; menjehere pas hapjes, saracineska e clirimit te presionit fillon te mbyllet ngadale (d.m.th per nje periode ndoshta te 20-30 sek).

Devijuesi dhe saracineska e clirimit te presionit shkakton humbje te ujit dhe energjise.

Ne turbinat Pelton dhe Francis intervalet e kohes gjate se ciles gjilperat, devijuesit dhe saracineskat e clirimit te presionit hapen ose mbyllen jane shume te shkurtra per te patur cdo influence te vleresueshme ne lekundjet e ngadalta te mases e cila merr nje kohe te gjate per t'u shuar. Ne shumicen e rasteve, per kete arsye, eshte e lejueshme per te supozuar "hapje e menjehershme" ose "mbyllje e menjehershme" e mbyllesit.

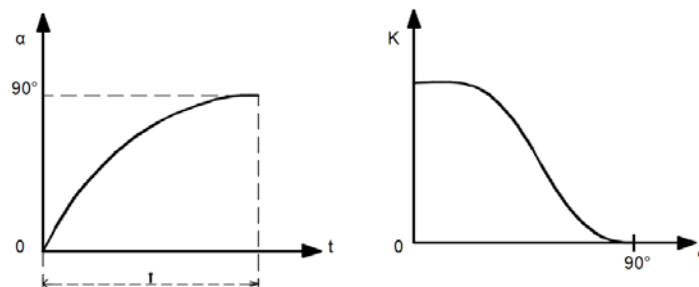
Kushtet do te jene plotesisht te ndryshme kur ne konsiderojme grushtin hidraulik. Per kete nuk mjafton vetem te njohim ekzaktesisht intervalin e hapjes dhe mbylljes se mbyllesit, qe eshte esenciale, por duhet te njihen edhe kurbat qe lidhin siperfaqen e hapjes se saracineskes me kohen.

Disa here behet e nevojshme ne llogaritjen e lekundjeve te mases per te njohur ligjet e mbylljes ose hapjes te nje mbyllesi shume sakte. Shembuj jane mbyllesit rreshqites te ngadalta, etj., qe funksionojne si mbyllesa emergjence ne rastin e shkaterrimit te nje tubacioni duke rezultuar ne nje shkarkim te rritur. Nje njohje e sakte kerkohet per kendin α , qe percakton pozicionin e mbyllesit dhe te koeficientit te shkarkimit k ne formulen

$$Q = kD^2\sqrt{(H + z)}$$

ku D eshte diametri i mbyllesit, k , sigurisht ndryshon me α (Table 5-5).

Figure 5-4 Grafiket e varesise se α nga t dhe k nga α gjate mbylljes se saracineskes



Ne kohet e fundit konsiderata jane dhene per disa raste te vecanta, per mundesine e hapjes se saracineskave dhe mbylljes se saracineskes se clirimit te presionit gjate intervaleve te gjata, ndoshta te 2 – 4 minutave. Sipas teorise se grushtit hidraulik, shpejtime dhe ngadalesime te tilla te vogla do te lejonin nje zvogelim te konsiderueshem te madhesis se kullës se ekuilibrit krahasuar me ato te kerkuara per kohe mbylljeje klasike. Ne rastin e kullave me gryke te kufizuar, zvogelimi ne madhësi do te ishte me i vogel relativisht, por akoma me leverdi.

Periodat e hapjes ose mbylljes mund te zgjerohen vetem nese HEC eshte i lidhur ne nje sistem energjistik te madh ne te cilin HEC-e te tjera jane projektuar per te vepruar ne rastin e ndryshimeve ne ngarkese duke lehtesuar keshtu HEC me drejtues te ngadalte.

Levizjet e ngadalta te portave dhe saracineskave jane zakonisht te projektuara te ndodhin linearisht, por interferenca te rrezikshme te grushtit hidraulik mund te ndodhin dhe duhet te investigohen plotesisht, nese levizja e plote lineare e saracineskave ose portave prishet (nese, p.sh. mbyllje lineare nga e plote ne gjysem plot ndiqet nga nje interval me rrjedhje te qendrueshme, perpara mbylljes lineare finale per pa ngarkese).

Ne disa raste drejtuesite turbines jane shmangur te gjithë dhe rregullimi i punës se turbines behet me dore.

Per te kerkuar ne ekonomine e sistemeve eshte shkuar me tej, dhe konsiderata jane dhene per rregullime te ngadalta me dore te turbinave qe do te benin te panevojshem nje kulle ekuilibrit. Kushtet e krijuara nga pershpejtimi i turbines duhet keshtu te investigohet me kujdes per disa turbina heqja e prurjes se ujit kaq shpejt kur turbina pershpejtohet do te shkaktoje grusht hidraulik te rrezikshem.

5.5.6 Futja e raporteve ne llogaritjen e kullave te ekuilibrit

Kullat e ekuilibrit te studjuara deri tani bien ne dy kategori. Ne njerën integrimi direkt ishte i mundur (nese humbjet jane neglizhuar dhe ne rastin e heqjes se ngarkese me dhe pa humbje). Nje diskutim i integralit do te lejoje keshtu derivimin e nje teorie te kullës se ekuilibrit ne kete kategori. Ne kategorine e dyte, qe perfshin rastet e ndryshme per heqje ose ardhje jo te menjehershme te ngarkeses, metoda analitike e pergjithshme e Pressel na lejon ne te llogarisim lekundjet e mases nepermjet llogaritjeve te peraferta me diferenca te fundme (hap pas hapi). [38] Me vone do te zhvillojme dy metoda grafike qe thjeshtezojne keto llogaritje. Nga rezultatet e perftuara keshtu veshtire se mund te zhvillohet nje teori e pergjithshme per kullat e ekuilibrit.

Futja e parametrave pa dimensione ose raporteve thjeshton shume zhvillimin e teorisë. Keto raporte jane te nje nevojë te madhe nese ato jane bazuar ne disa ligje te ngjashmerise qe jane treguar per t'u aplikuar. Ne diskutimet e kercimit hidraulik, p.sh., futja e Numrit te Froudit $F = v/\sqrt{gh}$ ishte e pershtatshme ose e parametrave $\varphi_1 = \frac{v_1^2}{2gh_1}$ dhe $\eta_2 = h_2/h_1$. Keto parametra zvogelonin numrin e te panjohurave dhe rrisin shume kutpimin e ekuacioneve.

Parametrat pa dimensione te nje kuptimi te madh mund te futen ne diskutim ne problemet e kullave se ekuilibrit si rezultat i ekzistences se kategorive te kullave te ekuilibrit me lekundje te njejta. Nese lekundjet e nje sistemi jane te njohura ne jemi te afte te parashikojme sjelljen e kullave te tjera qe i perkasin te njejtës kategori. Per kete arsye eshte gjithashtu e mundur te marrim ne konsiderate investigimet e modeleve ne te cilet nen disa kushte edhe modelet e shtremberuar jane te lejuar. Parametrat e Vogt dhe te Calame & Gaden kane provuar te jene te vlefshem. [37], [42]

5.5.6.1 Parametrat e Vogt

Vogt ka prezantuar parametrat

$$\varepsilon = \frac{LA_T v_0^2}{gA_s (Fv_0^2)^2} \quad \text{dhe} \quad \beta = \frac{-Fv_0^2}{H} \quad (5 - 15)$$

dhe raportet

$$y_1 = \frac{v}{v_0} \quad \text{dhe} \quad x = \frac{-z}{Fv_0^2} \quad (5 - 15.a)$$

Zevendesimi i tyre ne ekuacionin (5 - 9) te seksionit 5.4.1 per lekundjet e v si funksion i z, pas heqjes se ngarkeses na con ne

$$y_1^2 = x + \frac{1}{2} \varepsilon \left[1 - e^{2(x-1)/\varepsilon} \right] \quad (5 - 16)$$

Nga ky ekuacion (5 - 16) eshte e mundur te derivojme nje familje kurbash qe lidhin x dhe e per vlera te ndryshme te y_1 per ngritjen e pare te vales ne kullen e ekuilibrit.

5.5.6.2 Parametrat e Calame dhe Gaden

Le te jete Q_0 prurja e qendrushme e turbines (te themi $Q_0 = Q_{\max}$)

Calame dhe Gaden kane sugjeruar futjen e parametrave: [42]

$$z_* = v_o \sqrt{\frac{LA_T}{gA_s}} = w_0 \sqrt{\frac{LA_s}{gA_T}} \quad \text{dhe} \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{LA_s}{gA_T}}$$

dhe percaktimeve

$$w = \frac{Q}{A_s} \quad w_0 = \frac{Q_0}{A_s} \quad v_0 = \frac{Q_0}{A_T} \quad u_0 = \frac{Q_0}{A_s} = w_0$$

qe na drejtojne per ne raportet

$$z_r = \frac{z}{z_*}, \quad F_r = \frac{Fv^2}{z_*}, \quad v_r = \frac{v}{v_0}, \quad u_r = \frac{u}{u_0}, \quad w_r = \frac{w}{w_0}$$

dhe

$$t_r = \frac{t}{T}$$

perioda relative e mbylljes eshte $\theta = \frac{\tau}{T}$

nga zevendesimi ekuacioni i vazhdueshmerise mund te rishkruhet ne formen

$$\frac{A_r^v}{Q_0} = \frac{A_s^u}{Q_0} + \frac{Q}{Q_0}$$

ose

$$\frac{v}{v_0} = \frac{u}{u_0} + \frac{w}{w_0}$$

qe eshte

$$v_r = u_r + w_r \tag{5 - 17}$$

duke zevendesuar, ne menyre te ngjashme ne ekuacionin dinamik

$$\frac{L}{g} \frac{dv}{dt} + z \pm Fv^2 = 0 \tag{I}$$

vlera per

$$\frac{dv}{dt} = \frac{A_s}{A_r} \frac{du}{dt} + \frac{A_s}{A_r} \frac{dw}{dt} = \frac{A_s}{A_r} \frac{du}{dz} \frac{dz}{dt} + \frac{A_s}{A_r} \frac{dw}{dt}$$

ku $dz/dt = u$, ne marrim

$$\frac{L}{g} \frac{A_s}{A_r} u \frac{du}{dz} + \frac{L}{g} \frac{A_s}{A_r} \frac{dw}{dt} + z \pm Fv^2 = 0$$

ose nga futja e z^* dhe T

$$\frac{u}{u_0} \cdot \frac{du/w_0}{dz/z_*} + \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{dw/w_0}{dt/T} + \frac{z}{z_*} \pm \frac{Fv^2}{z_*} = 0$$

ku $u_0 = w_0$. Duke perdorur raportet sic u percaktuan me siper

$$u_r \frac{du_r}{dz_r} + \frac{1}{2\pi} \frac{dw_r}{dt_r} + z_r \pm F_r = 0 \quad (5 - 18)$$

*lidhja ndermjet parametrave te Vogt dhe atyre te Calame dhe Gaden vendoset menjehere si me poshte:

$$\varepsilon = \frac{1}{(F_{r,0})^2} \text{ ose } F_{r,0} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad \beta = -\frac{F_{r,0}^2}{H} z_* \quad y_1 = v_r \quad x = \frac{z_r}{F_{r,0}}$$

ku

$$F_r = \frac{Fv^2}{z_*} \quad \text{dhe} \quad F_{r,0} = \frac{Fv_0^2}{z_*}$$

si kemi thene me heret $F_{r,0} = Fv_0^2/z_*$. Kjo jep si me poshte:

$$F_r = \frac{Fv^2}{z_*} = F_{r,0}v_r^2$$

5.5.6.3 Aplikimi ne llogaritjen e mbylljes se menjehershme totale (heqje e plote e ngarkeses)

Ne rastin e heqjes se plote dhe te menjehershme te ngarkeses ndryshimi supozohet te jete i menjehershem dhe keshtu:

$$w_r = 0 \quad \text{dhe} \quad \frac{dw_r}{dt_r} = 0$$

Ekuacioni i vazhdueshmerise (5 - 17) behet

$$v_r = u_r \quad (5 - 19)$$

qe con ne

$$F_r = F_{r,0}v_r^2 = F_{r,0}u_r^2$$

Ekuacioni dinamik mund te rishkruhet ne formen

$$u_r \frac{du_r}{dz_r} + z_r + F_{r,0}u_r^2 = 0$$

ose

$$\frac{d(u_r^2)}{dz_r} + 2F_{r,0}u_r^2 = -2z_r \quad (5 - 20)$$

Ky eshte nje ekuacion diferencial linear i grades se pare me termin shtese $-2z_r$ dhe zgjidhja e pergjithshme (Per kontroll ekuacioni (5 - 21) mund te diferencohet; ose zevendesimi $u_r^2=xy$ mund te ndiqet nga ndarja e x dhe y ; ose ekuacioni (5 - 20) mund te diferencohet duke dhene nje ekuacion te rendit te dyte me nje term konstant dhe me zevendesimin e $u_r^2 = t - [(2z)/(2F_{r,0})]$ eshte perftuar nje ekuacion qe eshte i pershtatshem per integrim) eshte

$$u_r^2 = \frac{1}{2F_{r,0}^2} - \frac{z_r}{F_{r,0}} + A \cdot e^{-2F_{r,0}^2 z_r} \quad (5 - 21)$$

A - eshte nje konstante integrimi qe mund te percaktohet nepermjet zevendesimit te vlerave te kushteve kufitare, $t_r = 0$, $z_r = -F_{r,0}$ dhe $u_r = 1$ dhe eshte

$$A = -\frac{1}{2F_{r,0}^2} e^{-2F_{r,0}^2 z_r}$$

Ekuacioni (5 - 21) behet

$$u_r^2 = \frac{1}{2F_{r,0}^2} \left\{ 1 - 2F_{r,0}z_r - e^{-2F_{r,0}(z_r+F_{r,0})} \right\} \quad (5 - 21.a)$$

Niveli me i larte i ujit arrihet kur $dz/dt = 0$, ose kur $u_r = 0$ eshte zevendesuar ne ekuacionin (5 - 21.a) per te dhene

$$1 - 2F_{r,0}z_r - e^{-2F_{r,0}(z_r+F_{r,0})} = 0 \quad (5 - 22)$$

Ky ekuacion kompleks i dhene nga Prasil eshte i afte per zgjidhjen direkte me perdorimin e tabelave. Eydoux rishkroi kete ekuacion ne formen e meposhtme: [42]

$$-2F_{r,0}(z_r + F_{r,0}) = \log e(1 - 2F_{r,0}z_r) \quad (5 - 22.a)$$

Nese supozohet qe $2F_{r,0}z_r \ll 1$, zgjerimi qe vijon do te jete i mundur:

$$\log e(1 - 2F_{r,0}z_r) = -2F_{r,0}z_r - \frac{4(F_{r,0}z_r)^2}{2} - \frac{8(F_{r,0}z_r)^3}{3} - \frac{16(F_{r,0}z_r)^4}{4} - \dots$$

Kjo shprehje mund te zevendesohet ne ekuacionin (5 - 22.a) per te dhene

$$1 = z_r^2 + \frac{4}{3}F_{r,0}z_r^3 + 2F_{r,0}^2z_r^4 + \dots$$

Nese, nga ana tjetër, z barazohet si me poshte:

$$z = 1 + aF_{r,0} + bF_{r,0}^2 + \dots$$

Eshte perftuar nje ekuacion i perafert (5 – 23) duke zevendesuar ne termat e ekuacionit te mesiperme vetem te rendit te pare dhe te dyte:

$$z_{r,\max} = 1 - \frac{2}{3}F_{r,0} + \frac{1}{9}F_{r,0}^2 \quad (5 - 23)$$

Rezultatet e llogaritura nga ky ekuacion i perafuar (9) ndryshojne por pak nga ato te perftuar nga ekuacioni preciz (8), me kusht qe $F_{r,0} \leq 0.7$.

Numerikisht ekuacioni (5 – 22) prodhon tabelen dhe figuren e meposhtme.

Table 5-4 Vlerat numerike te prodhuar nga ekuacioni (5 – 22)

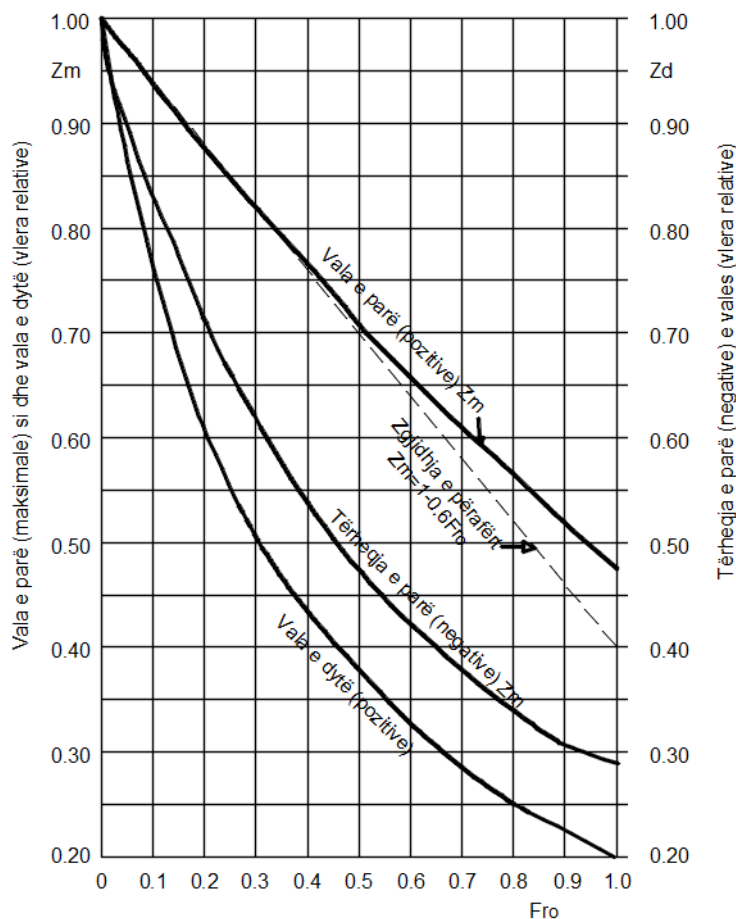
$F_{r,0}$	0.000	0.100	0.200	0.400	0.600	0.800	0.900	1.000
$Z_{r,\max}$	1.000	0.933	0.875	0.760	0.650	0.555	0.512	0.475

Konkluzioni me i rendesishem i ketij diskutimi eshte qe raporti $z_{r,\max}$ eshte vetem funksion i $F_{r,0} = Fv_0^2/z^*$. Nje kurbe e vetme, ne vend te nje familje te kurbave e kerkuar per variablat dimensionale, bashkon dy numrat pa dimensione $z_{r,\max}$ dhe $F_{r,0}$. Megjithese proporcionet gjeometrike te kullave te ekuilibrit ne secilen prej kategorive mund te ndryshojne ne menyre te konsiderueshme, lekundjet do te jene identike per te gjithë kullat e ekuilibrit (ne ate kategori) parametrat $F_{r,0}$ te te cilave jane te barabarta.

Sipas Calame dhe Gaden niveli me i ulet e ujit i arritur pas lekundjes se pare per siper percaktohet nga raporti $z_{r,2}$ qe eshte afersisht

$$z_{r,2} \approx -1 + 2F_{r,0} \quad (5 - 24)$$

Figure 5-5 Paraqitja grafike e vlerave qe prodhon ekuacioni (5 - 22)



5.5.6.4 Mbyllja lineare graduale (zvogelimi linear i ngarkeses)

Perioda e mbylljes e nje turbine eshte zakonisht aq e shkurter sa rendi i disa sekondave dhe ne kete menyre supozimi i heqjes se menjehershem i ngarkeses justifikohet ne menyre perfekte kur duhet te llogaritet ngritja maksimale e nivelit te ujit ne kulle. Perjashtimet e ketij rregulli jane turbine Pelton me devijues dhe turbine reactive me saracineska te cilirimit te presionit. Nese bie ngarkesa ne sistem, ne nje instalim me turbine Pelton me devijues te prurjes, rryma goditese automatikisht devijohet me shpejtesi, ndersa saracineska mbyllet gradualisht.

Le te jete θ perioda relative e mbylljes, $\theta = \tau/T$. Levizja e saracineskes konsiderohet te jete afersisht lineare. Ngritja e nivelit te ujit ne kulle gjate lekundjes z_l , perdoret per te percaktuar raportin

$$z_{r,l} = \frac{z_l}{z_*}$$

Raporti $\xi = z_{r,1}/z_{r,max}$ lidh ngritjen maksimale te nivelit te ujit ne kulle te pertuar nga mbyllja lineare me ate te perftuar ne mbylljen e menjehershme. Tabela qe vijon i vlerave numerike te ξ eshte rezultati i integritit nga metoda grafike e Calame dhe Gaden.

Table 5-5 Vlerat e ξ

θ	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
$F_{r,0} = 0.0$	1.00	0.93	0.76	0.53	0.40	0.32
0.2	1.00	0.93	0.77	0.57	0.37	0.27
0.4	1.00	0.95	0.81	0.63	0.43	0.27
0.6	1.00	0.97	0.86	0.70	0.54	0.37
0.8	1.00	0.97	0.89	0.78	0.64	0.50
1.0	1.00	0.98	0.93	0.85	0.73	0.64

* Per vlerat ne qelizat ne ngjyre gri ngritja maksimale e nivelit te ujit ne kulle ndodh perpara mbylljes se plote.

5.5.6.5 Hapja e menjehershme nga qetesia (ngarkimi i menjehershem i sistemit, prurje konstante ne turbine)

Pruja eshte $Q = 0$, dhe kjo eshte rritur ne menyre te menjehershme ne $Q = Q_0$. Me pas prurja Q_0 mbetet konstante, d.m.th drejtuesi i turbines nuk eshte ne operim dhe influencia e ndryshimit ($H + z$) ne Q supozohet te jete e neglizhueshme. Ne nje rast te tille integrimi direkt i ekuacionit diferencial (4) nuk eshte i mundur. Nepermjet integritit grafik te ekuacionit (4) per nje numer te vlerave perfaqesuese te $F_{r,0}$, Calame dhe Gaden e kane zgjidhur kete problem. Nga rezultatet e tyre formula e perafert qe vijon mund te derivohet nga raporti $z_{r,1}$ duke inkorporuar uljen maksimale z_1 :

$$z_{r,1} \cong -1 - 0.125F_{r,0}$$

$$F_{r,0} < 0.8$$

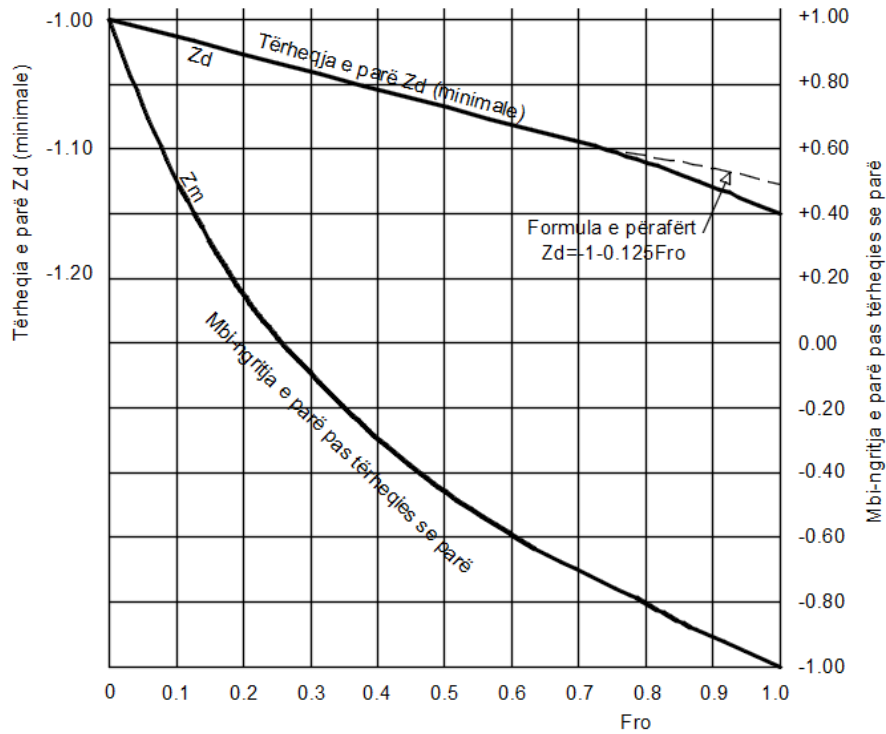
Vlera me te sakta jane dhene ne tabelen e meposhtme dhe Figuren 5-6.

Table 5-6 Vlera me te sakta sipas Calame dhe Gaden

$F_{r,0}$	0.0	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	0.9	1.0
$z_{r,1}$	-1	-1.0125	-1.025	-1.050	-1.075	-1.103	-1.120	-1.150

Kjo tabele tregon qe nje vlere maksimale uljeje me a madhe per z_1 perftohet nese merret ne konsiderate ferkimi ne llogaritjen e prurjes ne hapje. Ne llogaritjet paraprake do te ishte me e zgjuar te perdoret vlera me e vogel e mundshme per koeficientin e ferkimit k_s ose n ne formulen e Strickler ose Manningut.

Figure 5-6 Paraqitja grafike e vlerave te Table 5-6



Braun ka sugjeruar nje formule tjeter te perafert: [44]

$$z_{r,1} = 0.5F_{r,0} - \sqrt{(0.25F_{r,0}^2 - 0.81F_{r,0} + 1)}$$

Rezultatet e perftuara nga kjo formule gjithashtu perputhen shume mire me rezultatet e metodës grafike.

Kerkimet e Calame dhe Gaden kane rezultuar ne metoda te metejshe me te analizës grafike te prurjes per shkak te hapjes lineare dhe efektit te ndryshimit te Q me (H+z).

Frank dhe Schuller kane publikuar investigimet e tyre te prurjes per shkak te rritjes se menjehershme te ngarkeses, ku Q_1 rritet menjehere ne Q_0 ($Q_1 = nQ_0$ ku $n < 1$). [44] Ky problem ka te beje me seksionin qe vijon, ne kullat e ekuilibrit me dhome te zgjerueshme.

5.6 Kullat e Ekuilibrit me Seksion te Zgjeruar

Kullat e ekuilibrit cilindrike te thjeshta qe kemi marre ne konsiderate deri tani shpesh kane dimensione shume te medha. Me qellim qe te kursejme volumet, nje numer i madh tipesh te dhomave te kullave te ekuilibrit jane propozuar, te gjitha te bazuara ne te njejten ide: Rrjedhja ne tunel do te vonohet ose shpejtohet ne varesi se sa shpejt rritet ose zvogelohet presioni ne nyjen e bashkimit te tunelit me kullen e ekuilibrit. Si nje forme e pershtatshme e kullës ose sigurimi i nje ngushtimi ne hyrje te kullës do te shpejtojne sa me shume te jete e mundur ndryshimin e presionit ne tunel ne nyjen e takimit te tij me kullen e ekuilibrit.

5.6.1 Metodatat e pergjithshme te llogaritjes

Per llogaritjen te cdo rasti te rritjes ose zvogelimit te ngarkeses, ekuacionet e Pressel-it te dhena ne seksionit 5.5.1 mund te aplikohen ne nje kulle ekuilibri me dhoma te zgjeruara. Do te ishte e nevojshme thjesht te zevendesojm siperfaqen e kullës A_s nje vlere mesatare $A_{s,m} = 1/2(A_{s,i} + A_{s,i+1})$. Kjo nuk do te ndryshojte metodën, pervec qe here pas here $A_{s,i}$ do te njihet, ndersa $A_{s,i+1}$ duhet te vleresohet ne lidhje me rritjen e nivelit te ujit Δz e cila eshte akoma e panjohur.

Metodat grafike te llogaritjes jane zakonisht njelloj te sukseshme kur aplikohen per kete tip te kullës se ekuilibrit. Metoda e Schoklitsch (i dhene ne detaje ne seksionin 5.10), p.sh., eshte e pershtatshme per te gjitha format e kullave me dhoma te zgjeruara. Metoda Calame dhe Gaden eshte e vlefshme edhe ku jane dy ose me shume ndryshime ne seksionin horizontal te kullës se ekuilibrit.

Nje zgjidhje e shpejte e rastit te heqjes se menjehershme te ngarkeses mund te perftohet nepermjet ekuacionit te energjise. Shumezimi i secilit term te ekuacionit dinamik (I) me $A_T v dt = A_s dz$ ose me $A_T v dt = A_1 dz$, sipas rastit, per $Q = 0$ pas mbylljes totale te menjehershme, do te jape

$$\rho L A_T v dv + \rho g z A_s dz + \rho g F v^2 A_s dz = 0$$

qe eshte diferenciali i ekuacionit te energjise. Maksimimi i ngritjes nga grushti hidraulik z_{max} eshte arritur per $v = 0$. Ekuacioni i fundit mund te integrohet si vijon:

$$\frac{L A_T}{g} \int_{v=v_0}^{v=0} v dv + A_s \int_{-F v_0^2}^{z_u} z dz + A_1 \int_{z_u}^{z_{max}} z dz + A_s F' \int_{-F v_0^2}^{z_u} dz + A_1 F'' \int_{z_u}^{z_{max}} dz = 0$$

ku F' dhe F'' jane vlerat mesatare per humbjet gjatesore $F v^2$ gjate grushtit hidraulik ne kullen A_s dhe ne dhomen A_1 respektivisht. (Per qellime praktike $F' \cong 3/4 F v_0^2$ dhe $F'' \cong 1/2.5 F v_0^2$). Atehere integrali do te jete

$$-\frac{L A_T v_0^2}{2g} + A_s \frac{z_u^2 - (F v_0^2)^2}{2} + A_1 \frac{z_{max}^2 - z_u^2}{2} + A_s F' (z_u + F v_0^2) + A_1 F'' (z_{max} - z_u) = 0$$

dhe ne fund

$$(z_{max} - z_u) A_1 = \frac{L A_T \frac{v_0^2}{2g} + \frac{1}{2} A_s (z_u + F v_0^2) [F v_0^2 - z_u - 2 F']}{F'' + \frac{1}{2} (z_{max} - z_u)}$$

Nese $W_1 = \rho g A_s(z_u + Fv_0^2)$ eshte pasha e kollones se ujit ne kullen e ekuilibrit dhe $W_2 = \rho g A_1(z_{\max} - z_u)$ pesha e mases se ujit ne dhomen e kullës se ekuilibrit, atehere ekuacioni i energjise mund te shkruhet ne formen

$$\frac{\rho g L A_T v_0^2}{2g} + W_1 \frac{Fv_0^2}{2} = W_1 F' + W_2 F'' + W_1 \frac{z_u}{2} + W_2 \left(\frac{z_{\max} + z_u}{2} \right)$$

ose

$$\frac{\rho g L A_T v_0^2}{2g} + (W_1 + W_2) Fv_0^2 = W_1 F' + W_2 F'' + (W_1 + W_2) y_c$$

Ku y_c eshte lartesia e qendres se gravitetit, e matur nga niveli i rrjedhjes se qendrueshme, i mases se ujit ndermjet nivelit te rrjedhjes se qendrueshme ($-Fv_0^2$) dhe ngritjes maksimale nga grushti hidraulik z_{\max} . Kuptimi fizik i ekuacionit te fundit eshte qe energjia kinetike e kollones se ujit ne tunel eshte totalisht e thithur nga puna e bere ne ngritjen e ujit ne dhomen e ekuilibrit dhe nga tejkalimi i ferkimit.

5.6.2 Rritja e pjesshme e ngarkeses, kullat e ekuilibrit me dhoma te zgjeruara

Llogaritja e kullave me dhoma te zgjeruara, per ndryshim te pjesshem te ngarkeses eshte nje nga problemet me te veshtira te teorise se kullave te ekuilibrit. Nje zgjidhje mund te gjendet grafikiisht ose aritmetikisht, por nje integrim direkt eshte i pamundur. Ne praktike ky problem ka nje rendesi te madhe ne projektimin e sistemeve te caktuara te kullave te ekuilibrit dhe per kete jane zhvilluar metoda te peraferta. Ato jane ta bazuara ne llogaritjet e Vogt dhe Frank, nga te cilet jane nxjerre rezultatet qe vijojne, megjithese kufizimet e hapësires ndalojne nje ekzaminim te afert te proceseve te llogaritjes. [45]

5.6.2.1 Kullat e ekuilibrit cilindrike

Frank fillon me supozimin qe ekuacioni qe lidh z dhe t eshte sinusoidal,

$$-z = Fv_1^2 + (-z_{\min} - Fv_1^2) \sin at$$

ku $v_1 = Q_1/A_T$ dhe Q_1 eshte prurja fillestare ne Kohen $t = 0$, a jepet nga

$$a = \frac{A(v_0 - v_1)}{A_s(-z_{\min} - Fv_1^2)}$$

Nga integrimi ai perfton nje vlere per lekundjen maksimale ne drejtimin poshte

$$-z_{\min} = Fv_1^2 - \frac{1}{2} c Fv_0^2 + Fv_0^2 \sqrt{\left[\frac{c^2}{4} + \frac{L A_T v_0^2}{g A_s (Fv_0^2)^2} (1-n)^2 \right]} \quad (5 - 25)$$

ose

$$-z_{\min} = Fv_1^2 - \frac{1}{2}cFv_0^2 + Fv_0^2 + \sqrt{\left[\frac{1}{4}c^2 + \varepsilon_2(1-n)^2\right]} \quad (5 - 25.a)$$

ku

$$c = (1-n) \left[2 - \frac{1}{4}\pi(3+n) \right]$$

Duke zevendesuar $n = 0$ ne kete ekuacion, per rastin e vecante te aplikimit te menjehershem te ngarkeses se plote pas operimit te qendrueshem pa ngarkese, ne perftojme formulen te publikuar per here te pare nga Forchheimer (vendos $z \cong z_{\max}$ in at dhe zevendeso kete vlere ne ekuacionin diferencial te levizjes, i cili eshte i afte te zgjidhet): [45]

$$-z_{\min} = 0.178Fv_0^2 + \sqrt{\left[0.0317(Fv_0^2)^2 + \frac{LA_r}{gA_s}v_0^2\right]}$$

5.6.2.2 Kullat e ekuilibrit me dhoma te zgjeruara

Sipas Frank levizja ne nje kulle ekuilibri me dhoma te zgjeruara do te jete pjeserisht si ajo e kullës cilindrike dhe pjeserisht si ajo e kullës se idealizuar me dhoma. Kjo pamje eshte bazuar ne idene e superpozimit te dy sistemeve.

Sic eshte pershkruar me heret, kulla e idealizuar eshte rasti i kufizuar ne te cilin seksioni terthor i kullës A_s behet zero dhe volumi total i kullës eshte koncentruar ne ngritjen e lekundjes maksimale per lart.

Per nje kulle te idealizuar volumi i kerkuar per nje ndryshim te pjesshem te ngarkeses, per $x_{\min} = -z_{\min}/Fv_0^2$,

$$V = \frac{LA_r v_0^2}{2gFv_0^2} \log e \left\{ \frac{x_{\min} - 1}{x_{\min} - n^2} \left(\frac{\sqrt{x_{\min}} + 1}{\sqrt{x_{\min}} - 1} \cdot \frac{\sqrt{x_{\min}} - n}{\sqrt{x_{\min}} + n} \right)^{1/\sqrt{x_{\min}}} \right\} \quad (5 - 26)$$

Ky volum mund te imagjinohet te jete shperndare uniformisht me nje siperfaqe horizontale te seksionit terthor, ne nje lartesi ndermjet nivelit te ujit ne gjendjen e qendrueshme per ngarkese te pjesshme dhe nivelit me te ulet te lekundjes, qe eshte ndermjet nivelit $Fv_1^2 = n^2Fv_0^2$ dhe nivelit z_{\min} :

$$V = (-z_{\min} - n^2Fv_0^2)A_s$$

nga

$$\varepsilon_1 = \frac{LA_T v_0^2}{gA_s (Fv_0^2)^2} \quad (5 - 27)$$

ekuacioni

$$\frac{x_{\min} - n^2}{\varepsilon_1} = \frac{1}{2} \log e \left\{ \frac{x_{\min} - 1}{x_{\min} - n^2} \left(\frac{\sqrt{x_{\min}} + 1}{\sqrt{x_{\min}} - 1} \cdot \frac{\sqrt{x_{\min}} - n}{\sqrt{x_{\min}} + n} \right)^{1/\sqrt{x_{\min}}} \right\} \quad (5 - 28)$$

mund te derivohet, nga i cili ε_1 mund te llogaritet si funksion i n dhe x_{\min} .

Frank me tej percaktoi ε_2 qe te kenaqe ekuacionin (5 – 25.a) per kullat e ekuilibrit cilindrike; gjithashtu

$$\varepsilon_s \frac{LA_T v_0^2}{gA_s (Fv_0^2)^2} \quad \xi'_c Fv_0^2 = -z_L - n^2 Fv_0^2$$

dhe

$$\xi_{\min} Fv_0^2 = -z_{\min} - n^2 Fv_0^2$$

Frank dhe Schuller kane vendosur nje ekuacion te perafert qe lidh z_1/z_{\min} , $\varepsilon_1/\varepsilon_2$

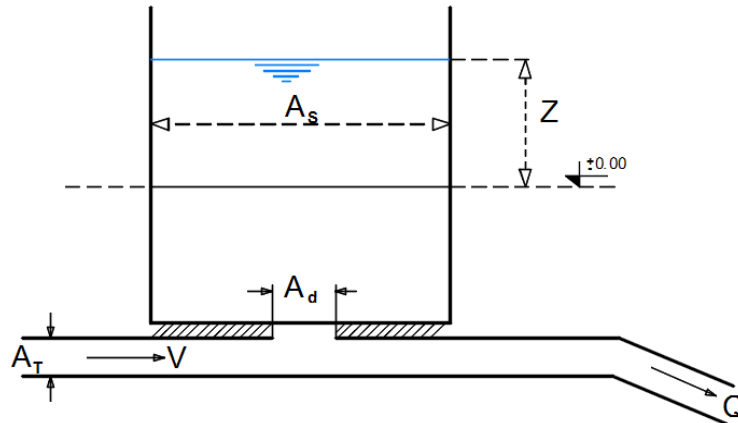
$$A_k = \frac{(\varepsilon_s / \varepsilon_2) - 1}{1 - (\xi'_c / \xi_{\min})^{\varepsilon_1/\varepsilon_2}} A_s \quad (5 - 29)$$

5.7 Kullat e Ekuilibrit me Hyrje te Ngushtuar

5.7.1 Kullat e ekuilibrit cilindrike me hyrje te ngushtuar

Vonimi i prurjes ne tunel ne zvogelim ose shpejtimi ne rritje te ngarkeses mund gjithashtu te permiresohet nepermjet ngushtimit te kullës se ekuilibrit ose ngushtuar hyrjen per ne kulle deri ne nje siperfaqe A_d sic tregohet ne Figuren 5-8.

Figure 5-8 Kullat cilindrike me hyrje te ngushtuar



Kur uji rrjedh per ne ose nga kulla e ekuilibrit, presioni poshte hyrjes rritet ose zvogelohet me nje humbje te energjise prej $\pm \Delta P/w$ qe duhet te shtohet ne nivelin y te siperfaqes se ujit. Termi z ne ekuacionin dinamik duhet te zevendesohet nga $z \pm \Delta P/w$.

5.7.1.1 Llogaritja hap pas hapi

Llogaritjet hap pas hapi duke perdorur ekuacionet me diferenca te fundme mund te aplikohen ne zgjidhjen e te gjitha tipeve te kullave te ekuilibrit me hyrje te ngushtuar. Ekuacioni i vazhdueshmerise do te jete i njejte si per kullat e thjeshta te ekuilibrit,

$$Q_m = A_T v_m - A_s u_m \text{ ku } u_m = \frac{dz}{dt} \square \frac{\Delta z}{\Delta t} \quad (5 - 30)$$

por ekuacioni dinamik do te zgjerohet ne

$$\frac{L}{g} \frac{\Delta v}{\Delta t} + \left(z_m \pm \frac{\Delta P_m}{w} \right) \pm F v_m^2 = 0 \quad (5 - 31)$$

Ne kete ekuacion ΔP do te jete pozitive kur uji kalon nga tuneli ne kulle dhe Δz eshte pozitive, dhe anasjelltas. Prurja Q_d nepermjet ngushtimit te hyrjes per ne kulle eshte

$$Q_d = A_s \frac{dz}{dt} = \pm C_d A_d \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{w} 2g \right)} \quad (5 - 32)$$

ku C_d eshte koeficienti i prurje ne hyrje, qe merret empirikisht.

Ekuacioni (5 - 32) na con ne

$$\frac{\Delta P}{w} = \frac{1}{2g C_d^2} \left(\frac{A_s}{A_d} \right)^2 \left(\frac{\Delta z}{\Delta t} \right)^2 = \frac{A_s^2}{\delta^2} \left(\frac{\Delta z}{\Delta t} \right)^2 \quad (5 - 32.a)$$

Ekuacioni (5 - 30) mund te shkruhet ne formen

$$\Delta z = \frac{A_T}{A_s} v \Delta t + \frac{A_T}{2A_s} \Delta v \Delta t - \frac{Q_m}{A_s} \Delta t \quad (5 - 30.a)$$

Per $v_m = v + 1/2\Delta v$ dhe $z_m = z + 1/2\Delta z$. Duke zevendesuar keto shprehje per ΔP dhe Δz ne ekuacionin (5 - 31) ne perftojme

$$\frac{L}{g} \cdot \frac{\Delta v}{\Delta t} + z + \frac{A_T}{2A_s} v \Delta t + \frac{A_T}{4A_s} \Delta v \Delta t - \frac{Q_m}{2A_s} \Delta t \pm \frac{1}{2gC_d^2} \left(\frac{A_s}{A_d} \right)^2 \left(\frac{\Delta z}{\Delta t} \right)^2 \pm F \left[v^2 + v \Delta v + \frac{1}{4} (\Delta v)^2 \right] = 0$$

i cili mund te rregullohet ne funksion te Δv :

$$\pm \frac{1}{4} F (\Delta v)^2 + \left(\frac{L}{g \Delta t} + \frac{A_T}{4A_s} \Delta t \pm F v \right) \Delta v + z + \frac{A_T}{2A_s} v \Delta t - \frac{Q_m}{2A_s} \Delta t \pm \frac{1}{2gC_d^2} \left(\frac{A_s}{A_d} \right)^2 \left(\frac{\Delta z}{\Delta t} \right)^2 \pm F v^2 = 0 \quad (5 - 31.a)$$

Ky eshte nje ekuacion kuadratik i formes

$$a(\Delta v)^2 + b\Delta v + c = 0$$

Zakonisht $a(\Delta v)^2$ eshte shume e vogel, dhe nje peraftrim i pare eshte

$$\Delta v \approx -\frac{c}{b} - \frac{a}{b} \left(\frac{c}{b} \right)^2 \approx -\frac{c}{b}$$

Duket nga kjo qe llogaritja e perafert e kules se ekuilibrit me ngushtim te hyrjes mund te zvogelohet ne problemin e nje kulle ekuilibri te thjeshte. Megjithate duhet te kemi te qarte qe termi c permban $(\Delta z/\Delta t)^2$, vlera e te cilit duhet llogaritur me pare. Ky vleresim duhet gjithmone te kontrollohet; ku nje kontroll na con ne veshtiresi, keto duhet te zgjidhen nga zgjerimi i termit

$$\frac{1}{2gC_d^2} \left(\frac{A_s}{A_d} \right)^2 \left(\frac{\Delta z}{\Delta t} \right)^2$$

si funksion i Δv .

Vlera e presionit $\Delta P/w$ e perftuar nga kjo metode bazohet ne supozimin qe kollona e ujit eshte "rigjide". Efekti i ngjeshmerise se ujit ne tubacione dhe ne tunnel mund te kontrollohet ne kuptimin e diagramave te ujit dhe llogaritjet duhet te korrigojen nepermjet zevendesimit te ketyre vlerave te reja.

5.7.1.2 Teoria e skices te kullave te ekuilibrit me ngushtim te hyrjes (sipas Calame dhe Gaden)

Per te bere te mundur trajtimin teorik te problemit per tu marre ne konsiderate me tej, jane futur shume me teper raporte:

$$u_r = \frac{Q_d}{Q_0}, \text{ dhe nese } Q_d=Q_0, u_r= u_{r,0}=1 \quad (5 - 33)$$

gjithashtu

$$r = \frac{\Delta P / w}{z_*} \quad \text{dhe per } Q_d = Q_0, \quad r_0 = \frac{\Delta P_0 / w}{z_*} \quad (5 - 34)$$

Nga ekuacioni (5 - 32), $r = r_0 (u_r)^2$

Ekuacioni dinamik (5 - 31) mund te shkruhet ne formen

$$u_r \frac{du_r}{dz_r} + \frac{1}{2\pi} \frac{dw_r}{dt_r} + z_r \pm F_{r,0} v_r^2 \pm r_0 u_r^2 = 0 \quad (5 - 35)$$

Nje raport shtese eshte futur:

$$y = z_r \pm r_0 (u_r)^2 \quad (5 - 36)$$

- Mbyllje e menjehershme, ferkimi i neglizhuar

Llogaritja e keti rasti eshte bazuar ne supozimet

$$\frac{dw_r}{dt_r} = 0 \quad \text{dhe } F_{r,0}=0$$

Ekuacioni (5 - 35) mund te thjeshtohet ne

$$u_r \frac{du_r}{dz_r} + y = 0 \quad (5 - 37)$$

Ngushtimi do te ishte me efektive nese y mund te behej te arrinte vleren e tij maksimale ne fillim dhe te mbetet konstant ne ate vlere. Pa kerkuar ne mundesine praktike te ndertimit te nje kulle ekuilibri te tille, le te supozojme qe nje rendiment i tille eshte arritur ne fakt. Ne supozojme

$$y = z_r \pm r_0 (u_r)^2 = y_c = const$$

Ekuacioni dinamik (5 - 37) behet

$$\frac{d\left(\frac{1}{2}u_r^2\right)}{dz_r} = -y_c \quad (5 - 38)$$

dhe integrali i tij eshte

$$\frac{1}{2}u_r^2 = -z_r y_c + C$$

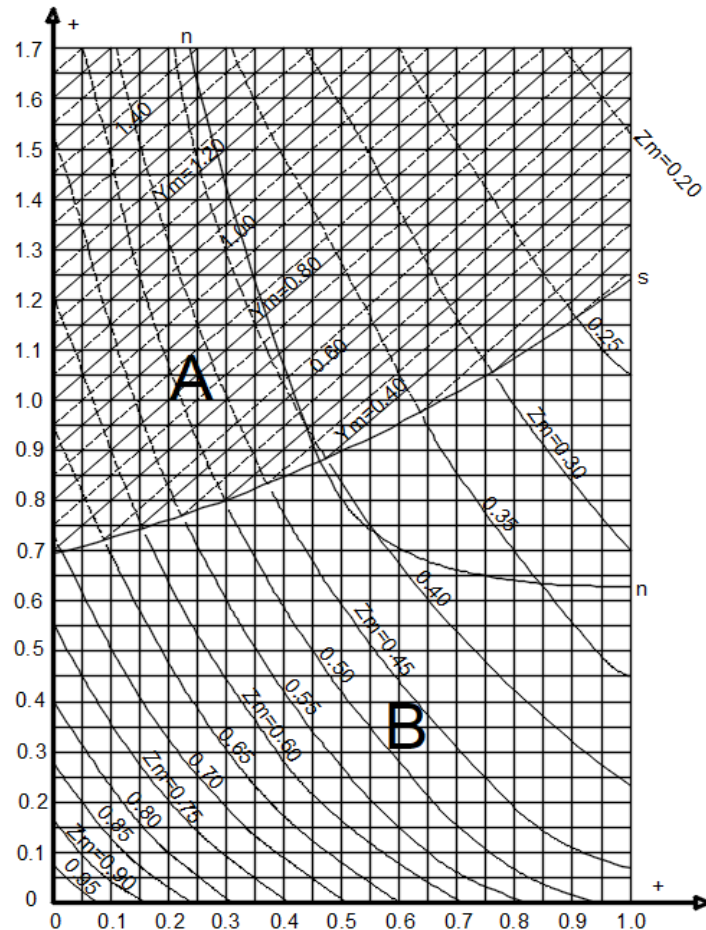
Konstantja e integrit C mund te gjendet nga $F_{r,0} = 0$, gjithashtu per $z_r = 0$ ne kohen $t_r = 0$, $u_r = u_{r,0} = 1$. Ne perftojme $C = \frac{1}{2}$ dhe

$$u_r^2 = 1 - 2y_c z_r \quad (5 - 39)$$

Per $u_r = 0$, z_r arrin vleren e tij maksimale $z_{r,max}$ dhe

$$z_{r,max} = \frac{1}{2y_c}$$

Figure 5-9 Vlerat e $z_{r,max}$ ne funksion te $F_{r,0}$ dhe z_0 per mbyllje te menjehershme



Nga ana tjetër, për $u_r = 0$, $y = y_c = z_{r,\max}$, që na con në

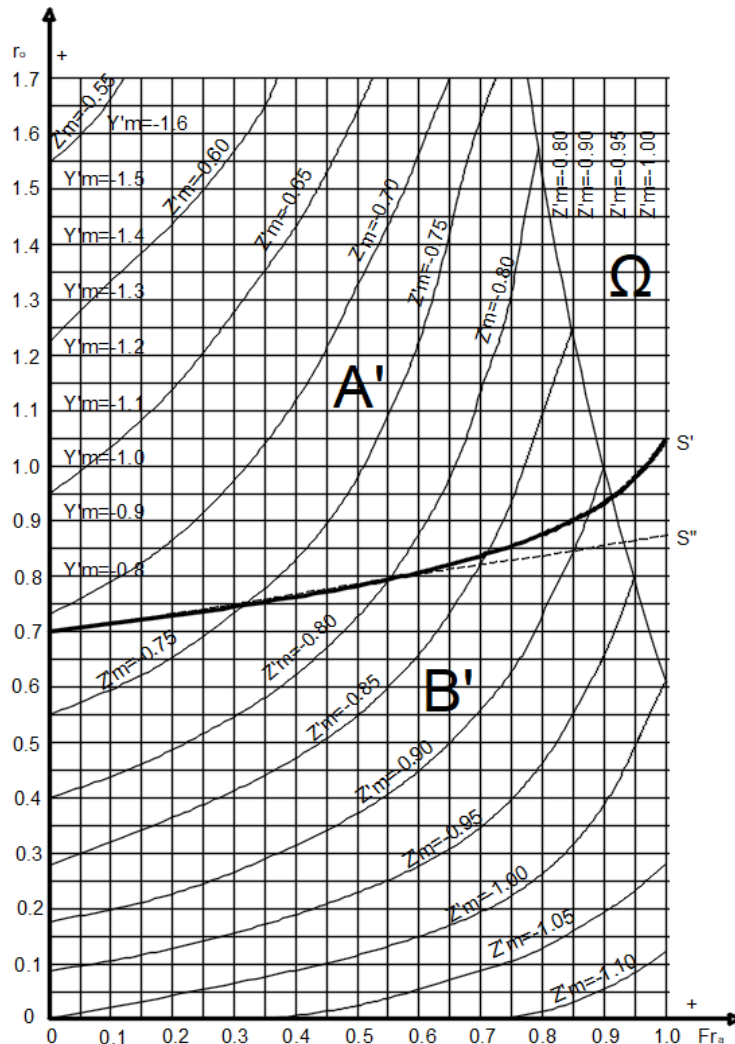
$$y_c = z_{r,\max} = \frac{1}{\sqrt{2}} \tag{5 - 40}$$

Kjo thjeshtë do të thotë që, për $y = y_c = \text{konst.}$, amplitudë maksimale e lekundjeve përshkruhet nëpërmjet raportit $z_{r,\max} = 1/\sqrt{2}$, në vend të $z_{r,\max} = 1$ për një kullë të thjeshtë pa ngushtim. Amplituda z_{\max} ose raporti i saj $z_{r,\max}$ do të zvogeloheshin me $1/\sqrt{2}$ për shkak të ngushtimit perfekt.

Pyetja lind: Cfare intensiteti të ngushtimit, r_0 , është e nevojshme? Nga $y_c = z_r + r_0(u_r)^2 = 1/\sqrt{2}$, dhe për $z_r = 0$ dhe $u_r = 1$, në nxjerrim

$$r_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{\Delta P_0}{w z_*} \tag{5 - 41}$$

Figure 5-10 Vlerat e $z_{r,\max}$ në funksion të Fr_0 dhe z_0 për hapje të menjehershme



Nese ferkimi merret ne konsiderate, investigime te metejshme na cojne ne konkluzionin qe kushti $y = y_c$ nuk mund te ruhet ne menyre strikte. Do te ishte avantazh te zgjedhim r_0 te tille qe

$$\frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{4} F_{r,0} < r_0 < \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{3}{4} F_{r,0} \quad (5 - 42)$$

Figure 5-9 dhe Figure 5-10 (sipas Calame dhe Gaden) japin vlerat e $z_{r,max}$ si funksion i $F_{r,0}$ dhe z_0 per mbyllje dhe hapje te menjehershme.

Duhet te shtohet qe dimensionet e hyrjes zakonisht duhet te llogariten per rastin e ngarkimit te menjehershem (hapjes). Ekzistojne, megjithate, raste kur rrjedhja jashte kules do te kerkoje me shume ngushtim se rrjedhja per ne kulle. Nje rakordim i pershtatshem i grykes sic tregohet ne Figure 5-11 rrit sasine e rrjedhjes jashte kules. Nje hyrje e ngushtuar eshte arritur nepermjet vazhdimit te tunelit neper pusin e kules se ekuilibrit ne nje tubacion te birezuar sic tregohet ne Figure 5-12.

Masa optimale e ngushtimit per hapjen mund te jete shume e ndryshme nga optimumi per mbylljen dhe kjo diference ka cuar ne shtjellimin e projektit te grykes. Per hapje te ngadalte ose mbyllje te ngadalte, ngushtimi mund te jete me i ashper (per kete gryka mund te jete me e vogel) se sa per levizje te shpejte te saracineskes. Presioni i grushtit hidraulik duhet gjithmone te kontrollohet.

Figure 5-11 Skice e nje hyrje te ngushtuar per ne kullen e ekuilibrit

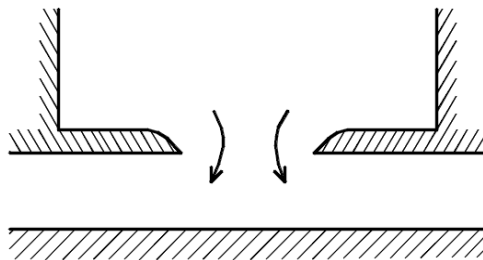
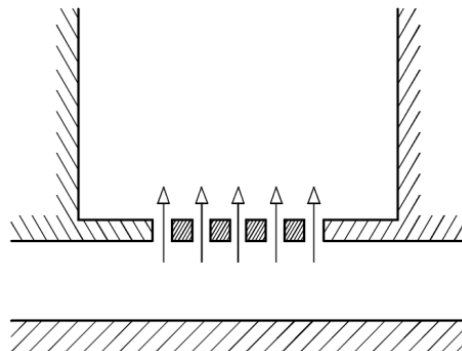


Figure 5-12 Skice e nje hyrje te ngushtuar per ne kullen e ekuilibrit



Grykat mund të kalibrohen shumë mire në një laborator. Nëse nuk mund të kete ndonjë rrezik për kavitation, mund të ndërmerren eksperimente në natyrë të hapur në vend të ujit (metoda Escher-Wyss). Kjo metode është përdorur si suplement i eksperimenteve që përdorin ujë për të përcaktuar numrin e brimave të kerkuara në hyrje të kullës (Figure 5-12). Koeficientet e përafërt për humbjet në nyje dhe në gryke mund të gjenden në literaturë.

5.7.2 Kulla e ekuilibrit diferenciale e Johnson-it

Kulla diferenciale e ekuilibrit sipas Johnson është një kulle ekuilibri me hyrje të ngushtuar në të cilën është shtuar një tub ngritës (Figure 5-13). Ngritësi është zakonisht qendror por mund të rregullohet në një anë të pusit të ngushtuar: rregullimi i fundit është adoptuar në hyrje ku ndertimi i kullës së pjerrët të presionit e ka bërë ndarjen me ekonomike. Duke folur në mënyrë korrekte, rregullimi në hyrje konsiston në një sistem të kullave të ekuilibrit të pavarura (Figure 5-14).

Nëse është supozuar, si përafërim i parë, që ngritësi i dhomës së Johnson-it është i vogël (A_2 shumë e vogël) kështu që presioni maksimal $y = y_c$ është arritur menjëherë pas mbylljes, dhoma diferenciale do të veprojë në të njëjtën mënyrë si një kulle ekuilibri e ngushtuar.

Figure 5-13 Kulla diferenciale e ekuilibrit e Johnson-it

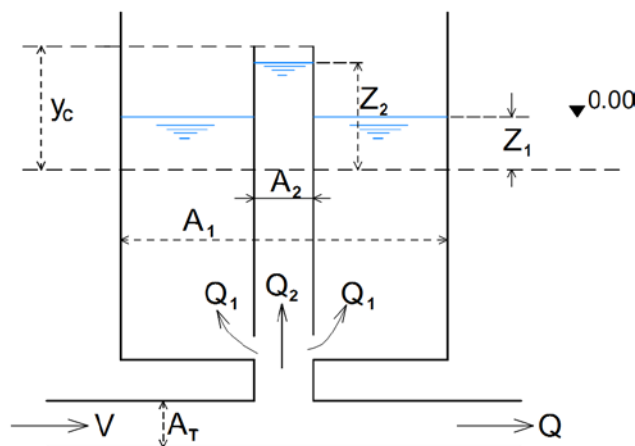


Figure 5-14 Kulla të ekuilibrit diferenciale në hyrje

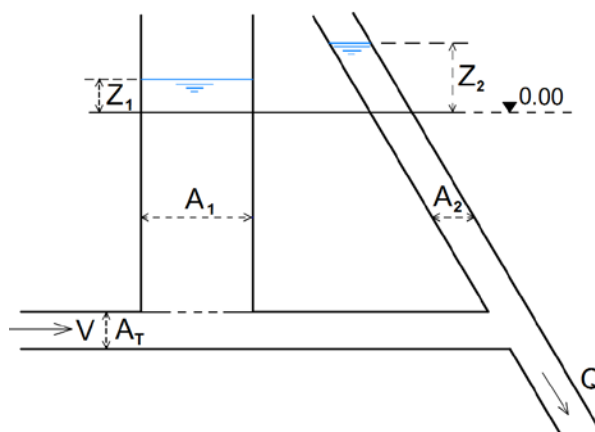
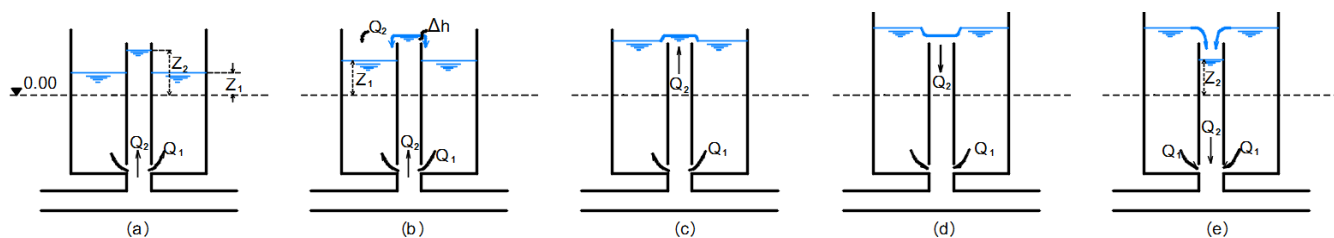


Figure 5-15 (a) - (e) Faza te ndryshme te lekundjeve ne nje kulle ekuilibri diferenciale



Edhe kur uji nuk kapërderdhet ne prag te ngritesit (nese lekundjet ne fazen 1 pengjasojne me gjendjet e treguara ne Figure 5-15.a), kulla e ekuilibrit diferenciale mund te krahasohet me nje kulle ekuilibri te ngushtuar. Avantazhet e medha te kullave diferenciale behen te dukshme vetem kur uji kapërderdhet mbi pragun e siperm te ngritesit per ne dhomen me siperfaqe A_1 . Madhesia e grykave ne tabanin e ngritesit duhet te jete sa me e vogel te jete e mundur. Me qellim qe te sigurohet nje ngritje e shpejte e nivelit te ujit ne ngrites. Kjo kerkese kundërshtohet nga nevoja per grykat qe te kene madhesi te mjaftueshme qe te lejojne ujin te rrjedhe jashte kullës gjate hapjes (ngarkimit te rrjetit). Prandaj kulla e ekuilibrit diferenciale na con vetem ne kursimin ne volume nese prurja e kerkuar ne hapje, $Q_{0,0}$ eshte me e vogel se prurja me te cilen do te kemi te bejme pas mbylljes se menjehershme, $Q_0 = Q_{max}$, ose $Q_{0,0} = Q_0 = Q_{max}$, dhe ka me pak interes ne kullen e ekuilibrit diferenciale. Do te jete shpesh avantazh, megjithate, per te projektuar pjesen e siperm te pusit te ekuilibrit me dhoma te zgjeruara ne formen e puseve te ekuilibrit diferenciale me nje ngrites qe vazhdon mbi pus ne nje dhome te zgjeruar. Metodot e llogaritjes per kullat e ekuilibrit diferenciale do te aplikohen ne kete pjese te sistemit te ekuilibrit.

Metoda e ekuacioneve me diferenca te fundme sic jane perdorur me heret do te jene njelloj te suksesshme me kullat e ekuilibrit diferenciale. Duke perdorur simbolet e treguar ne Figure 5-13 ne perftojme ekuacionin dinamik per tunelin

$$\frac{L}{g} \cdot \frac{dv}{dt} + z_2 \pm Fv^2 = 0 \quad (5 - 43)$$

Ekuacioni i vazhdueshmerise behet

$$A_r \cdot v = Q_1 + Q_2 + Q \quad (5 - 44)$$

ku

$$Q_2 = A_2 (dz_2 / dt)$$

dhe

$$Q_1 = A_1 (dz_1 / dt) = \pm A_0 \sqrt{2g} \sqrt{|z_2 - z_1|} \quad (5 - 45)$$

Dhe A_0 perfaqeson siperfaqen totale efektive te grykave ne tabanin e ngritesit. Shenja pozitive ne ekuacionin (16) do te perdoret kur $dz_1/dt > 0$ ose $z_2 > z_1$. Kur uji kapenderdhet ne pragun e ngritesit, Q_2 behet

$$Q_2 = \pm A_2 (dz_2 / dt) \pm C_w b (\Delta h)^{3/2}$$

ku b eshte gjatesia e pragut te ngritesit qe formon nje kapenderdhes, Δh eshte energjia e ujit mbi kapenderdhes ($\Delta h = z_2 - y_c$ ose $\Delta h = z_1 - y_c$; nese te dyja $z_1 > y_c$ dhe $z_2 > y_c$, $Q_1 + Q_2 = (A_1 + A_2)(dz/dt)$), dhe C_w eshte koeficienti i kapenderdhesit. Disa nga fazat e ndryshme qe lejohen ne llogaritje jane skicuar ne Figure 5-15 (a) ne (e).

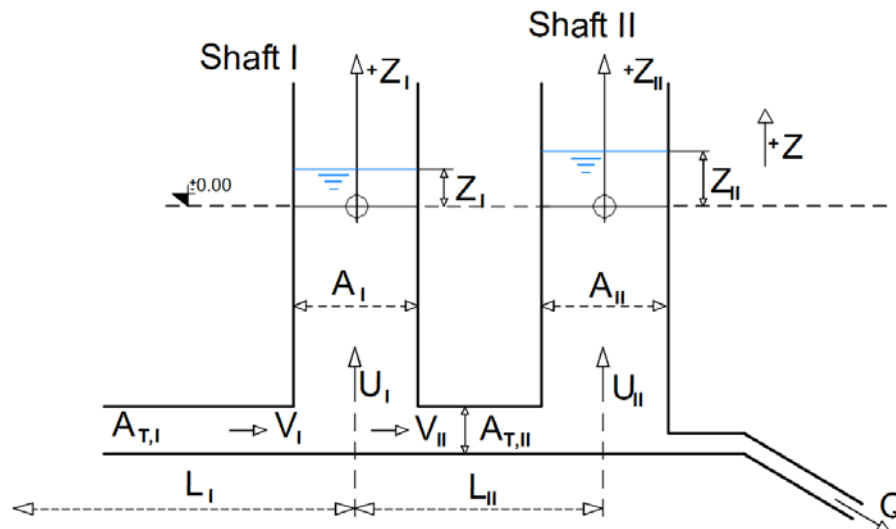
Nese grykat ne tabanin e ngritesit jane te mbyllura ($A_0 = 0$), rasti i kufizuar i kullës diferenciale te Johnson-it ka arritur dhe sistemi behet nje kulle e thjeshte me kapenderdhje te lire.

5.8 Ceshtje te Tjera te Kullave te Ekuilibrit

5.8.1 Kulla ekuilibri ne seri

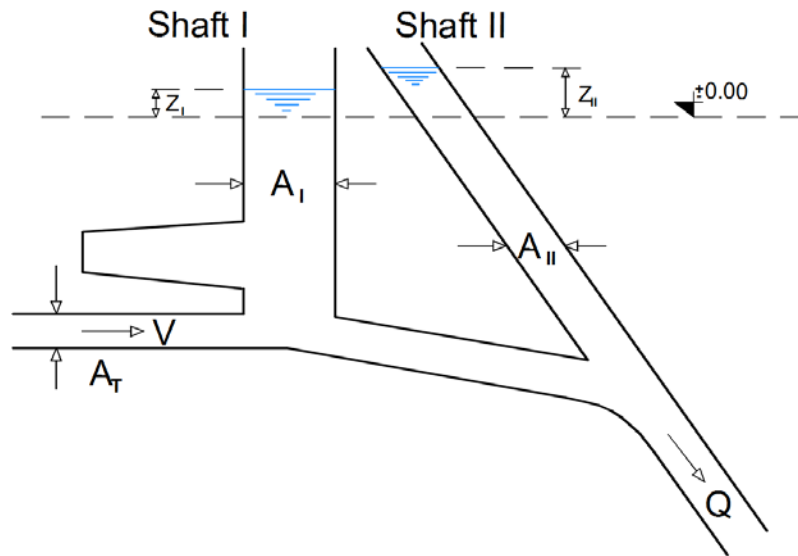
Kulla te njepasnjeshme ose kulla ne seri eshte nje term i perdorur per te emertuar nje sistem ne te cilin dy ose me shume dhoma ose puse ngrihen nga nje tunel presioni.

Figure 5-16 Kulla ekuilibri te njepasnjeshme (te 2 dhomat ne anen e siperme te turbines)



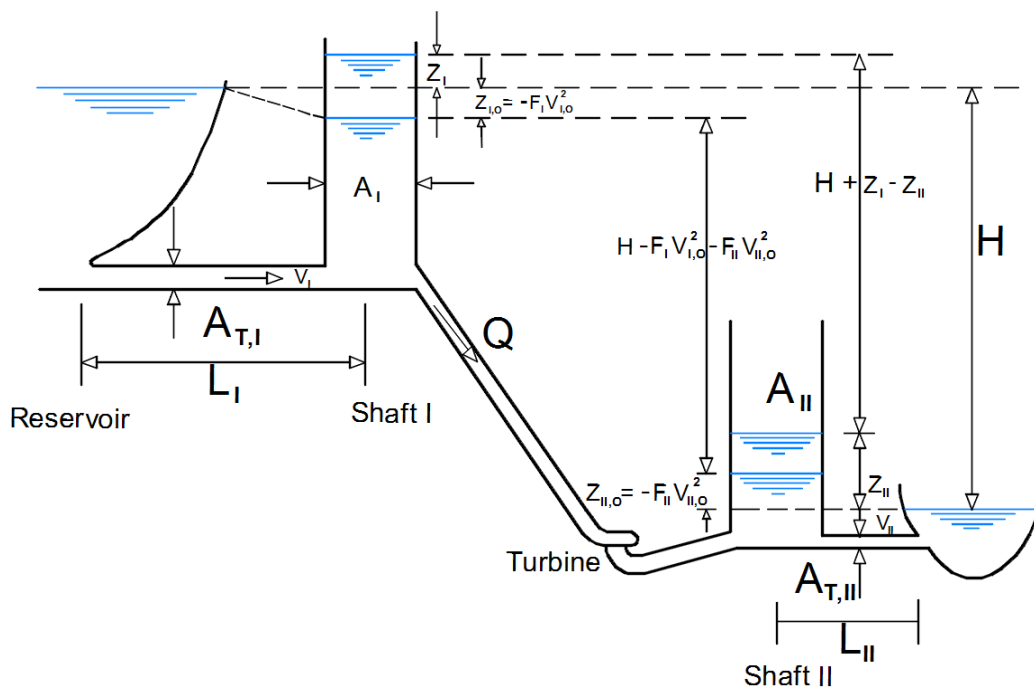
Ne thelb ne mund te dallojme ndermjet dy llojeve te kullave te ekuilibrit te njepasnjeshme. Ne te parin prej tyre (p.sh. shih Figure 5-16) te dy dhomat jane vendosur siper turbines dhe ne te dyten (Figure 5-18) turbina eshte instaluar ndermjet tyre.

Figure 5-17 Skeme alternative me ate te Figure 5-16



E para mund te ndodh ku kapaciteti i skemes se fuqise eshte zgjeruar dhe kulla e ekuilibrit originale do te ishte shume e vogel per skemen e zgjeruar; ose dy puset mund te ndertohen ku diametri i kullës se vetme ekuivalente do te ishte shume me i madh (sic ndodhi ne HEC Doblari ne Itali), ose ku avantazhet e ndertimit jane perftuar.

Figure 5-18 Kulle ekuilibri te njepanjeshme (turbina ndermjet dhomave te kullave te ekuilibrit)



Lloji i dyte eshte adoptuar ku, p.sh. nje turbine Francis eshte instaluar ne nje ndertese centrali nentokesore dhe tuneli i shkarkimit nga ndertesa eshte shume i gjate. Per te

shmangur grushtin hidraulik per shkak te operimit te turbines Francis nen kushte te tilla do te jete e mundshme vetem nese nje pus ekulibri eshte vendosur ne anen e poshtme te turbines.

Do te jete e nevojshme te riprodhohet shkurtimisht metoda e llogaritjes per llojin e pare te kullave te njepasnjeshme. Llogaritjet per llojin e dyte jane identike pervec per disa ndryshime ne shenje.

Ekuacionet e vazhdueshmerise per sistemin e treguar ne Figure 5-16 jane

$$\left. \begin{aligned} A_{T,I} \cdot v_I &= A_I \cdot u_I + A_{T,II} \cdot v_{II} \\ A_{T,II} \cdot v_{II} &= A_{T,II} \cdot u_{II} + Q \end{aligned} \right\} \text{ku} \quad \left. \begin{aligned} u_I &= \frac{dz_I}{dt} \\ u_{II} &= \frac{dz_{II}}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (5 - 46)$$

Sic eshte e qarte nga Figure 5-16, nenshkrimi i i referohet pusit ne anen e sipërme ose dhomes.

Ekuacionet dinamike jane:

$$\left. \begin{aligned} \frac{L_I}{g} \cdot \frac{dv_I}{dt} + z_I \pm F_I v_I^2 &= 0 \\ \frac{L_{II}}{g} \cdot \frac{dv_{II}}{dt} + z_{II} - z_I \pm F_{II} v_{II}^2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5 - 47)$$

Nese ferkimi eshte neglizhuar keto ekuacione mund te zgjidhen algjebrikisht. Le te jene:

$$a = \frac{L_I A_I}{g A_{T,I}} \quad c = \frac{L_{II} A_{II}}{g A_{T,II}} \quad b = \frac{L_I A_{T,II}}{L_{II} A_{T,I}}$$

Nga diferencimi dy here ne perftojme nga ekuacionet (5 - 46) dhe (5 - 47)

$$ac \frac{d^4 z_I}{dt^4} + [a + c(1+b)] \frac{d^2 z_I}{dt^2} + z_I = 0 \quad (5 - 48)$$

$$ac \frac{d^4 z_{II}}{dt^4} + [a + c(1+b)] \frac{d^2 z_{II}}{dt^2} + z_{II} = 0 \quad (5 - 49)$$

dhe

$$z_I = z_{II} + c \frac{d^2 z_{II}}{dt^2} \quad (5 - 50)$$

Integrali i ekuacioneve (5 - 48) deri ne (5 - 50) eshte

$$z_{II} = C_1 e^{ir_1 t} + C_2 e^{ir_2 t} + C_3 e^{ir_3 t} + C_4 e^{ir_4 t}$$

me

$$ir = \pm \sqrt{\frac{-[a + c(1+b)] \pm \sqrt{([a + c(1+b)]^2 - 4ac)}}{2ac}}$$

duke dhene kater rrenje te ekuacioneve karakteristike te grades se katert. Kjo jep

$$z_{II} = \frac{\Delta Q}{A_{II} c (r_3^2 - r_1^2)} \left[\frac{(1 - cr_3^2)}{r_1} \sin r_1 t - \frac{(1 - cr_1^2)}{r_3} \sin r_3 t \right]$$

$$z_I = \frac{\Delta Q (1 - cr_3^2)(1 - cr_1^2)}{A_{II} c (r_3^2 - r_1^2)} \left[\frac{1}{r_1} \sin r_1 t - \frac{1}{r_3} \sin r_3 t \right]$$

Sic mund te shihet, zgjidhja e ekuacioneve nga (5 - 48) deri ne (5 - 50) konsiston nga superpozimi i dy lekundjeve sinusoidale amplitudat e te cilave dhe frekuencat varen nga gjeometria e sistemit te kullës se ekuilibrit.

A. Stucky ka bere nje studim te detajuar te ketij rasti, qe ka nje rendesi te madhe ne praktike: $L_{II} \approx 0$ dhe $F_{II} \approx 0$, por $F_I > 0$. Ferkimi ne tunelin e siperm (zakonisht tuneli kryesor) eshte i lejuar ne keto llogaritje. [47]

Straubel, gjithashtu ka bere pune te vlefshme ne kete fushe. [47]

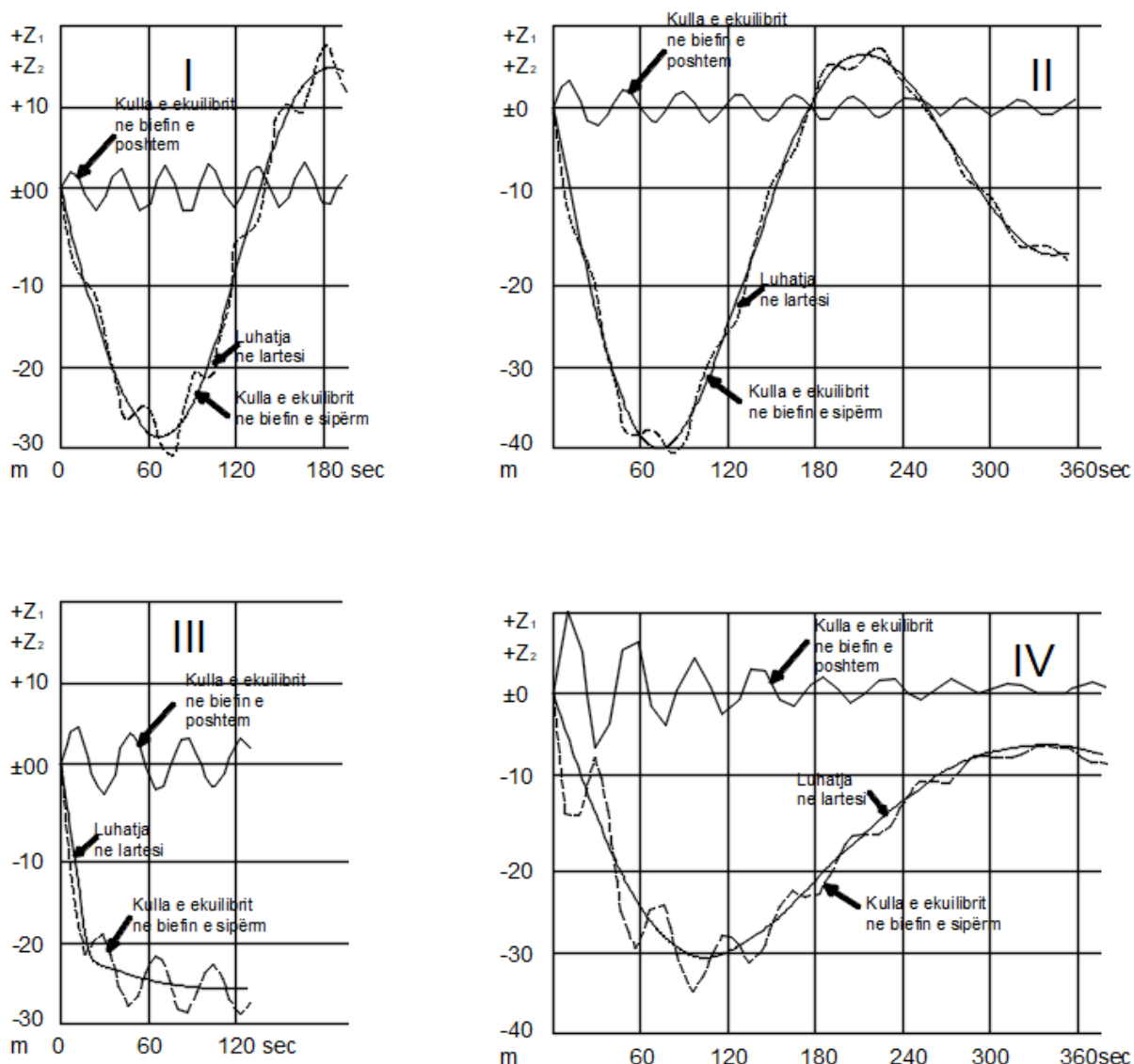
Metoda me e thjeshte dhe e sigurte e analizes konsiston ne llogaritjen direkte te lekundjeve nepermjet ekuacioneve me diferenca te fundme (llogaritja hap pas hapi), ose grafikisht. Lekundjet e treguara ne Figuren 5-19, te cilat lidhen me nje sistem te treguar ne Figure 5-18, jane perftuar grafikisht.

Per cdo skeme kryesore nje analize e tille e detajuar duhet te ndermerret te pakten per rastet me te rendesishme te hapjes dhe mbylljes.

5.8.2 Kulla ekuilibri ne tunelet e shkarkimit nga turbinat e HEC-eve

Me raste kulla te thjeshta ekuilibri kane gene ndertuar ne tunelet e shkarkimit me presion. Nje projekt i tille mund te konsiderohet nje rast i kufizuar i kullave te ekuilibrit te njepasnjeshme te marra ne konsiderate me siper, me $A_I = 0$. Nese shenjat e pershtashme jane permbysur, zevendesimi i $A_I = 0$ na con ne ekuacionin (I) dhe (II) te derivuar ne seksionin 5.2, dhe nuk do te kishte nevojë per diskutime te metejshme te problemit.

Figure 5-19 Lekundjet e niveleve te ujit ne kullat e ekuilibrit te njepasnjeshme te llojit te treguar ne Figure 5-18



Kur u studjua projekti HEC Wettingen ne Zvicer, u arrit ne konkluzionin qe nuk kishte hapësire te mjaftueshme per nje kulle ekulibri stabel. Dhe per kete ishte vendosur te germohej nje kulle ekulibri me e vogel qe do te vinte ne operim vetem kur ndryshimet e ngarkeses do te ishin te konsiderueshme. Nen kushte normale tuneli i shkarkimit eshte totalisht i ventiluar (d.m.th ekziston nje hapësire ajri ndermjet siperfaqes se ujit dhe tavanit te tunelit). Komponimi eshte treguar ne Figure 5-21.

Kjo zgjidhje kurseu disa germime dhe gjithashtu krijoi kushte per te shmangur problemet shume te veshtira te stabilitetit te grushtit hidraulik.

Figure 5-20 Kulle ekuilibri poshte turbines

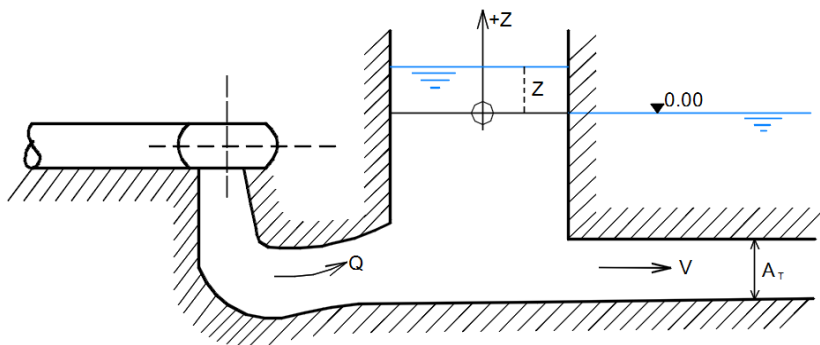
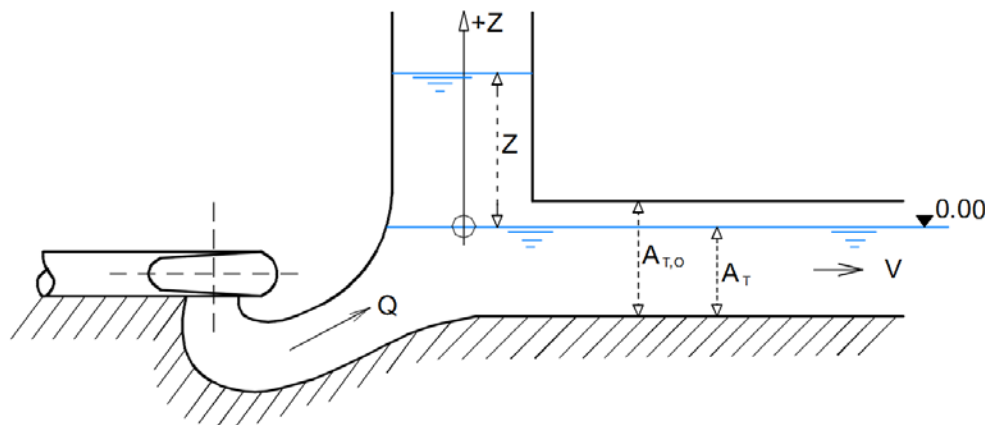


Figure 5-21 Sistemi i ekuilibrit ne Wettingen. Tuneli i shkarkimit eshte normalisht i ventiluar, por me raste nen presion (rrjedhje ne te gjithe seksionit)



5.8.3 Kullat e ekuilibrit ose pusët e ushqyer nga me shume se nje tunel (Fig. 5-22a dhe b dhe 5 - 43)

Problemi i skemave me renie te medha me nje kulle te vetme ekuilibri (te siperfaqes A_s) te ushqyer nga n rezervuar me nivele te barabarta te nivelit te ujit, nepermjet n tuneleve, mund te zgjidhet nga e njejta metode si ajo e perdorur per kullen e ekuilibrit te thjeshte. Le te jete A_T siperfaqja e seksionit terthor dhe v_i shpejtesia e rrjedhjes ne cdo tunel i.

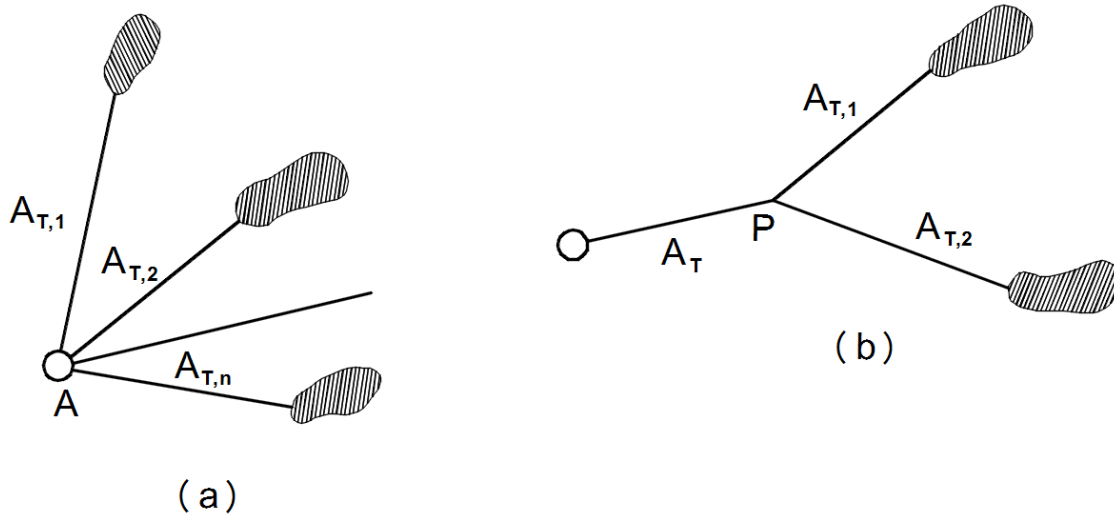
Ekuacioni i vazhdueshmerise do te jete

$$A_{T,1}v_1 + A_{T,2}v_2 + \dots + A_{T,n}v_n = A_s u + Q \text{ ku } u = dy/dt \quad (5 - 51)$$

Ne kete ekuacion duhet te shtohen n ekuacione dinamike te formes

$$\left. \begin{aligned} \frac{L_1}{g} \cdot \frac{dv_1}{dt} + z + F_1 v_1^2 &= 0 \\ \frac{L_n}{g} \cdot \frac{dv_n}{dt} + z + F_n v_n^2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5 - 52)$$

Figure 5-22 (a) dhe (b) – kullat e ekuilibrit te ushqyera nga disa tunele



Nese, ne perafrimin e pare, ferkimi eshte neglizhuar ($F_1 = F_2 = \dots = F_n = 0$) rasti i mbylljes se menjehershme ($Q = 0$) na con ne

$$A_{T,1} \frac{dv_1}{dt} + A_{T,2} \frac{dv_2}{dt} + \dots + A_{T,n} \frac{dv_n}{dt} = A_s \frac{d^2 z}{dt^2}$$

dhe

$$-\frac{A_{T,1}g}{L_1} z - \frac{A_{T,2}g}{L_2} z - \dots - \frac{A_{T,n}g}{L_n} z = -\sum_1^n \frac{A_{T,i}g}{L_i} z = A_s \frac{d^2 z}{dt^2}$$

e cila e kombinuar do te jape

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + \frac{g}{A_s} \sum_1^n \frac{A_{T,i}}{L_i} z = \frac{d^2 z}{dt^2} + \omega^2 z = 0 \tag{5 - 53}$$

me

$$z_* = \frac{Q_0}{A_s \omega}$$

Ekuacioni (5 - 53), ne ngjashmeri me ekuacionin per kullen e thjeshte te ekuilibrit, prezanton nje lekundje sinusoidale.

Rasti i nje kulle ekuilibri te vetme, te ushqyer nga dy rezervuar nepermjet tuneleve te rregulluar ne nje forme “Y”, mund te trajtohet ne menyre te ngjashme. Nje shtrirje e zakonshme e nje tuneli ka nje gjatesi L dhe nje siperfaqe te seksionit terthor A_T . Vlerat L_1 , $A_{T,1}$ dhe L_2 , $A_{T,2}$ jane gjatesia dhe seksioni terthor te dy tuneleve qe takohen ne piken P. Ekuacionet e vazhdueshmerise per kullen e ekuilibrit dhe per nyjen P jane

$$A_T v = A_s u + Q \quad \text{dhe} \quad A_{T,1} v_1 + A_{T,2} v_2 = A_T v \tag{5 - 54}$$

dhe tre ekuacionet dinamike jane

$$\frac{L_1}{g} \frac{dv_1}{dt} + z_p = 0 \quad \frac{L_2}{g} \frac{dv_2}{dt} + z_p = 0 \quad (5 - 55)$$

dhe

$$\frac{L}{g} \frac{dv}{dt} + z - z_p = 0 \quad F = F_1 = F_2 = 0 \quad (5 - 55.a)$$

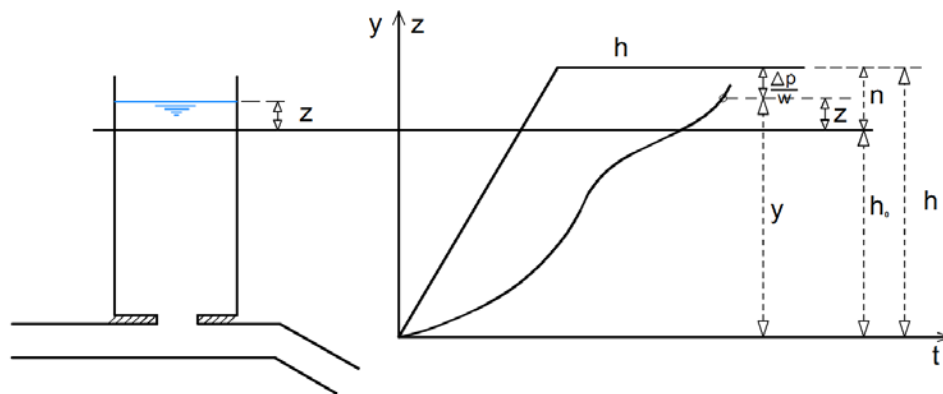
Nese ferkimi eshte perseri i neglizhuar, rezultati prezanton nje lekundje sinusoidale.

Metoda teorike mund te pergjithesohet nepermjet zevendesimit te sistemit te disa tuneleve nga nje tunel i vetem ekuivalent per te cilin nje koeficient i ashpersise duhet te vleresihet nga eksperienca.

5.8.4 Percaktimi i shkalles se mbylljes se saracineskes duke siguruar vazhdimesi te kerkuar te presionit ne fundin e poshtem te tunelit

Supozimi deri tani ka qene qe shkalla e mbylljes eshte dhene, dhe presioni maksimal per shkak te kesaj shkalle duhej te llogaritej. Ekzistojne raste te tjera, te tille si ai i shperthimit ne nje tubacion duke shkaktuar shkarkimin nepermjet carjes se shperthimit te tubit per te arritur nje shumefish te prurjes normale per ne turbine.

Figure 5-23 Percaktimi i shkalles se mbylljes se nje saracineske te emergjences per te siguruar nje ngritje te kerkuar te presionit (kullat e ekuilibrit te ngushtuar)



Saracineskat e emergjences duhet te projektohen per tu mbyllur ne nje shkalle te tille qe amplituda e grushtit hidraulik ne kulle ose pus nuk duhet te tejkaloje (ose te tejkaloje lehte) amplitudat qe ndodhin gjate operimit. Eshte supozuar keshtu qe amplitude maksimale h njihet dhe shkalla e mbylljes se saracineskes konsistente me te duhej te llogaritej.

Duke perdorur, p.sh., nje kulle ekuilibri te ngushtuar, Figure 5-23 tregon qe

$$h = h_0 + n = y + \frac{\Delta P}{w}$$

ose

$$n = y + \frac{\Delta P}{w} - h_0 = z + \frac{\Delta P}{w}$$

ku $z = y - h_0$ dhe humbjet neper ngushtim (gryke) prezantohen nga $\pm \Delta P/w$.

Ekuacioni dinamik mund te shkruhet ne formen

$$\frac{L}{g} \cdot \frac{\Delta v}{\Delta t} + \left(z_m + \frac{\Delta P}{w} \right) + Fv_m^2 = \frac{L}{g} \cdot \frac{\Delta v}{\Delta t} + n + Fv_m^2 = 0$$

$$\text{ose} \quad \Delta v = -\frac{g}{L} \Delta t (n + Fv_m^2) \quad (5 - 56)$$

n si funksion i t njihet ne cdo cast (ajo mund te jete pjese e presionit maksimal te kerkuar). Ne castin i rrjedhja neper tunel $Q_{T,i}$ eshte gjithashtu e njohur, dhe keshtu eshte rrjedhja nepermjet plasjes se tubacionit, Q_i e cila duhet te ndalet nga saracineska e emergjences.

Prurja qe hyn ne kullen e ekulibrit per cdo second do te jete

$$(Q_T - Q)_{i+1} = C_d \cdot A_d \sqrt{\left(2g \frac{\Delta P}{w} \right)} = \delta \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{w} \right)} = \delta \sqrt{(n_{i+1} - z_{i+1})} \quad (5 - 57)$$

Ekuacioni i vazhdueshmerise ne kulle eshte

$$\frac{1}{2} \left[(Q_T - Q)_i + (Q_T - Q)_{i+1} \right] \Delta t = A_s \Delta z \quad (5 - 58)$$

Duke kombinuar keto ekuacione ne perftojme

$$(Q_T - Q)_i \cdot \frac{1}{2} \Delta t = A_s \Delta z - (Q_T - Q)_{i+1} \cdot \frac{1}{2} \Delta t = A_s \Delta z - \frac{1}{2} \Delta t \delta \sqrt{(n_{i+1} - z_i - \Delta z)}$$

ose

$$\delta^2 \frac{1}{4} (\Delta t)^2 (n_{i+1} - z_i - \Delta z) = \left[(Q_T - Q)_i \cdot \frac{1}{2} \Delta t \right]^2 + A_s^2 (\Delta z)^2 - (Q_T - Q)_i A_s \Delta z \Delta t$$

ose

$$(\Delta z)^2 - \frac{\Delta t}{A_s} \left[(Q_T - Q)_i - \frac{\delta^2}{4A_s} \Delta t \right] \Delta z + \frac{(\Delta t)^2}{4A_s^2} \left[(Q_T - Q)_i^2 - \delta^2 (n_{i+1} - z_i) \right] = 0 \quad (5 - 59)$$

Ekuacioni (5 - 59) mund te perdoret per te perftuar Δy nga diferenca e njohur $(Q_T - Q)_i$. Hapi tjetër eshte llogaritja nga ekuacioni (5 - 57) ose (5 - 58) $(Q_T - Q)_{i+1}$, dhe prej andej Q_{i+1} . Keshtu

qe prurja Q mund te perftohet per cdo interval te kohes dhe nga ajo shkalla e mbylljes se saracineskes do te percaktohet.

5.8.5 Problemi i plasjes te nje tubacioni

Ky problem, ne kuptimin e tij te ngushte hidraulik, permbledh llogaritjen e prurjes qe shkarkohet nga plasja e tubit. Nese, p.sh., ndertesa e centralit eshte vendosur nentoke, kjo llogaritje duhet te ndermerret me qellim qe te percaktojme cila pjese e nderteses se centralit do te permbytej per shkak te plasjes se tubacionit. Gjeneratoret e shtrenjte duhet te vendosen ne nje lartesi te tille qe ato te ndodheshin mbi nivelin maksimal te permbytjes qe do te ndodh nen cdo kombinim te kushteve te pafavorshme. Kjo kerkese do te influencoje gjithashtu dimensionet e tunelit te shkarkimit dhe te percuesit te turbines ose tubit te shkarkimit nga turbine.

Problemi mund te zgjidhet direkt nepermjet aplikimit te ekuacionit te momentit ose duke konsideruar qendrat e gravitetit.

5.8.6 Eksperimentet ne modelet e kullave te ekuilibrit

Nje kontroll ose amplifikim te llogaritjeve te grushtit hidraulik nepermjet eksperimenteve ne model eshte gjithmone e deshirueshme dhe ne disa raste esenciale.

Per te kenaqur kete kerkese, nje teknike speciale eksperimentale eshte zhvilluar qe lejon perdorimin e modeleve te shtremberuar. Analogjite elektrike mund gjithashtu te perdoren. Megjithate nuk ka hapësire per te shpjeguar kete teknike ne kete trajtim.

5.9 Stabiliteti i nje dhe disa Kullave te Ekuilibrit

D. Thoma ishte i pari qe tregoi qe me turbinat me drejtim automatik kulla e ekuilibrit do te jete stabel hidraulikisht vetem kur siperfaqja terthore horizontale e kullës As tejkalon nje vlere minimale te caktuar. [49] Nese ky kusht nuk eshte kenaqur do te rezultojte destabilitet. Nje shembull i mirenjohur i nje kulle ekuilibri te destabilizuar jane instalimet ne HEC-in Heimbach Gjermani (1904) te dhena nga Rasch dhe Bauwens, Z. VDI.52, (1908).

Mundesia e ketij tipi te destabilitetit mund, duke ju referuar Figure 5-24, te jete deduktuar nga nje konsiderim i thjeshte fizik. Ne castin $t = -\varepsilon$ prurja nepermjet tunelit te presionit dhe tubacionit te treguar ne skice eshte uniforme $Q_{-\varepsilon}$. Ne intervalin e shkurter te kohes ε shkalla e prurjes $Q_{-\varepsilon}$ per ne turbine eshte rritur me nje sasi ΔQ ne $Q_0 = Q_{-\varepsilon} + \Delta Q$. Tani eshte e mundur per te llogaritur grushtin hidraulik qe do te rezultonte nese drejtuesi i turbines do te siguronte nje prurje konstante Q_0 . Lekundjet qe rezultojne ne kulle jane grafikuar ne Figure 5-24 (z_1).

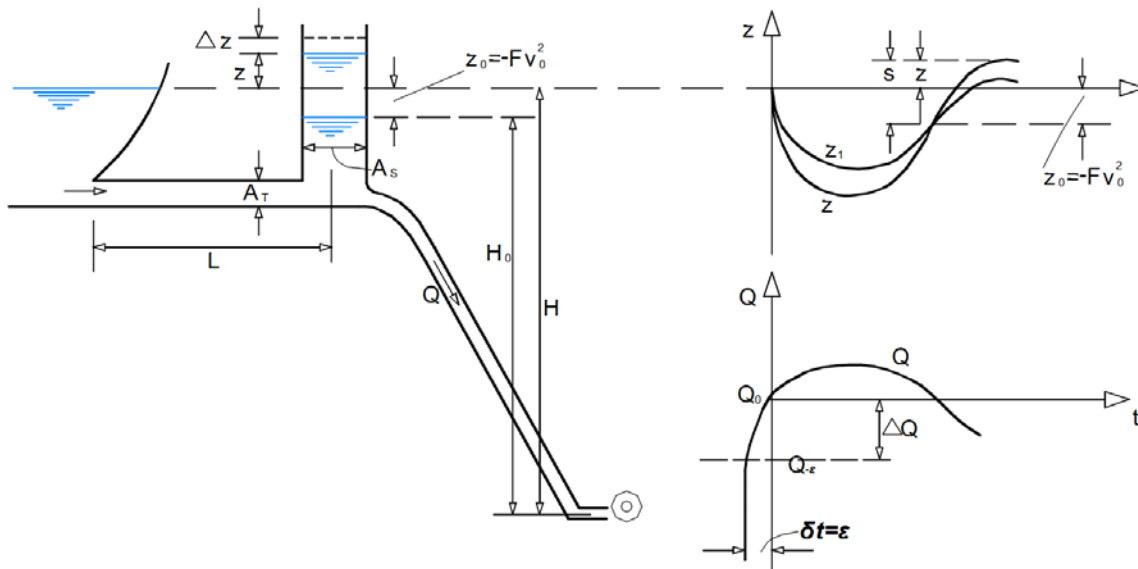
Ne praktike, drejtuesi ne nje turbine nuk siguron shkarkim konstant por fuqi konstante, ose

$$P = \eta_0 H_0 Q_0 w = \eta (H + z) Q w$$

Nese $H+z$ ndryshon me y , Q do te ndryshoje gjithashtu por ne drejtimin e kundert. Nese $H+z$ rritet (y eshte, si me pare, e matur nga niveli i ujit nga niveli i rezervuarit, dhe eshte pozitive per siper), atehere Q do te yvogelohet dhe e anasjellta. Sic tregohet ne Figure 5-24, grafiku i Q ne varesi te kohes t nuk eshte nje vije horizontale e drejte por nje kurbe qe lekundet afersisht ne simetri (rreth nje aksi horizontal) me grafikun e z_1 ne varesi te t .

Keto ndryshime ne shkarkim, Q , rezultojne nga ana tjetere ne nje rritje ne amplitude e lekundjeve z_1 e cila ishte bazuar ne nje shkarkim konstant Q_0 . Nje llogaritje me precise i ketyre lekundjeve prodhon nje kurbe te re per z qe do te devijojedhe me larg se kurba per z_1 nga vija e drejte $z_0 = -FV_0^2$ qe prezanton kushtet e qendrueshme. Nuk eshte e veshtire te shohesh qe lekundjet e ketij tipi mundet qe ne rrethana te caktuara te behen jo stabil. Limiti i stabilitetit mund te investigohet algebrakisht.

Figure 5-24 Paraqitje e analizes se stabilitetit, y_1 (vija e vazhduar): lekundjet ne drejtues jane vendosur per te siguruar prurje konstante, y (vija e nderprere) lekundjet per shkak te drejtimit per fuqi konstante.



Konsideratat qe vijojne formojne bazat e investigimit tone:

Jane tre ekuacione qe mund te aplikohen per cdo rast te pergjithshem – ekuacioni dinamik, ekuacioni i vazhdueshmerise dhe ekuacioni i drejtuesit te turbinës. Ne rastin e kullave te njepasnjeshtme te ekuilibrit ekuacionet dinamike dhe te vazhdueshmerise mund te ndahen ne familje ekuacionesh. Ne vijim po japim nje perpjekje per te shprehur te gjithë keto ekuacione ne formen

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \phi(t) \frac{dz}{dt} + \psi(t) z = 0$$

$$A_n \frac{d^n z}{dt^n} + A_{n-1} \frac{d^{n-1} z}{dt^{n-1}} + A_{n-2} \frac{d^{n-2} z}{dt^{n-2}} + \dots + A_1 z + A_0 = 0$$

ose

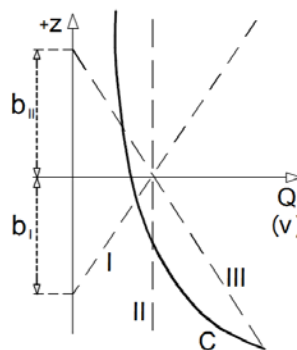
Nje shenim per ekuacionet e drejtuesit te turbines eshte i nevojshem perpara ngarkimit te tij ne investigimin e detajuar per disa raste te vecanta. Cdo ekuacion i drejtuesit te turbines $\Phi(Q,z) = 0$ mund te paraqitet nepermjet nje kurbe qe lidh Q dhe z . Per shembull, $Q =$ konstant prezantohet nga nje vije e drejte II ne figuren 1-25, $Q = Q_0 \sqrt{[(H+z)/H]}$ (drejtuesi nuk ndryshon siperfaqen e hapur te seksionit terthor te grykes se turbines) eshte nje funksion qe rritet me z . Ky funksion mund te prezantohet nga nje vije e drejte ne ngritje (I ne Figuren 5-25.) nese $Q = Q_0 \sqrt{[(H+z)/H]}$ eshte prezantuar nepermjet perafritimit $Q = Q_0 [1+z/(2H)]$. Ekuacioni i drejtuesit per fuqi konstante ne dalje eshte

$$Q = \frac{\eta_0 Q_0 H_0}{\eta(H+z)}$$

dhe ky ekuacion eshte i prezantuar nga nje kurbe renese te tille si C ne Figuren 5-25 (ne Figuren 5-25, Q dhe z jane zgjedhur si koordinata. Nen kushtet e qendrushme $dz/dt=0$ dhe v mund te perdoret si ordinate ne vend te Q , sic tregohet ne kllapa ne Figuren 5-25).

Frank dhe Schuller kane treguar qe, per shkarkim konstant ($Q = \text{konst.}$), te gjitha lekundjet jane stabel nese ferkimi merret ne konsiderate. [48] Lekundjet gjithashtu do te jene stabel – per cdo siperfaqe te kullës se ekuilibrit- nese ekuacioni i drejtuesit prezantohet nga nje kurbe ngritese te tille si i ne Figuren 5-25, ose nese siperfaqja e hapjes se grykes se turbines eshte mbajtur konstant. Destabiliteti do te jete i mundur vetem ku ekuacioni i drejtuesit eshte prezantuar nga nje kurbe renese te tille si C ose III ne Figuren 5-25.

Figure 5-25 Karakteristikat e drejtuesit te turbines (kurba C prezanton drejtimin per fuqi konstante)



Prezantimi i nje ekuacioni te drejtuesit jo korrekt ne llogaritjet e grushtit hidraulik mund te coje qartesisht ne gabime serioze ne konkluzionet e pergjithshme per stabilitetin e nje sistemi te kullës se ekuilibrit.

Seksioni ne vazhdim do te merret vetem me problemin e drejtimit per fuqi konstante dalese te turbines.

5.9.1 Stabiliteti i nje kulle cilindrike ekuilibri dhe puse me dhoma te zgjerueshme – Rasti i amplitudave te vogla dhe te medha

Ekuacionet qe vijojne tashme familiar mund te perdoren perseri:

$$\frac{L}{g} \frac{dv}{dt} + z + Fv^2 = 0 \quad (5 - 60)$$

$$Q = vA_r - A_s \frac{dz}{dt} \quad (5 - 61)$$

$$Q(H + z) = Q_0 H_0 = C = \frac{P}{\eta \cdot w} \quad (5 - 62)$$

P eshte fuqia dalese e turbines pas ndryshimit te menjehershem, dhe eshte supozuar te mbetet konstante. η dhe A_s jane gjithashtu supozuar te jene konstante. Duke diferencuar ekuacionet (5 - 61) dhe (5 - 62) dhe barazuar ne perftojme

$$\frac{dQ}{dt} = -C(H + z)^{-2} \frac{dz}{dt} = A_r \frac{dv}{dt} - A_s \frac{d^2z}{dt^2} \quad (5 - 63)$$

dhe

$$\frac{dv}{dt} = \frac{A_s}{A_r} \cdot \frac{d^2z}{dt^2} - \frac{C}{A_r(H + z)^2} \frac{dz}{dt} \quad (5 - 64)$$

Zevendesimi ne ekuacionin (5 - 60) dhe zhvillimi i v^2 do te prodhoje

$$\frac{L}{g} \cdot \frac{A_s}{A_r} \frac{d^2z}{dt^2} - \frac{LC}{gA_r(H + z)^2} \frac{dz}{dt} + z + \frac{FC^2}{A_r^2(H + z)^2} + \frac{FA_s^2}{A_r^2} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + \frac{2FCA_s}{A_r^2(H + z)^2} \frac{dz}{dt} = 0$$

ose pas rregullimeve

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \frac{gFA_s}{A_rL} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + \frac{dz}{dt} \left[\frac{2gFC}{A_rL(H + z)} - \frac{C}{A_s(H + z)^2} \right] + \frac{gA_r}{LA_s} z = - \frac{FC^2g}{LA_sA_r(H + z)^2} \quad (5 - 65)$$

Ekuacioni (5 - 65) prezanton nje lekundje. Akset rreth te cilit lekundjet ndodhin mund te gjenden duke zevendesuar kushtet e gjendjes se qendrushme, d.m.th. $z = z_0 = \text{konst}$ dhe $dz/dt = 0$, $d^2z/dt^2 = 0$. Ekuacioni (5 - 65) eshte reduktuar ne

$$A_r^2 z_0 (H + z_0)^2 + FC^2 = 0$$

ose

$$C = A_T (H + z_0) \sqrt{\left(\frac{z_0}{-F}\right)}$$

ose

$$z_0 = -\frac{FC^2}{A_T^2 z_0 (H + z_0)^2} = -\frac{FQ_0^2}{A_T^2} = -FV_0^2$$

$z_0 = -FV_0^2$ është prandaj limiti që z do të arrijë dhe që aplikohet në kushtet e qëndrueshme duke dhënë një fuqi kontante të turbinës P.

Sic tregohet në Figure 5-26, pozicioni i aksit të lekundjes mund të përcaktohet grafikisht nga intersektimi i kurbave që prezantojnë njëkohësisht ekuacionet $-FV^2 = z$ (parabola për ekuacionin dinamik) dhe $C = \text{konst}$ (hiperbola për ekuacionin e drejtuesit të turbinës). Në kushte të qëndrueshme të dyja duhet të kenaqen, dhe kjo do të çojë në dy zgjidhje I dhe II. Figure 5-26 gjithashtu tregon që është një kurbe, C_{\max} , që korrespondon me fuqinë maksimale të mundshme të turbinës nga sistemi, që është një tangente e kurbës së humbjeve nga ferkimi (ekuacioni dinamik). Dy akset I dhe II koincidojnë duke formuar një aks të vetëm që kalon nëpërmjet pikës së tangents. Koordinatat e pikës së tangents janë përfutur nga diferencimi në lidhje me z ekuacionin

$$C = Q(H + z) = \frac{z^{1/2}}{F^{1/2}} A_T (H + z)$$

për të dhënë

$$\frac{\partial C}{\partial z} = \frac{A_T}{2F^{1/2}} (H + z) z^{-1/2} + \frac{z^{1/2}}{F^{1/2}} A_T = 0$$

dhe

$$z = -1/3H$$

Sic u tha më sipër, maksimumi i fuqisë dalese nga turbine do të përfutet kur humbjet nga ferkimi ndërmjet rezervuarit dhe turbinës kanë një vlerë $z_0 = z = 1/3H$, megjithatë në praktikë është joekonomike të operohet një skemë me vlera të tilla të humbjeve nga ferkimi.

Për analizë të mëtejshme të ekuacionit (5 - 65) do të ishte e pershtatshme për të levizur aksin horizontal me $z_0 = -FV_0^2$, kështu që $z = z_0 + s$, me qëllim që të eliminohet termi i anës së djathtë në ekuacionin (5 - 65). Nëse $z_0 = -FV_0^2 = -FC^2/[A_T^2(H+z_0)^2]$ dhe nëse shtrijme serite

$$\frac{1}{(H + z_0 + s)^2} = (H + z_0)^{-2} - 2(H + z_0)^{-3} s + 3(H + z_0)^{-4} s^2 - \dots$$

në përfutje

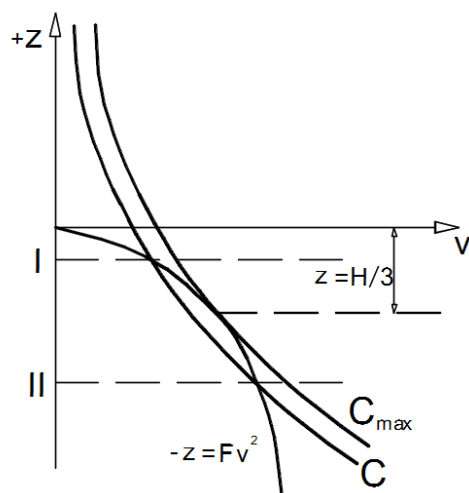
$$\frac{d^2s}{dt^2} + \frac{gFA_s}{A_r L} \left(\frac{ds}{dt} \right)^2 + \left[\frac{2gFC}{A_r L(H+z_0+s)} - \frac{C}{A_s(H+z_0+s)^2} \right] \frac{ds}{dt} + \left[\frac{gA_r}{LA_s} - \frac{gFC^2}{LA_s A_r (H+z_0)^2} \left(\frac{2}{H+z_0} - \frac{3s}{(H+z_0)^2} + \dots \right) \right] s = 0 \quad (5 - 66)$$

qe eshte nje ekuacion i formes

$$\frac{d^2s}{dt^2} + \phi(t) \frac{ds}{dt} + \psi(t) s = 0 \quad (5 - 67)$$

dhe do te diskutohet me poshte.

Figure 5-26 Percaktimi i aksit te lekundjeve dhe kurba e fuqise max. te turbines



(i) Rasti i amplitudave te vogla

Nese amplitudat e lekundjeve jane te vogla, termat qe permbajne $(ds/dt)^2$ dhe s^2 mund te neglizhohen pasi ato jane produkt i vlerave te vogla dhe te nje rendi me te larte se vlerat ds/dt dhe s . Ekuacioni (5 - 66) do te thjeshtohet ne

$$\frac{d^2s}{dt^2} + \left[\frac{2gFC}{A_r L(H+z_0)} - \frac{C}{A_s(H+z_0)^2} \right] \frac{ds}{dt} + \frac{gA_r}{LA_s} \frac{(H+3z_0)}{(H+z_0)} s = 0 \quad (5 - 68)$$

qe eshte i formes

$$\frac{d^2s}{dt^2} + 2a \frac{ds}{dt} + bs = 0 \quad (5 - 69)$$

d.m.th. nje ekuacion diferencial linear i rendit te dyte zgjidhja e te cilit varet nga rrenjet e ekuacionit te grades se dyte

$$r^2 + 2ar + b = 0$$

Rezultatet jane:

Per $b > 0$ dhe $a^2 < b$ nje lekundje periodike

$a > b$ nje lekundje qe shuhet

$a = 0$ nje lekundje e paster sinusoidale

$a < 0$ nje lekundje e detyruar

Per $a^2 > b$ lekundja eshte periodike dhe rezultatet jane:

per $a > \sqrt{b}$ nje lekundje aperiodike qe shuhet

$-a > \sqrt{b}$ nje lekundje e detyruar aperiodike

Nese lekundja eshte per tu shuar, $b > 0$ dhe $a > 0$. Kushti $b > 0$ ne ekuacionin (5 - 68), do te thote

$$\frac{H + 3z_0}{H + z_0} > 0$$

dhe meqe $H + z_0 > 0$,

$$-z_0 = Fv_0^2 \leq \frac{1}{2}(H + z_0) \quad (5 - 70)$$

Ky kufizim i humbjeve nga ferkimi do te thote qe nje fuqi maksimale e caktuar dalese nuk duhet te tejkalohet (shih Figure 5-26).

Ne menyre te ngjashme kushti $a > 0$ na con ne

$$\frac{2gFC}{A_T L(H + z_0)} \geq \frac{C}{A_s (H + z_0)^2}$$

ose

$$A_{s,\min} \geq \frac{v_0^2}{2g} \cdot \frac{LA_T}{Fv_0^2 (H + Fv_0^2)} = A_{TH} \quad (5 - 71)$$

ky eshte kushti Thoma per stabilitetin e kullave te ekuilibrit me lekundje te amplitudave te vogla dhe A_{TH} eshte siperfaqja e seksionit terthor me e vogel e Thoma-s per nje kullës ekulibri (i njejti kriter eshte vendosur per pompat centrifugale. Vlefshmeria e formulese se Thoma-s eshte kontrolluar ne model nga D. Bonnard dhe A. Gardel).

Mosbarazimi (5 - 71) mund te prezantohet nga ekuacioni

$$A_s = nA_{TH} \quad (5 - 72)$$

ku $n \geq 1$ është koeficient i sigurisë. Nëse në formulën e Strickler ose Manningut është përdorur për të përcaktuar humbjet nga ferkimi Fv_0^2 , me $k_s \approx 85$ ose $n \approx 0.012$ dhe $H_0 = H - Fv_0^2$, një formulë e përshtatshme përftohet për dimensionet horizontale të një kulle ekuilibriose pusi.

$$A_s = \left. \frac{nk_s^2 \pi D_T^{10/3}}{2^{17/3} g H_0} \square 45n \frac{D_T^{10/3}}{H_0} \right\} \text{ në sistemin metrik të njësive} \quad (5 - 73)$$

Ku D_T është diametri, ose diametri ekuivalent i tunelit me presion.

Kjo formulë duhet të aplikohet për çdo seksion tërthor horizontal të kullës së ekuilibrit që sipërfaqja e ujit mund të okupojë, duke përfshirë pusin e ngushtë ndërmjet dhomave të zgjeruara.

(ii) Rasti i amplitudave të mëdha

Në rastin e amplitudave të mëdha, $\varphi(t)$ dhe $\psi(t)$ në ekuacionin (5 - 67) janë funksione të komplikuar të kohës t , të ordinatës z dhe dz/dt . Schuller dhe Karas kanë vendosur përpara një metode të përafërt të llogaritjes në të cilën funksionet $\varphi(t)$ dhe $\psi(t)$ janë zëvendësuar nga vlerat e përshtatshme mesatare konstante të $\varphi_m(t)$ dhe $\psi_m(t)$. Ekuacioni (5 - 67) atëherë është ndryshuar në një ekuacion të formës (5 - 69).

Ideja baze e metodës së përafërt është përmbledhur më poshtë.

Termet e ekuacionit

$$\frac{d^2 z}{dt^2} + 2a \frac{dz}{dt} + bz = 0 \quad (5 - 74)$$

jane shumëzuar me $(dz/dt)dt$, dhe integruar ndërmjet 0 dhe t ,

$$\int_0^t \frac{d^2 z}{dt^2} \frac{dz}{dt} dt + b \int_0^t z \frac{dz}{dt} dt = -2a \int_0^t \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 dt$$

ose

$$\left[\frac{1}{2} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right]_0^t + b \left[\frac{z^2}{2} \right]_0^t = -2a \int_0^t \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 dt \quad (5 - 75)$$

Krahu i majtë i këtij ekuacioni prezanton ndryshimin e shumës së energjisë kinetike dhe potenciale të sistemit të lekundjeve gjatë intervalit të kohës nga 0 në t . Nëse a dhe b janë

pozitive, termi i krahut te djathte tregon qe kjo shume duhet te jete gjithmone negative. Energjia totale e nje lekundje stabile ne perputhje me ekuacionin (5 - 69) zvogelohet.

Ekuacioni (5 - 67) mund te trajtohet ne te njejten menyre:

$$\int_0^t \frac{d^2 z}{dt^2} \frac{dz}{dt} dt + \int_0^t \psi(t) z \frac{dz}{dt} dt = - \int_0^t \phi(t) \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 dt \quad (5 - 76)$$

Nese vlerat e $\phi(t)$ dhe $\psi(t)$ nuk ndryshojne shume me kohen, dy vlerat mesatare $\phi_m(t)$ dhe $\psi_m(t)$ mund te percaktohen, keshtu qe ekuacioni (17) ndyshon sa me pak te jete e mundur nga ekuacioni (16):

$$\left[\frac{1}{2} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 \right]_0^t + \psi_m(t) \left[\frac{z^2}{2} \right]_0^t = - \int_0^t \phi(t) \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 dt = - \phi(t) \int_0^t \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 dt \quad (5 - 77)$$

Ekuacioni (5 - 77) prezanton nje lekundje stabel nese te dyja mesataret $\phi_m(t) > 0$ dhe $\psi_m(t) > 0$.

Rendesia e kesaj metode eshte demtuar nga ndryshimet e medha te dy funksioneve $\phi(t)$ dhe $\psi(t)$ me kohen. Vlerat e $\phi_m(t)$ dhe $\psi_m(t)$ duhet, per kete, te zgjidhen me kujdes te vecante.

Nje linje e metodes konsiston ne zevendesimin $A_s = nA_{Th}$ dhe $s \approx \pm z x \sin(2\pi/T)$ ne shprehjen

$$\phi(t) = \frac{2FgC}{A_T L(H + z_0 + s)} - \frac{C}{A_s (H + z_0 + s)^2} + \frac{FgA_s}{LA_T} \frac{ds}{dt}$$

qe do te jape, nese $s/(H+z_0)$ eshte e vogel

$$\phi(t) = \frac{2FgC}{LA_T (H + z_0)} \left[\frac{1}{1 + [s/(H + z_0)]} - \frac{1}{n \{1 + [s/(H + z_0)]\}^2} - \frac{1}{2} \cos \frac{2\pi t}{T} \right] + \frac{2FgC}{LA_T (H + z_0)} \left[1 - \frac{1}{n} - \left(1 - \frac{z}{n} \right) \frac{s}{H + z_0} - \frac{1}{2} \cos \frac{2\pi t}{T} \right]$$

Vlera mesatare e $\phi_m(t)$ percaktohet nga

$$\phi_m(t) = \frac{\int_0^t \phi(t) \left(\frac{ds}{dt} \right)^2 dt}{\int_0^t \left(\frac{ds}{dt} \right)^2 dt}$$

Per lekundjet qe i afrohen limitit te stabilitetit, llogaritjet na cojne ne

$$n^* = \frac{A_s}{A_{TH}} = \left(1 + 0.482 \frac{z_*}{H + z_0} \right) \quad (5 - 78)$$

Formula (5 - 78) tregon influencen e raportit $z_*/(H+z_0)$ ne lekundjet me amplitude te madhe (sipas Schuller $n^* = 2$ dhe sipas Karas $n^* > 2-3$. Asnjeri nga keto perfshiu raportin $z_*/(H+z_0)$, dhe te dy vlerat e tyre jane shume te larta).

Duke futur parametrat e Vogt-it ne ekuacionin (5 - 78),

$$\beta = \frac{+Fv_0^2}{H} \quad \varepsilon = \frac{LA_T v_0^2}{gA_s (Fv_0^2)^2} = \frac{z_*^2}{(Fv_0^2)^2}$$

ne perftojme

$$n^* = 1 + 0.482 \sqrt{\varepsilon} \frac{\beta}{1 - \beta} = \frac{A_s}{A_{TH}} = \frac{2}{\varepsilon} \cdot \frac{1 - \beta}{\beta} \quad (5 - 79)$$

ose

$$\frac{\beta^*}{1 - \beta^*} + 0.482 \sqrt{\varepsilon} \left(\frac{\beta^*}{1 - \beta^*} \right) - \frac{2}{\varepsilon} = 0 \quad (5 - 79.a)$$

Per $n = n^*$. Per te siguruar stabilitetin e kules se ekuilibrit, $\beta < \beta^*$. Kurba e β ne varesi te ε mundet atehere qe te krahasohet me kurben e β_{Fr} qe ka qene perftuar nga metoda direkte grafike e J. Frank, dhe duhet te shenohet sa larg eshte perputhja e dy kurbave. Ne nje menyre te ngjashme kushti i Thoma-s per stabilitetin e kules se ekuilibrit mund te shprehet ne raporte, d.m.th. ne forme pa dimensione. [49], [50] Sipas Thoma-s,

$$\varepsilon_{Th} = \frac{2(1 - \beta_{Th})}{\beta_{Th}} \quad (5 - 80)$$

dhe vlerave te Thoma-s β_{Th} , te Frank-ut β_{Fr} dhe β^* perftuar nga ekuacioni (5 - 79.a) jane vendosur ne tabelen e meposhtme (gjithashtu shih Figuren 5-27).

Table 5-7 Vlerat e Thoma-s β_{Th} , te Frank-ut β_{Fr} dhe β^* perftuar nga ekuacioni (5 - 79.a)

ε	100	50	40	30	20	10
β_{Th}	0.0196	0.0385	0.0476	0.0620	0.0910	0.0167
β_{Fr}	0.0196	0.0368	0.0440	0.0566	0.0750	0.0104
β^*	0.0181	0.0344	0.0424	0.0545	0.0776	0.0138

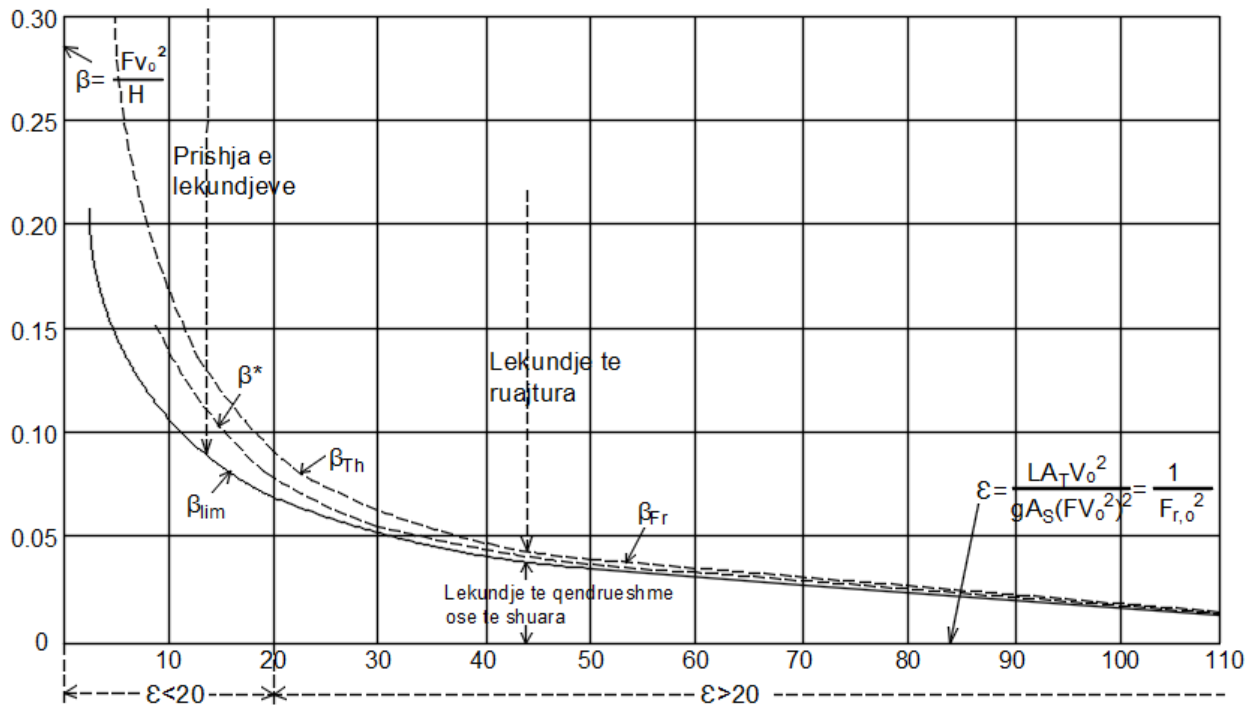
Per $\varepsilon > 20$, vlerat e β^* jane shume afer vlerave te β_{Fr} te cilat jane llogaritur nepermjet metodes direkte. Per $\varepsilon < 20$, ekuacioni (5 - 79.a) i nxjerre analitikisht nuk mund te aplikohet. Nese ne kete rast te fundit, $\beta > \beta_{lim}$, edhe pse $\beta < \beta^*$, grushti hidraulik „shembet“, d.m.th. niveli i

ujit ne dhome arrin aksin e lekundjes II (kurba C ne Figure 5-28 dhe Figure 5-29 a dhe c) dhe kulla e ekuilibrit eshte boshatisur pa mundesine e nivelit te ujit te ngrihet perseri ne te njejten lekundje. Frank ka dhene tabelen qe vijon qe lidh vlerat e kufizuara β_{lim} dhe parametrin ϵ . ($\beta \leq \beta_{lim}$).

Table 5-8 Lidhja ndermjet β_{lim} dhe parametrin ϵ sipas Frank

ϵ	20	10	6	2.5
β_{lim}	0.075	0.1045	0.134	0.205

Figure 5-27 Kurbat e β_{Th} te Thoma-s, te Frank-ut β_{Fr} dhe β^* dhe β_{lim} ne grafik kundrejt ϵ . Per $\epsilon > 20$ kurbat β_{Fr} aplikohen. Per $\epsilon < 20$ kurbat β_{lim} aplikohen



Kurba a: lekundje ne shuarje rreth aksit I

Kurba b: lekundje qe i afrohen aksit II

Kurba c: "Shembje" e grushtit hidraulik

Figure 5-28 Lekundjet ne shuarje rreth askit I, II dhe “shembje” e grushtit hidraulik

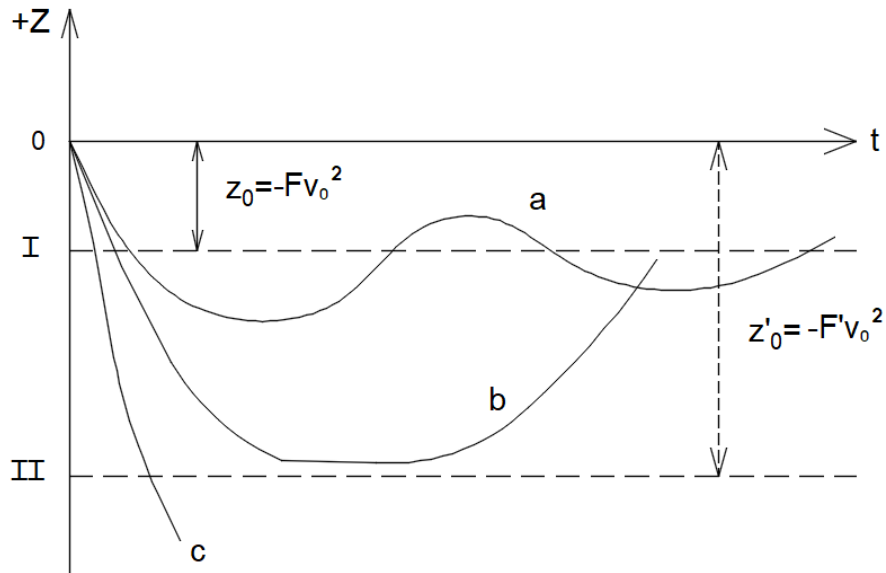
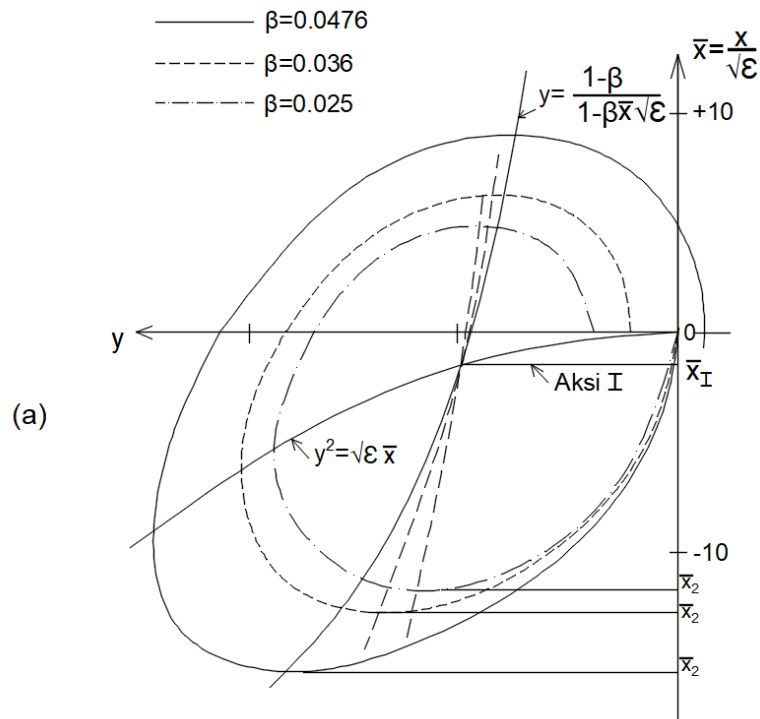


Figure 5-29 Percaktimi grafik (duke perdorur parametrat pa dimensione dhe raportet) i lekundjeve stabil dhe jostabil sic perskruhen ne Figure 5-28. Metoda ketu (e perdorur nga Frank) duke perfshire marredhenien ndermjet z dhe v eshte e ngjashme me diagramat e Ca



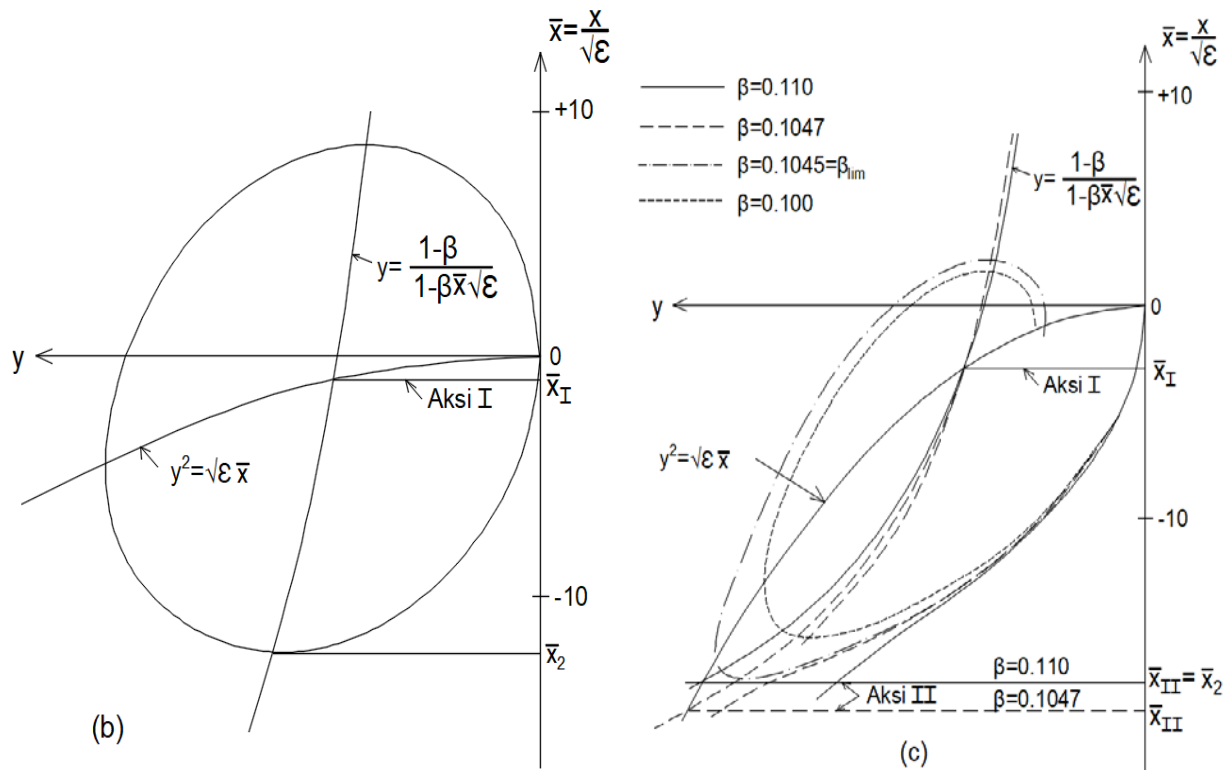


Figura 5 – 27 gjithashtu permban vlerat e kurbes β_{lim} te cilat per cdo ϵ te dhene jane gjithmone me te vogla se β^* dhe te cilat kurre nuk tejkalohen.

Per te siguruar stabilitetin e kullës së ekuilibrit mosbarazimet $\beta < \beta^*$ ose $\beta < \beta_{lim}$ duhet te kenaqen.

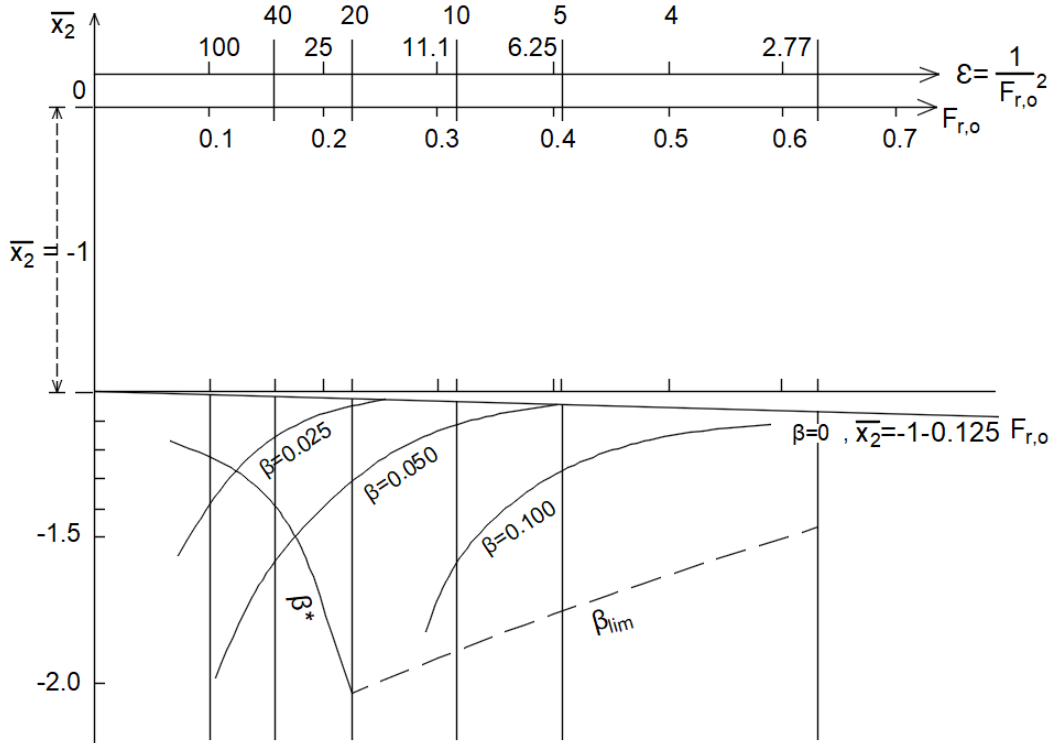
Nje ceshtje tjeter ka lidhje me kushtin e dyte te Thoma-s, $Fv_0^2 < 1/2H_0$, ne prezantimin pa dimensione. Nga tabelat e mesiperme qe lidhin β dhe ϵ marredhenia e meposhtme ndermjet ϵ dhe Fv_0^2 mund te perftohet:

Table 5-9 Kushti i dyte Thoma, vlerat e Fv_0^2 ne varesi te ϵ

$\epsilon = 100$	50	30	20	10	6	2.5
$Fv_0^2 \leq H/55.5$	H/29.4	H/29.4	H/29.4	H/29.4	H/29.4	H/29.4

Prodhimi maksimal i lejuar i HEC-it (konsistent me stabilitetin hidraulik) eshte qartesisht me i vogel se do te kishte qene parashikuar nga kushti i dyte i Thoma-s.

Figure 5-30 Grafiku i uljes maksimale te lekundjeve per shkak te hapjes se menjehershme ne varesi te siperfaques maksimale te saracineskes; llogaritja perfshin tolerance per humbjet nga ferkimi dhe eshte bazuar ne supozimin e drejtimit per fuqi dalese te barabarte



Ceshtja e fundit per t'u konsideruar ne kete seksion lidhet me amplituden maksimale te uljes gjate lekundjeve. Sipas Calame dhe Gaden raporti $z_{r,1}$ qe inkorporon lekundjen maksimale ne ulje z_1 eshte $z_{r,1} \approx -1 - 0.125F_{r,0}$ (shih seksionin 5.5.6.4).

Nese drejtuesi supozohet te vendoset per te dhene fuqi konstante te turbines, llogaritja e kuate e uljes maksimale te nivelit te ujit ne kulle do te jap amplituda shume me te medha sesa formula e mesiperme. Kjo mund te tregohet me thjesht ne formen grafike (shih Figure 5-30).

5.9.2 Stabiliteti i nje kulle cilindrike me ngushtim, diferenciale dhe me shume dhoma

Problemi i stabilitetit te kullës së ekuilibrit me ngushtim dhe i kullës së ekuilibrit diferenciale të Johnson-it është zgjidhur kohët e fundit. Me një kullë ekuilibri me ngushtim gryka duhet të jetë mjaftueshmerisht e madhe për të lejuar shuarje të mjaftueshme të vaveve të presionit. Me amplitudë shumë të vogla të lekundjeve, shpejtësia nëpërmjet grykës, $u_d = Q_d/A_d$, është aq e vogël sa një trajtim i njëjtit që është përdorur me kullat e ekuilibrit mund të aplikohet.

Nese lekundjet dhe si rezultat u_d , është shumë e madhe për t'u nglizhuar, humbjet e presionit përmes grykës $\pm \Delta P/w$ duhet të shtohet në $H + z$, dhe ekuacioni i drejtuesit do të bëhet

$$P = \eta Q \left(H + z \pm \frac{\Delta P}{w} \right) = C$$

Diapazoni i ndryshimeve te termave ne kllapa $(H + z \pm \Delta P/w)$ mund te jete qartesisht me e madhe se diapazoni i $(H + z)$ ne nje kulle ekuilibri te thjeshte. Kjo eshte nje pike e rendesishme qe tregon qe ekziston nje limit ne shkallen e ngushtimit te lejuar ne nje kulle ekuilibri qe eshte pjese e nje sistemi te pajisur me nje drejtues qe funksionon ne menyre te pershtatshem.

Stabiliteti i nje kulle ekuilibri me ngushtim mund gjithmone te kontrollohet nepermjet llogaritjeve direkte analitike ose grafike.

Uljet e medha ne kulle mund te shkaktojne nje ulje ne frekuence. Kjo mund te kontrollohet nga llogaritjet hap pas hapit qe marrin parasysh (ne linje te llogaritjeve te stabilitetit te drejtuesit) masen rrotulluese te gjeneratorit dhe vec kesaj masat rrotulluese te gjitha makinerive te tjera te lidhura me sistemin elektrik. Kjo ulje ne frekuence mund te vendose nje limit ne aftesine e kules sekuilibrit per te pranuar ngarkesen dhe mund te jene nje konsiderate e rendesishme ne projektimin e kullave te ekuilibrit te medha.

Akoma, nje limit tjetër eshte arritur kur goditja e drejtuesit eshte ne fundit e tij dhe eshte arritur maksimumi i hapjes se portes.

Kulla e ekuilibrit diferenciale e Johnson-it mund te konsiderohet ne nje menyre te ngjashme. Per lekundje shume te vogla diferencat ndermjet niveleve te ujit ne ngrites dhe ne dhomen jane te neglizhueshme. Ne analizen e stabilitetit te lekundjeve me amplituda shume te vogla, shumta e siperfaqeve te seksioneve terthore te ngritesit dhe dhomes mund te perdoren ne formule per kullen e thjeshte.

Nese amplituda e lekundjeve nuk eshte me e vogel qe mund te neglizhohet, drejtimi i turbines do te varet ne lekundjet ne ngrites, te cilat mund te kene nje amplitude shume me te madhe sesa lekundjet ne dhomen e kules. Siperfaqja per tu perdorur per llogaritjen e stabilitetit do te jete per kete me e vogel se totali, por ndoshta me e madhe se siperfaqja e ngushte e vete ngritesit. Kjo do te varet qartesisht ne siperfaqen e grykes ne tabanin e ngritesit.

Perseri, llogaritjet direkte mund dhe duhet te jene perdorur per te kontrolluar stabilitetin e kules se ekuilibrit diferenciale. Per kete deri tani nuk ka qene e mundur per te zhvilluar nje teori te pergjithshme qe do te lejonte per amplituda te medha te lekundjeve.

Teorite e zhvilluara deri tani per kulla ekuilibri te njepanjeshme jane njelloj te kufizuara ne lekundjet pafundesisht te vogla. Keto teori duket te japin nje pamje me te pershtatshme te lekundjeve ne kullat e ekuilibrit te njepasneshme; por edhe ketu llogaritjet ekzakte perbejne nje kontroll te deshiruar.

Sic ka qene theksuar me siper, ekziston nje dallim kryesor ndermjet kullave te njepasnjeshme te vendosur ne dy anet e turbines (Figure 5-18) dhe atyre te vendosur ne nje grup ne anen e siperme te turbines (Figure 5-16).

Mund te tregohet qe kullat e ekuilibrit te njepasnjeshme te tipit te Figure 5-18 duhet te kene siperfaqet:

$$A_I \geq \frac{A_{T,I} L_I [1 + (A_I / A_{II})]}{2gF_I (H - F_I v_{I,0}^2 - F_{II} v_{II,0}^2)} \quad (5 - 81)$$

dhe

$$A_{II} \geq \frac{A_{T,II} L_{II} [1 + (A_{II} / A_I)]}{2gF_{II} (H - F_I v_{I,0}^2 - F_{II} v_{II,0}^2)} \quad (5 - 81.a)$$

Straubel e shtriu analizen e stabilitetit te Thoma-s per te mbuluar kullat e ekuilibrit dyshe sic tregohen ne Figure 5-16. Dy ekuacionet dinamike diferenciale te njekohshem jane zvogeluar ne nje ekuacion te vetem diferencial te rendit te katert me perdorimin e ekuacioneve te vazhdueshmerise dhe vendosur

$$F_I v_I^2 \cong -F_I v_{I,0}^2 + 2F_I v_I v_m$$

dhe

$$F_{II} v_{II}^2 \cong -F_{II} v_{II,0}^2 + 2F_{II} v_{II} v_m$$

ku v_m prezanton nje shpejtesi mesatare te rrjedhjes. Nese kulla e ekuilibrit ne anen e poshtme II, vendosur afer tubacionit per ne turbine, i eshte dhene nje siperfaqe te seksionit terthor me te vogel se minimumi i dhene nga Thoma-s, me kusht qe ajo nuk eshte me e vogel se gjysma, stabiliteti i grushtit hidraulik mund perseri te arrihet nese ω ne ekuacionin $A_I = \omega A_{II}$ shtrihet brenda nje diapazoni te caktuar nga ω_{max} ne ω_{min} . Vlerat e ω_{max} dhe ω_{min} jane funksione te raportit te gjatesise se tunelit, $m = L_I/L_{II}$, dhe raportit tesiperfaqeve te kullave te ekuilibrit, $n = A_{II}/L_{Th}$, Shuma e siperfaqeve te seksioneve terthore te dy kullave te ekuilibrit, $A_I + A_{II}$, mund te tregohen te jene me te medha se siperfaqja minimale e vetme qe kenaq kushtin e stabilitetit te Thoma-s, A_{Th} .

Ekzistojne arsye te tjera qe e bejne ate te avantazhuar per te shmangur siperfaqet shume te vogla te kullave se ekuilibrit te poshtem A_{II} , te tille qe kufizimi i amplitudes se lekundjeve ku eshte nje ndryshim i madh ne nivelet e rezervuarit.

Fenomeni i destabilitetit mund gjithashtu te ndodhe ne projektimin e kullave te ekuilibrit te treguara ne Figure 5-40, per te shuar cdo lekundje.

5.9.3 Faktore te tjere qe mund te influencojne ne stabilitetin e kullave se ekuilibrit

- (i) Influenca e energjise se shpejtesise

Le te jete v_2 shpejtesia ne tunel menjehere poshte kulles se ekuilibrit. Influenca e energjise se shpejtesise $v_2^2/2g = F_2v_2^2$ ne stabilitetin e kulles se ekuilibrit ose puseve te kulles eshte investiguar nga Calame dhe Gaden te cilet bene dy supozime:

- (1) Ne tunelin me presion dhe ne kullen e ekuilibrit energjia e shpejtesise mund te konsiderohet si humbje dhe shtohet ne humbjet nga ferkimi (humbjet ne hyrje te tunelit me presion jane sigurisht per t \acute{u} shtuar tek humbjet nga ferkimi).
- (2) Me qellim te llogaritjes se energjise se nevojshme mund te supozohet qe energjia e shpejtesise mund te mbulohet, dhe energjia e shpejtesise nuk nevojitet te zbritet nga energjia totale bruto H.

Le te jete F_1v^2 humbjet nga ferkimi duke perfshire humbjet ne hyrje. Humbjet totale do te jene

$$Fv^2 = F_1v^2 + F_2v_2^2$$

dhe energjia ne kullen e ekuilibrit

$$H_0 = H - F_1v_0^2 = H - Fv_0^2 + F_2v_{2,0}^2$$

Keshtu qe fuqia dalese e turbines do te jete

$$P = \eta w Q \left(H + z + \frac{v_2^2}{2g} \right) = \eta w Q \left(H_0 + F_1v_0^2 + z + F_2v_2^2 \right) = P_0$$

Duke pranuar kete supozim, mund te tregohet qe siperfaqja minimale do te jete

$$A_{s,\min} \geq \frac{v_0^2}{2g} \cdot \frac{LA_T}{(H_0 + 2F_2v_{2,0}^2)(F_1v_0^2 + F_2v_{2,0}^2)} \quad (5 - 82)$$

Testet ne modele kane treguar qe energjia e shpejtesise $v_2^2/2g$ kontribuon ne stabilitetin e grushtit hidraulik.

Nese mund te vrojtohet rrjedhja ne ose afer kulles se ekuilibrit, si ne shkalle te plote apo model, do te shihet te jete shume i c' rregullt kur niveli i ujit ne kullen e ekuilibrit eshte i ulet. Siperfaqja do te jete jo horizontale, ne disa raste, edhe per nivele te larta te ujit ne kulle, kur nje ngritje ne forme kerpudhe mund te ndodhe ne qender. E gjitha kjo tregon kushtet kufitare ne kullen e ekuilibrit te cilat jane te veshtira per tu percaktuar. Ne kete kuptim shpejtesia vertikale ne kullen e ekuilibrit, $u = dz/dt$, duhet te merren ne konsiderate ne menyre strikte dhe perfshihen ne llogaritje.

Duket e dyshueshme, prandaj, nese secili nga dy supozimet kontraktore ne te cilat eshte bazuar ekuacioni (5 - 82) eshte bazuar eshte korrekt. Rezultatet e formules se zgjeruar te Calame dhe Gaden mund ndoshta te konsiderohen si dicka vlera kontrolli optimiste.

Konkluzionet e autoreve te tjere jane te ngjashme, duke percaktuar qe nje formule me reale do te ishte

$$A_{s,\min} \geq \frac{v_0^2}{2g} \cdot \frac{LA_T}{H_0 (F_1 v_0^2 + F_2 v_{2,0}^2)} \quad (5 - 82.a)$$

(ii) Infuenca e formes se kurbes se rendimentit

Deri tani ne kemi supozuar qe rendimenti i turbines η eshte konstant. Eshte e mirenjohur te ndryshoje ne praktike. Per cdo turbine eshte e mundur te ndertohen kurbat e varesise se rendimentit η nga fuqia e turbines P per nje numer te renieve. Le te jete

$$x = z + Fv^2 \quad \text{dhe} \quad H_0 = H - Fv^2 \quad \text{ose} \quad H + z = H_0 + x$$

H mund te zhvillohet si nje seri

$$\eta = \eta_0 + \left(\frac{d\eta}{dx} \right)_0 x + \dots$$

Ne kete seri η_0 eshte ajo vlere e rendimentit η qe korespondon me Fuqine e turbines per regjimin e qendrueshem P_0 . Kuota e nivelit te ujit eshte z . Ne dijme qe P/P_0 eshte proporcional me $\left(\frac{H_0+x}{H_0} \right)^{3/2}$ dhe ne afersi te regjimit te qendrueshem,

$$\left(\frac{d\eta}{dx} \right)_0 = - \left(\frac{d\eta}{dP} \right)_0 \left(\frac{dP}{dx} \right)_0 = - \frac{3}{2} \frac{P_0}{H_0} \left(\frac{d\eta}{dP} \right)_0$$

Shenja negative eshte, sipas Calame dhe Gaden, e pershtatshme

Shrehja qe rezulton eshte

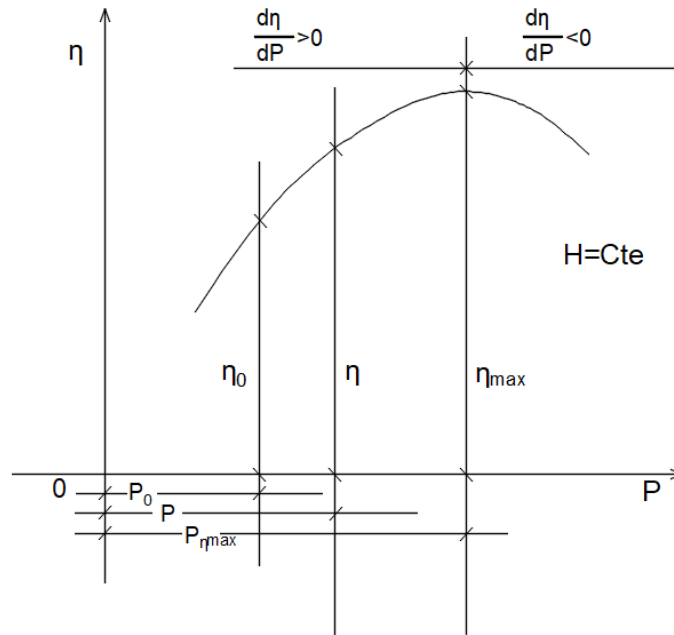
$$A_{s,\min} \geq \frac{v_0^2}{2g} \cdot \frac{LA_T}{H_0 F v_0^2} \left[1 - \frac{3}{2} \frac{P_0}{\eta_0} \left(\frac{d\eta}{dP} \right)_0 \right] \quad (5 - 83)$$

Ne degen ngritese te kurbes qe lidh η dhe P (Figure 5-31), d.m.th. $(d\eta/dP)_0 > 0$, ndryshueshmeria e rendimentit eshte ne avantazh dhe rrit stabilitetin. Ku $(d\eta/dP)_0 < 0$, e kunderta eshte e vertete dhe siperfaqja e kules se ekuilibrit mund te rritet pertej vleres qe rrjedh nga formula e Thoma-s. Formula (23) eshte zgjeruar nga Evangjelisti i cili perfshin $\partial\eta/\partial H$ dhe shkruan

$$A_{s,\min} > \frac{v_0^2}{2g} \cdot \frac{LA_T}{H_0 F v_0^2} \frac{1 + \frac{1}{\eta} H_0 \frac{\partial \eta}{\partial H_0} - \frac{1}{2} s \delta_p}{1 + \frac{1}{\eta} Q_0 \frac{\partial \eta}{\partial Q_0} - \frac{1}{2} s \delta_p}$$

ku s prezanton statizmin e rrjetit elektrik dhe δ_p statizimin mekanik te drejtuesit te turbines.

Figure 5-31 Kurba a varesise se rendimentit nga fuqia e turbines



(iii) Influenca e humbjeve nga ferkimi ne tubacionin me presion te turbinave

Me rritjen e prurjes rriten humbjet ne tubacion; renia netto ne turbine ulet dhe me qeelim qe te ruajme konstant fuqine e turbines nje rritje e metejshme e prurjes eshte e nevojshme. Humbjet nga ferkimi ne tubacionin ne anen e poshtme te kulles se ekuilibrit do ta beje drejtimin e trubines me te veshtire. Rendimenti i vete tubacionit, η_p , nese grafikohet ne varesi te fuqise se turbines P , do te prezantoje nje kurbe te vazhduar renesse, ndoshta nje parabole. Duke ndjekur metoden e paragrafit te fundit eshte vrojtuar qe

$$\frac{P}{P_0} \text{ eshte proporcionale me } \frac{Q}{Q_0}$$

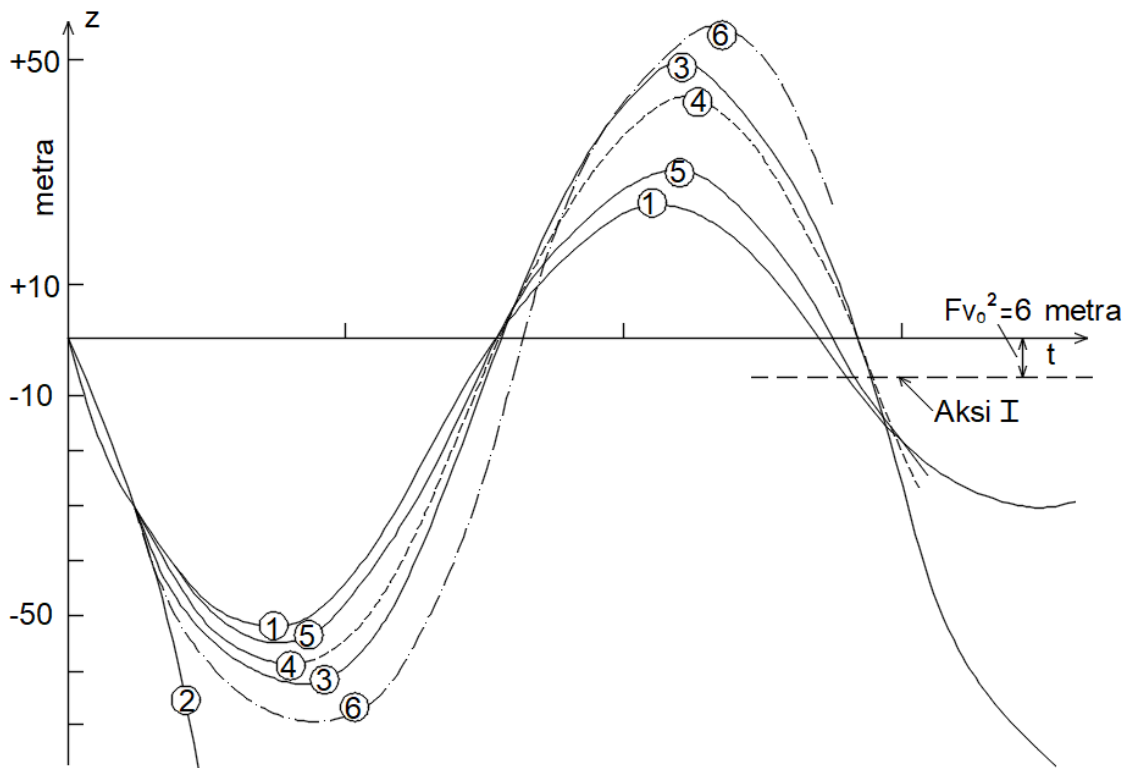
$$\left(\frac{d\eta_p}{dQ} \right)_0 = - \left(\frac{d\eta_p}{dP} \right)_0 \left(\frac{dP}{dQ} \right)_0$$

dhe

Meqe kurba qe lidh η_p me P ka kudo nje pjerresi negative, efektet e humbjeve te ferkimit ne tubacion jane teresisht te pafavorshme.

Influenca e humbjeve te ferkimit mund te jene pare qarte nese nje kurbe qe lidh z dhe t eshte perftuar direkt nga metoda analitike ose me mire grafike. Per qellim te krahasimit llogaritje te tilla jane ndermarre (Figure 5-32) per nje kulle ekuilibri te formes se treguar ne Figure 5-24.

Figure 5-32 Kurbat krahasuese per lekundjet ne kullen e ekuilibrit. Hapje e menjehershme nga $Q_{\varepsilon} = 3.45 \text{ m}^3/\text{s}$ ne $Q_0 = 40 \text{ m}^3/\text{s}$. ($Q_{\varepsilon}/Q_0 = 0.086$), $L = 5,900 \text{ m}$, $A_T = 17.25 \text{ m}^2$, $A_S = 18.9 \text{ m}^2$, $Fv_0^2 = 6 \text{ m}$, $\varepsilon = 82.1$ (parametri Vogt), $n^* = 1+0.48z^*/H_0 = 1.109$ per $H_0 = 239 \text{ m}$.



Kurba 1: $Q =$ konstante dhe Kurbat 2 ne 6: $P =$ konstante

Kurba 2: $H = 74 \text{ m}$, $\beta = 0.081$, $n = 0.28n^*$, shperthim – η konstant

Kurba 3: $H = 200 \text{ m}$, $\beta = 0.030$, $n = 0.81n^*$, lekundje te detyrueshme – η konstant

Kurba 4: $H = 245 \text{ m}$, $\beta = 0.024$, $n = n^*$, lekundje sttabel – η konstant

Kurba 5: $H = 490 \text{ m}$, $\beta = 0.012$, $n = 2n^*$, lekundje ne shuarje – η konstant

Kurba 6: $H = 245 \text{ m}$, $\beta = 0.024$, $n = n^*$, lekundje te detyrueshme – η e ndryshueshme

Influenca e humbjeve nga ferkimi ne tubacion eshte treguar te jete teresisht ne dizavantazh: amplituda e lekundjeve mund te rritet nga 10 deri 20%.

- (iv) Infuenca e bashkimit te disa HEC-eve per te furnizuar te njejten sistem te energjise

“Statizmi permanent (i perhershëm)” eshte termi i perdorur per te emertuar diferencen relative te shpejtesive te rrotullimit te gjendjes se qendrueshme N per ngarkese te plote dhe heqje totale e ngarkeses δ_P eshte pozitive nese kurba e N ne varesi te P ka nje pjerrtesi ne renie (Figura 5-33.a).

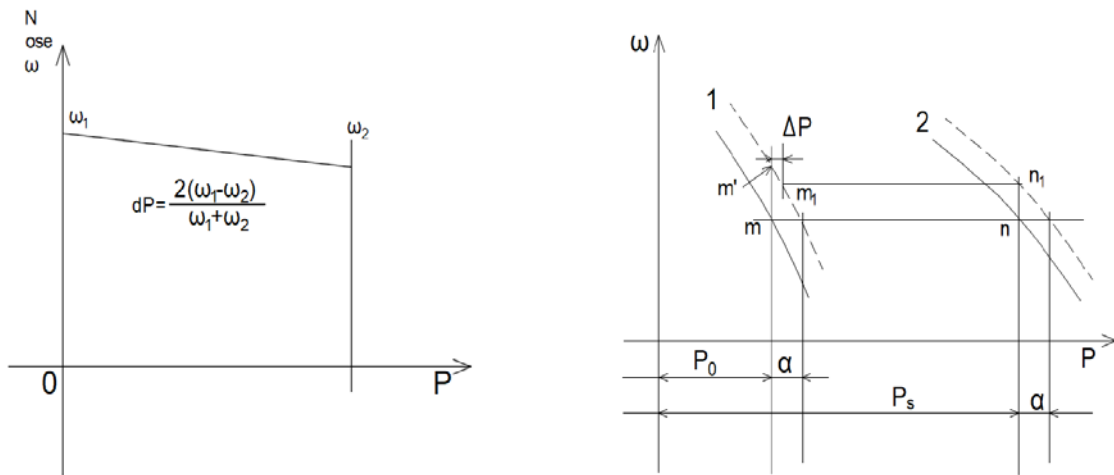
$$\delta_p = \frac{-\Delta N_{\max}}{N}$$

Nje statizem permanent pozitiv eshte nje kusht per funksionimin korrekt te nje turbine. Mund te tregohet qe δ_P nuk ka ndonje efekt te dukshem ne minimumin e sigurte te seksionit terthor te kullës se ekuilibrit te nje scheme te vetme HEC-i.

Kur HEC-i i eshte kombinuar me te tjere te cilet nuk disponojne kulla ekuilibri (TEC-e ose HEC- me renie te ulet) lidhja ne sistem e ketyre prodhuesve te energjise zvogelojne ne menyre te dukshme seksionin terthor te kullës se ekuilibrit ne HEC-in I. Le te jete P_s fuqia totale e te gjithë prodhuesve te energjise te lidhur ne grup, P energjia e prodhuar nga HEC-i me kulle ekuilibri dhe P_e totalin e energjise se prodhuesve pa kulle ekuilibri.

$$P_s = P + P_e$$

Figure 5-33 a dhe b Kurbat e N ose ω ne varesi te energjise se prodhuar P



Le te konsiderojme tani kurbat (Figura 5-33.b) qe lidhin ω dhe P , ku $\omega = 2\pi N/60$, per HEC-in i (kurba 1), dhe per gjithë rrjetin (kurbat 2). Kur operojne ne paralel mund te supozohet qe instalimet kane te njejten shpejtesi rrotullimi ose shpejtesi proporcionale. Pikat koresponduese m dhe n te kurbove 1 dhe 2 do te shtrihen ne nje vije horizontale. Nese supozohet me tej qe te gjithë instalimet zoterojne nje statizem permanent pozitiv, pjerrtesia e kurbove shumare 2 do te jete per nevoje me e vogel se ajo e kurbes 1. Nese renia neto rritet

nga H_0 ne H_0+x , mund te tregohet qe kurba karakteristike eshte subjekt i nje levizje paralele prej

$$\alpha = \frac{3}{2} P_0 \frac{x}{H_0}$$

Nese HEC-i I ishte duke operuar i pavarur dhe duhet te ruaje nje fuqi konstante P_0 , shpejtesia e turbinave te tij duhet te ndryshoje me nje madhesi mm' , me levizjen konsekuente te portes se turbines. Nese, nga ana tjetere, HEC-i I punon ne paralel me te tjeret totali i fuqise P_s duhet te mbetet konstant, pika n leviz ne n_1 dhe pika m ne m_1 . Shpejtesia e instalimeve ne te gjitha seksionet ne grup eshte ndryshuar me nje madhesi

$$nm_1 = \Delta\omega = \alpha \frac{d\omega}{dP_s}$$

Ndryshimi ne fuqine dalese nga HEC-i eshte i barabarte me diferencen ne abshise te pikave m dhe m_1 , ose

$$\Delta P = \alpha - \Delta\omega \frac{dP}{d\omega} = \alpha - \alpha \frac{d\omega}{dP_s} \cdot \frac{dP}{d\omega} = \alpha \left(1 - \frac{dP}{dP_s} \right)$$

Nese $k = \frac{dP}{dP_s} \cong \frac{P}{P_s}$ eshte zevendesuar

$$\Delta P = \frac{3}{2} \frac{x}{H_0} P_0 (1-k)$$

Per lekundje te vogla, fuqia dalese P qe i korespondon nje lekundje x do te jete

$$A_{s,\min} \geq \frac{v_0^2}{2g} \cdot \frac{LA_r}{H_0 F v_0^2} \left[1 - \frac{3}{2} (1-k) \right] \quad (5 - 84)$$

Per $k = 1$ (nje HEC i vetem), $A_{s,\min} = A_{Th}$. Me zvogelimin e k ose rritjen e influences se stacioneve te grupit qe nuk disponojne kulla ekuilibri, $A_{s,\min}$ zvogelohet. Per $k = 1/3$, $A_{s,\min} = 0$; kjo do te thote qe lekundjet ne shuarje do te ndodhin per cfaredo siperfaqe te seksionit terthor te kules se ekuilibrit (te ngjashem me rezultatin e nje drejtuesi qe operon duke dhene prurje konstante).

Shkurtimisht, nese HEC-i eshte kombinuar me prodhues te tjere pa kulla ekuilibri, ne nje rrjet te shperndarjes, atehere operimi ne stacionin i do te mbetet gjithmone stabel nese fuqia e tij P eshte me e vogel se kP_s ku P_s eshte fuqia totale e grupit te prodhuesve dhe $k \approx P/P_s < 1/3$.

Disa stacione me kulla ekuilibri dukshem me te vogla sidoqofte shfaqen stabel sepse ato gjithmone operojne ne paralel me stacionet e tjere stabel. Sa me i madh te jete fuqia e HEC-it i ne raport me te tjeret te lidhur ne rrjet, aq me kujdes duhet treguar per projektimin e kullës se ekuilibrit.

Gardel ka shprehur konkluzionet e studimeve te tij ne problemet e stabilitetit te grushtit hidraulik ne kullat e ekuilibrit ne formulem e meposhtme:

$$A_{Th} = A_{Th} \left\{ \left(1 + \frac{E_0}{Fv_0^2} \right) \left[\frac{1 + \tan \rho}{1 - \frac{1}{2} \tan \rho} \left(1 - \frac{C_0}{H_0} \right) - \frac{2C_0}{H_0} \right] \right\}^{-1}$$

ku $E_0 = \frac{(v_0'')^2}{2g}$ eshte humbja ne hyrje, me v'' te matur poshte kullës se ekuilibrit, C_0 = humbja ne tubacion,

$$H_0 = H - Fv_0^2$$

$$\tan \rho = \frac{d(\eta / \eta_0)}{d(y / y_0)}$$

y/y_0 = raporti i hapjes se portes se turbines

Nese nje raport i shuarjes Δ_1 duhet te arrihet ne kohen $t_1 = \frac{v_0 L}{gFv_0^2}$, siperfaqja e kerkuar e kullës se ekuilibrit eshte

$$A_{\Delta_1} = A_{Th} \left\{ \left[1 + \frac{E_0}{Fv_0^2} + \log_e (1 - \Delta_1) \right] \cdot \left[\frac{1 + \tan \rho}{1 - \frac{1}{2} \tan \rho} \left(1 - \frac{C_0}{H_0} \right) - \frac{2C_0}{H_0} \right] \right\}^{-1}$$

Koha t_1 nuk eshte shume e ndryshme nga perioda T, por ajo nuk eshte funksion i As.

5.9.4 Zgjedhja e faktorit te sigurise n dhe efekti i tij ne ecurine e lekundjeve

Ne paragrafet e meparshem zbulohet sa te shumte jane faktoret qe paraqesin nje influence ne stabilitetin e lekundjeve ne kullen e ekuilibrit.

Faktori i sigurise n tani do te investigohet me ne detaj.

Ka gjetur mbeshtetje ne te kaluaren perdorimi i nje vlere te vetme per n, te fiksuar apriori dhe pa patur parasysh per nje rregullim te pergjithshem te skemes se fuqive gjeneruese dhe per lidhjen e saj me rrjetin e furnizimit me energji. Per vite vlera e n per t'u perdorur ne

praktike ishte subjekt debati dhe polemikash: disa mbronin $n = 1$, te tjeret $n = 4$ deri ne 6. Tani ekziston prirja per ta marre vlera te uleta te n te tilla si

$$n = \frac{A_s}{A_{Th}} = 1.5 \text{ deri } 1.8$$

dhe $n < 1.5$ per tunele shume te gjate.

Nuk eshte e mundur ne fakt te lidhesh me nje vlere te vetme te zgjedhur ne nje menyre te tille te thjeshte.

Veshtiresia e pare eshte pamundesia ne zgjedhjen korrekte te koeficientit te ashpersise k_s ne formulen r Strickler ose te Manning-ut per llogaritjen e stabilitetit. Koeficienti i ashpersise nuk mund te parashikohet sakte dhe optimizimi i tepruar i nje supozimi ne analizen e stabilitetit do te coje ne pasaktesi serioze ne rezultatet. Nese e njejta kulle ekuilibri do te llogaritet me dy vlera te koeficientit te ashpersise k_1 dhe k_2 rezultantja “faktorit e sigurise”, n_1 dhe n_2 do te ishin ne raportin

$$\frac{n_1}{n_2} = \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2$$

Stabiliteti i lekundjeve eshte rritur me:

- i. Energjine e shpejtesise $v_2^2/2g$
- ii. Ndryshimin e rendimentit η te turbines per $P < P_{\eta, \max}$,
- iii. Mundesine per te operuar ne paralel me stacionet stabel

Stabiliteti i lekundjeve eshte zvogeluar me:

- i. Amplitudat e larta te lekundjeve
- ii. Ndryshimin ne rendimentin η te turbines ne diapazonin $P > P_{\eta, \max}$,
- iii. Humbjet nga ferkimi ne tubacionin me presion

Te gjitha keto faktore nuk shprehen ne “faktorin e sigurise” n .

Tani ngrihet ceshtja e kuptimit fizik te faktorit te sigurise n . Me perkufizim n eshte nje raport i dy siperfaqeve, por kjo nuk prodhon asnje informacion ne nje proces hidraulik te komplikuar. Nje metode me e nevojshme do te ishte studimi i marredhenies ndermjet n dhe shuarja e lekundjeve ne procesin e kohes.

Le te shenojme me A_s siperfaqen e seksionit horizontal te kules se ekuilibrit dhe A_{Th} minimumin e siperfaqes se kerkuar. Sipas Thoma-s per stabilitetin e lekundjeve: $A_s = nA_{Th}$, dhe $n > 1$. Problemi eshte per te gjetur marredhenien ndermjet n dhe shuarjen e lekundjeve te kules se ekuilibrit. Forma e pergjithshme e ekuacionit te lekundjeve eshte

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2a \frac{dx}{dt} + bx = 0$$

Le te jete $z_r = x - F_{r,0}$

$$-a = \pi \left(\frac{z_*}{H_0} - 2 \frac{FV_0^2}{z_*} \right) = \pi \left(\frac{1}{H_{r,0}} - 2F_{r,0} \right) \quad \text{dhe} \quad b = 4\pi^2 \left(1 - 2 \frac{FV_0^2}{H_0} \right) = 4\pi^2 \left(1 - 2 \frac{F_{r,0}}{H_{r,0}} \right)$$

X percaktohet ne terma te raporteve nga ekuacioni

$$x = \frac{A_0}{z_*} e^{-atr} \sin(\beta t_r - \mu) \quad (5 - 85)$$

ku

$$\beta = \sqrt{(b - a^2)} = \sqrt{\left[4\pi^2 \left(1 - 2 \frac{F_{r,0}}{H_{r,0}} \right) - \pi^2 \left(\frac{1}{H_{r,0}} - 2F_{r,0} \right)^2 \right]} = 2\pi \sqrt{\left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{H_{r,0}} - 2F_{r,0} \right)^2 \right]}$$

Le te shenojme me T (ne formen pa dimensione te nje raporti) intervalin e kohes ndermjet dy maksimumeve te njepasnjeshme te lekundjeve qe do te ndodhnin ne kohen t_r dhe $t_r + T_r$. Duke ju referuar Figure 5-34, ne percaktojme raportin Δ si

$$\Delta = \frac{e^{\pi[(1/H_{r,0}) - 2F_{r,0}](t_r + T_r)}}{e^{\pi[(1/H_{r,0}) - 2F_{r,0}]t_r}} \cdot \frac{\sin[\beta(t_r + T_r) - \mu]}{\sin(\beta t_r - \mu)} = -e^{\pi[(1/H_{r,0}) - 2F_{r,0}]T_r}$$

Si rezultat,

$$\Delta = \frac{x_{t_r + T_r}}{x_{t_r}} \quad (5 - 86)$$

Ky raport do te jete nje matje e shuarjes se lekundjeve dhe marredhenia e tij me faktorin e sigurise n duhet te investigohet. Vlera e Δ eshte dukshem e pavarur nga A_0 dhe μ , dhe origjina mund te zgjidhet kudo pergjate aksit horizontal. Ne Figure 5-34 $t_r = 0$ eshte zgjedhur ne menyre te pershtatshme ne nje pike kthese (ose ekstreme) te kurbes.

Si rezultat,

$$\Delta = \frac{e^{\pi[(1/H_{r,0}) - 2F_{r,0}](t_r + T_r)}}{e^{\pi[(1/H_{r,0}) - 2F_{r,0}]t_r}} \cdot \frac{\sin[\beta(t_r + T_r) - \mu]}{\sin(\beta t_r - \mu)} = -e^{\pi[(1/H_{r,0}) - 2F_{r,0}]T_r}$$

Ne castin $t_r = 0$ le te jete $x = A_0/z_*$. kjo con ne $\mu = -1/2\pi$.

(Nese origjina eshte zgjedhur ne $t_r=0$ ne fillim te lekundjeve, vlera A_0 do te kishte qene $A_0 = +Fv_0^2$; μ do te kishte qene nje funksion i a dhe b , dhe se bashku me e^{at_r} do te kishte percaktuar me tej procesin e lekundjeve)

Me perkufizim $\beta T_r = 2\pi$, dhe forma pa dimensione e perodes se lekundjeve

$$T_r = \frac{2\pi}{\beta} = \left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{1}{H_{r,0}} - 2F_{r,0} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (5 - 87)$$

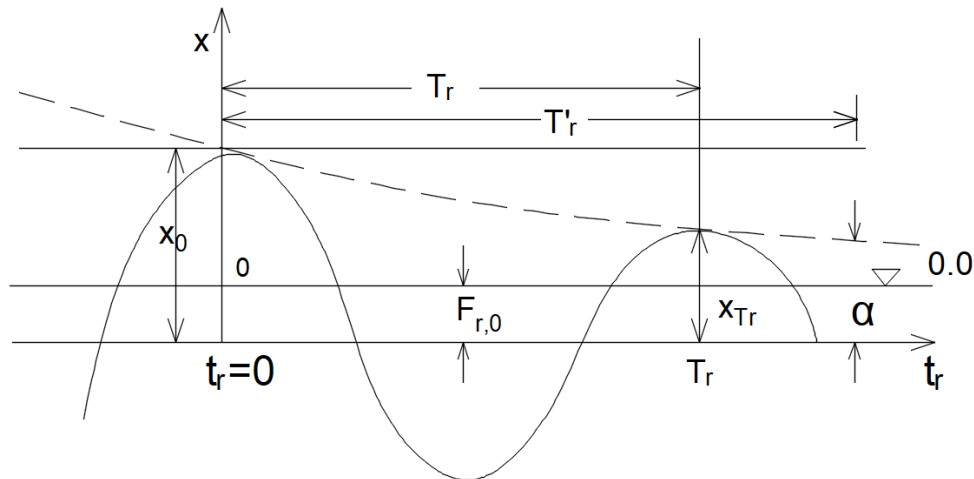
na con ne perioden e vertete te lekundjeve

$$T_r \cdot T = 2\pi \sqrt{\left(\frac{L A_s}{g A_r} \right)} / \sqrt{\left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{z_{*0}}{H_0} + 2 \frac{Fv_0^2}{z_{*0}} \right)^2 \right]}$$

Si rezultat,

$$\Delta = \frac{e^{\pi[(1/H_{r,0})-2F_{r,0}](t_r+T_r)} \cdot \sin[\beta(t_r+T_r) - \mu]}{e^{\pi[(1/H_{r,0})-2F_{r,0}]t_r} \cdot \sin(\beta t_r - \mu)} = -e^{\pi[(1/H_{r,0})-2F_{r,0}]T_r}$$

Figure 5-34 Shuarja e lekundjeve dhe marredhenia me faktorin e sigurise



Per $A_s = A_{Th}$ dhe $n = 1$, a shuhet, $a = 0$.

Nese $z_{*1} = v_0 \sqrt{\left(\frac{L A_r}{g A_{Th}} \right)}$ dhe $T_1 = 2\pi \sqrt{\left(\frac{L A_{Th}}{g A_r} \right)}$

$$H_{r,0} = H_{r,0,1}, F_{r,0} = F_{r,0,1} \text{ dhe } 1/H_{r,0,1} = 2F_{r,0,1}$$

$$\Delta = e^0 = 1 \text{ dhe } T_r = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{16}{4} F_{r,0,1}^2\right)}} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - 4 F_{r,0,1}^2\right)}}$$

Per $n \neq 1$, $z_* = v_0 \sqrt{\left(\frac{L}{g} \cdot \frac{A_T}{n A_{Th}}\right)} = z_{*1} \sqrt{\left(\frac{1}{n}\right)}$

$$H_{r,0} = \sqrt{n} H_{r,0,1} \quad , \quad F_{r,0} = \sqrt{n} F_{r,0,1}$$

$$T_r = \frac{1}{\sqrt{\left[1 - \frac{1}{4} \left(\frac{2}{\sqrt{n}} F_{r,0,1} + 2\sqrt{n} \cdot F_{r,0,1}\right)^2\right]}} = \frac{1}{\sqrt{\left[1 - F_{r,0,1}^2 \frac{(1+n)^2}{n}\right]}}$$

T_r nuk ndryshon shume me ndryshimin e n . (T_r rritet me n , nese $n > 1$).

Ndersa Δ behet:

$$\Delta = e^{\pi \left(\frac{1}{H_{r,0,1} \sqrt{n}} - 2 F_{r,0,1} \sqrt{n}\right) T_r} = e^{2\pi F_{r,0,1} \left(\frac{1}{\sqrt{n}} - \sqrt{n}\right) T_r} \quad (5 - 88)$$

Per $n > 1$ eksponenti i e eshte qartesisht negative sic kerkohet. Δ zvogelohet me rritjen e n .

Projekti lekundjet e te cilit jane analizuar me pare (Figure 5-26) mund te sherbeje per nje shembull numerik: $L = 5,900$ m, $A_T = 17.25$ m², $A_S = A_{Th} = 18.9$ m, $Q = 40$ m³/s, $H = 247$ m, $z_{*1} = 54.4$ m, $T_1 = 161$ s, $H_{r,0,1} = 4.537$, $F_{r,0,1} = 0.1102$, $a = 0$.

Table 5-10 Vlerat e T_r , $T_r T/T_1$ dhe Δ per sistemin hidraulik te marre ne shqyrtim

n	0.5	1.0	1.5	2.0	3.0
T_r	1.0267	1.0246	1.025	1.0267	1.032
$T_r T/T_1$	0.7250	1.0246	1.255	1.4500	1.790
Δ	1.6530	1.0000	0.748	0.6050	0.438
	$e^{0.503}$	e^0	$e^{-0.290}$	$e^{-0.503}$	$e^{-0.825}$

Kjo tabele tregon qe T_r nuk ndryshon shume me $F_{r,0,1}$ dhe me n .

Ekuacioni (28) mund te rishkruhet ne format

$$\Delta = \left[\left(e^{2\pi T_r} \right)^{F_{r,0,1}} \right]^{(1/\sqrt{n} - \sqrt{n})} \quad (5 - 88.a)$$

ose

$$\Delta = \left[\left(e^{2\pi T_r} \right)^{(1/\sqrt{n} - \sqrt{n})} \right]^{F_{r,0,1}} \quad (5 - 88.b)$$

ku shprehja $e^{2\pi Tr}$ ndryshon por pak ($e^{2\pi} = 535.5$). Nëse $F_{r,0,1}$ është dhënë, forma e ekuacionit (5 – 88.a) tregon që Δ do të varet vetëm në n . Për një vlerë të dhënë të n ekuacioni (5 – 88.b) tregon që shuarja e lekundjeve do të varet në vlerën e $F_{r,0,1}$, e cila do të ndryshojë nga një projekt në tjetrin, brenda llimiteve të gjera. Ndryshimi do të jetë aq më i madh sa më e pasigurte të jetë zgjedhja e ashpersise së tunelit.

Është qarte pa shprese për t’u përpjekur të përcaktojmë shuarjen e lekundjeve në një kullë ekuilibri, i cili pas së gjithash është problem kyç vetëm në kuptimin e faktorit n në ekuacionin $A_S = nA_{Th}$. Informacion shtesë kërkohej në ashpersinë e tunelit si dhe komponimin e përgjithshëm të projektit, tunelin e presionit dhe tubacionet, gjatesite e tyre dhe gradientet, në rrjetet e furnizimit me energji elektrike dhe ushqimin nga prodhuesit e tjere të energjisë të këtij rrjeti.

Për punimet kryesore, me të cilat mund të merresh me ndryshime të mëdha të ngarkesës në kushte të pafavorshme, një llogaritje e saktë e niveleve të ujit gjatë lekundjeve është thelbësore dhe toleranca duhet të mbahet për humbjet në tubacion, etj. Llogaritjet duhet të bëhen në mënyrë të mundshme të plotë me teste në modele.

Efekti i shuarjes së masës së ujit në kullën e ekuilibrit është investiguar pak deri tani. E njëjta vërejtje aplikohet për humbjet në grykat e ngushtuara dhe në hyrje të kullës së ekuilibrit ku një devijim i rrjedhjes nga tuneli në dhomën e kullës është i detyruar të prodhojë humbje shtesë.

Nga kurbat e ndërtuara nga vërtetimet në vete kullën e ekuilibrit ose në projekte të ngjashme është e mundur të përcaktohet një vlerë për Δ dhe duke punuar në të kundërt llogaritet ose vlerësohet “faktor i aktual i sigurisë” i sistemit. Është gjetur që “faktor i aktual” is me raste konsiderueshem më i vogël se vlera e përfutur nga formula Thoma, vecanerisht për pjesën e ngarkimit. Në pak raste stabiliteti është gjetur të jetë më i madh se ai i pritur. (Scimemi dhe Evangjelisti). Stabiliteti i masës lekundëse në sisteme të mëdha duhet, për këtë, të investigohet me kujdes të madh.

Një qasje tjetër në problemin e marzhit të sigurisë konsiston në përkrahimin e vales maksimale nga grushti hidraulik a (shih Figure 5-28) në të cilën lekundjet duhet të zvogelohen. Një raport i ri Δ' undet atëherë që të përcaktohet nga ekuacioni

$$\Delta' = \frac{a}{x_{\max}} = e^{\pi(1/H_{r,0}, -2F_{r,0,1})T_r'}$$

që do të japë kohën relative T_r' pas së cilës lekundjet janë zvogeluar nga x_{\max} në a .

Është me një rëndësi të madhe të përcaktohen vlerat Δ' , a dhe T_r' kur kushtet e ngarkimit për një HEC dhe kullën e tij të ekuilibrit duhet të analizohen dhe krahasohen me kerkest për energji në një rrjet elektrik.

5.10 Metoda Grafike e Schoklitsch

Sic tregoi seksioni i fundit nuk eshte gjithmone e mundur te trajtohet problem i kullave te ekuilibrit analitikisht me nje saktesi te mjaftueshme. Per me teper edhe kur metodat analitike japin nje pamje te qarte te lekundjeve ne kullen e ekuilibrit, nje kontroll direkt arithmetik ne kuptimin e integrimit hap pas hapi eshte gjithmone e deshirueshme.

Pressel ka treguar se si nje integrim direkt arithmetic mund te ndermerret. Metoda e tij ka gjetur nje aplikim te gjere dhe ka provuar te jete e afte te zgjidhe nje seri problemesh te ndryshme.

Metodat numerike te integrimit jane zakonsiht shume te lodhshme. Per kete qe ne kohet e hershme jane zhvilluar metodat grafike te cilat kane qene te shpejta dhe te nevojshme per inxhinieret. Disa metoda te rendesishme jane ato te Braun, Calame dhe Gaden, Muhlhofer dhe Schoklitsch. Metodat e propozuara nga Schoklitsch dhe Calame dhe Gaden kane provuar te kene vlere te vecante dhe per keto do flasim ne vijim. [51]

Kompjuterat kane provuar te jene nje mbeshtetje e vlefshme ne metoden grafike.

5.10.1 Principet baze te metodës

Kjo metode grafike principet shume te thjeshta te se ciles jane dhene nga Schoklitsch mund te adoptohet per analizen e nje numri te madh te tipeve te sistemeve te kullave te ekuilibrit. Grafiku kryesor konsiston ne nje kurbe qe lidh z me v , ku z eshte niveli i ujit ne kulle mbi nivelin e rezervuarit dhe v shpejtesia ne tunel ndermjet rezervuarit dhe kullës; koha t trajtohet si nje parameter variabel, keshtu qe kurba qe lidh z me t vijon me lehtesi.

Ne diagramen kryesore me v ne abshise dhe z ne ordinate, se pari jane ndertuar dy kurba ndihmese ne shkalle te pershtatshme (Figure 5-35):

Kurba [1] eshte e humbjeve $\Delta H_e = \pm Fv^2$, me v si abshise dhe ΔH_e si ordinate, ku ΔH_e eshte grafikuar poshte nese $v > 0$.

Kurba [2] eshte vija e drejte qe perfaqeson ekuacionin

$$\Delta v = -\frac{g}{L} \Delta z$$

qe gjithashtu kalon neper origjine. Ketu eshte supozuar qe intervali rrites i kohes Δt ne zgjedhjen e se ciles nuk ka kufizim eshte konstante. Kjo do ta beje gjithashtu termin $(g/L) \Delta t$ konstant.

Dy kurba ndihmese te tjera kerkohen, te rendit te trete dhe sasia e ujit dhe per keto shkalle te pershtatshme duhet te zgjidhen. Vija [3] lidh v si abshise me V_T si ordinate, ku v eshte shpejtesia ne tunel dhe $V_T = Q_T \Delta t = v A_T \Delta t$. Ky ekuacion prezantohet nga vija e drejte ε qe kalon gjithashtu neper origjine. Eshte e pershtatshme per te ndertuar kurben V_T pozitive per poshte per $v > 0$.

Kurba e katert ndihmese [4] lidh permbajtjen kubike V te kules se ekuilibrit me kuoten z. z eshte grafikuar si ordinate dhe V si abshise. Origjina e kurbes [4], qe prezanton ekuacionin $\Delta V = A_s \Delta z$, mund te zgjidhet kudo.

Ekuacioni dinamik mund te shkruhet ne formen

$$\Delta v = -\frac{g}{L} \Delta t (z + Fv^2) \quad (5 - 89)$$

ku z eshte pozitive per lart. Δt eshte supozuar te jete konstant dhe ekuacioni (5 - 89) prezanton nje vije te drejte me pjerrresi $-(g/L) \Delta t$, d.m.th. paralel me vijen ndihmese [2]. Vlerat $z = -Fv^2$ dhe $\Delta v = 0$ do te kenaqin gjithmone ekuacionin (5 - 89) dhe vija qe e prezanton ate do te kaloje neper pikat a_1, b_1, c_1, \dots ne kurben [1], kordinatat e se ciles jane $v=v_a, v_b, v_c, \dots$ ($\Delta v = 0$) dhe $z = -Fv_a^2, -Fv_b^2, -Fv_c^2, \dots$

Ekuacioni i vazhdueshmerise eshte

$$V_T = vA_T \Delta t = Q \Delta t \pm \Delta V \quad (5 - 90)$$

ku $\Delta V = A_s \Delta z$ eshte rritja ne volumin e rezervimit te kules se ekuilibrit per shkak te ngritjes Δz te nivelit te ujit. Ne kurben [4] ΔV eshte matur horizontalisht.

$V_T = Q_T \Delta t = vA_T \Delta t$ eshte ordinate e vijes [3].

$Q \Delta t$ prezanton sasine e ujit qe rrjedh per ne turbine gjate intervalit te kohes Δt . $Q \Delta t$ eshte ndetuar kundrejt z ne kurben ndihmese [5]. Nese, p.sh. $Q =$ konstante (duke supozuar qe rrjedhja per ne turbine eshte ruajtur konstante), kurba [5] do te jete nje vije e drejte paralele me aksin vertikal dhe ne nje distance $Q \Delta t$ nga ajo ($Q \Delta t$ eshte e pavarur nga z). Nese $Q \Delta t$ ndryshon me z, kurba [5] duhet te tregojte marredhenien e tyre. Nese, p.sh. saracineskat e turbinave jane vendosur tek nje hapje e dhene A_a (ndoshta maksimumi i hapjes), atehere ja e ordinate

$$Q \Delta t = A_a \sqrt{2g(H+z)} \Delta t \quad (5 - 91)$$

jep nje parabole; nese

$$Q \Delta t = \frac{\eta_0 Q_0 H_0}{\eta H + z} \Delta t \quad (5 - 92)$$

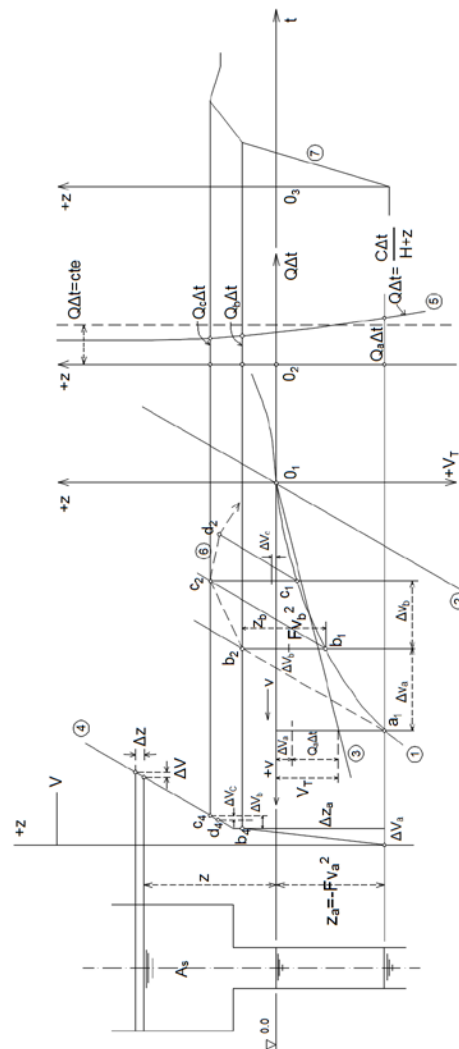
(ekuacioni drejtues), kurba koresponduese do te jete e ngajjshme me nje hiperbole. Ekuacioni (5 - 92) mund te permbaje nje variabel η . Duhet te nenvizohet qe ketu η prezanton rendimentin total te sistemit, duke perfshire humbjet ne tubacion. Pasi kurbat [1] dhe [5] jane ndertuar, grafiku qe lidh v dh z mund te ndertohet si ne Figuren 5-35.

Ne kohen $t = t_a$, pika a_1 ne kurben [1] njihet. Zakonisht kjo pike fillimi e llogaritjeve perfaqeson kushtet e qendrueshme. V_a dhe $z_a = -Fv_a^2$ jane gjithashtu te njohura. Nese hapja nga $Q = 0$ konsiderohet, pika e fillimit do te jete origjina e akseve v dhe z . Nje vijë e drejte a_1b_1 eshte vizatuar permes pikës a_1 ne kurben [1], paralel me vijen [2]. Ne kete faze eshte i njohur vetem drejtimi nga a_1 ne b_2 , por pozicioni i pikës b_2 nuk njihet. Ne momentin fillestar, t_a , sasia e ujit qe rrjedh per ne turbine eshte $Q_a\Delta t$, dhe kjo eshte prezantuar nga pika a_5 ne kurben [5]. $V_{T,a}$ eshte gjithashtu e njohur: duket si ordinate ne kurben [3], e ndertuar ne varesi te v_a . Zbritja grafike jep

$$\Delta V_a = V_{T,a} - Q_a\Delta t$$

e cila eshte ndertuar si abshise ne kurben [4], duke dhene pikën b_4 . Pika b_2 atehere perftohet nga intersektimi i vijes horizontale te drejte neper b_4 dhe vijes se pjerret neper a_1 . Pika b_1 shtrihet vertikalisht poshte b_2 , ne kurben [1]. Pika b_1 prezanton pikën e fillimit per nje proces te ngjashem per te perftuar pikat c_4 ne kurben [4], dhe c_2 dhe c_1 , etj.

Figure 5-35 Metoda grafike e llogaritjes se kullës se ekuilibrit (sipas Schoklitsch)

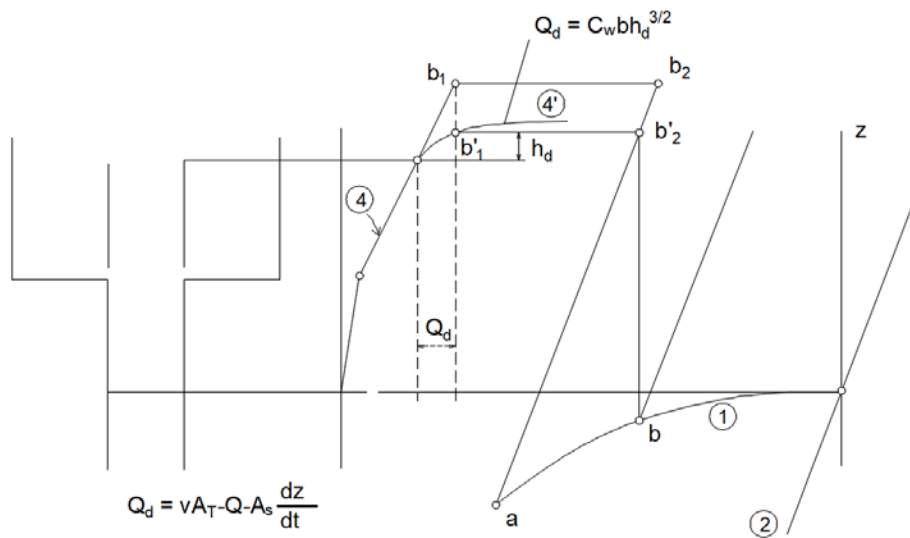


5.10.2 Kulla e ekuilibrit me kaperderdhes

Le te jete Q_d prurja e shkarkimit mbi kaperderdhes dhe A_s siperfaqja e ngritesit. Kjo do te thote qe

$$A_s \frac{dz}{dt} + Q_d = vA_T - Q \quad (5 - 93)$$

Figure 5-37 Llogaritja e kules se ekuilibrit me kaperderdhes (kurba ndihmese 4' e vizatuar per $\Delta t=01$ sek)



Kur kaperderdhja ka filluar, dz eshte zakonisht e vogel dhe mund te neglizhohet $dz \approx 0$ dhe

$$Q_d \approx vA_T - Q \quad (5 - 94)$$

Nese h_d eshte energjia e ujit ne ngrites, mbi buzen e kaperderdhesit, b gjatesia e buzes dhe C_w eshte koeficienti i kaperderdhesit, rrjedhja kaperderdhese do te jete

$$Q_d = C_w b h_d^{3/2} \quad (5 - 95)$$

Duke neglizhuar Δz ,

$$h_d = \frac{Q_d^{2/3}}{(C_w b)^{2/3}} = \frac{A_T^{2/3}}{(C_w b)^{2/3}} \left(1 - \frac{Q}{vA_T}\right)^{2/3} v^{2/3}$$

ky eshte ekuacioni i kurbes karakteristike te kaperderdhesit.

Nje kurbe ndihmese 4' eshte vizatuar, sic tregohet ne Figure 5-37,

$$h_d = \frac{Q_d^{2/3}}{(C_w b)^{2/3}}$$

nga e cila h_d mund te lexohet si nje funksion i $Q_d = vA_T - Q$.

Ne vend te ndertimit te zakonshem qe do te jepte piken b_2 , nje pike b_2' eshte tashme perftuar ne kuoten h_d . Kjo metode grafike, nese kerkohet, mund te shtrihet per te lejuar termin $A_s(dz/dt)$, por lartesia h_d do te duhej ne kete rast nepermjet perseritjeve dhe gabimeve.

Nese uji qe kaperderdhet nuk duhet te humbase, nje rezervuar duhet te sigurohet me volum te pakten

$$\sum Q_d \Delta t$$

Rezervuari mund te boshatiset nepermjet hapjes per ne dhomen e kulles.

5.10.3 Rrjedhja Q_d ne dhomen e kulles nga burime te jashtme (Figure 5-38)

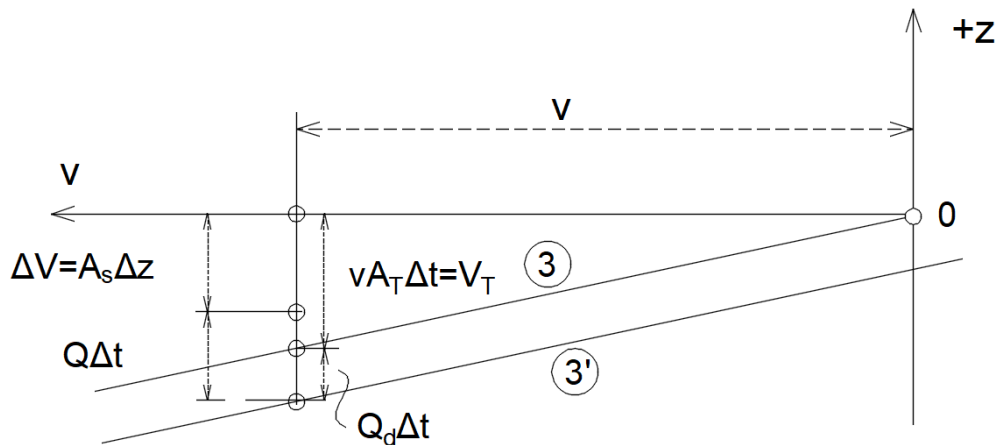
Ne vend te kaperderdhjes prurja Q_d mund te hyje ne dhomen e kulles, ndoshta nga nje rezervuar i siperm qe boshatiset (Q_d do te ndryshoje ne kohe), ose nga nje veper marrje anesore (ne te cilen Q_d do te ishte virtualisht konstant).

Ne rastin e $Q_d = \text{konstante}$, ekuacioni i vazhdueshmerise eshte

$$vA_T dt + Q_d dt = A_s dz + Q dt \tag{5 - 96}$$

$Q_d dt$ eshte nje volum konstant dhe mund te prezantohet nepermjet ndertimit te nje vije te drejte (3') paralel me vijen (3) sic tregohet ne Figure 5-38.

Figure 5-38 Paraqitja grafike e rrjedhjes Q_d ne dhomen e ekuilibrit nga burime te jashtme



Kulla e ekuilibrit me gryke te ngushtuar (ngarkim dhe heqje e menjehershme e ngarkeses ne sistemin energjistik) (Figura 5-8)

Prurja Q_d qe arrin kullen e ekuilibrit nepermjet ngushtimit eshte

$$Q_d = \pm A_d \frac{1}{\sqrt{\xi}} \sqrt{2g \frac{\Delta P}{w}} = A_s \frac{dz}{dt} = A_T v - Q = A_T (v - c) \quad (5 - 97)$$

ku A_d eshte siperfaqja efektive e ngushtimit, $\Delta P/w = \xi(v_d^2/2g) = (\xi/2g)(Q_d/A_d)^2$ energjia diferenciale perms grykes, c nje matje e prurjes Q per ne turbine dhe ξ koeficienti i grykes q eshte supozuar te jete konstante. Le te jete $Q = A_T c =$ konstante nje supozim tjetër i nevojshem per analizen.

$\Delta P/w$ mund te shkruhet gjithashtu ne formen

$$\frac{\Delta P}{w} = \pm R \frac{Q_d^2}{A_T^2} = \pm R (v - c)^2$$

$$R = \frac{\xi}{2g} \left(\frac{A_T}{A_d} \right)^2$$

ku

Ekuacioni dinamik i levizjes ne nje kulle me ngushtim do te jete

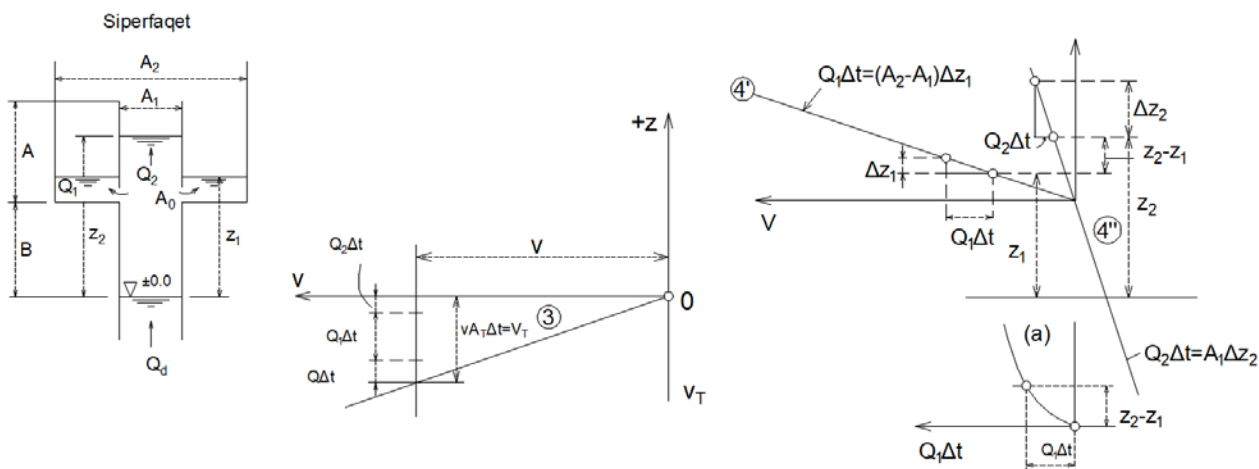
$$\Delta v = -\frac{g}{L} \Delta t \left[z \pm R (v - c)^2 \pm Fv^2 \right] \quad (5 - 98)$$

I vetmi ndryshim i kerkuar per te adoptuar metoden grafike per nje kulle ekuilibri te thjeshte ne nje te pershtatshem per kullat me ngushtim te hyrjes konsiston ne zevendesimin e kurbes [1] ($z = \pm Fv^2$) nga nje kurbe [1'] ($z = \pm R(c - v)^2 \pm Fv^2$). Meqe R , F dhe c jane konstante, z varet vetem ne v . Ne varesi te shenjave te R dhe F , dege te ndryshme te kurbes [1'] duhet te perdoren. $-F$ aplikohet kur rrjedhja ka drejtimin nga rezervuari per ne kulle ($v > 0$); dhe $+R$ kur uji ngrihet ne kullen e ekuilibrit ($dz/dt > 0$). Nje projektim i pershtatshem i grykes e ben te mundur te kemi vlera te ndryshme numerike per $+R$ dhe $-R$, d.m.th. efekti i ngushtimit te grykes mund te behet te varet nga drejtimi i rrjedhjes nepermjet grykes.

5.10.4 Kulla e ekuilibrit diferenciale (Figure 5-13 dhe Figure 5-39)

Kulla e ekuilibrit diferenciale e Johnson-it dallohet nepermjet nje ngritesi te qendror i dale ne drejtim te nje dhome me te madhe. Ne tabanin e ngritesit jane porta ose gryka me siperfaqe totale A_0 , qe e lidhin ate me dhomen e kules. Si perafirim i pare efekti i ketyre portave mund te neglizhohet, ne analizen e kules se ekuilibrit, por ne nje llogaritje me te kujdesshme aji duhet te perfshihet. Kjo mund te behet grafiksht si vijon.

Figure 5-39 Llogaritja grafike e nje kulle ekuilibri diferenciale



Le te jene $(A_2 - A_1)$ dhe A_1 siperfaqet e dhomes se jashtme dhe te ngritesit. Ne cdo moment te kohes t rrjedhja qe hy ne kullen e ekuilibrit nga tuneli eshte Q_d , dhe kjo ndahet ne nje prurje Q_1 qe hyn ne dhomen e jashtme nepermjet grykave dhe nje prurje Q_2 qe kalon neper ngrites dhe me mundesi te kapërderdhjes siper buzes se tij.

Nese z_1 jep nivelin e ujit ne dhomen e jashtme dhe z_2 jep nivelin ne ngrites, ekuacionet qe vijojne jane perftuar:

$$\left. \begin{aligned} Q_1 \Delta t &= (A_2 - A_1) \Delta z_1 \\ Q_2 \Delta t &= A_1 \Delta z_2 \\ Q_d &= v A_T - Q = Q_1 + Q_2 \end{aligned} \right\} \quad (5 - 99)$$

Rrjedhja Q_d perftohet perseri nga vija [3], qe prezanton $V_T = v_T \Delta t$ te ndertuar kundrejt v . Ne vend te kurbes [4] qe prezanton $V = A_s \Delta z$, dy kurba jane tashme te nevojshme, [4'] qe prezanton $Q_1 \Delta t = (A_2 - A_1) \Delta z_1$ dhe [4''] per $Q_2 \Delta t = A_1 \Delta z_2$, te dyja ne te ndertuara ne grafike kundrejt z . Rrjedhja Q_d ne fundin e tabanit te dhomes se kulles eshte ndare ne prurjet Q_1 dhe Q_2 dhe kurba ndihmese (a) ($Q_1 \Delta t = C_d A_0 \sqrt{2g(z_2 - z_1)} \Delta t$) eshte perdorur per te percaktuar Q_1 dhe me pas Q_2 . Sapo niveli i ujit te kete arritur buzën e ngritesit nje kurbe tjeter ndihmese nevojitet per te prezantuar kapërderdhjen,

$$Q_2 = C_w b h_d^{3/2}$$

Siperfaqja totale e grykes A_0 eshte zakonisht aq e vogel sa ne heqjen e ngarkeses, uji shpejt futet dhe ngrihet ne ngrites dhe kapërderdhet mbi buzet e tij. Kur kapërderdhja fillon, ekuacioni i pare (5 - 99) ndryshon ne

$$(Q_1 + Q_2) \Delta t \square (A_2 - A_1) \Delta z_1$$

Per rastin kur hiqet ngarkesa, A_0 duhet te jete e madhe per te shmangur tharjen e plote ne pus ndersa dhoma e jashtme eshte akoma pjesisht plote me uje. Ka qene shpesh e pershtatshme per te instaluar saracineska flutur qe lejojne nje rrjedhje te madhe ne nje drejtim (nga dhoma e jashtme per ne ngrites); kujdes duhet te tregohet qe te mos perdoret saracineske flutur qe do te shoqerohet me goditje duke rrezikuar te demtohet.

Koeficienti i shkarkimit C_d i grykave ne tabanin e ngritesit lejon kontraktimin dhe humbje te tjera. Nepermjet rakordimit te pershtatshem i fundit te dhomes se jashtme, eshte e mundur te perftohet nje vlere me e madhe e C_d per rrjedhjen hyrese sesa per rrjedhjen dalese.

5.10.5 Analiza e Kullave te ekuilibrit te njepasnjeshme (Figure 5-16 dhe Figure 5-18)

Ne llogaritjen direkte per kulla ekuilibri te njepasnjeshme metoda grafike ketu jep rezultatet me te mira. Ashtu sic ne shume pjese te botes jane adoptuar metoda te reja te ndertimit te cilat favorizojne zgjedhjen e HEC-eve te medhenj nentokesore, me shume kulla ekuilibri te njepasnjeshem jane vazhdimisht duke u projektuar dhe ndertuar.

- (i) Rasti i dy kullave te ekuilibrit te ndare nga nje trubine reaktive (Francis) (Figure 5-18)

Ne rastin e treguar ne Figure 5-18 nje turbine reaktive e drejtuar per te dhene fuqi te njejte eshte e instaluar. Duke perdorur simbolet e Figure 5-18, ekuacionet e meposhtem jane derivuar:

Per kullen e ekuilibrit I,

$$\Delta v_I = -\frac{g\Delta t}{L_I} (z_I + F_I v_I^2) \quad (5 - 100)$$

$$\Delta V_I = v_I A_{T,I} \Delta t - Q \Delta t = A_I \Delta z_I \quad (5 - 101)$$

Per kullen e ekuilibrit II.

$$\Delta v_{II} = -\frac{g\Delta t}{L_{II}} (z_{II} + F_{II} v_{II}^2) \quad (5 - 102)$$

$$\Delta V_{II} = Q \Delta t - v_{II} A_{T,II} \Delta t = A_{II} \Delta z_{II} \quad (5 - 103)$$

Ekuacioni i drejtuesit eshte

$$Q \Delta t = \frac{C \Delta t}{H + z_I - z_{II}} \quad (5 - 104)$$

ku

$$C = \frac{\eta_0}{\eta} Q_0 (H + z_{I,0} - z_{II,0})$$

$$z_{I,0} = -F_I v_{I,0}^2 \quad \text{dhe} \quad z_{II,0} = +F_{II} v_{II,0}^2$$

Metoda qe do te perdoret konsiston ne ndertimin e njekohshem te dy grafikeve, nje per z_I kundrejt v_I , tjetrin te z_{II} kundrejt v_{II} . Ekuacioni i drejtuesit dhe kurba e tij siguron lidhjen ndermjet dy grafikeve. Vlerat qe do te perdoren ne dy ekuacionet e vazhdueshmerise (5 - 101) dhe (5 - 103) dhe ne ekuacionin (5 - 104) jane supozuar te jene ato qe ndodhin ne kohen t , ne fillim te intervalit te kohes Δt . Rezultati i nje procesi te tille tregohet ne Figuren 5 - 19.

Perseri rezultate te permiresuara mund te perftohen nese vlerat mesatare per intervalin e kohes se dhene jane zevendesuar per ato fillestaret.

(ii) Rasti i dy kullave te ekuilibrit te ndertuara te tuneli me presion (Figure 5-16)

Ekuacionet baze per pusin e siperm I jane

$$\Delta v_I = -\frac{g\Delta t}{L_I} (z_I + F v_I^2) \quad (5 - 105)$$

$$\Delta V_I = v_I A_{T,I} \Delta t - v_{II} A_{T,II} \Delta t = A_I \Delta z_I \quad (5 - 106)$$

$$Q = \frac{\eta_0}{\eta} \frac{Q_0 H_0}{H + z_{II}}$$

ku

Keto tre ekuacione bejne te mundur ndertimin e nje kurbe qe lidh v_I me z_I : Vlerat z_I , z_{II} , Q , v_I dhe v_{II} jane ato te perftuara ne Kohen t , ne fillim te intervalit Δt , dhe jane keshtu te njohura.

Per pusin ne anen e poshtme II ekuacioni i vazhdueshmerise eshte

$$\Delta V_{II} = v_{II} A_{T,II} \Delta t - Q \Delta t = A_{II} \Delta z_{II} \quad (5 - 107)$$

dhe ekuacioni dinamik

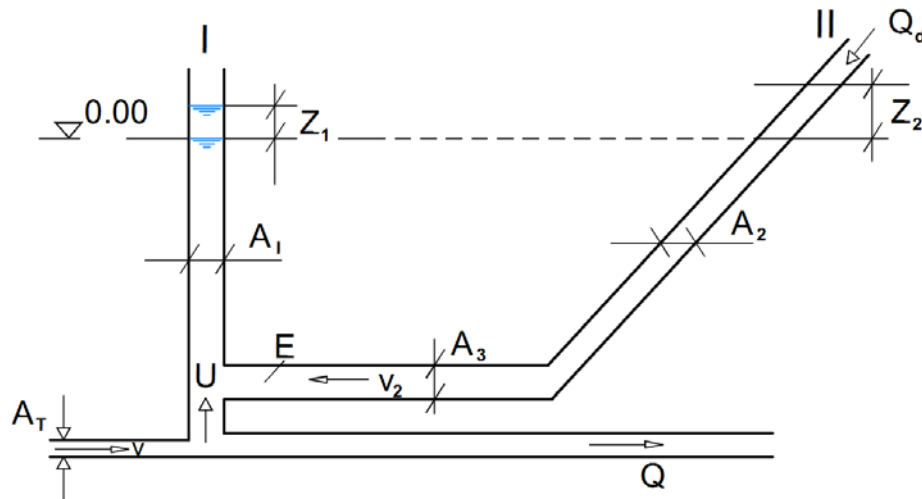
$$\Delta v_{II} = -\frac{g\Delta t}{L_{II}} (z_{II} + F v_{II}^2) + \frac{g\Delta t}{L_I} z_I = \Delta v_{II}^* + \Delta v_{II}^{**} \quad (5 - 108)$$

Vlera e $\Delta v_{II}^* = -(g\Delta t/L_{II})(z_{II} + F v_{II}^2)$ perftohet nga kurba (v_{II} , z_{II}) e njohur nga paragrafet e meparshem. Kesaj i eshte shtuar $\Delta v_{II}^{**} = (g\Delta t/L_{II})z_I$, per te cilin vlera e z_I ne fund te intervalit te kohes Δt duhet te njihet. z_I perftohet nga kurba (v_I , z_I) qe eshte ndertuar ne te njejten kohe me kurben (v_{II} , z_{II}), ku hapi (v_{II} , z_{II}) duhet te kete gjithmone precedence.

- (iii) Analiza e sistemeve te kullave te ekuilibrit te njepasnjeshme, me dy puse qe ngrihen nga nje dhome e poshtme e zgjeruar ose tunel lidhes (Figura 5-40, Figura 5-41, Figura 5-42)

Sistemi i kullave te ekuilibrit supozohet te konsistoje ne puset I dhe II me prurje Q_d qe hyn ne pusin II nga nje burim i jashtem. Lekundjet konsistojne nga nje lekundje baze ne tunelin me presion dhe pusin I, me nje lekundje sekondare ne tunelin lidhes (ose dhomen e zgjeruar) dhe pusin II.

Figure 5-40 Sisteme te kullave te ekuilibrit te njepasnjeshme me nje tunel qe lidh puset (dhe nje ngushtim me siperfaqe E)



Ekuacioni dinamik per lekundjen baze eshte si gjithmone

$$\frac{L}{g} \frac{dv}{dt} + z_1 + Fv^2 = 0 \quad (5 - 109)$$

Kjo na con ne diagramen e njohur te treguar ne pjesen e siperme te figures se meposhtme, me grafikun e z_1 kundrejt v ne kuptimin e kurbave [1] dhe [4], te gjithja si ne rastin e kullave te thjeshte te ekuilibrit.

Kurbat jane:

[1] $z = -Fv^2$, te ndertuara kundrejt v ,

[2] $\Delta v = -\frac{g}{L} \Delta z_1$

[3] $V_T = vA_T \Delta t$ (volume V_T kundrejt v),

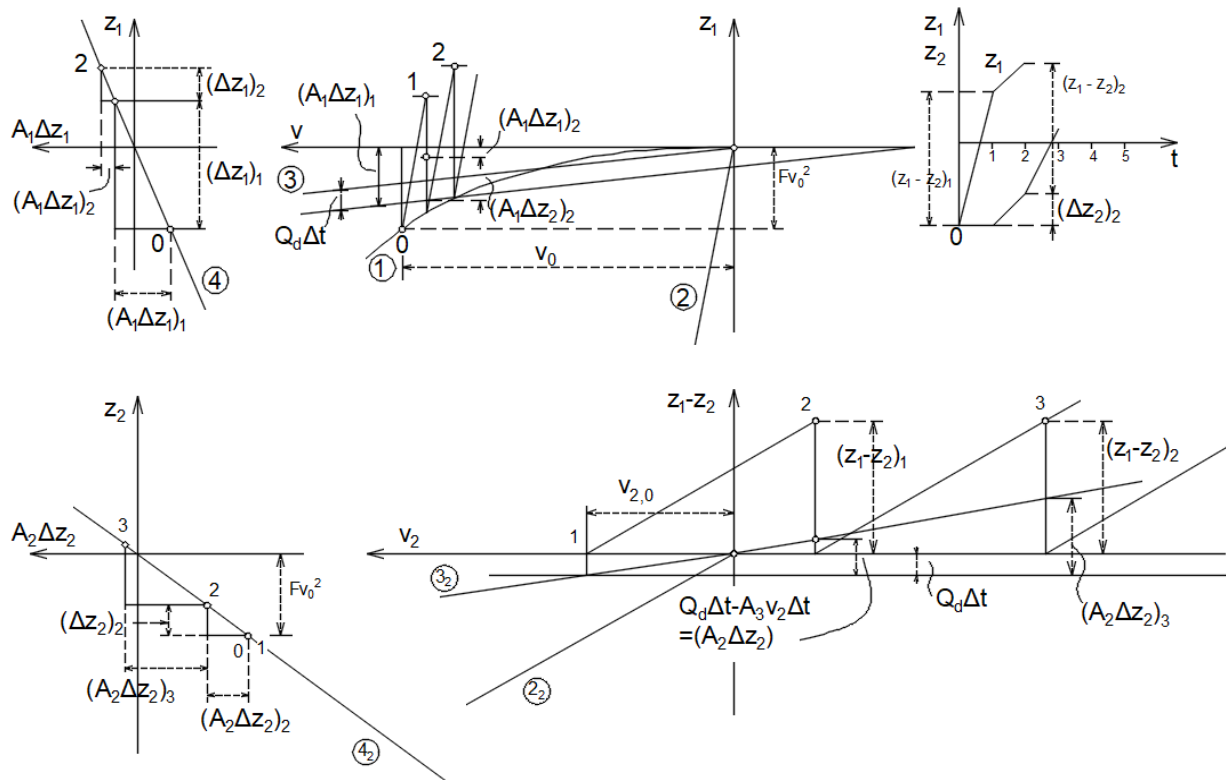
[4] $\Delta V_1 = A_1 \Delta z_1$ (volume V_1 kundrejt z),

Ekuacioni dinamik i lekundjes dytesore eshte

$$\frac{L_2}{g} \cdot \frac{dv_2}{dt} + (z_1 - z_2) + F_2 v_2^2 = 0 \quad (5 - 110)$$

qe mund te zgjidhet ne nje grafik qe lidh v_2 dhe $(z_1 - z_2)$. L_2 eshte gjatesia mesatare e kollones totale te ujit qe merr pjese ne lekundjen dytesore, d.m.th. gjatesia e tunelit lidhes (ose dhomes se zgjeruar) plus lartesine mesatare te kollones se ujit ne dy puset siper tij.

Figure 5-41 Analiza grafike e sistemit te kullave te ekuilibrit treguar ne Figure 5-40 (Prurja e turbines zero dhe pa humbje ferkimi ne kullen e ekuilibrit)



Ne Figuren 5-41, $F_2 v_2^2$ eshte neglizhuar sepse humbjet nga ferkimi ne pusin dytesor dhe tunel jane te vogla. Nuk ekziston, prandaj, kurba [1]₂. Kurbat e tjera sekondare jane:

$$[2_2] \quad \Delta v_2 = -\frac{g}{L_2} \Delta t (z_1 - z_2)$$

$$[3_2] \quad V_{T,2} = v_2 A_3 \Delta t$$

$$[4_2] \quad \Delta V_2 = A_2 \Delta z_2$$

Dy ekuacionet dinamike jane lidhur nga ekuacioni i vazhdueshmerise

$$vA_T = A_s u + Q \quad (5 - 111)$$

ku

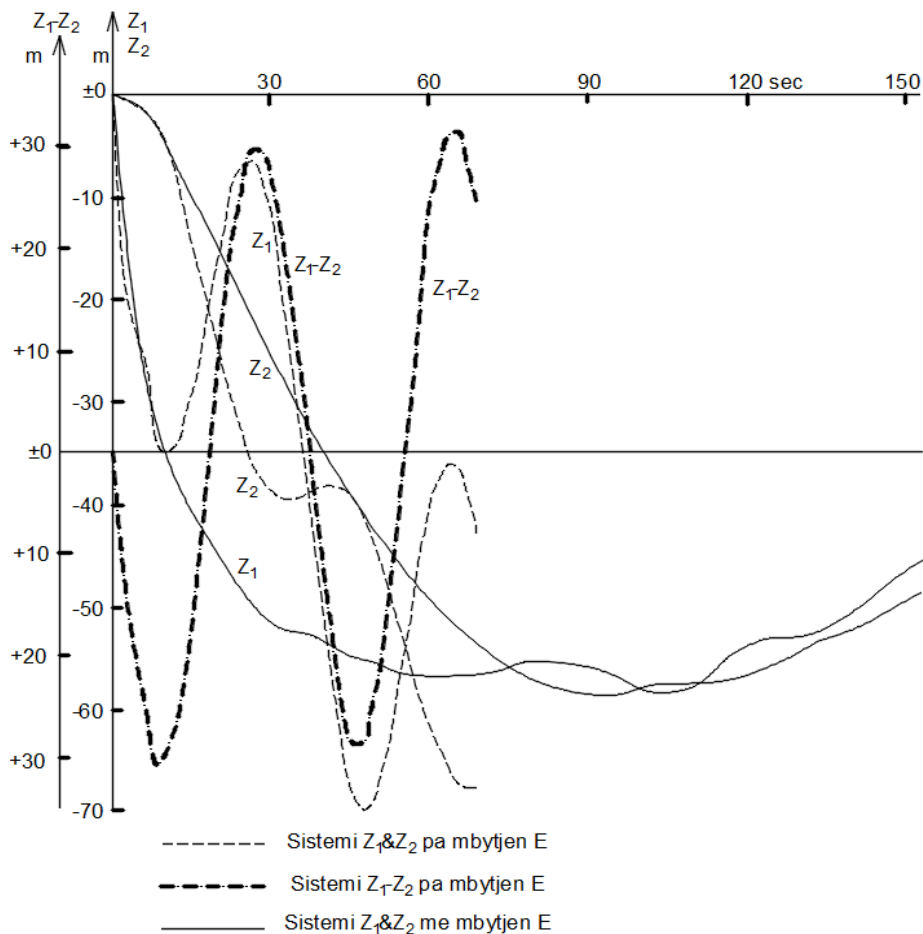
$$A_s u = A_1 \frac{dz_1}{dt} - A_3 v_2 \quad \text{dhe} \quad A_2 \frac{dz_2}{dt} = Q_d - A_3 v_2$$

duke cuar ne

$$vA_T = Q + A_1 \frac{dz_1}{dt} - A_3 v_2 = Q + A_1 \frac{dz_1}{dt} + A_2 \frac{dz_2}{dt} - Q_d \quad (5 - 112)$$

Figure 5-41 eshte ndertuar per $Q = 0$ dhe tregon piken e pare te kurbove qe lidhin z_1 dhe z_2 me t , pas mbylljes se menjehershme nga Q_0 ne $Q = 0$ dhe me nje rrjedhje konstante Q_d ne pusin II. Procedura eshte si vijon: Ne supozimin e z_2 qe mbetet i patrazuar gjate intervalit te pare te kohes, z_1 ne $t_1 = 1$ eshte percaktuar per kurben qe lidh z_1 me v . Nga kjo eshte gjetur $z_1 - z_2$ ne Kohen $t = 1$, qe ne nga ana tjetere jep piken 2 ne kurben e $z_1 - z_2$ kunderjt v_2 . Kurba ndihmese [4] lidh volumin ne pusin i me z_1 , dhe [4₂] volumin e II me z_2 .

Figure 5-42 Lekundjet e nivelit te ujit z_1 dhe z_2 ne nje sistem kullash ekuilibri te njepasnjeshme te tipit te treguar ne Figure 5-40



Rezultati i nje llogaritje te tille tregohet ne Figuren 5-42.

Kur lekundja per poshte ka arritur nivelin e tavanit te tunelit lidhes (ose dhomes se zgjeruar), sistemi mund te trajtohet si nje pus (kulle) me dhoma te zgjeruara.

(iv) Analiza e nje kulle ekuilibri te ushqyer nga dy tunele me presion (Figure 5-43)

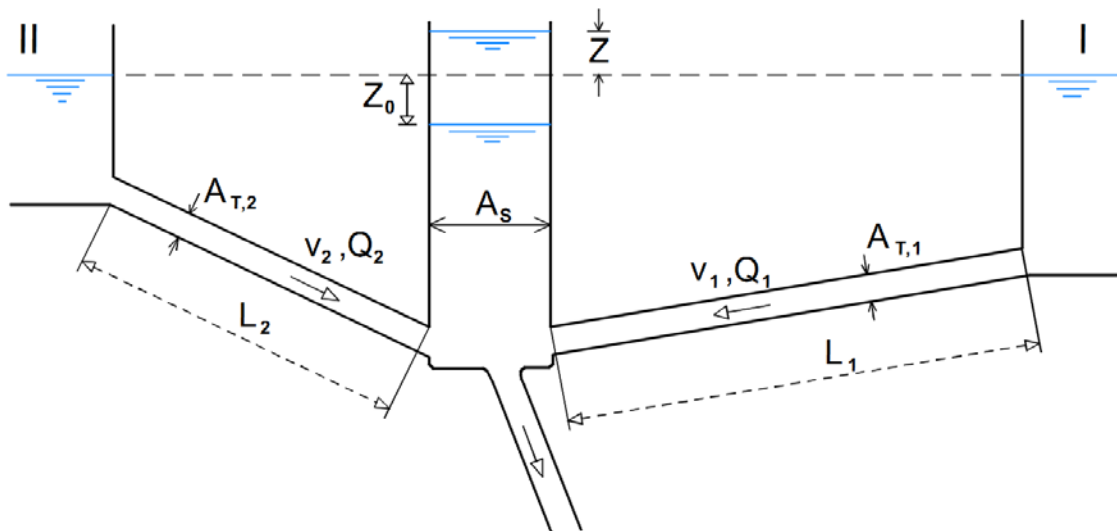
Ekuacionet qe pershkruajne levizjen jane:

$$\frac{L_1}{g} \frac{dv_1}{dt} + z + F_1 v_1^2 = 0 \quad (5 - 113)$$

$$\frac{L_2}{g} \frac{dv_2}{dt} + z + F_2 v_2^2 = 0 \quad (5 - 114)$$

$$A_{T,1} v_1 + A_{T,2} v_2 = Q + A_s \frac{dz}{dt} \quad (5 - 115)$$

Figure 5-43 Kulle ekuilibri te ushqyer nga dy tunele presioni me gjatesi L_1 dhe L_2



Procedura grafike fillon me ndertimin e kurbave [1] dhe [2], qe lidhin z me v_1 dhe kurbes [3] qe lidh prurjet me v_1 dhe v_2 , dhe [4], kurba e volumit te te kules kundrejt z . Ne kohen t vlerat e z_1 , v_1 dhe v_2 (dhe te $A_{T,1}$ dhe $A_{T,2}v_2$) jane te njohura dhe $\Delta z/\Delta t$ mund te derivohet nga ekuacioni i vazhdueshmerise (5 - 115). Vlera e re e $z+\Delta z$ korespondon me shpejtesite $v_1+\Delta v_1$ dhe $v_2+\Delta v_2$, ne perputhje me proceduren e zakonshme. Metoda vazhdon hap pas hapi, me dy diagramat e v_1 dhe v_2 te grafikuara njekohesisht si me pare.

Nga ky diskutim eshte evidente qe nje kulle ekuilibri e ushqyer qe ndan tunele me presion mund te analizohet ne nje menyre te ngjashme.

5.11 Metoda Grafike e Calame dhe Gaden

I pari qe zhvilloi nje analize me metoden grafike ishte Braun e cila konsiston ne nje kurbe te v te ndertuar kundrejt z ne te cilen kurba e v e ndertuar ne varesi te z zevendesohet nga harqe rrethore me rreze te njohur. Calame dhe Gaden kane zhvilluar nga nje ide te ngjashme por ata jane kurba qe lidhin u dhe z, ku $u = dz/dt$. Diagramat jane vizatuar pa dimensione, duke perdorur raportet u_r dhe z_r .

Ne formen pa dimensione ekuacioni dinamik eshte

$$u_r \frac{du_r}{dz_r} + \frac{1}{2\pi} \frac{dw_r}{dt_r} + z_r \pm F_r = 0 \quad (5 - 116)$$

dhe ekuacioni i vazhdueshmerise: $v_r = u_r + w_r$ (5 - 117)

Humbja e energjise eshte: $F_r = F_{r,0} \cdot v_r^2 = F_{r,0} (u_r + w_r)^2$ (5 - 118)

Keshtu qe ekuacioni qe vijon mund te formohet

$$\frac{du_r}{dz_r} = - \frac{z_r + \frac{1}{2\pi} \frac{dw_r}{dt_r} \pm F_{r,0} (u_r + w_r)^2}{u_r} \quad (5 - 119)$$

Cdonjeri nga harqet e kurbes qe lidhur me z_r mund te gjendet nga metoda e ilustruar ne Figure 5-44.

Le te jete B_i nje pike e njohur ne kurben e varesise se u_r nga z_r te ndertuar ne koordinata karteziante me akset qe intersektojne ne piken O. Nga B_i eshte vizatuar nje vije horizontale dhe ne te eshte ndertuar gjatesia

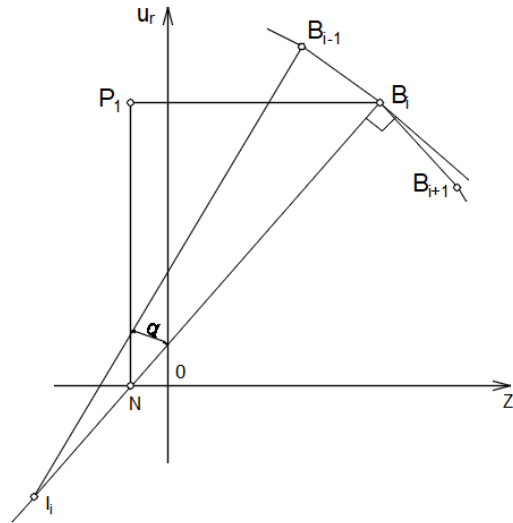
$$z_r + \frac{1}{2\pi} \frac{dw_r}{dt_r} \pm F_{r,0} (u_r + w_r)^2$$

Per te dhene piken P_1 . Nga P_1 nje vije vertikale eshte ndertuar duke intersektuar aksin horizontal (z_r) ne piken N. ($P_1N = u_r$) Ne perputhje me Figure 5-44.

$$-\tan \alpha = \frac{B_i P_1}{P_1 N} = - \frac{z_r + \frac{1}{2\pi} \frac{dw_r}{dt_r} \pm F_{r,0} (u_r + w_r)^2}{u_r} = \frac{du_r}{dz_r}$$

d.m.th. NB_i eshte pingul, nepermjet pikes B_i per ne kurben (u_r, z_r). Qendra e kurbaturen perftohet nepermjet lenies se vijes B_i, N intersektimin ne I_i pingule nepermjet pikes se meparshme B_{i-1} . Duke perdorur piken I_i si qender dhe me $I_i B_i$ si rreze, nje hark i shkurter $B_i B_{i+1}$ mund te ndertohe dhe B_{i+1} mund te konsiderohet si nje pike tjeter ne kurben (u_r, z_r). Pingulja $I_{i+1} B_{i+1}$ perftohet ne te njejten menyre dhe procesi vazhdon ne harkun e shkurter.

Figure 5-44 Princippet e percaktimit grafik te kurbes (u_r, z_r) (sipas Calame dhe Gaden)



Metoda eshte bazuar ne perdorimin e kushteve fillestare te njohura dhe te vlerave te dw_r/dt_r dhe w_r' , e cila do te jene te ndryshem ne cdo rast.

Eskande ka permiresuar kete metode grafike. Ai shkruan (ne vlera reale).

$$\frac{L_2}{g} \frac{dv}{dt} + z + Fv^2 \pm Ru^2 = 0$$

Ku $u = dz/dt$. Ekuacioni i vazhdueshmerise behet pas diferencimit

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{A_r} \left[A_s \frac{du}{dt} + u \frac{dA_s}{dt} + \frac{dQ}{dt} \right] = \frac{1}{A_r} \left[A_s u \frac{du}{dt} + u^2 \frac{dA_s}{dt} + \frac{dQ}{dt} \right]$$

Kur fusim kete vlere ne ekuacionin e meparshem ne perftojme

$$-\tan \alpha = \frac{du}{dz} = -\frac{1}{A_s u} \left[u^2 \frac{dA_s}{dz} + \frac{dQ}{dt} + \frac{gA_r}{L} (z + Fv^2 + Ru^2) \right]$$

qe eshte perdorur per integrimin hap pas hapi ne vend te ekuacionit te Calame dhe Gaden.

(a) Mbyllje e menjehershme e plote, pas kushteve te qendrueshme

Pas mbylljes se menjehershme,

$$w_r = 0 \quad dw_r / dt_r = 0 \quad v_r = u_r \quad (5 - 120)$$

Ekuacioni dinamik thjeshtohet ne

$$\frac{du_r}{dz_r} = -\frac{z_r \pm F_{r,0}u_r^2}{u_r} \quad (5 - 121)$$

Kurba qe prezanton $z_r = F_{r,0}u_r^2 = F_{r,0}v_2^2$ mund te vizatohen menjehere ne diagramen (u_r, z_r) . Sic tregohet ne Figure 5-45, pika P₁ do te koncidoje me P ne kete kurbe me vija.

Per te percaktuar kushtet kufitare, rrezja e kurbatures ρ duhet te gjendet. Ne Kohen $t = 0$ prurja eshte $Q = Q_0$. Rrezja e kurbatures eshte

$$\rho = \frac{\left\{1 + \left(\frac{du_r}{dz_r}\right)^2\right\}^{3/2}}{d^2u_r / dz_r^2} \quad (5 - 122)$$

Ne Kohen $t = 0$, $z_r = -F_{r,0}$, $du_r/dz_r = 0$, $u_r = 1$ dhe

$$\frac{d^2u_r}{dz_r^2} = -\frac{u_r - z_r \frac{du_r}{dz_r}}{u_r^2} - \frac{u_r \frac{dF_r}{dz_r} - F_r \frac{du_r}{dz_r}}{u_r^2} = -\frac{1}{u_r} = -1$$

duke cuar ne $\rho = -1$

Nje hark rrethor me rreze njesine eshte vizatuar me piken A' si qendra e saj dhe ne te eshte zgjedhur nje pike B nga e cila nje qender e re i eshte gjetur, duke cuar ne hapat e tjere ne pikat B', B'', etj. dhe qendrave I', II'', etj.

Kur amplitude maksimale ka arritur ($z_r = z_{r,max}$) shpejtesia ne tunel eshte kthyer ne te kundert, dhe $F_{r,0}$ duhet atehere te ndertohet ne grafik ne drejtim te kundert ($+z_r$).

Nje hark rrethor me rreze njesine eshte vizatuar me piken A' si qendra e saj dhe ne te eshte zgjedhur nje pike B nga e cila nje qender e re i eshte gjetur, duke cuar ne hapat e tjere ne pikat B', B'', etj. dhe qendrave I', II'', etj.

Kur amplitude maksimale ka arritur ($z_r = z_{r,max}$) shpejtesia ne tunel eshte kthyer ne te kundert, dhe $F_{r,0}$ duhet atehere te ndertohet ne grafik ne drejtim te kundert ($+z_r$).

Kurba (u_r, z_r) eshte nje tip spiraleje dhe lekundjet jane stabel, qe i afrohen origjines O gjithmone e me afer, duke e arritur ate ne $t = \infty$.

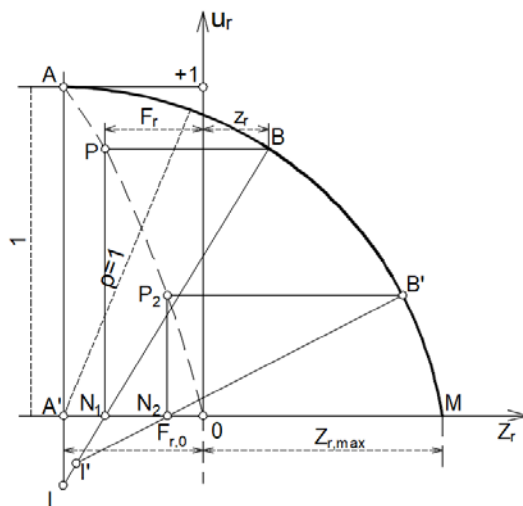
Intervalet e kohes Δt_r mund te llogariten nga

$$\Delta t_r = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta z_r}{u_r} = -\frac{1}{2\pi} \frac{\Delta u_r}{z_r + F_r} \quad (5 - 123)$$

ose

$$\Delta t_r = -\frac{1}{2\pi} \frac{\Delta u_r}{z_r + F_r} \quad (5 - 123.a)$$

Figure 5-45 Analiza e mbylljes se menjehershme (sipas Calame dhe Gaden)



dhe kurbat (z_r, t_r) , (u_r, t_r) mund te ndertohen pa vesh tiresi.

(b) Mbyllje lineare e saracineskes ose portes se turbinës

Me mbylljen lineare gjate intervalit te kohes $\tau = \theta T$,

$$w_r = 1 - \frac{t_r}{\theta} \quad \text{dhe} \quad \frac{dw_r}{dt_r} = -\frac{1}{\theta}$$

Ekuacionet (5 - 117) dhe (5 - 119) do te transformohen ne

$$v_r = u_r + 1 - \frac{t_r}{\theta} \quad (5 - 124)$$

$$\frac{du_r}{dz_r} = -\frac{z_r + F_r - 1/2\pi\theta}{u_r} \quad (5 - 125)$$

Per cdo pike B ne kurbe, vlera v_r (ekuacioni (5 - 124) duhet te percaktohet aritmetikisht per te bere te mundur qe pika P te vendoset ne grafik.

Kushtet kufitare jane dhene nga $t_r = 0$, $z_r = -|F_{r,0}|$, $v_r = 1$, $u_r = 0$, d^2u_r/dz_r^2 ne shprehjen e pergjithshme per ρ . Duhet te kihet parasysh qe $u = dz/dt$

dhe

$$dt_r = \frac{dt}{T} = \frac{1}{2\pi} \frac{w_0 dz}{z_* u} = \frac{1}{2\pi} \frac{dz_r}{u_r} \quad (5 - 126)$$

prej nga

$$\Delta t_r = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta z_r}{u_{r,m}} \quad (5 - 126.a)$$

ku $u_{r,m}$ eshte vlera mesatare e u_r .

Kjo procedure duhet te perdoret kur $t_r < \theta$ (ose $t < \tau$), Per $t_r > \theta$ saracineskat e turbines ose portat jane komplet te mbyllura dhe me $w_r = 0$ dhe $dw_r/dt_r = 0$ procedura eshte ndyshuar ne ate te pershkruar nen mbyllje te plote.

(c) Rritje e menjehershme e ngarkeses

Pas hapjes se menjehershme te portave te turbines prurja supozohet te jete $Q = Q_0$ dhe $w_r = 1$ me $dw_r/dt_r = 0$. Ekaucionet baze behen

$$v_r = 1 + u_r \quad F_r = F_{r,0} v_r^2 = F_{r,0} (1 + u_r)^2 \quad (5 - 127)$$

dhe

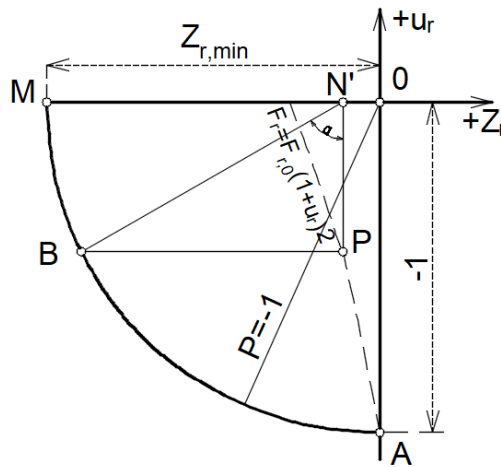
$$\frac{du_r}{dz_r} = - \frac{z_r + F_{r,0} (1 + u_r)^2}{u_r^2} \quad (5 - 128)$$

Me kushtet fillestare

$$z_r = 0, v_r = 0, u_r = -1, \rho = 1$$

grafiku i $F_r = F_{r,0}(1+u_r)$ mund te ndertohet ne diagramen (u_r, z_r) pa veshtiresi dhe keshtu pikat B dhe P (shih Figure 5-46) mund te perftohet lehte.

Figure 5-46 Analiza e ngarkimit te menjehershem te sistemit energjitik (sipas Calame dhe Gaden)



Kjo metode grafike mund te aplikohet ne nje diapason te gjere te problemeve. Eshte per tu rekomanduar vecanerisht per investigimet ne lekundjet qe vazhdojne per nje periode te gjate te kohes.

5.12 Krahasimi i Rezultateve te Eksperimenteve me ato te Llogaritur

Escande tregon qe metoda me diferenca te fundme jep rezultate ne perputhje perfekte me ato te perftuara nga integrimi direkt ku nje integrim i tille eshte i mundur (gabim zero). [52]

Gjithashtu perputhja ndermjet metodes me diferenca te fundme te Escande-s, metodes grafike te Calame dhe Gaden dhe metodes se permiresuar te Schoklitsch eshte shume e mire. Nese perioda deri ne kulmin e vales se pare te lekundjes nga grushti hidraulik ndahet ne 10-20 rritje, metoda e permiresuar e Schoklitsch duhet te rekomandohet vecanerisht.

Sipas Escande-s rezultatet e metodes me diferenca te fundme krahasohet mire me ato te eksperimenteve laboratorike (rreth 8% gabim) ne hydrjet e ngushtuara por me pak mire (rreth 20% gabim) per kullat e rrafsheta cilindrike. I. S. Pearsall gjeti perputhje te kenaqshme ne rastin e mbylljes totale te menjehershme (rreth 2.5% gabim), por gabime me te medha (10-20%) ne rastet e tjera, ndoshta per shkak te veshtiresise se shenimit te shkarkimit ekzakt neper saracineska te modeleve eksperimentale. [53]

6 Aplikime Praktike te Analizes se Grushtit Hidraulik ne Mbrojtjen e Sistemeve Hidraulike

6.1 Nje veshtrim i shkurter mbi Projektet e Mbrojtjes nga Grushti Hidraulik ne HEC-et ne vendin tone

Sistemi i mbrojtjes kundrejt fenomenit te grushtit hidraulik ka qene nje prioritet gjate projektimit te HEC-eve te medha ne vendin tone. Megjithate per shkak te komponimit te veprave te sistemit me presion ne HEC-et e projektuara dhe te ndertuara vetem ne kater prej tyre ka qene e nevojshme te merren masa speciale per mbrojtjen nga grushti hidraulik, ne HEC-in e Bistrices 1, HEC-in e Komanit ne lumin Drin, HEC-in e Fangut ne lumin Fan i Madh dhe HEC-in e Moglices ne lumin Devoll. Ne te kater HEC-et e mesiperm jane projektuar dhe ndertuar kulla ekuilibri per mbrojtjen nga grushti hidraulik gjate operimit te turbinave. Me poshte po japim karakteristika kryesore te sistemeve me presion te dy Hec-eve dhe dimensionimin e kullave te ekuilibrit.

6.1.1 Kullat e ekuilibrit ne sistemin me presion te HEC-it te Komanit

Sistemi i derivacionit me presion te HEC-it te Komanit perbehet nga dy tunele me presion te cilet degezohen ne dy tubacione te turbinave secili per te furnizuar me uje kater turbinat e HEC-it. Parametrat kryesore te sistemit me presion jane si me poshte:

- Tuneli i derivacionit per tunelet e turbinave 1 dhe 2
 - Gjatesi $L = 434.25$ m
 - Kuota e hyrjes 145.0 m m.n.d
 - Kuota ne alsin e kules se ekuilibrit 125.0 m m.n.d
 - Seksioni terthor rrethor $D = 9.0$ m me siperfaqe $A = 63.6$ m²
 - Tubacioni i turbinave 1, $L = 224.72$ m
 - Diameter i brendshem $D = 6.7, 6.2$ dhe 5.5 m
 - Kuota e hyrjes ne turbine 68.0 m m.n.d
 - Tubacioni i turbinave 2, $L = 224.72$ m
 - Diameter i brendshem $D = D = 6.7, 6.2$ dhe 5.5 m
 - Kuota e hyrjes ne turbine 68.0 m m.n.d
- Kulla e ekuilibrit te tuneleve te turbinave 1 dhe 2
 - Kuota e hyrjes ne kulle 132.85 m m.n.d
 - Diametri i kules $D = 15.5$ m
 - Siperfaqja e seksionit terthor te kules $A = 188.7$ m²
 - Kuota minimale e ujit ne kulle 140.7 m m.n.d
 - Kuota minimale e ujit ne kulle 174.0 m m.n.d
 - Kuota maksimale e ujit ne kulle 195.0 m m.n.d

- Kuota e pragut te sipërme te kullës 205.0 m m.n.d
- Tuneli i derivacionit për tunelet e turbinave 3 dhe 4
 - Gjatesi $L = 491.78$ m
 - Sipërfaqja e seksionit tërthor të kullës $A = 63.6$ m²
 - Kuota e hyrjes 145.0 m m.n.d
 - Kuota në askin e kullës së ekuilibrit 125.0 m m.n.d
 - Seksioni tërthor rrethor $D=9.0$ m me sipërfaqe $A = 63.6$ m²
 - Tubacioni i turbinave 3, $L = 213.8$ m
 - Diametri i brendshëm $D = 6.7, 6.2$ dhe 5.5 m
 - Kuota e hyrjes në turbine 68.0 m m.n.d
 - Tubacioni i turbinave 4, $L = 213.8$ m
 - Diametri i brendshëm $D = 6.7, 6.2$ dhe 5.5 m
 - Kuota e hyrjes në turbine 68.0 m m.n.d
- Kulla e ekuilibrit të tuneleve të turbinave 3 dhe 4
 - Kuota e hyrjes në kullë 132.85 m m.n.d
 - Diametri i kullës $D = 15.5$ m
 - Sipërfaqja e seksionit tërthor të kullës $A = 188.7$ m²
 - Kuota minimale e ujit në kullë 139.6 m m.n.d
 - Kuota minimale e ujit në kullë 174.0 m m.n.d
 - Kuota maksimale e ujit në kullë 196.3 m m.n.d
 - Kuota e pragut të sipërme të kullës 205.0 m m.n.d

Profili gjatësor i sistemit me presion të kullave të ekuilibrit të tuneleve të turbinave 1 & 2 dhe 3 & 4 në HEC-in e Komanit jepen në figurat e mëposhtme.

6.1.2 Kulla e ekuilibrit ne sistemin me presion te HEC-it te Fangut

Sistemi i derivacionit me presion te HEC-it te Fangut perbehet nga nje tunel i gjate me presion qe perfudnon ne dalje afer ndertesese se HEC-it me nje kulle ekuilibri. Parametrat kryesore te sistemit me presion jane si me poshte:

- Tuneli i derivacionit
 - Gjatesi $L = 9,829$ km
 - Kuota e hyrjes 125.5 m m.n.d
 - Kuota ne aksin e kules se ekuilibrit 72.51 m m.n.d
 - Seksioni terthor i kules se ekuilibrit rrethore $A_1 = 113.1\text{m}^2$ dhe $A_2 = 314.2\text{m}^2$
 - Tubacionet e turbinave, 2, $L = 183.4$ m
- Kulla e ekuilibrit
 - Kuota e hyrjes ne kulle (pas orifices) 79.54 m m.n.d
 - Diametri i kules $D_1 = 11.0$ m, $D_2 = 24$ m
 - Siperfaqja e seksionit terthor te kules $A_1 = 95.03$ m², $A_2 = 452.4$ m²,
 - Kuota minimale e ujit ne kulle 103.49 m m.n.d
 - Kuota maksimale e ujit ne kulle 178.2 m m.n.d
 - Kuota e pragut te siperme te kules 181.5 m m.n.d

6.1.3 Kulla e ekuilibrit ne sistemin me presion te HEC-it te Bistrices

Sistemi i derivacionit me presion te HEC-it Bistrices 1 perbehet nga nje tunel i gjate me presion qe perfundon ne dalje afer ndertesese se HEC-it me nje kulle ekuilibri. Parametrat kryesore te sistemit me presion jane si me poshte:

- Tuneli i derivacionit dhe kulla e ekuilibrit
 - Gjatesi $L = 4.53$ km
 - Kuota e hyrjes 142.5 m m.n.d
 - Seksioni terthor ne forme rrethore $D=3.5$ m ($L = 520$ m), patkoi 4.5 m x 4.5 m ($L = 200$ m), rrethor $D = 3.2$ dhe 3.4 m me gjatesi 3.8 km
 - Tubacionet e turbinave $3xD = 1800$ mm
 - Diameter i brendshem i kules se ekuilibrit $D = 6.5$ m
 - Lartesia e kules se ekuilibrit 24 m

6.1.4 Kulla e ekuilibrit ne sistemin me presion te HEC-it te Moglices

Sistemi i derivacionit me presion te HEC-it te Moglices perbehet nga nje tunel i gjate me presion qe perfundon ne ndertesese e centralit nentokesore ne me dy kulla ekuilibri, nje kulle ekuilibri perpara ndertesese se HEC-it dhe nje ne tunelin e shkarkimit nga ndertesese e centralit. Parametrat kryesore te sistemit me presion jane si me poshte:

- Tuneli i derivacionit
 - Gjatesi $L = 791.6$ m
 - Kuota ne aksin e kulles se ekuilibrit 578.22 m m.n.d
 - Seksioni terthor i hyrjes orifice (2.0x2.5)m, Seksioni 2 patkua (4x4.5)m $A = 16.25$ m², Seksioni 3 patkua (5.3x5.75) $A = 27.46$ m².
 - Kuota maksimale e ujit ne kulle gjate grushtit hidraulik 671.70 m m.n.d

6.2 Sistemet e Mbrojtjes nga Grushti Hidraulik ne Stacionet e Pompimit te Projektuara dhe Zbatuara ne Vendin tone

Ndersa ne HEC-et e medha i eshte kushtuar nje kujdes i vecante studimit dhe vleresimit te efekteve te grushtit hidraulik ne projektimin e sistemeve me presion, per stacionet e pompimit nuk ka qene dhe me perjashtime te vogla nuk eshte as sot kujdesi dhe vemendja kundrejt masave te mbrojtjes kundrejt grushtit hidraulik. Ne te shumten e rasteve te projektimit te stacioneve te pompimit projektuesit jane mjaftuar me instalimin e kontravalvolave ne anen e tubacioneve te dergimit per te mbrojtur vetem pompat kundrejt inercise se mases se ujit gjate nderprerjes se menjehershme te energjise elektrike dhe fikjes se pompave. Mbrojtja e vete tubacionit eshte vleresuar e mjaftueshme vetem nga presionet e larta nga grushti hidraulik dhe nuk jane studjuar efektet e presioneve te uleta nga ky fenomen dhe sidomos rastet kur keto te fundit e vendosin tubin nen presione negative.

Periudha e punes se ketij studimi perkoi me nje ngjarje te jashtezakonshme te ndodhur ne njerin nga stacionet e ujerave te zeza te projektuara dhe ndertuara ne vendin tone. Nje tubacion dergimi i stacionit te pompimit te ujerave te zeza megjithese me nje lartesi ngritjeje rreth 20 m, shpertheu gjate vitit te pare te operimit te tij dhe vete stacionit te pompimit. Si rezultat i kesaj ngjarjeje lindi si domosdoshmeri nje analize e detajuar e shkaqeve qe cuan ne shperthimin e tubacionit ku nje nga shkaqet kryesore krahas verifikimit te cilesise se tubacionit te dergimit ishte verifikimi dhe rivleresimi i efektit te fenomenit te grushtit hidraulik dhe ne rast nevoje projektimi dhe zbatimi i masave te reja te mbrojtjes nga grushti hidraulik.

Ne rast te gjetjes se mangesive ne sigurimin e masave kunder grushtit hidraulik ne kete stacion, analiza do te shtrihej edhe ne 5 stacione te tjeter te sistemit te kanalizimeve te ujerave te zeza ne zonat e projektit.

6.3 Analiza e Detajuar e Fenomenit te Grushtit Hidraulik ne Stacionet e Pompimit te Ujerave te Zeza ne Ksamil

6.3.1 Sistemi i kanalizimeve te ujerave te zeza te Ksamilit dhe shperthimi i tubit te dergimit te stacionit nr.4

Sistemi i ujerave te zeza ne Ksamil permban 5 stacione pompimi nga te cilet 4 prej tyre (Stacionet nr. 1, 2, 4 dhe 5) pompojne ujerat e zeza per ne stacionin qendror nr.6. Ky i fundit

i pompon ujerat e zeza per ne sistemin me gravitet qe shkarkon ne impiantin e pastrimit te qytetit te Sarandes.

Brenda vitit te pare te fillimit te operimit te sistemit te kanalizimeve dhe stacioneve te pompimit, tubacioni i dergimit te stacionit nr. 4 te pompimit shpertheu duke shkaktur nje problem te madh mjedisor per faktin qe ujerat e zeza filluat te shkarkojne ne rruge dhe me tej ne plazhin me te afert dhe me tej ne det. Periudha qe ndodhi ky shperthim perkoi me kulmin e sezonit turistik dhe masat qe duhet te merreshin ishin te jashtezakonshme jo vetem per nevojen e nje analize te detajuar qe ngjarje te tilla te mos perseriteshin por edhe per masat rehabilituese per rivendosjen e gjendjes normale.

Ne Figure 6–3 me poshte jepet pozicioni i vendit te shperthimit te tubacionit te dergimit te stacionit nr.5 pas ndalimit te rrjedhjes nga ndalimi i stacionit te pompimit. Ne sfond deti Jon ku u shkarkua edhe rrjedhja e ujerave te zeza.

Figure 6–3 Pamje e vendit te shperthimit te tubacionit te dergimit



Ndersa ne Figure 6–4 tregohet demtimi i tubacionit te dergimit gjate shperthimit.

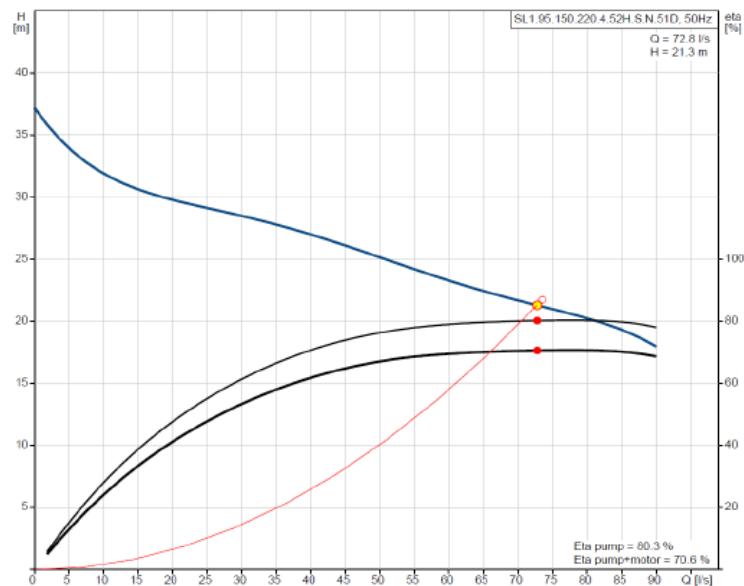
Figure 6–4 Pamje e demtimit te tubacionit gjate shperthimit



6.3.2 Stacioni i pompimit nr.4 – Parametrat e pompimit

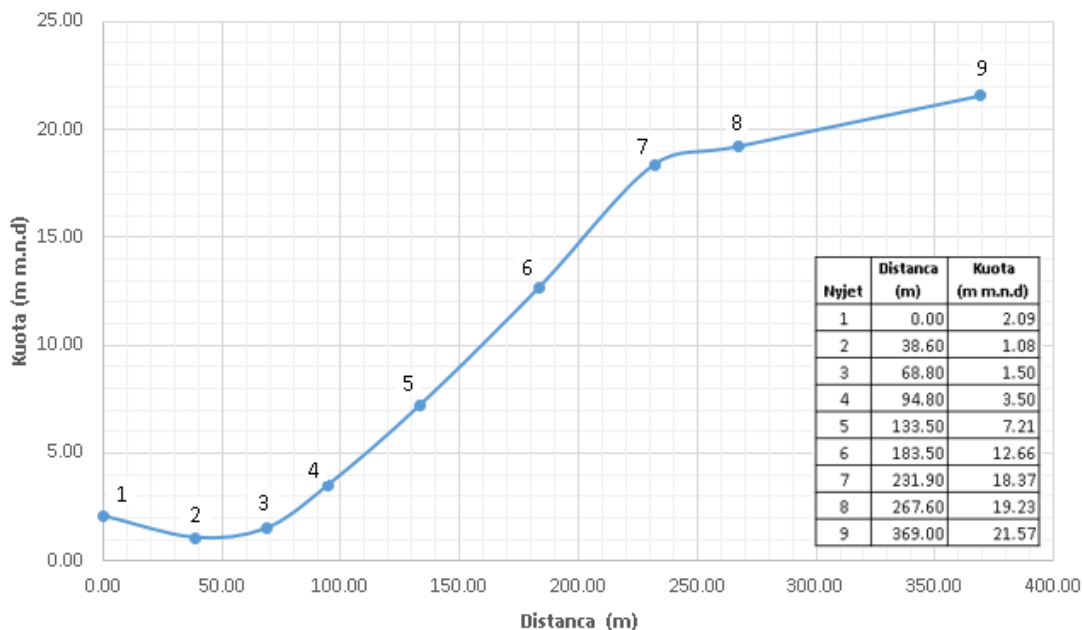
Stacioni i pompimit nr. 4, tubacioni i dergimit te te cilit u demtua si me sipër perbehet nga elementet dhe parametrat e meposhtem:

- Nr. i pompave te instaluara 3
- Regjimi i operimit 2 ne pune + 1 rezerve
- Kurba e operimit te pompes:



- Fuqia e elektromotorit 22 kW
- Shpejtesia e rrot.te pompes & elektromotorit 1,476 rrot./minute
- Momenti inercise se elektromotorit WR2 0.075 kg*m²
- Momenti inercise se pompes WR2 0.025 kg*m²
- Momenti inercise se sistemit te pompes WR2 0.100 kg*m²
- Niveli minimal i ujit ne dhomen e thithjes -0.41 m m.n.d
- Niveli maksimal i ujit ne dhomen e thithjes +0.6 m m.n.d
- Diametri i dhomes se thithjes se pompave 3.6 m
- Tubi i presionit brenda stacionit te pompimit Inoks
- Gjatesia e tubit brenda stacionit te pompimit 7.0 m
- Diametri i tubit brenda stacionit te pompimit DN 200
- Kontravalavola brenda stac.te pompimit (ξ = 0.5...1.0 – DN200/PN10)
- Saracineske porte e rrafshet (ξ = 0.5...0.3 – DN200/PN10)
- Tubacioni i dergimit te pompes HDPE100
- Diametri i jashtem OD450
- Presioni nominal i tubit PN6
- Spesori i mureve te tubit te dergimit 17.2 mm
- Gjatesia e tubacionit te dergimit 370 m
- Profili i tubacionit te dergimit:

Profili gjatesor i tubit te dergimit



6.3.3 Analiza e operimit te stacionit te pompimit per gjendjen e qendrueshme

A. Te dhenat hyrese

N_p	Numri i seksioneve te tubit ($N_p = 8$)
i, j	Nr: seksionit te tubit (8), nyjes (9)
L (m)	Gjatesia e tubit = 369 m
D (mm)	Diametri hidraulik i tubit = 415.6 mm
ε (mm)	Ashpersia e tubit ($\varepsilon_{\min} = 0.05\text{mm}$, $\varepsilon_{\max} = 0.50\text{mm}$)
λ	Faktori i ferkimit te seksionit te tubit
ξ	Shuma e koeficienteve te humbjeve per seksionet e tubit
K	Koeficienti i humbjeve te kurbes energjise
X (m)	Distanca horizontale
Y (m m.n.d)	Kuota e seksioneve te tubit
Φ (%)	Humbjet e paparashikuara = 3
Materiali i tubit	HDPE100
Presioni tubit	PN6
Diam. Jashtem	450 mm
Spesori i tubit	17.2 mm

$$K_{\min_i} = \frac{\frac{\varphi+100}{100} * 8}{9.81 \left(\frac{D_i}{1000}\right)^4 \pi^2} \left[\lambda_{\min_i} \frac{L_i}{\left(\frac{D_i}{1000}\right)} + \xi_i \right] \text{ dhe } K_{\max_i} = \frac{\frac{\varphi+100}{100} * 8}{9.81 \left(\frac{D_i}{1000}\right)^4 \pi^2} \left[\lambda_{\max_i} \frac{L_i}{\left(\frac{D_i}{1000}\right)} + \xi_i \right]$$

Llogaritjet jane permbledhur ne tabelen e meposhtme.

Figure 6-5 Permbledhje e llogaritjeve te koef. te humbjes se energjise per rrjedhjen e qendrueshme

j	Nyjet		Tubot			λ_{\min}	λ_{\max}	ξ_i	K_{\min}	K_{\max}
	X_j	Y_j	i	L_i	D_b					
1	0.00	2.09	1	38.60	415.60	0.012468	0.02057	0.500	4.73458	6.88208
2	38.60	1.08	2	30.20	415.60	0.012468	0.02057	0.000	2.58717	4.26734
3	68.80	1.50	3	26.00	415.60	0.012468	0.02057	0.000	2.22736	3.67387
4	94.80	3.50	4	38.70	415.60	0.012468	0.02057	0.000	3.31535	5.46841
5	133.50	7.21	5	50.00	415.60	0.012468	0.02057	0.100	4.56895	7.35069

6	183.50	12.66	6	48.40	415.60	0.012468	0.02057	0.000	4.14633	6.83904
7	231.90	18.37	7	35.70	415.60	0.012468	0.02057	0.000	3.05834	5.04450
8	267.60	19.23	8	101.40	415.60	0.012468	0.02057	1.100	11.82788	17.46923
9	369.00	21.57								

B. Kurba e rezistences se sistemit

Nivelet e dhomes se thithjes se pompave:

- Niveli minimal i ujit -1.41 m m.n.d
- Niveli maksimal i ujit 0.6 m m.n.d

Nivelet ne piken e shkarkimit:

- Niveli minimal i ujit 21.57 m m.n.d
- Niveli maksimal i ujit 22.57 m m.n.d

Lartesia statike:

- Lartesia statike minimale $21.57 - 0.6 = 20.97$ m
- Lartesia statike maksimale $22.57 - (-1.41) = 23.98$ m

Kurba e rezistences se sistemit per ashpersi minimale te tubacionit:

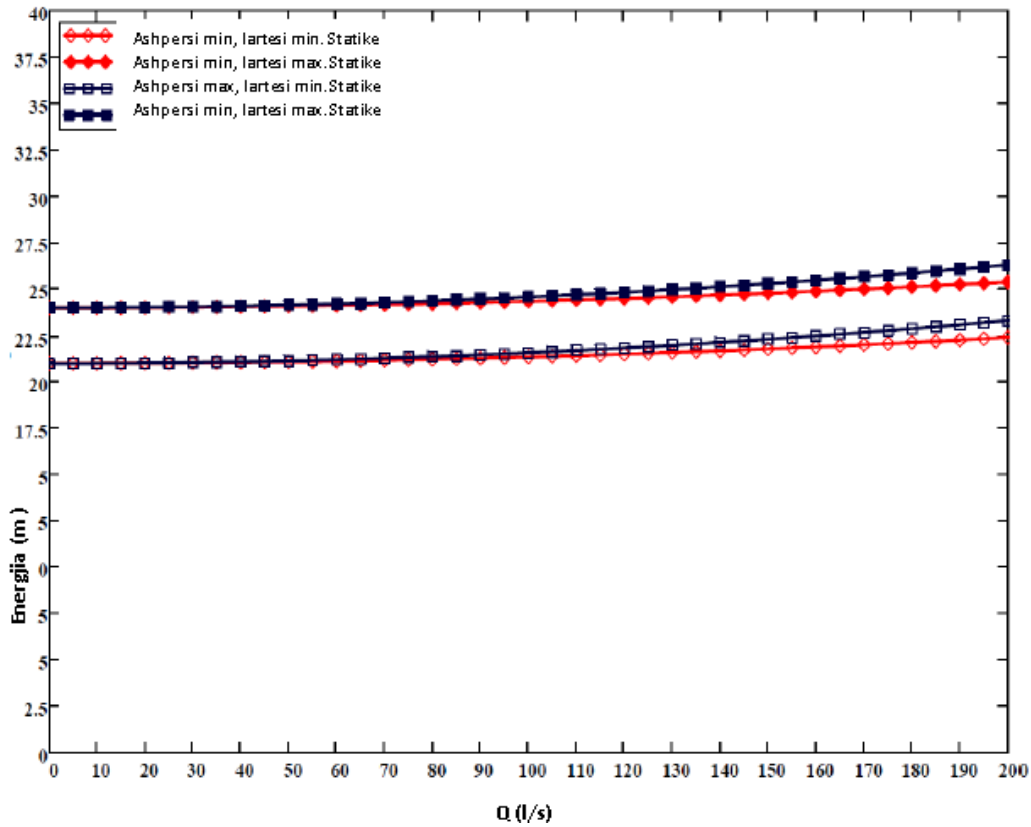
- Kurba e rezistences se sistemit minimale $H_{min} = H_{st_{min}} + \sum_{i=1}^{N_p} \left(K_{min_i} \frac{Q}{1000} \frac{|Q|}{1000} \right)$
- Kurba e rezistences se sistemit maksimale $H_{max} = H_{st_{max}} + \sum_{i=1}^{N_p} \left(K_{min_i} \frac{Q}{1000} \frac{|Q|}{1000} \right)$

Kurba e rezistences se sistemit per ashpersi maksimale te tubacionit:

- Kurba e rezistences se sistemit minimale $H_{min} = H_{st_{min}} + \sum_{i=1}^{N_p} \left(K_{max_i} \frac{Q}{1000} \frac{|Q|}{1000} \right)$
- Kurba e rezistences se sistemit maksimale $H_{max} = H_{st_{max}} + \sum_{i=1}^{N_p} \left(K_{max_i} \frac{Q}{1000} \frac{|Q|}{1000} \right)$

Llogaritjet jane permbledhur ne figuren e meposhtme.

Figure 6-6 Kurba e rezistences se sistemit



C. Kurba e rezistences brenda stacionit te pompimit

Koeficientet e humbjeve:

- Koeficienti i humbjeve te saracineskes se rrashfet $\xi = 0.50$
- Koeficienti i humbjeve te kontravalvoles $\xi = 1.00$
- Koeficienti i humbjeve te hyrjes se rrjedhes $\xi = 0.50$
- Koeficienti i humbjeve te brrylit 90° $\xi = 0.30$
- Koeficienti i humbjeve te degezimit 90° $\xi = 0.91$

Te dhenat e tubit te shkarkimit:

- Diametri DN = 200 mm
- Gjatesia e tubit L = 7.0 m
- Koeficient i ferkimit $\lambda = 0.026$
- Humbjet lokale te tubit $\xi = \xi_{\text{hyrje}} + \xi_{\text{kontravalvoles}} + \xi_{\text{brrylit}} + \xi_{\text{brrylit } 90} = 2.91$
- Koeficienti i kurbes se humbjeve

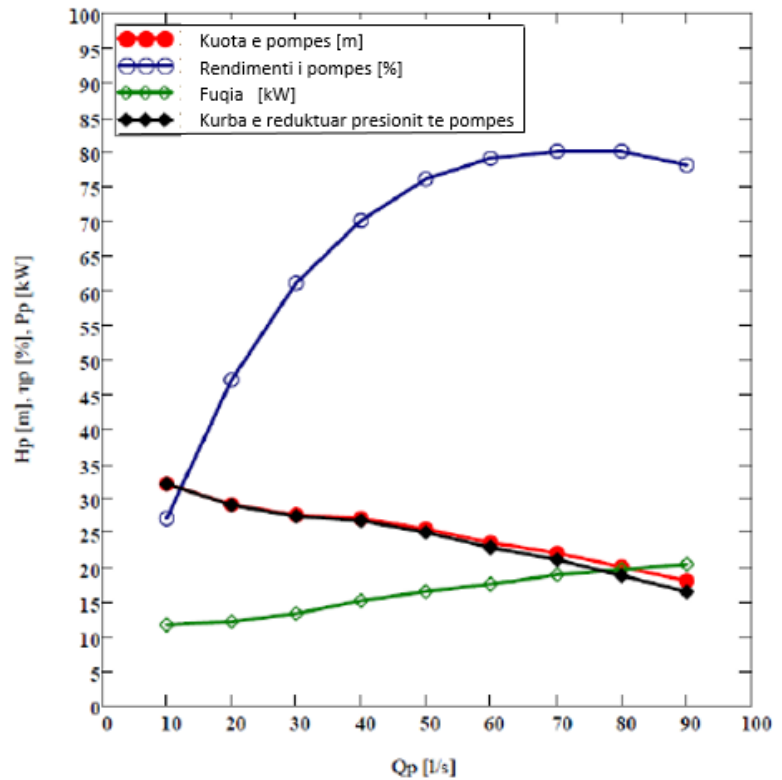
$$K_{total} = \frac{8}{9.81 \left(\frac{DN}{1000}\right)^4 \pi^2} \left[\lambda \frac{L_t}{\left(\frac{DN}{1000}\right)} + \xi \right]$$

D. Te dhenat e pompes

- Tipi i pompes Pompe centrifugale me nje faze
- Fuqia e elektromotorit 22 kW
- Shpejtesia e rrotullimit n = 1,476 rrot/min
- Te dhenat per kurben e pompes

$$H_{pr} = H_p - K_{total} \left(\frac{Q_p}{1000} \right)^2$$

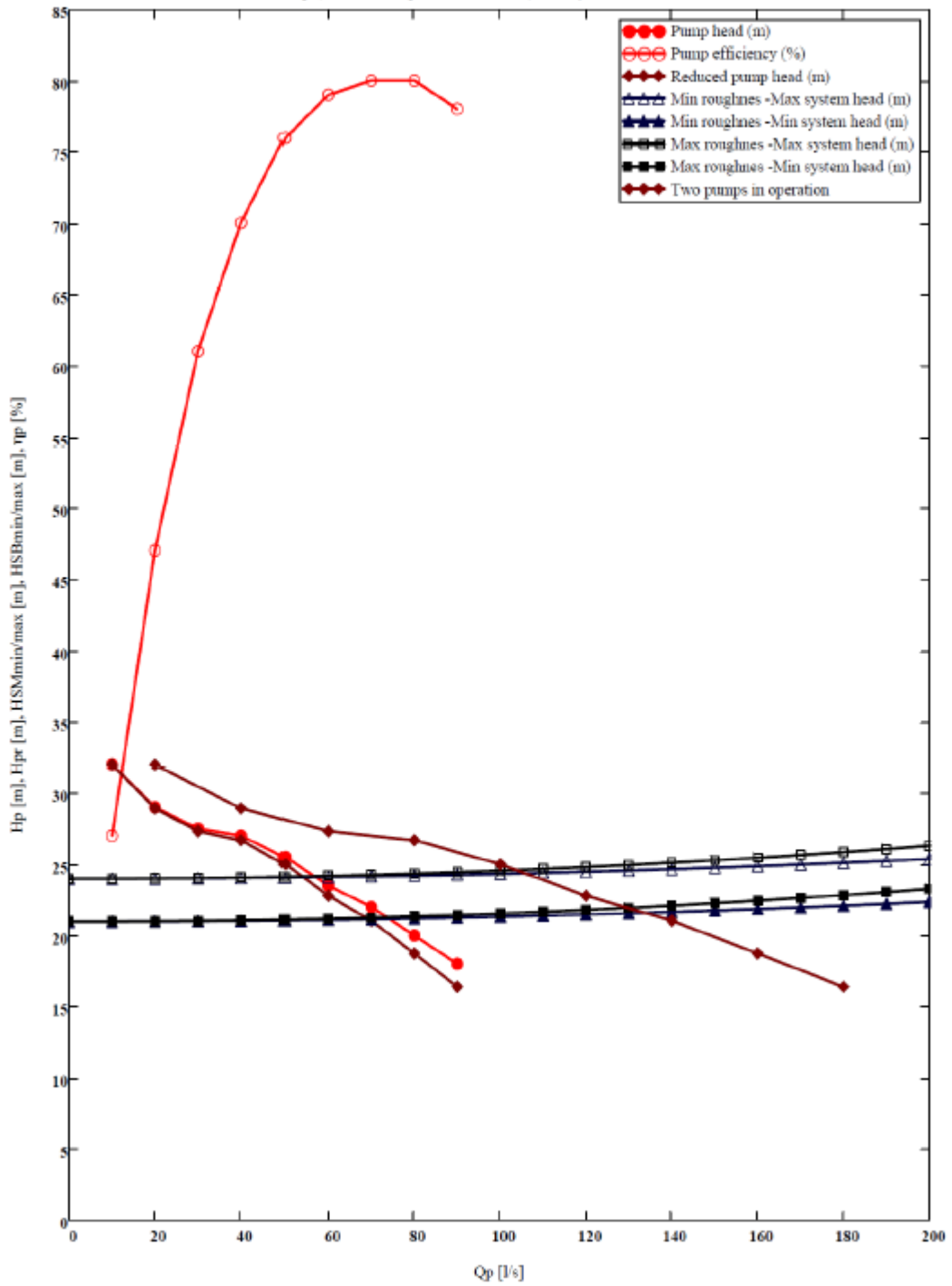
Q_p (l/s)	H_p (m)	η_p (%)	P_p (kW)
10	32.0	27	11.6
20	29.0	47	12.1
30	27.5	61	13.3
40	27.0	70	15.1
50	25.5	76	16.5
60	23.5	79	17.5
70	22.0	80	18.9
80	20.0	80	19.6
90	18.0	78	20.4

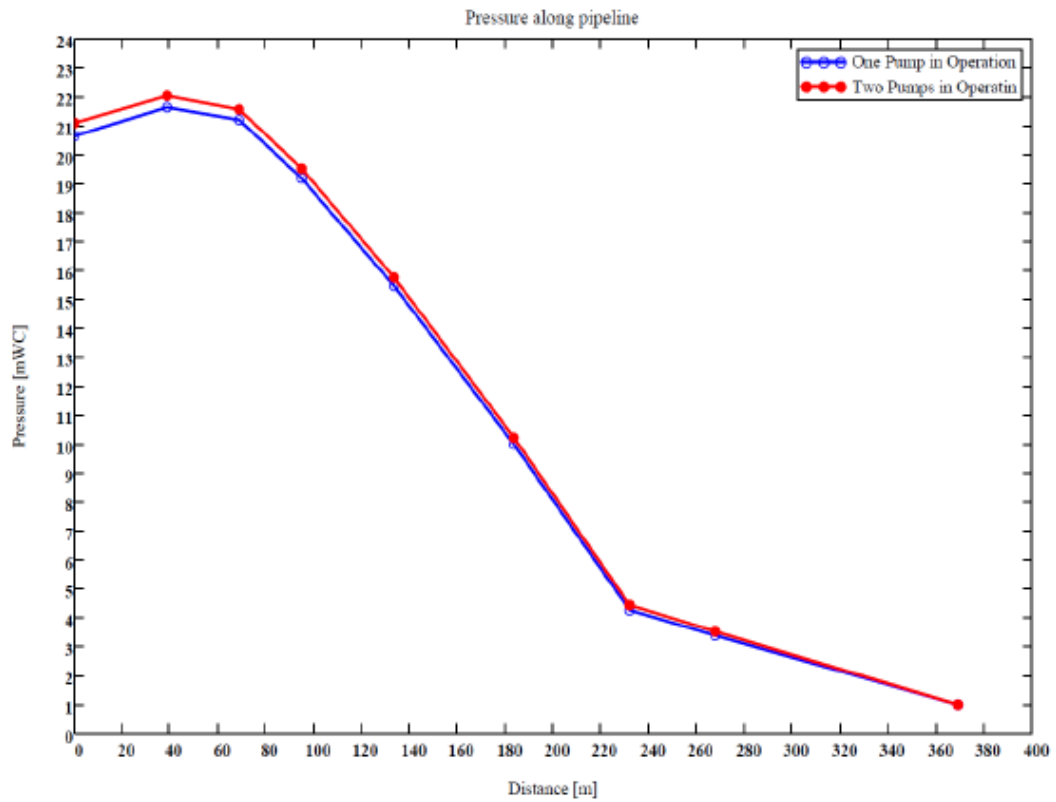
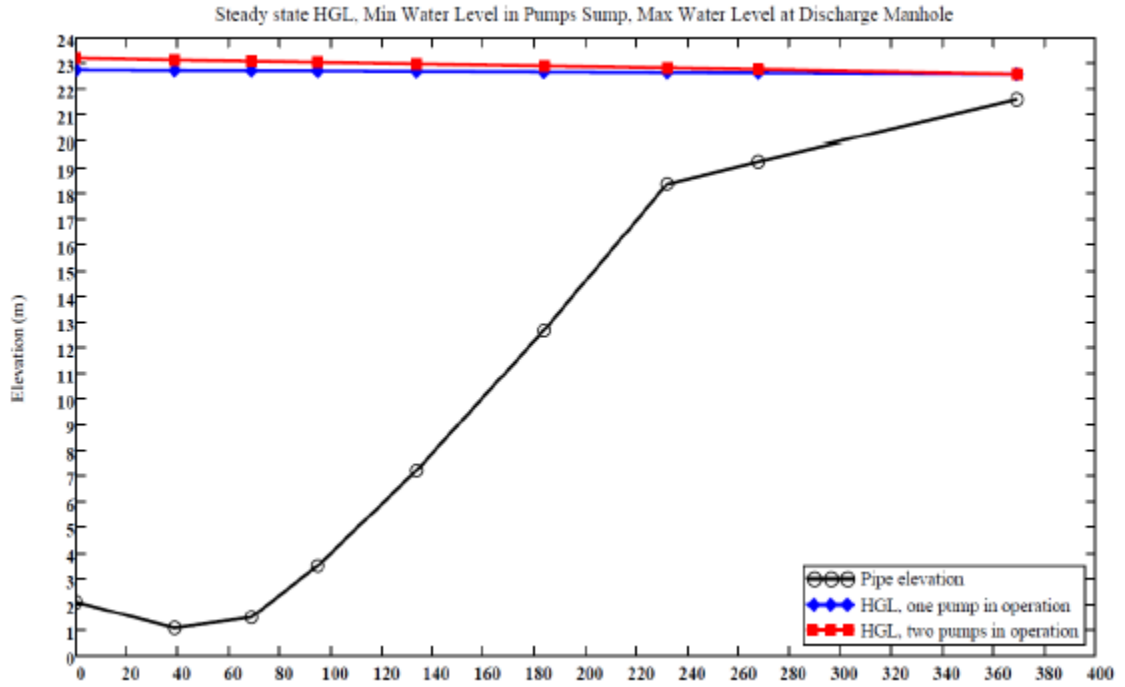


E. Regjimi i operimit te pompes

- Nje pompe ne pune Prurja e operimit nga 55 l/s ne rreth 70 l/s
- Dy pompa ne pune Prurja e operimit nga 105 l/s ne rreth 130 l/s

Pump (n=nominal speed=1476min-1) and System Characteristics





6.3.4 Analiza e operimit te stacionit te pompimit per gjendjen e paqendrueshme

Qellimi i analizes se gjendjes se paqendrueshme te sistemeve hidraulike ose grushtit hidraulik eshte kontrolli i energjise kinetike dhe ndalimi i saj per t'u shnderruar ne energji te deformimit elastik. Nese tejkalohe kufinjte e deformimit elastik te materialeve qe akomodojne lengun qe rrjedh, shkaktohen demtime dhe shkaterrime te tyre, te cilat duhet te shmangen.

Kjo mund te behet nepermjet nje ose kombinimit te metodave te meposhtme:

- Instalimi i dhomave te ajrit me presion dhe kullave te ekuilibrit ku energjia eshte grumbulluar si energji presioni
- Instalimi i volanteve ne te cilat energjia e grumbulluar shderrohet ne energji te rrotullimit
- Aktivizimi i nje grafiku te pershtatshem te mbylljes dhe hapjes se saracineskes ose mbyllesit llogariten dhe verifikohen nga analiza e grushtit hidraulik ne baze te karakteristikave te saracineskes ose mbyllesit
- Instalimi i valvolave te ajrimitne rastet kur jane konsumuar te gjitha zgjidhjet e tjera per shkak te problemeve qe krijojne gjate operimit:
 - Kerkojne mirembajtje te rregullt
 - Nese instalohen ne pozicion te papershtatshem ato mund te rendojne lekundjet e presionit ne vend te lehtesimit te tyre
 - Nen rrethana te caktuara operimi i strukturave hidraulike mund te kufizohet per shkak se ajri i thithur ne sistemin me presion duhet te largohet perseri
 - Menaxhimi i ujerave te zeza therret per projektim te vecante duke marre ne konsiderate fenomene qe shoqerojne keto ujera

6.3.5 Shpejtesia e vales ne sistemin me presion te stacionit te pompimit

Ne tabelat e meposhtme jane permblodhur parametrat e sistemit dhe llogaritja e shpejtesise se vales maksimale dhe minimale:

Table 6-1 Tabelat e llogaritjes se shpejtesise maksimale dhe minimale te vales

Llogaritja e shpejtesise minimale te vales. Materiali i tubit: HDPE		
Diametri i brendshem e tubit:	415.6	[mm]
Spesori i murit te tubit:	17.2	[mm]
Moduli i elasticitetit (Hukut) te tubit:	800,000,000	[N/m ²]
Moduli i elasticitetit (Hukut) te ujit:	2,190,000,000	[N/m ²]
Dendesia e ujit:	1,000	[kg/m ³]
Koeficienti i puasonit te tubit:	0.46	[-]
Koeficienti i kontraktimit terthor:	0.79	[-]
Shpejtesia e vales se grushtit hidraulik:	203	[m/s]

Llogaritja e shpejtesise minimale te vales. Materiali i tubit: HDPE		
Diametri i brendshem e tubit:	415.6	[mm]
Spesori i murit te tubit:	17.2	[mm]
Moduli i elasticitetit (Hukut) te tubit:	1,000,000,000	[N/m ²]
BModuli i elasticitetit (Hukut) te ujit:	2,190,000,000	[N/m ²]
Dendesia e ujit:	1,000	[kg/m ³]
oeficienti i puasonit te tubit:	0.46	[-]
Koeficienti i kontraktimit terthor:	0.79	[-]
Shpejtesia e vales se grushtit hidraulik:	226	[m/s]

Shpejtesia e vales per analizen e grushtit hidraulik	215	[m/s]
--	------------	-------

6.3.5.1 Analiza e grushtit hidraulik ne sistemin me presion per fikjen e Stacionit te pompimit ose nderprerjes se energjise elektrike

Analiza e sjelljes se sistemit kundrejt fenomenit te grushtit hidraulik do te behet per dy skenaret e meposhtem te operimit:

Table 6-2 Skenaret e analizes se grushtit hidraulik ne sistem

Kushtet e Operimit:	
Rasti A	
Nr. i pompave ne operim:	1
Kapaciteti i Stacionit te Pompimit:	rreth 65 l/s
Skenari:	Ndalim i zakonshem i Pompes
Rasti B	
Nr. i pompave ne operim:	2
Kapaciteti i Stacionit te Pompimit:	rreth 120 l/s
Skenari:	Renie e energjise elektrike
Shpejtesia e vales nga grushti hidraulik:	215 m/s
Pajisjet e mbrojtjes nga grushti hidraulik:	Pa pajisje te mbrojtjes nga grushti hidraulik

Jane bere llogaritjet e rritjes se presionit ne rastin e grushtit hidraulik duke supozuar qe nuk jane instaluar pajisje per mbrojtjen nga grushti hidraulik (ashtu sic rezultonte sistemi me presion i stacionit nr.4 ne shqyrtim).

Ne rast te nderprerjes se energjise elektrike nga motori i pompes ne menyre te menjehershme si aksidentalisht ashtu edhe me qellim, linden probleme te shkaktuar nga grushti hidraulik ne sistem.

Ne pergjithesi renia e presionit qe shoqeron fikjen e pompes perhapet me shpejtesi nga stacioni i pompimit per ne fundin e sistemit me presion (nyjen e shkarkimit nr. 9) me shpejtesine e vales. Renia e presionit mund te coje ne nderprerjen e aksit te tubacionit dhe venien e tij nen vakum duke u shoqeruar nga fenomene te kavitetit te brendshem qe mund te jete shkaterruese per tubacionin. Per me teper rrjedhja e kundert ne sistem nese nuk menaxhohet ne menyren e duhur mund te coje ne mbipresione te konsiderueshme pergjate sistemit.

Nderprerja e aksit te tubacionit ndodh ne te dy skenaret e operimit A dhe B. Nese nderprerja e aksit te tubacionit nga kurba e presionit nga grushti hidraulik do te ndodhe, analiza e fenomenit nuk eshte me e vlefshme dhe vazhdimi i llogaritjeve duhet te ndalohe.

Ne tubacionet e instaluar ne stacionin e pompimit nr. 4 nuk ka te dhena mbi aftesine e tyre per te perballuar presionet nga vakumi dhe nuk ka vlera te lejueshme qe mund te perballohen nga tubacioni. Nje e dhene e tille duhet te sigurohet nga prodhuesi i tubacioneve dhe te konfirmohet prej tyre. Ne kushtet kur kjo e dhene nuk ekziston (sic rezulton ne analizen tone) per sigurine e sistemit me presion duhet shmangur cdo nderprerje e aksit te tubacionit nga kurba e presionit nga grushti hidraulik gjate gjithe periudhes se simulimit te ketij fenomeni.

Rasti A

Llogaritjet e presionit maksimal nga grushti hidraulik jane bere nepermjet ekuacionit te Zhukovskit si me poshte:

$$\Delta p = c \times \Delta v / g$$

ku:

c (m/s) – shpejtesia e vales

g (m/s²) – nxitimi i gravitetit

Δv (m/s) – ndryshimi i shpejtesise se rrjedhjes

Te dhenat dhe llogaritje jane permblodhur ne tabelen e meposhtme:

Table 6-3 Llogaritjet e rritjes se presionit nga grushti hidraulik Rasti A

Prurja maksimale e pompes:	70.0	[l/s]
Diametri i brendshem i tubit:	415.6	[mm]
Shpejt. e vales per analizen e grushtit hidraulik (c):	215	[m/s]
Shpejtesia max. e ujit ne tubacion (v)	0.516	[m/s]
Nxitimi i gravitetit (g):	9.81	[m/s ²]
Rritja e presionit per shkak te grushtit hidraulik	11.3	[mWC]

Sipas llogaritjeve te mesiperme ne pikat me te uleta te sistemit (ndermjet nyjeve 2, 3 dhe 4) presioni maksimal duhet te jete rreth 33 m kollone uji (presioni statik ishte rreth 22 m dhe rritja e presionit si rezultat i grushtit hidraulik eshte rreth 11 m kollone uji).

Rasti B

Nese jane ne operim dy pompa me kapacitet rreth 130 l/s, sipas ekuacionit te Zhukovskit llogaritje e rritjes se presionit jane permbledhur ne tabelen e meposhtme:

Table 6-4 Llogaritjet e rritjes se presionit nga grushti hidraulik Rasti B

Prurja maksimale e pompes:	130.0	[l/s]
Diametri i brendshem i tubit:	415.6	[mm]
Shpejt. e vales per analizen e grushtit hidraulik (c):	215	[m/s]
Shpejtesia max. e ujit ne tubacion (v)	0.958	[m/s]
Nxitimi i gravitetit (g):	9.81	[m/s ²]
Rritja e presionit per shkak te grushtit hidraulik	21.0	[mWC]

Sipas llogaritjeve te mesiperme ne pikat me te uleta te sistemit (ndermjet nyjeve 2, 3 dhe 4) presioni maksimal duhet te jete rreth 43 m kollone uji (presioni statik ishte rreth 22 m dhe rritja e presionit si rezultat i grushtit hidraulik eshte rreth 21 m kollone uji)

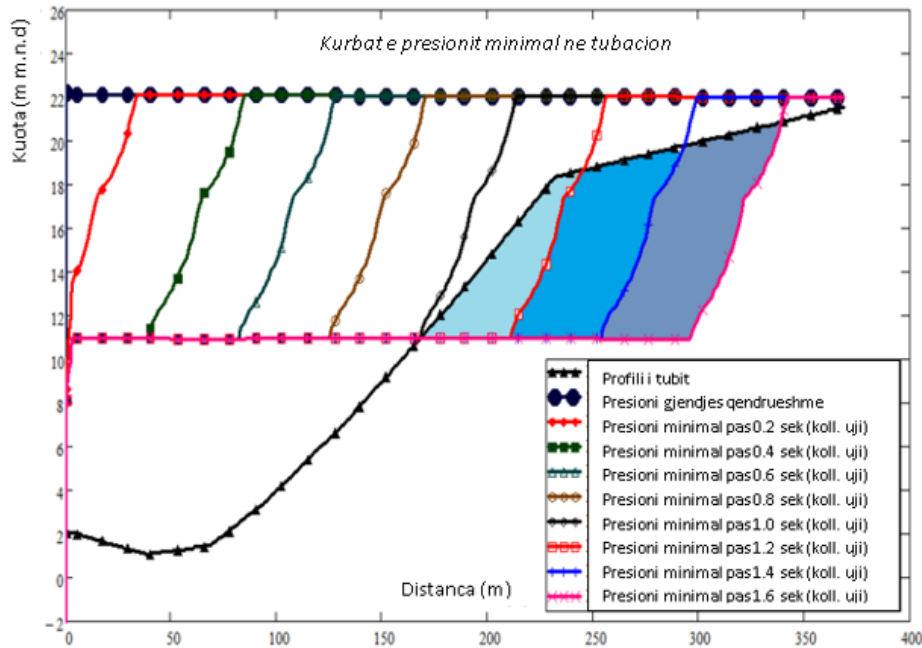
Megjithate duhet theksuar qe llogaritjet e mesiperme japin vetem vlerat maksimale te rritjes se presionit nga grushti hidraulik qe ne kushtet me te zakonshme te projektimit te nje tubacioni dergimi te nje stacioni pompimi merret ne konsiderate per t'u perballuar nga tubi i projektuar. Ajo qe mbetet e dyshimte eshte aftesia e tubacionit per te perballuar presionet negative nga grushti hidraulik ose vakumi si rezultat i nderprerjes se aksit te tij nga kurba e presionit. Per kete kerkohet nje analize e detajuar e fenomenit te grushtit hidraulik dhe progresi i tij ne kohe.

Nje analize e tille mund te realizohet vetem nepermjet ndertimit te modeleve hidraulike te sjelljes se sistemit ne efektin e grushtit hidraulik. Nje model i tille eshte ndertuar per sistemin hidraulik te stacionit nr.4 ne ambientet e Matlab-it duke perkthyer ne gjuhen e tij te gjitha algoritmet e zgjidhjes se ekuacioneve qe pershkruajne fenomenin e grushtit hidraulik. Rezultatet e simulimeve te programit te ndertuar si me siper jane dhene per dy rastet e trajtuara A dhe B.

Rasti A – Nje pompe ne operim (prurje Q rreth 70 l/s) – fikje e zakonshme

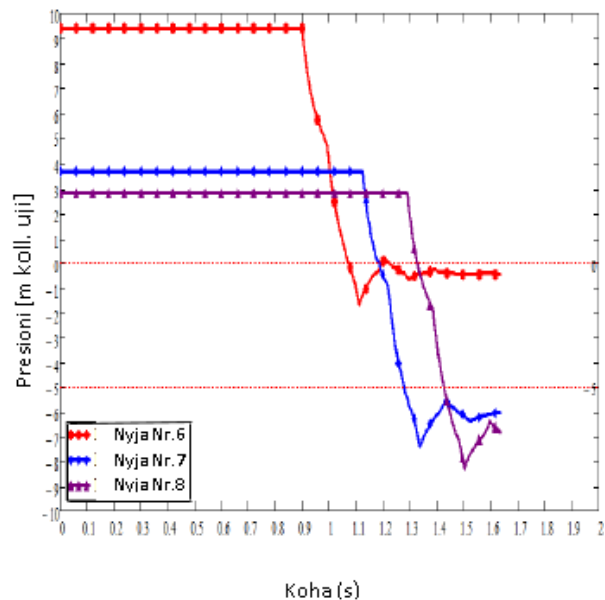
Ne diagramen e meposhtme tregohen perhapjet e vales pas fikjes se pompes nga stacioni i pompimit deri ne puseten e shkarkimit. Pas nje kohe rreth 1.0 sekonda nje pjese e tubacionit kalon ne vakum.

Figure 6–7 Kurbat e presionit minimal nga grushti hidraulik ne tubacionin e dergimit



Nga grafiket e mesiperm tregohet qe nyjet 6, 7 dhe 8 jane pikat me delikate te tubacionit te dergimit qe gjenden nen veprimin e vakumit me te madh. Ne figuren e meposhtme kemi dhene ne menyre specifike si lekunden vlerat e presionit ne kohen.

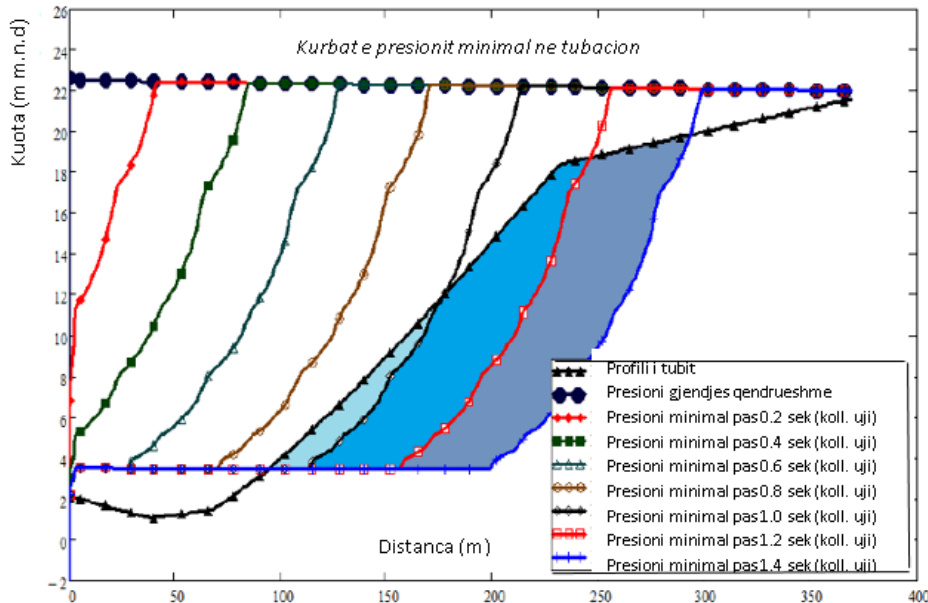
Figure 6–8 Presionet ne nyjet 6, 7 dhe 8 ne varesi te kohes



Rasti B – Dy pompa ne operim (prurje Q rreth 130 l/s) – nderprerje e energjise elektrike

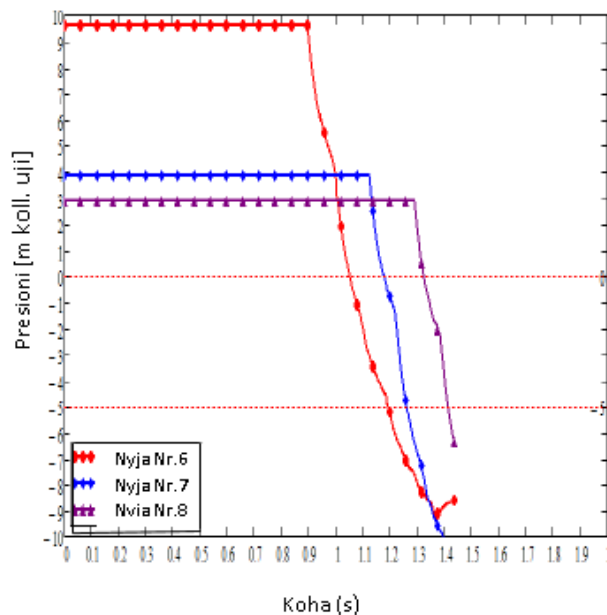
Ne diagramen e meposhtme tregohen perhapjet e vales pas nderprerjes se energjise elektrike nga stacioni i pompimit deri ne puseten e shkarkimit. Pas nje kohe rreth 0.9 sekonda nje pjese e tubacionit kalon ne vakum.

Figure 6–9 Kurbat e presionit minimal nga grushti hidraulik ne tubacionin e dergimit



Nga grafiket e mesiperm tregohet qe nyjet 6, 7 dhe 8 jane pikat me te ngarkuara te tubacionit te dergimit me presion negativ ose nen veprimin e vakumit me te madh. Ne figuren e meposhtme kemi dhene ne menyre specifike si lekunden vlerat e presionit ne kohen.

Figure 6–10 Presionet ne nyjet 6, 7 dhe 8 ne varesi te kohes



Rasti B – Dy pompa ne operim (prurje Q rreth 130 l/s) – nderprerje e energjise elektrike

Ne diagramen e meposhtme tregohen perhapjet e vales pas nderprerjes se energjise elektrike nga stacioni i pompimit deri ne puseten e shkarkimit. Pas nje kohe rreth 0.7 sekonda nje pjese e tubacionit kalon ne vakum.

6.3.6 Projektimi i masave per zvogelimin e efektit te grushtit hidraulik ne stacionin e pompimit nr.4

Analiza e bere ne sistemin me presion te stacionit te pompimit nr. 4 tregoi qe tubacioni i dergimit ne kushtet e lindjes se fenomenit te grushtit hidraulik gjate fikjes normale te pompave ose gjate nderprerjes se menjehershme te energjise elektrike ndodhet ne kushtet e presioneve negative ose vakumit ne vlera te konsiderueshme. Kjo gjendje e perforcuar nga mungesa e te dhenave per kapacitetet mbajtese te tubacionin nen vakum e ben te domosdoshme clirimin e tubacionit nga vlerat negative te presionit ne kushtet e grushtit hidraulik.

Kjo duhet te realizohet si per rastin e ndezjes se pompes ashtu edhe gjate fikjes ose nderprerjes se energjise elektrike te stacionit te pompimit.

Per kete qellim modeli i ndertuar per sistemin me presion eshte analizuar dhe simuluar ne kushtet e zgjatjes se kohes se ndezjes dhe fijes se pompes.

6.3.6.1 Projektimi i kohes se ndezjes se pompes per te siguruar mbrojtjen nga grushti hidraulik

Nese ndezja e pompes behet ne nje kohe te shkurter vlera te konsiderueshme te presionit nga grushti hidraulik (pozitive dhe negativ) do te zhvillohen ne sistem. Nese ajri eshte prezent ne tubacionin e dergimit ne formen e “xhepave te ajrit” sistemi mund te perballoje probleme te ndryshme hidraulike dhe te operimit si zvogelimi i kapacitetit te pompave, veshtiresi ne hapjen e kontravalvoles (nese ajri eshte futur nga pompat dhe grumbulluar ne anen e sipërme te kontravalvoles), kercimin e bulezave te ajrit lart dhe poshte pergjate tubacionit te dergimit te cilat mund te shkaktojne lekundje te presionit por edhe nderprerjen e kollones se ujit (nderprerja e aksit te tubacionit nga kurba e presionit) ne rastin kur “xhepat e ajrit” levizin ne drejtim te zonave me presion negativ ku shperthejne.

Sistemi eshte analizuar dhe simuluar per disa skenare qe korespondojne me kohe te ndryshme te ndezjes se pompave duke marre per secilin simulim grafiket e lekundjeve te presionit ne funksion te kohes si dhe kurbat e presionit maksimal dhe minimal ne profilin gjatesor te tubacionit te dergimit.

Sistemi i stacionit nr. 4 eshte analizuar per dy skenaret e operimit te stacionit te pompimit me nje dhe dy pompa ne operim.

Kushtet e analizes se stacionit te pompimit me nje pompe ne pune jane permbedhur me poshte:

Table 6-5 Kushtet e operimit te stacionit te pompimit me nje pome ne pune

Kushtet e operimit	Vlera e parametrave
Kapaciteti i pompes ne gjendjen e qendrueshme	65 l/s
Niveli i ujit ne dhomes e thithjes se pompes	-1.41 m m.n.d
Niveli i ujit ne puseten e shkarkimit	Rreth 22.00 m
Shpejtesia e vales	215 m/s
Rasti A	Koha e ndezjes se pompes 1 sek
Rasti B	Koha e ndezjes se pompes 2 sek
Rasti C	Koha e ndezjes se pompes 3 sek
Rasti D	Koha e ndezjes se pompes 4 sek
Rasti E	Koha e ndezjes se pompes 5 sek
Rasti F	Koha e ndezjes se pompes 10 sek
Rasti G	Koha e ndezjes se pompes 15 sek
Pajisje per mbrojtjen nga grushti hidraulik	Pa pajisje te mbrojtjes nga grushti hidraulik

Analiza e rasteve te mesiperme eshte prezantuar ne Shtojcen 3, bashkengjitur raportit, ndersa koha e ndezjes se pompes per te siguruar mbrojtjen e sistemit hidraulik me presion te stacionit nr.5 nga efekti i grushtit hidraulik eshte percaktuar 15 sek. Per kete kohe te ndezjes se pompes lekundjet e presionit ne nyjen 1 (dhe ne cdo nyje tjeter), sic tregohet ne Figure 6–11 jane minimale. Nga ana tjeter kurbat e presionit nga grushti hidraulik (maksimale dhe minimale) nuk nderpresin aksin e tubacionit te dergimit duke siguruar qe ne asnje moment tubacioni nuk ndodhet nen kushtet e vakumit.

Figure 6–11 Varesia e presionit dhe prurjes nga koha gjate grushtit hidraulik – Nyja 1

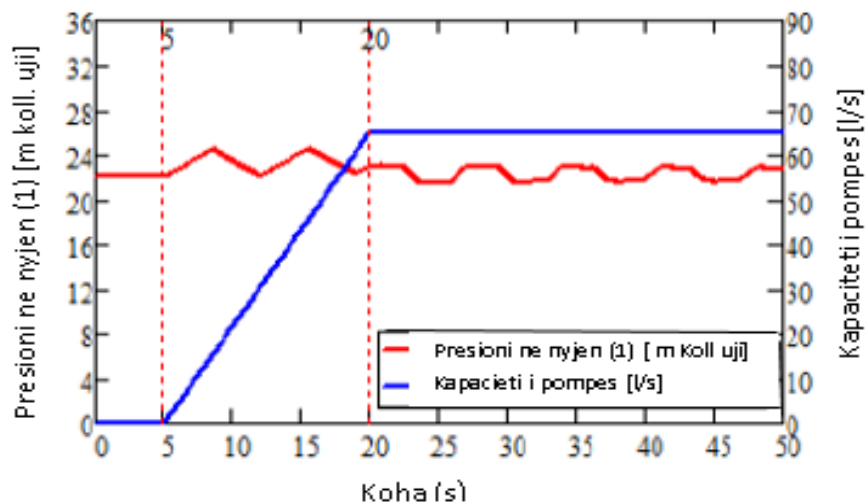
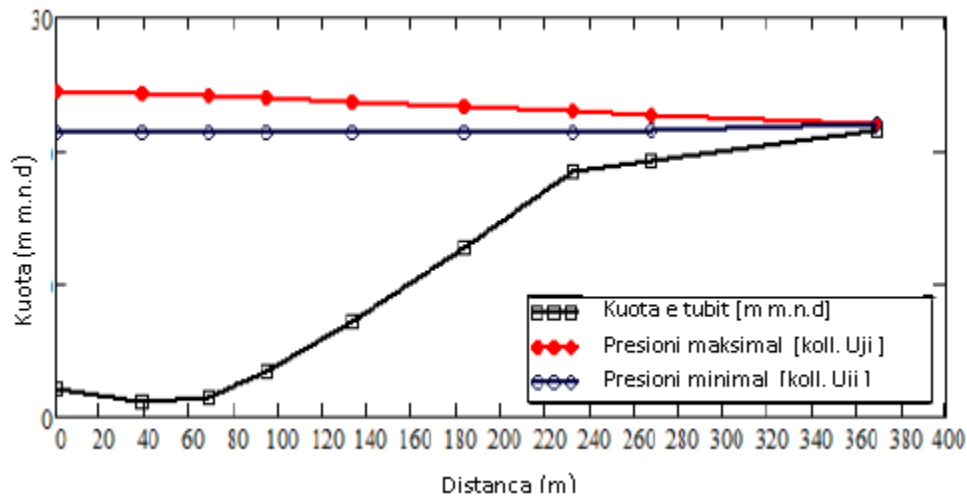


Figure 6–12 Kurbat e presionit maksimal & minimal ne tubacion per kohe ndezje te pompes t = 15 sek



Rezultatet e skenareve per kohe te ndryshme te ndezjes se pompave jane dhene ne Shtojcen 3.

6.3.6.2 Projektimi i volumit te dhomes se ajrit me presion per te siguruar mbrojtjen nga grushti hidraulik gjate nderprerjes se enegjise ne stacionin e pompimit

Per rastin e nderprerjes se energjise elektrike ne stacionin e pompimit asnjera nga metodat e zvogelimit te grushtit hidraulik me zgjatjen e kohes se ndezjes ose fikjes se pompes nuk do te ishte e vlefshme pasi me nderprerjen e energjise ne stacionin e pompimit pajisjet e instaluar per kete qellim nuk do te funksiononin pa energji elektrike. Ato do te ishin te vlefshme vetem per rastin e fikjes se zakonshme te pompave gjate operimit ose gjate fikjes per qellime te tjera nga operatoret e stacionit te pompimit.

Si rezultat gjate nderprerjes se energjise elektrike ne stacionin e pompimit per zvogelimin e grushtit hidraulik qe lind ne kete rast do te perdoret metoda e instalimit te dhomave te ajrit me presion.

Sistemi eshte analizuar dhe simuluar per rastin e per disa skenare qe korespondojne me volume te ndryshme te dhomave te ajrit me presion te perfshire ne model duke perftuar per secilin simulim grafiket e lekundjeve te presionit ne funksion te kohes si dhe kurbat e presionit maksimal dhe minimal ne profilin gjatesor te tubacionit te dergimit.

Sistemi i stacionit nr. 4 eshte analizuar per skenarin e operimit te plote te stacionit te pompimit me dy pompa ne pune. Simulimi me nje pompe nuk do te jepte volume me te medha te dhomes se ajrit.

Kushtet e analizes se stacionit te pompimit me dy pompe ne pune jane permbledhur me poshte:

Table 6-6 Kushtet e operimit te stacionit te pompimit me nje pompe ne pune

Kushtet e operimit	Vlera e parametrave
Numri i pompave ne pune	2
Kapaciteti i dy pompes ne operim	rreth 120 l/s
Shpejtesia e vales	215 m/s
Skenari i operimit per simulim	nderprerje e energjise – fikje e dy pompave
Pajisja e mbrojtjes kunder grushtit hidraulik	Instalim i dhomes se ajrit me presion ne nyjen 1
Rasti A	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 0.25 m ³
Rasti B	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 0.50 m ³
Rasti C	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 0.75 m ³
Rasti D	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 1.00 m ³
Rasti E	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 1.10 m ³
Rasti F	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 1.20 m ³

Analiza e rasteve te mesiperme eshte prezantuar ne Shtojcen 3, bashkengjitur raportit, ndersa volumi minimal i projektuar i ajrit ne dhomen me presion per te siguruar mbrojtjen e sistemit hidraulik me presion te stacionit nr.4 nga efekti i grushtit hidraulik eshte percaktuar 1.2 m³. Per kete volum te dhomes se ajrit me presion lekundjet e presionit ne nyjen 1, 6, 7 dhe 8, sic tregohet ne Figuren 6-13 dhe Figure 6–14 jane minimale. Nga ana tjetere kurbat e presionit nga grushti hidraulik (maksimale dhe minimale), Figure 6–15, nuk nderpresin aksin e tubacionit te dergimit duke siguruar qe ne asnje moment tubacioni nuk ndodhet nen kushtet e vakumit.

Analiza e nevojese se instalimit te ajruesve pergjate tubacionit te dergimit eshte bere ne funksion te sigurimit te sistemit me presioj ne teresi te stacionit nr.4 por qe nuk paraqet interes per aplikimin e metodave te vleresimit te grushtit hidraulik ne kete studim, prandaj edhe nuk eshte prezantuar.

Rezultatet e skenareve per volume te ndyshme te dhomes se ajrit me presion te instaluar ne nyjen 1 jane dhene ne Shtojcen 3.

Ne figuren 1-16 jane dhene pamje nga pajisjet e instaluara per mbrojtjen nga grushti hidraulik qe kane rezultuar nga analiza e mesiperme.

Analiza te ngjashme jane bere per 4 stacionet te tjerat te pompimit te zbatuar ne sistemin e KUZ ne Ksamil dhe per stacionin e pompimit ne Kune – Shengjin. Per faktin qe trajtimi i tyre nuk sjell te reja ne metodat e aplikimin te grushtit hidraulik me teper se kjo qe kemi dhene me siper nuk jane trajtuar ne kete raport.

Figure 6-13 Lekundjet e presionit dhe ajrit ne dhomen me presion per kapacitet $V = 1.2 \text{ m}^3$

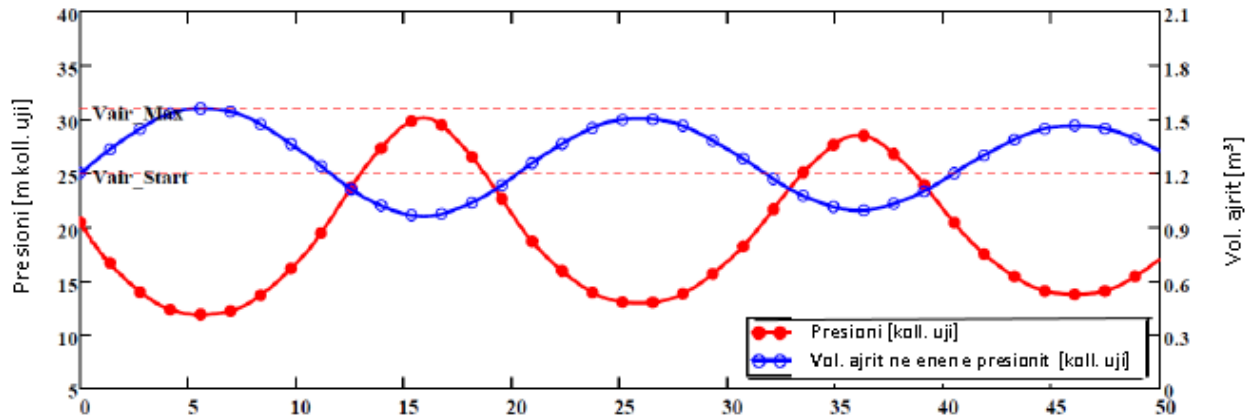


Figure 6-14 Lekundjet e presionit ne nyjet 6, 7 dhe 8 per volum te ajrit ne dhome 1.2 m^3

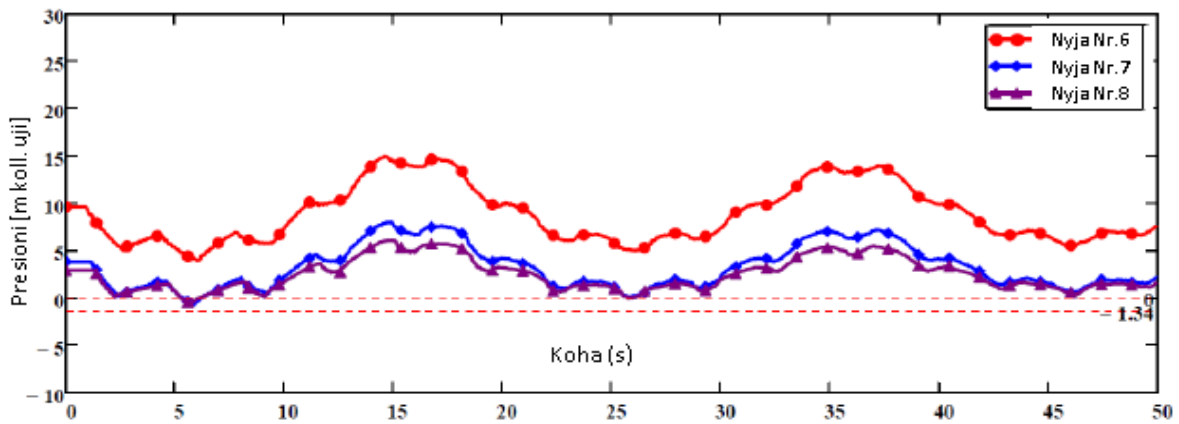


Figure 6-15 Kurbat e presionit maksimal & minimal ne tubacion per volum te ajrit ne dhome 1.2 m^3

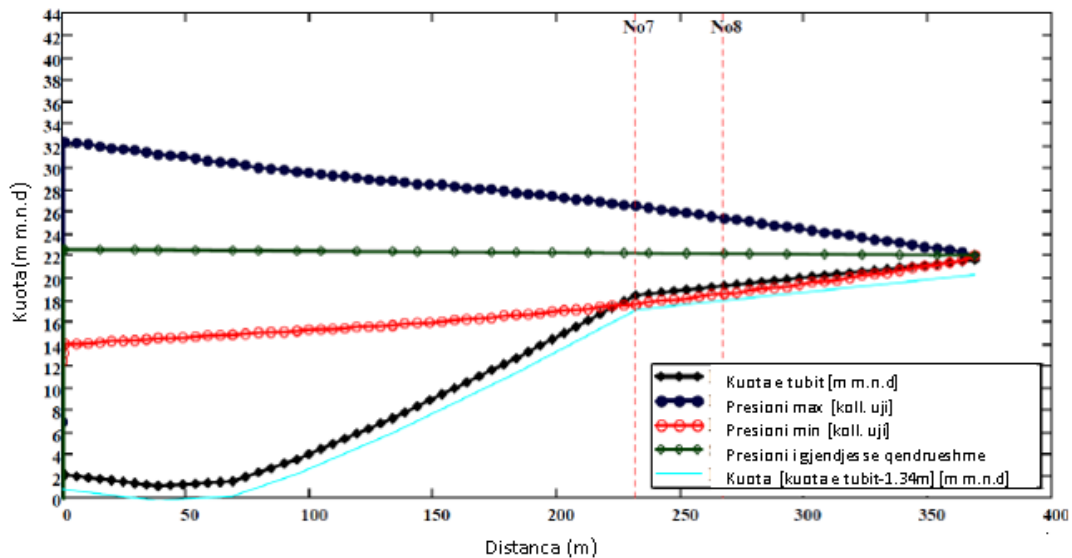


Figure 6–16 Instalimi i dhomes se ajrit dhe ndezesve te bute te pompave St. Nr.4



6.4 Perfundime dhe Konkluzione te Aplikimit te Analizes se Grushtit Hidraulik ne Stacionet e Pompimit

Analiza e grushtit hidraulik ne sistemin e stacionit nr. 4 te ndertuar dhe ne operim, edhe pse lindi nga nevoja per te percaktuar shkaqet e nje incidenti ne tubacionin e dergimit, sherbeu si nje mesim per te ndryshuar disa koncepte te projektimit te sistemeve hidraulike ne lidhje me grushtin hidraulik. Kjo analize tregoi qe:

- Projektimi i sistemeve hidraulike duhet te behet duke pershire nje analize te detajura te fenomenit te grushtit hidraulik per te gjithë skenaret e mundshem te operimit te tij
- Nje analize e tille eshte e domosdoshme edhe per sistemet me lartesi ngritje te vogel qe mund te konsiderohet e paperfillshme per te dhene pasoja nga grushti hidraulik. Fakti i trajtuar ne kete kapitull e vertetoi kete nevoje
- Projektimi dhe instalimi i pajisjeve te mbrojtjes nga grushti hidraulik duhet te behet i tille qe mosfunksionimi i njerës prej tyre te zevendesohet ne funksion nga pajisja tjetër per te mbuluar te gjithë mundesite potenciale qe mund te ndodhin gjate operimit te sistemit hidraulik

Llogaritja e madhësisë maksimale të grushtit hidraulik si dhe kurbes perkatëse gjatë tubacionit shërben vetëm për mbrojtjen e tij kundrejt rritjes së presionit nga fenomeni i grushtit hidraulik. Tubacioni duhet të nënshtrohet një analize për të përcaktuar nëse aksi i tij ndërpritet nga kurba e presioneve minimale dhe përcaktimin e vlerave të presionit negativ

ose vakumit. Eshte e keshillueshme qe te shmangen keto nderprerje dhe kalimin e seksioneve te tubit nen vakum. Megjithate kur nuk eshte e mundur duhet te projektohen tubacione qe perballojne vlerat e llogaritur te vakumit.

Dhomat e ajrit me presion jane masa efektive te mbrojtjes nga grushti hidraulik sidomos ne rastet e nderprerjes se energjise elektrike ne stacion kur pajisjet e tjera mbrojtese qe punojne me energji elektrike nuk mund ta kryejne nje rol te tille.

Aplikimi i analizes se prezantuar kresisht adreson analizen e grushtit hidraulik nepermjet modelimeve te ndertuar ne ambientet e programeve matematikore ne funksion te temes se ketij disertacioni por nje analize e tille duhet te perfshije edhe elemente te tjere te sistemit por qe dalin jashte qellimit te ketij prezantimi.

7 Perfundime dhe Rekomandime

Pavaresisht zhvillimeve ne teorine e grushtit hidraulik per rreth 150 vjet mundesia e aplikimeve dhe zgjidhjes se ekuacioneve diferenciale qe pershkruanin kete fenomen u be e mundur vetem pas viteve 60' te shekullit te kaluar. Me lindjen e kompjuterit u be e mundur aplikimi i diferencave te fundme ne zgjidhjen e ekuacioneve diferenciale te grushtit hidraulik apo rrjedhjet e paqendrueshme ne pergjithesi duke shmangur zgjidhjet e thjeshtuara te tyre qe shoqeroheshin me gabime ngadonjehere te konsiderueshme ne percaktimin e vlerave te presionit nga fenomeni i grushtit hidraulik. Ne te njejten kohe u shmangen nderfutja e koeficienteve empirike ne algoritme qe zevendesojn pamundesine e zgjidhjeve algjebrike te ekuacioneve. Megjithate, nje pune kolosale eshte bere rreth vitit 1960 per perfeksionimin e modelimeve te sistemeve hidraulike dhe adoptimin e fenomeneve dhe sjelljes se pajisjeve ne gjuhen e kompjuterit.

Ndersa zgjidhja e ekuacioneve diferenciale me metodat e diferencave te fundme u thjeshtua shume me mundesite qe jepte kompjuteri, sfide per ekspertet e fushes u be menyra e nderfutjes se kushteve kufitare dhe pajisjeve ne sistemet hidraulike ose me qarte perkthimi i ketyre kushteve dhe funksioneve te pajisjeve ne gjuhen e kompjuterit.

Ky studim ka vleren e madhe qe risjell ne vemendjen e eksperteve te fushes, projektuesve te strukturaeve hidraulike por edhe studenteve te deges se Hidroteknikes dhe te inxhinierise mekanikes, fenomenin e grushtit hidraulik dhe pasojat e tij nese nuk adresohen masat mbrojtese te pershtatshme.

Duke punuar ne fushen e projekttimeve kryesisht te strukturave hidraulike per nje kohe te gjate kam konstatuar qe problemi i grushtit hidraulik, trajtimi i tij ne projekte dhe analiza per pasojat ne keto struktura pothuajse eshte harruar. Per HEC-et e medhenj, trajtimi i grushtit hidraulik ka perfunduar me projektimin e kullave te ekuilibrit ne sistemin me presion te HEC-it te Komanit. Per HEC-et e tjere te medhenj te ndertuar ne vendin tone projektimet jane bere nga kompani te huaja dhe nuk ka patur perfshirje te eksperteve shqiptare apo qe te mbeten keto analiza si pjese e arkivave teknike ne vendin tone. Ne lidhje me HEC-et e vegjel dhe te mesem, numri i te cileve ka qene i madh ne 10-15 vitet e fundit, nuk jane konfirmuar ne projektet e tyre analiza te detajuara per grushtin hidraulik pervec llogaritjeve per mbrojtjen e tubacioneve nen presion nga vlerat maksimale te presionit nga ky fenomen. Sic duket e gjithë kjo analize i eshte lene prodhuesit te pajisjeve gjeneruese qe ne fund te fundit interesohet per te mbrojtur pajisjet dhe jo tubacionin e turbinave.

Sic u konfirmua ne aplikimet e ketij studimi analiza e grushtit hidraulik duhet bere e gjithanshme duke perfshire te gjithë skenaret e mundshme te operimit te sistemeve hidraulike. Vetem nepermjet nje analize, metodika e se ciles eshte dhene ne aplikimet e ketij studimi, mund te njihet sjellja e sistemit nen kushtet e grushtit hidraulik si dhe projektohen masat per mbrojtjen nga pasojat e tij.

Sic eshte theksuar ne kete raport, fusha e studimit te grushtit hidraulik eshte shume e gjere, dhe ka qene e pamundur te perfshihen ne kete raport te ketyre permasave dhe qellimi, te gjitha problemet qe lidhen me kete fenomen te studjuar per me teper se 150 vjet. Megjithate jemi munduar qe te prezantojme nje historik te tij per te kuptuar sa pune e madhe eshte bere dhe sa eksperte te fushes jane perfshire ne studimin e ketij fenomeni dhe njekohesisht per te inkurajuar ekspertet dhe sidomos studentet ne vendin tone per te vazhduar me tej. Eshte bere nje pasqyre e teorise se grushtit hidraulik te dhene nga Allievi qe ne vitin 1902 per te kuptuar progresin e mevonshem te saj, si dhe gjenialitetin e gjykimit te tij per kete fenomen. Nje vend te vecante ne kete raport ze trajtimi i teorise elastike te grushtit hidraulik duke kuptuar qarte rendesine e perdormit te tubacioneve te prodhuar me materiale, vetite elastike te te cileve moderojne ne menyre te konsiderueshme madhesine dhe efektin e grushtit hidraulik, si tubacionet plastike dhe te perforcuar me fibra xhami, etj. Metoda e karakteristikave per shnderrimin e ekuacioneve te pazgjidhshem diferenciale te pjesshme ne ekuacione diferenciale te plote dhe zgjidhja e ketyre te fundit duke perodur metoden e diferencave te fundme eshte dhene ne menyren me te thjeshte te mundshme, duke filluar nga modelimet e thjeshtuar te ekuacioneve ne ato me te nderlikuarat duke u perqendruar ne menyren e perfshirjes se kushteve kufitare dhe pajisjeve te instaluara ne sistem per te sherbyer si nje guide per modelime te sistemeve hidraulike per ekspertet dhe specialistet e fushes. Ndertimi i algoritmeve te zgjidhjeve te modeleve te mesiperme ne ambientet e Matlab-it eshte nje mundesi per te adoptuar algoritmet me programet e reja ne qarkullim. Per mbrojtjen e sistemeve me presion te HEC-eve te medhenj eshte dhene nje game e gjere metodash per llogaritjet e kullave te ekuilibrit si instrumenti kryesor i perdorur gjate gjithe historise se projektimit dhe ndertimit te tyre per te zgjeruar praktiken e perdorimit te metodave te vjetra te llogaritjeve ne HEC-et e vendit tone ne kaskaden e Drinit. Aplikimet e analizes se grushtit hidraulik ne stacionet e pompimit, te marre shkas nga nje aksident i ndodhur ne njerin nga stacionet e pompimit te ujerave te zeza te qytetit te Ksamilit jane i nje rendesie te dyfishte. Se pari ato tregojne qe analiza e grushtit hidraulik gjate projektimit nuk duhet te behet vetem per presionet maksimale por edhe per ato minimale, per te shmangur kalimin nen vakum te seksioneve te tubacionit te dergimit dhe se dyti, edhe stacionet me lartesi ngritje te ulet jane subjekt i pasojave nga fenomeni i grushtit hidraulik (sic tashme ka ndodhur) dhe kerkojne nje analize te detajuar duke perfshire te gjitha skenaret e operimit te tyre.

Ajo qe mbetet per studime te metejshme ne kete fushe eshte perfeksionimi i pershtatjes se algoritmeve te zgjidhjes se ekuacioneve ne ambientet e programeve te reja matematikore ne qarkullim si dhe perkthimi matematikor i funksioneve dhe rolit te pajisjeve mbrojtese nga grushti hidraulik dhe kushteve kufitare te sistemeve hidraulike.

Mbetet sfide jo vetem per ekspertet dhe projektuesit analiza e fenomenit te grushtit hidraulik ne strukurat hidraulike por edhe per institucionet qe pergatisin dhe miratojne standartet e projektimit te keyre strukturave per perfshirjen e tyre ne to.

Literatura

- [1] Wood, F.M., "History of Water Hammer" C.E. Research Report No.65, April 1970.
- [2] Young, Thomas, "Hydraulic investigations" Phil. Trans. Royal Soc. 1808, p.164.
- [3] Weber, Wilhelm, "Propagation of waves through water or other incompressible fluids in elastic pipes" Akad. D. Wiss. Leipzig Berichte 1860.
- [4] Gromeka, V.I., "Concerning the propagation velocity of water hammer waves in elastic pipes" Scientific Soc. Of Univ. of Kazan, May 1883.
- [5] Frizell, J.P., "Pressures from velocity changes in pipes" Trans. ASCE 1898.
- [6] Joukowski, N. E., 1898, "Memoirs of the Imperial Academy Society of St. Petersburg," 9~5!
~Russian translated by O. Simin 1904! Proc. Amer. Water Works Assoc. 24, pp. 341~424.
- [7] Allievi, L., 1903, "Teoria generale del moto perturbato dell'acqua in tubi in pressione," Ann. Soc. Ing. Arch. Italiana.
- Allievi, L., 1913, "Teoria del colpo d'ariete," Atti Collegio Ing. Arch. ~English translation by Halmos EE 1929. "The Theory of Waterhammer," Trans. ASME.
- [8] Gibson, N.R., "Pressures in Penstocks caused by gradual closing of turbine gates" Trans. ASCE 1920.
- [9] Stronger and Kerr, "Speed changes of Hydraulic Turbines for sudden changes of Load" ASME June 1926
- [10] Rich. G.R., "Water Hammer Analysis by the Laplas-Mellin Transformations" Trans. ASME 1944-1945.
- [11] Wood. F.M, "Graphical solutions of partial differential equations with engineering applications" Tech. Paper No.4, EIC 1951.
- [12] Sharp. B. B., "Rupture of the water column" Proc. 2nd Australasian Conf. on Hydraulic and Fluid Mechanics, Auckland, N.Z. 1966.
- [13] Streeter and Lai, "Water-hamrner Analysis including fluid friction" Proc. May 1962 and Trans.1963, ASCE.
- [14] R. L. Street, G. Z. Watters, and J. K. Vennard, Ed. 7, Elementary Fluid Mechanics, 1996.
- [15] E. Benjamin Wylie and Victor L. Streeter, "Fluid Transients" Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, 1993.
- [16] A. R. Halliwell, "Velocity of a water-hammer wave in an elastic pipe" Journal of the Hydraulic Division – Proceedings of ASCE, 1963.

- [17] Louis Bergeron, "Water Hammer in Hydraulics and Water Surges in Electricity" John Wiley & Sons, 1961.
- [18] Raymond C. Binder, "Advanced Fluid Dynamics and Fluid Mechanics" Prentice – Hall, 1953.
- [19] Douglass S. Ellis, "Elements of Hydraulic Engineering" D. Van Nostrand Co., 1947.
- [20] Charles W. Harris, "Hydraulics", John Wiley & Sons, 1963.
- [21] Rich, G., 1951, Hydraulic Transients, 1st Edition, McGraw-Hill, New York, 1951 (Dover Reprint).
- [22] Ernest W. Schoder & Francis M. Dawson, "Hydraulics", McGraw-Hill Book Co., 1927.
- [23] Arnold H. Gibson, "Hydraulics and its applications", Constable, London, 1952.
- [24] Parmakian, J., "Water-Hammer Analysis". Prentice-Hall Englewood Cliffs, N.J., 1955 (Dover Reprint, 1963).
- [25] Charles Jaeger, "Engineering Fluid Mechanics", Blackie & Sons, London, 1957.
- [26] S. P. Timoshenko & J. N. Goodier, "Theory of Elasticity", McGraw-Hill, 1951.
- [27] W. J. Duncan, A. S. Thom, and A. O. Young, "The Mechanics of Fluids," Arnold Pub. Co., New York, 1960.
- [28] G. Z. Watters, "The behaviour of PVC Under the Action of Water Hammer Pressure Waves", Project Report PRWG-93, Johnes-Manville Corp., New Jersey, 1971.
- [29] Zaruba, Jozef, "Water Hammer in pipe-line systems", Czechoslovak Academy of Sciences, Chechoslovakia, Prague, 1993.
- [30] Propson, T. P., Discussion of "Unsteady Flow Calculations by Numerical Methods" (by V.L. Streeter), ASME - 1972.
- [31] Evangelisti G., "Waterhammer Analysis by the Method of Characteristics" , L'energia elettrica, Vol.XLVI, Milan, 1969.
- [32] Lister, M., "The numerical solutions of Hiperbolic partial differential Equations by the Method of Characteristics", 1969.
- [33] Vardy, A. E. „On the use of Method of Characteristics for the solution of unsteady flows in network “, Proc.2nd Int.Conf. Pressure Surges, Bedford, England, BHRA, Sept. 1976.
- [34] Wylie, E. B., "Unsteady Free – Surface Flow Computations", J. Hyd. Div. ASCE, Vol. 96, no. HY11, Nov. 1970.
- [35] Tullis, J. P., V. L. Streeter and E. B. Wylie: "Waterhammer Analysis with Air Release", Proc. 2nd Int. Conf. Pressure Surge, Bedford, England, BHRA, Sept. 1976.

- [36] Wylie, E. B. and V. L. Streeter: "One-dimensional Soil Transients by Characteristics", Proc. 2nd Int. Conf. on Numerical Methods in Geomechanics, VPI, Virginia, June, 1976
- [37] Calame and Gaden, "Theorie des chambres d'équilibre".
- [38] Pressel, "Beitrag zur Bemessung des Inhaltes von Vasserschlossern", Schweiz, 1909.
- [39] Eskande, L., "Methodes nouvelles pour le calcul des chambres d'équilibre", Paris, 1950
- [40] Moons, P., "Contribution a l'étude des oscillations en masse", Thesis, Univ. Liege, 1954
- [41] Ramponi, Fr., "Sul calcolo delli oszillazioni in un pozzo piezometrico", Energia elettrica, Vol.25, No.9, 1948
- [42] Vogt, F., "Berechnung und Konstruktion des Wasserschlosses", Stuttgart, 1923
- [43] Prasil, F., "Wasserschlossprobleme", Zurich, 1908-1922
- [44] Braun, E., "Z. gesamte Turbinenwesen", po aty Frank and Schuller, Zurich, 1923
- [45] Vogt, F and Frank, "Berechnung ungedampfter Schachtwasserschlosser mit Hilfe von Nomogrammen", Deutsche Wasserwirtschaft, 1932
- [46] Forchheimer, Ph., "Hydraulik", 1930
- [47] Stucky, A., "Bull. Tech. Suisse romande, 62, No.' 20 and 22, 1936
- [48] Straubel, "Wasserkraft und Wasserwirtschaft", 38, No. 10, 1943
- [49] Thoma, D., "Zur Theorie des Wasserschlosses bei selbsttatig geregelten Turbinenanlagen" Oldenbourg, Munich, 1910
- [50] Frank, J., "Zur Stabilitat der Schwingungen in Schachtwasserschlossern" Bauingenieur, 1942
- [51] Schoklitsch, Armin K., "Graphische Hydraulik", 1923.
- [52] Escande, L., "Methodes nouvelles ", Paris, 1950.
- [53] Pearsall, L. S., "Ph.D. Thesis, Univ. of London ", 1954.

Shtojca 1 – Shembuj Numerike te Llogaritjes se Shpejtesise se Vales dhe Varesia nga Elasticiteti i Tubacionit

Ne nje tubacion transportohet uje me modul elasticiteti $E_u = 2.03 \times 10^9$ dhe dendesi $\rho = 998$ kg/m^3 . Shpejtesia e zerit ne uje eshte 1,426 m/s.

Shpejtesia e vales jepet nga ekuacioni (2-45) i raportit:

$$a = \sqrt{\frac{E_u g}{\rho \left[1 + E_u \left(\frac{2\Delta\varepsilon_2 + \Delta\varepsilon_1}{\Delta P} \right) \right]}} = \sqrt{\frac{E_u g}{\rho \left(1 + \frac{E_u}{E} \psi \right)}} = \sqrt{\frac{E_u g}{\rho}} \sqrt{\frac{1}{\left(1 + \frac{E_u}{E} \psi \right)}} = \sqrt{\frac{E_u g}{\rho}} * \alpha = 1440 * \alpha$$

ku

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{\left(1 + \frac{E_u}{E} \psi \right)}}$$

ku Δv perfaqeson ndryshimin e shpejtesise per shkak te ndryshimit te hapjes se saracineskes.

Do te shqyrtojme me poshte disa raste te tubacioneve me parametrat dhe dimensionet perkatese.

Tubacion Celiku:

Tubacion celiku me modul elasticiteti $E = 2.1 \times 10^{11}$ kg/cm^2 dhe koeficient Puasoni $\mu = 0.29$. Per tubacionin me mure te holle, diameter te brendshem 304.8 mm dhe te jashtem 317.8 (trashesi te murit te tij 6.5 mm). Rezultatet jane permblodhur ne tabelen e meposhtme.

Vlerat e llogaritura te shpejtesise se perhapjes se vales per tubacion celiku me mure te holle per tre rastet e kapjes se tubacionit

Rasti	D_b (m)	D_j (m)	E_u (kg/m^2)	ρ (kg/m^3)	E (kg/m^2)	μ	e (m)	ψ	α	a (m/s)
3a	0.3048	0.3178	2.03E+08	998	2.10E+10	0.29	0.0065	42.9487	0.8406	1,210
3b	0.3048	0.3178	2.03E+08	998	2.10E+10	0.29	0.0065	45.0166	0.8347	1,202
3c	0.3048	0.3178	2.03E+08	998	2.10E+10	0.29	0.0065	46.8923	0.8295	1,194

Ndersa per te njejtin tubacion me diameter te brendshem 304.8 mm dhe te jashtem 457.2 mm (pra trashesi te mureve 76.2 mm), rezultatet jane permblodhur ne tabelen e meposhtme.

Vlerat e llogaritura te shpejtesise se perhapjes se vales per tubacion celiku me mure te trashe per tre rastet e kapjes se tubacionit

Rasti	Db (m)	Dj (m)	Eu (kg/m ²)	ρ (kg/m ³)	E (kg/m ²)	μ	e (m)	ψ	α	a (m/s)
2a	0.3048	0.4572	2.03E+08	998	2.10E+10	0.29	0.0762	5.5109	0.9744	1,403
2b	0.3048	0.4572	2.03E+08	998	2.10E+10	0.29	0.0762	5.6520	0.9738	1,402
2c	0.3048	0.4572	2.03E+08	998	2.10E+10	0.29	0.0762	5.7800	0.9732	1,401

Tubacion prej Celuloidi:

Tubacion prej Celuloidi me modul elasticiteti $E = 2.1 \times 10^{11} \text{kg/cm}^2$ dhe koeficient Puasoni $\mu = 0.45$. Per tubacionin me mure te holle, diameter te brendshem 304.8 mm dhe te jashtem 317.8 (trashesi te murit te tij 6.5 mm). Rezultatet jane permblodhur ne tabelen e meposhtme.

Vlerat e llogaritura te shpejtesise se perhapjes se vales per tubacion Celuloidi me mure te holle per tre rastet e kapjes se tubacionit

Rasti	Db (m)	Dj (m)	Eu (kg/m ²)	ρ (kg/m ³)	E (kg/m ²)	μ	e (m)	ψ	α	a (m/s)
3a	0.3048	0.3178	2.03E+08	998	1.41E+08	0.45	0.0065	37.3966	0.1349	194
3b	0.3048	0.3178	2.03E+08	998	1.41E+08	0.45	0.0065	37.5138	0.1346	194
3c	0.3048	0.3178	2.03E+08	998	1.41E+08	0.45	0.0065	46.8923	0.1207	174

Ndersa per te njejtin tubacion me diameter te brendshem 304.8 mm dhe te jashtem 457.2 mm (pra trashesi te mureve 76.2 mm), rezultatet jane permblodhur ne tabelen e meposhtme.

Vlerat e llogaritura te shpejtesise se perhapjes se vales per tubacion Celuloidi me mure te trashe per tre rastet e kapjes se tubacionit

Rasti	Db (m)	Dj (m)	Eu (kg/m ²)	ρ (kg/m ³)	E (kg/m ²)	μ	e (m)	ψ	α	a (m/s)
2a	0.3048	0.4572	2.03E+08	998	1.41E+08	0.45	0.0762	5.4520	0.3358	483
2b	0.3048	0.4572	2.03E+08	998	1.41E+08	0.45	0.0762	5.4600	0.3355	483
2c	0.3048	0.4572	2.03E+08	998	1.41E+08	0.45	0.0762	6.1000	0.3193	460

Tubacion prej Gome:

Tubacion prej gome me modul elasticiteti $E = 7.031 \times 10^6 \text{kg/cm}^2$ dhe koeficient Puasoni $\mu = 0.45$. Per tubacionin me mure te holle, diameter te brendshem 304.8 mm dhe te jashtem 317.8 (trashesi te murit te tij 6.5 mm). Rezultatet jane permblodhur ne tabelen e meposhtme.

Vlerat e llogaritura te shpejtesise se perhapjes se vales per tubacion gome me mure te holle per tre rastet e kapjes se tubacionit

Rasti	Db (m)	Dj (m)	Eu (kg/m ²)	ρ (kg/m ³)	E (kg/m ²)	μ	e (m)	ψ	α	a (m/s)
3a	0.3048	0.3178	2.03E+08	998	7.03E+06	0.45	0.0065	37.3966	0.0304	44
3b	0.3048	0.3178	2.03E+08	998	7.03E+06	0.45	0.0065	37.5138	0.0304	44
3c	0.3048	0.3178	2.03E+08	998	7.03E+06	0.45	0.0065	46.8923	0.0272	39

Ndersa per te njejtin tubacion me diameter te brendshem 304.8 mm dhe te jashtem 457.2 mm (pra trashesi te mureve 76.2 mm), rezultatet jane permblodhur ne tabelen e meposhtme.

Vlerat e llogaritura te shpejtesise se perhapjes se vales per tubacion gome me mure te trashe per tre rastet e kapjes se tubacionit

Rasti	Db (m)	Dj (m)	Eu (kg/m ²)	ρ (kg/m ³)	E (kg/m ²)	μ	e (m)	ψ	α	a (m/s)
2a	0.3048	0.4572	2.03E+08	998	7.03E+06	0.45	0.0762	5.4520	0.0795	114
2b	0.3048	0.4572	2.03E+08	998	7.03E+06	0.45	0.0762	5.4600	0.0794	114
2c	0.3048	0.4572	2.03E+08	998	7.03E+06	0.45	0.0762	6.1000	0.0751	108

Tunel ne masiv shkembor:

Tuneli ndertohet ne masivin shkembor me modul elasticiteti $E = 5.062 \times 10^8 \text{ kg/cm}^2$ dhe koeficient Puasoni $\mu = 0.30$. Per kete rast ekuacioni 2 - 82 ne raportin e studimit na jep per vlere te ψ si me poshte:

$$\psi = 2(1 + \mu)$$

Ne kete rast shpejtesia e vales nuk varet nga dimensionet e tunelit dhe meqenese nuk eshte i veshur nuk ka kuptim te flitet per kufizime te jashtme kundrejt deformimeve gjatesore dhe vlere e $\psi = 2.6$ ndersa $\alpha = 0.6997$. Shpejtesia e vales rezulton $a = 1008 \text{ m/s}$. Nese koeficienti i Puasonit nuk merret ne konsiderate ($\mu = 0$) atehere $\psi = 2.0$ ndersa $\alpha = 0.7449$ dhe shpejtesia e vales $a = 1,073 \text{ m/s}$

Llogaritjet jane prezantuar ne tabelen e meposhtme.

Vlerat e llogaritura te shpejtesise se perhapjes se vales ne tunelin ne masiv shkembor

Rasti	Db (m)	Dj (m)	Eu (kg/m ²)	ρ (kg/m ³)	E (kg/m ²)	μ	e (m)	ψ	α	a (m/s)
			2.03E+08	998	5.06E+08	0.3	0	2.6000	0.6997	1008
			2.03E+08	998	5.06E+08	0	0	2.0000	0.7449	1073

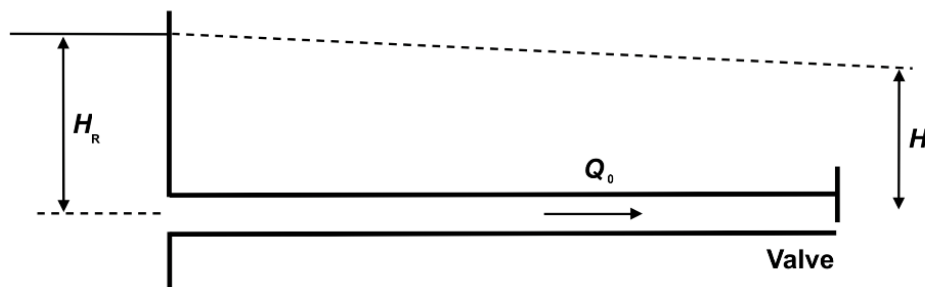
Shtojca 2 – Algoritmet

Rasti 1 – Aplikimi i nje tubacioni te vetem i pajisur me nje saracineske ne fundin e tij qe ushqehet nga nje rezervuar me nivel konstant.

Sistemi hidraulik perbehet nga nje tubacion me $L = 600$ m, shpejtesi te vales nga grushti hidraulik $a = 1,200$ m/s, $D = 0.5$ m, koeficeint te ferkimit $f = 0.018$, niveli ne rezervuar $H_R = 150$ m, Koha e mbylljes se saracineskes $t_c = 2.1$ sek, Perioda maksimale $T_{max}=4.3$ sek, $E_m=1.5$, Vlera e produktit te siperfaqes se hapjes se saracineskes me koeficientitn e shkarkimit te saj $(C_d A_G)_0 = 0.009$, $g = 9.806$ m/s², numri i intervaleve te gjatesise $N = 5$. Ekuacioni i mbylljes se saracineskes eshte si vijon:

$$\tau = \left(1 - \frac{t}{t_c}\right)^{E_m}$$

Skema hidraulike eshte sipas figures ne vijim:



Kodi ne vijim prezanton nje program te shkruar ne ambientet e Matlab per te analizuar energjine e presionit pergjate tubacionit dhe pergjigjen e prurjes si rezultat i nje mbyllje te dhene te saracineskes. Te dhenat hyrese jane dhene ne fillim te kodit. Prurja per gjendjen e qendrueshme eshte llogaritur ne program per te balancuar ferkimin dhe humbjet ne saracineske me energjine e disponueshme ne rezervuar.

Rezultatet e llogaritjeve ne kompjuter jane treguar ne forme tabelare dhe grafike sipas algoritmit ne Matlab me poshte.

Kodi ne Matlab

```
%Percaktimi i variablave te problemit%
A=1200;XL=600;D=0.5;F=0.018;G=9.806;HR=150;CDA=0.009;TC=2.1;EM=1.5;TMA
X=4.3;N=5;IPR=1;
H=(zeros(43,6));Q=zeros(43,6);

NS=N+1;
```

```

R = F*XL/(2*G*(D^5)*(0.7854^2)*N);
B = A/(G*0.7854*(D^2));
DT=XL/(A*N);
Q0=sqrt(2*G*(CDA^2)*HR/(R*N*2*G*(CDA^2)+1));

%Kushtet kufitare pergjate tubit ne T = 0%
for I = 1:NS
    H(1,I)=HR-(I-1)*R*(Q0^2);
    Q(1,:)=Q0;
    CVP=0.5*(Q0^2)/H(1,NS);
end
%Llogaritja e variable cdo hap kohor DT%
for T = 0.1:DT:TMAX
    I1=10*T+1;
    I = int8(I1);

    Time(I) = T;
    %Pikat e ndermjetme, nga x/L=0.2 deri x/L=0.8%
    for j = 2:N
        CP=H(I-1,j-1)+ Q(I-1,j-1)*(B-R*abs(Q(I-1,j-1)));
        CM=H(I-1,j+1)- Q(I-1,j+1)*(B-R*abs(Q(I-1,j+1)));
        H(I,j)=0.5*(CP+CM);
        Q(I,j)=(H(I,j)-CM)/B;
    end

    %Kushtet kufitare ne anen e poshtme %
    if T < TC
        TAU = (1-T/TC)^EM;
        CV = TAU^2*CVP;
    else
        TAU = 0;
        CV=0;
    end

    CP=H(I-1,N)+Q(I-1,N)*(B-R*abs(Q(I-1,N)));
    Q(I,NS)=-CV*B+sqrt(CV^2*B^2+CV*CP^2);
    H(I,NS)=CP-B*Q(I,NS);

    %Kushtet kufitare ne anen e sipërme %
    H(:,1)=HR;
    Q(I,1)=Q(I-1,2)+(H(I-1,1)-H(I-1,2)-R*Q(I-1,2)*abs(Q(I-1,2)))/B;
end
%Ndertimi i grafikut%
yyaxis left
h1=(H(:,NS))
plot (Time,h1)
ylabel('Presioni ne saracineske (m)')
yyaxis right
q1=(Q(:,1))
plot (Time,q1)
ylabel('Prurja ne rezervuar (m3/s)')

```

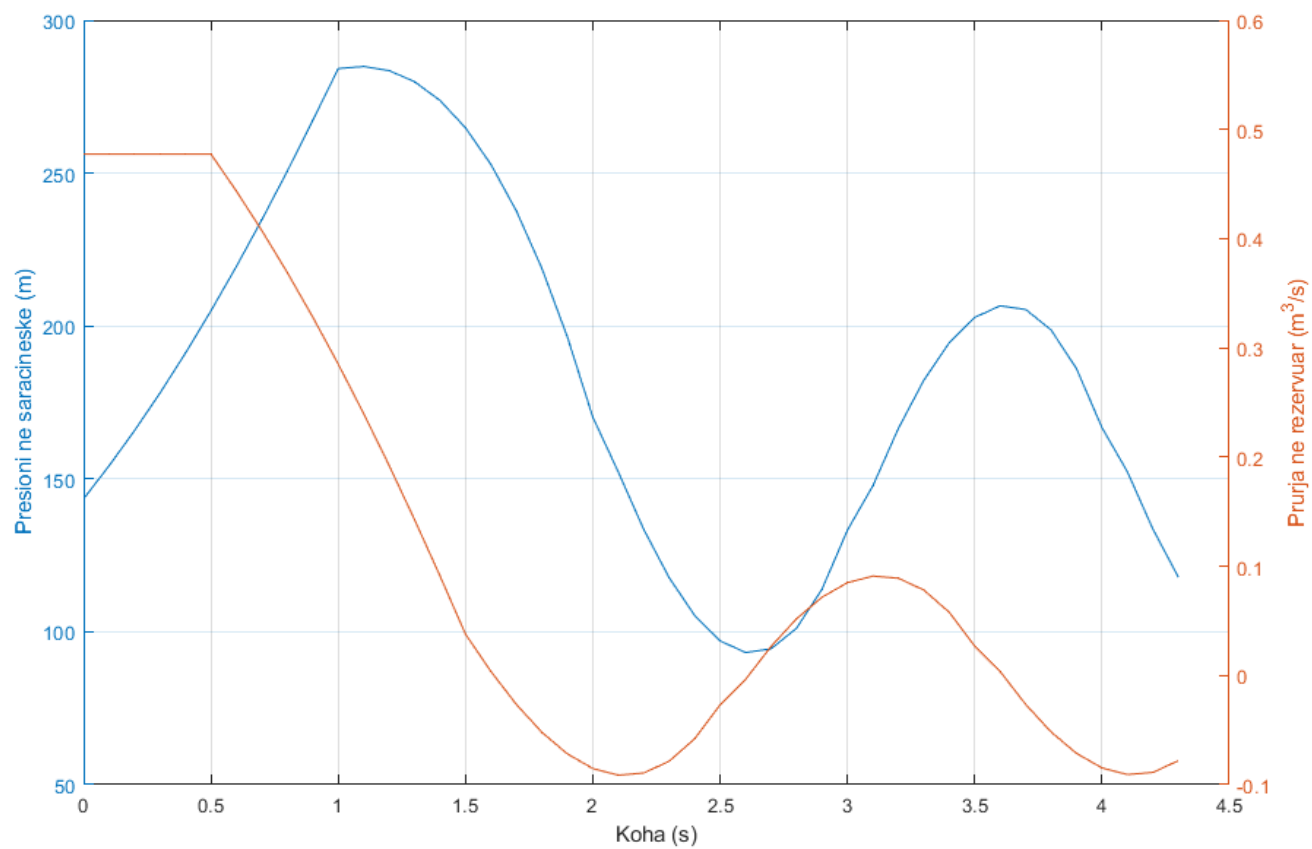
Presioni H (m) ne saracineske ne cdo hap kohor dhe pergjate seksionit te tubit

Koha (s)/ x/L	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	τ
0.0	150	148.70	147.40	156.79	167.00	178.08	1.000
0.1	150	148.70	158.05	168.20	179.24	191.11	0.929
0.2	150	159.30	169.41	180.40	192.22	204.93	0.861
0.3	150	170.62	181.56	193.33	205.99	219.46	0.794
0.4	150	172.21	194.45	207.05	220.47	234.73	0.728
0.5	150	173.81	197.64	221.49	235.70	250.64	0.665
0.6	150	175.42	200.83	226.23	251.56	267.17	0.604
0.7	150	177.01	203.99	230.87	257.64	284.19	0.544
0.8	150	178.56	207.04	235.38	263.47	284.87	0.487
0.9	150	180.02	209.94	239.62	262.60	283.52	0.432
1.0	150	181.37	212.59	237.15	259.67	279.91	0.379
1.1	150	182.57	208.59	232.65	254.47	273.74	0.329
1.2	150	177.22	202.63	225.92	246.74	264.80	0.281
1.3	150	170.07	194.56	216.74	236.27	252.81	0.235
1.4	150	167.34	184.17	204.91	222.82	237.57	0.192
1.5	150	164.10	177.69	190.26	206.22	218.84	0.153
1.6	150	160.36	170.20	179.00	186.29	196.45	0.116
1.7	150	156.10	161.68	166.23	169.24	170.20	0.083
1.8	150	151.32	152.14	151.93	150.16	152.27	0.054
1.9	150	146.05	141.59	136.08	134.96	133.48	0.029
2.0	150	140.27	130.00	124.64	119.41	117.66	0.010
2.1	150	133.96	123.33	113.34	107.34	105.35	0.000
2.2	150	133.06	117.30	106.04	99.28	97.02	0.000
2.3	150	133.34	115.77	103.24	95.72	93.22	0.000
2.4	150	132.71	119.28	105.46	97.18	94.42	0.000
2.5	150	135.94	122.39	113.22	104.15	101.14	0.000
2.6	150	139.68	129.87	121.09	117.18	113.89	0.000
2.7	150	143.93	138.37	133.82	130.81	133.21	0.000
2.8	150	148.68	147.87	148.08	149.85	147.74	0.000
2.9	150	153.93	158.38	163.88	164.99	166.48	0.000
3.0	150	159.69	169.93	175.28	180.50	182.25	0.000
3.1	150	165.99	176.59	186.55	192.53	194.52	0.000
3.2	150	166.89	182.60	193.83	200.56	202.81	0.000
3.3	150	166.61	184.13	196.62	204.11	206.60	0.000
3.4	150	167.24	180.63	194.41	202.66	205.40	0.000
3.5	150	164.02	177.52	186.67	195.71	198.71	0.000
3.6	150	160.29	170.06	178.82	182.73	186.01	0.000
3.7	150	156.05	161.59	166.13	169.13	166.75	0.000
3.8	150	151.31	152.12	151.91	150.15	152.26	0.000
3.9	150	146.08	141.65	136.17	135.05	133.57	0.000
4.0	150	140.34	130.14	124.79	119.59	117.84	0.000

Prurja Q (m³/s) ne rezervuar ne cdo hap kohor dhe pergjate seksionit te tubit

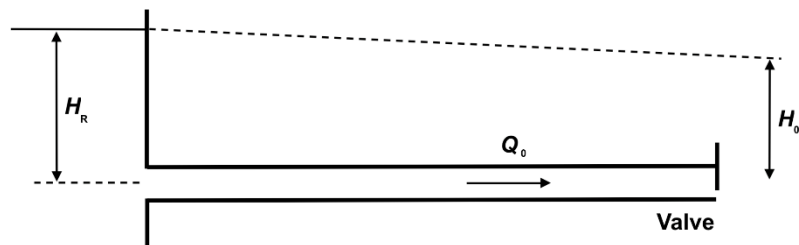
Koha (s)/ x/L	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	τ
0.0	0.477	0.477	0.477	0.477	0.477	0.477	1.000
0.1	0.477	0.477	0.477	0.477	0.477	0.460	0.929
0.2	0.477	0.477	0.477	0.477	0.460	0.442	0.861
0.3	0.477	0.477	0.477	0.460	0.442	0.422	0.794
0.4	0.477	0.477	0.460	0.442	0.422	0.401	0.728
0.5	0.477	0.460	0.442	0.423	0.402	0.379	0.665
0.6	0.444	0.442	0.423	0.402	0.380	0.356	0.604
0.7	0.407	0.406	0.402	0.380	0.357	0.332	0.544
0.8	0.369	0.368	0.364	0.357	0.333	0.307	0.487
0.9	0.328	0.327	0.323	0.317	0.308	0.281	0.432
1.0	0.285	0.284	0.280	0.274	0.265	0.255	0.379
1.1	0.240	0.239	0.235	0.229	0.221	0.221	0.329
1.2	0.192	0.191	0.188	0.182	0.185	0.188	0.281
1.3	0.143	0.142	0.139	0.144	0.150	0.157	0.235
1.4	0.091	0.090	0.098	0.106	0.116	0.127	0.192
1.5	0.038	0.047	0.058	0.070	0.083	0.099	0.153
1.6	0.004	0.006	0.019	0.035	0.053	0.074	0.116
1.7	-0.027	-0.024	-0.017	0.003	0.025	0.051	0.083
1.8	-0.052	-0.049	-0.041	-0.027	0.001	0.032	0.054
1.9	-0.072	-0.069	-0.059	-0.043	-0.020	0.016	0.029
2.0	-0.085	-0.082	-0.071	-0.053	-0.027	0.005	0.010
2.1	-0.091	-0.087	-0.075	-0.055	-0.027	0.000	0.000
2.2	-0.089	-0.085	-0.072	-0.049	-0.028	0.000	0.000
2.3	-0.078	-0.074	-0.059	-0.044	-0.023	0.000	0.000
2.4	-0.058	-0.053	-0.046	-0.032	-0.017	0.000	0.000
2.5	-0.027	-0.031	-0.026	-0.019	-0.010	0.000	0.000
2.6	-0.004	0.000	-0.003	-0.003	-0.002	0.000	0.000
2.7	0.027	0.024	0.022	0.014	0.006	0.000	0.000
2.8	0.052	0.049	0.041	0.032	0.016	0.000	0.000
2.9	0.072	0.068	0.059	0.043	0.026	0.000	0.000
3.0	0.085	0.081	0.070	0.052	0.027	0.000	0.000
3.1	0.091	0.087	0.075	0.055	0.027	0.000	0.000
3.2	0.089	0.085	0.071	0.049	0.028	0.000	0.000
3.3	0.078	0.073	0.059	0.044	0.023	0.000	0.000
3.4	0.058	0.053	0.046	0.032	0.017	0.000	0.000
3.5	0.027	0.031	0.026	0.019	0.010	0.000	0.000
3.6	0.004	0.000	0.003	0.003	0.002	0.000	0.000
3.7	-0.026	-0.024	-0.022	-0.013	-0.006	0.000	0.000
3.8	-0.052	-0.049	-0.041	-0.032	-0.016	0.000	0.000
3.9	-0.071	-0.068	-0.059	-0.043	-0.026	0.000	0.000
4.0	-0.085	-0.081	-0.070	-0.052	-0.027	0.000	0.000

Grafiku Q (m³/s) & H (m) per cdo hap kohor (s)



Rasti 2 – Aplikimi i nje tubacioni horizontal sic tregohet ne figuren ne vazhdim me nje saracineske te mbyllur ne fundin e tij. Kerkohet te llogariten presionet ne saracineske per rastin e kalimit te nje vale sinusoidale ne rezervuar.

Sistemi hidraulik perbehet nga nje tubacion me $L = 600$ m, shpejtesi te vales nga grushti hidraulik $a = 1,200$ m/s, $D = 0.5$ m, koeficient te ferkimit $f = 0.018$, niveli ne rezervuar $H_R = 150$ m, Ligjshmeria e lekundjeve te vales ne rezervuar eshte $H_R + 10 \sin \pi t$, $g = 9.806$ m/s², mumri i intervaleve te gjatesise $N = 5$.



Kodi ne vijim prezanton nje program te shkruar ne ambientet e Matlab per te analizuar energjine e presionit ne saracineske dhe pergjigjen e prurjes si rezultat i lekundjeve te ujit ne rezervuar sipas ligjit te dhene. Te dhenat hyrese jane dhene ne fillim te kodit.

Rezultatet e llogaritjeve ne kompjuter jane treguar ne forme tabelare dhe grafike pas kodit ne Matlab.

Kodi ne Matlab

```
%Percaktimi i variable te problemit%
A=1200;XL=600;D=0.5;F=0.018;G=9.806;HR=150;CDA=0.009;TC=2.1;EM=1.5;TMA
X=12;N=5;IPR=1;
H=(zeros(43,6));Q=zeros(43,6);

NS=N+1;
R = F*XL/(2*G*(D^5)*(0.7854^2)*N);
B = A/(G*0.7854*(D^2));
DT=XL/(A*N);
Q0=sqrt(2*G*(CDA^2)*HR/(R*N*2*G*(CDA^2)+1));

%Kushtet kufitare pergjate tubit ne T = 0%
for I = 1:NS
    H(1,I)=HR-(I-1)*R*(Q0^2);
    Q(1,:)=Q0;
    CVP=0.5*(Q0^2)/H(1,NS);
    Q(1,NS)=0;
end
```

```

%Llogaritja e variable cdo hap kohor DT%
for T = 0.1:DT:TMAX
    I1=10*T+1;
    I = int8(I1);
    Time(I) = T;

    %Pikat e ndermjetme, nga x/L=0.2 deri x/L=0.8%
    for j = 2:N
        CP=H(I-1,j-1)+ Q(I-1,j-1)*(B-R*abs(Q(I-1,j-1)));
        CM=H(I-1,j+1)- Q(I-1,j+1)*(B-R*abs(Q(I-1,j+1)));
        H(I,j)=0.5*(CP+CM);
        Q(I,j)=(H(I,j)-CM)/B;
    end

    %Kushtet kufitare ne anen e sipërme %
    H(I,1)= HR+sin(pi*T);
    Q(I,1)=(H(I,1)-CM)/B;

    %Kushtet kufitare ne anen e poshtme %
    if T < TC
        TAU = (1-T/TC)^EM;
        CV = TAU^2*CVP;
    else
        TAU = 0;
        CV=0;
    end

    CP=H(I-1,N)+Q(I-1,N)*(B-R*abs(Q(I-1,N)));
    Q(I,NS)= 0;
    H(I,NS)=CP-B*Q(I,NS);

end

%Ndertimi i grafikut%
yyaxis left
h1=(H(:,NS))
plot (Time,h1)
ylabel('Presioni ne saracineske (m)')
yyaxis right
q1=(Q(:,1))
plot (Time,q1)
ylabel('Prurja ne rezervuar (m3/s)')

```


Renia H (m) ne saracineske ne cdo hap kohor dhe pergjate seksionit te tubit

Koha (s)/ x/L	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
0.0	150.00	148.70	147.40	146.09	144.79	143.49
0.1	150.31	148.70	147.40	146.09	292.92	441.05
0.2	150.59	4.13	147.40	293.73	441.70	442.02
0.3	150.81	-143.74	150.47	442.35	442.67	442.35
0.4	150.95	2.50	151.21	299.40	443.00	443.32
0.5	151.00	150.31	151.43	152.48	300.20	443.65
0.6	150.95	150.21	151.57	152.70	153.75	157.38
0.7	150.81	149.70	151.48	152.84	10.50	-134.92
0.8	150.59	292.39	150.97	9.74	-135.21	-136.06
0.9	150.31	437.42	150.65	-136.47	-136.66	-135.50
1.0	150.00	296.11	149.99	4.25	-136.75	-137.26
1.1	149.69	150.29	149.71	149.10	3.50	-138.01
1.2	149.41	150.43	149.40	148.51	147.25	143.98
1.3	149.19	151.25	149.23	147.56	288.38	431.32
1.4	149.05	9.91	149.40	288.66	431.03	432.48
1.5	149.00	-133.24	149.34	432.28	432.61	430.74
1.6	149.05	5.64	149.63	293.29	431.99	432.74
1.7	149.19	149.34	149.59	149.93	293.56	433.24
1.8	149.41	148.92	149.63	150.31	151.76	154.67
1.9	149.69	147.60	149.64	151.45	12.00	-128.55
2.0	150.00	287.42	149.42	11.77	-128.28	-130.37
2.1	150.31	428.58	149.54	-129.73	-130.46	-128.00
2.2	150.59	291.95	149.43	7.32	-129.45	-130.54
2.3	150.81	150.31	149.73	149.14	7.10	-130.90
2.4	150.95	151.02	150.01	149.07	147.12	144.46
2.5	151.00	152.94	150.36	148.01	285.85	424.01
2.6	150.95	14.79	150.93	286.72	424.32	426.96
2.7	150.81	-124.24	151.15	426.68	427.68	424.64
2.8	150.59	10.41	151.50	292.10	426.99	428.39
2.9	150.31	150.28	151.37	152.36	292.95	429.34
3.0	150.00	149.47	151.14	152.64	155.26	157.78
3.1	149.69	147.13	150.75	154.03	18.03	-117.72
3.2	149.41	283.74	150.03	16.55	-118.40	-121.43
3.3	149.19	420.75	149.55	-121.84	-122.77	-119.07
3.4	149.05	287.97	148.89	10.23	-122.51	-124.10
3.5	149.00	149.72	148.65	147.69	8.77	-125.95
3.6	149.05	150.45	148.52	146.79	143.73	141.39
3.7	149.19	152.98	148.58	144.57	278.86	412.34
3.8	149.41	17.66	149.03	280.25	412.64	416.06
3.9	149.69	-117.61	149.33	416.55	417.31	412.95
4.0	150.00	13.16	149.92	286.38	416.86	418.56
4.1	150.31	149.69	150.21	150.74	287.76	420.77
4.2	150.59	148.95	150.51	151.98	155.15	157.21
4.3	150.81	146.21	150.71	154.90	21.95	-109.43

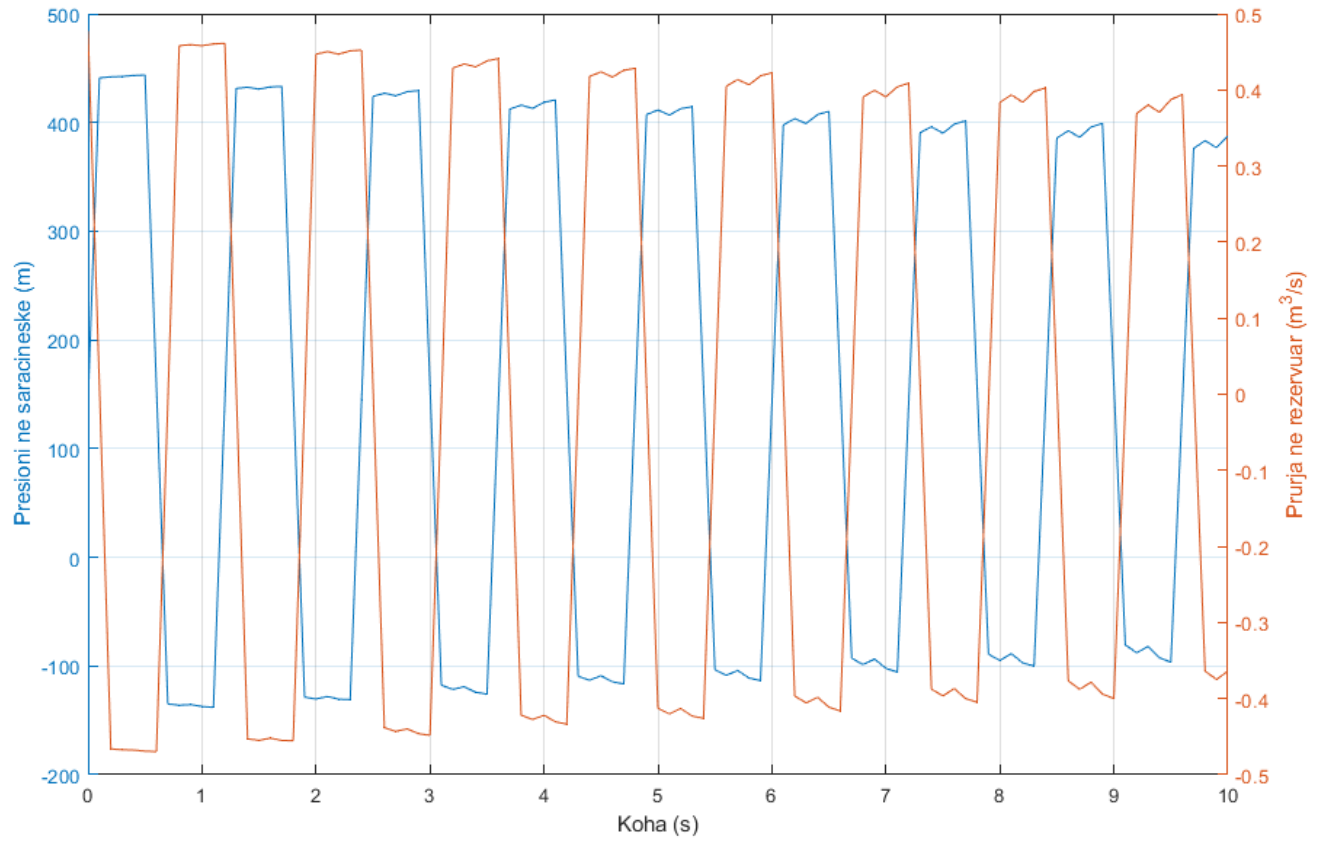
4.4	150.95	280.32	150.61	21.07	-109.16	-113.04
4.5	151.00	413.99	150.67	-112.93	-113.79	-108.89
4.6	150.95	285.34	150.45	15.82	-112.66	-114.53
4.7	150.81	150.68	150.49	150.23	14.95	-116.43
4.8	150.59	151.67	150.45	149.23	145.96	144.19
4.9	150.31	154.82	150.41	146.21	277.96	407.34
5.0	150.00	22.09	150.57	278.76	407.08	411.47
5.1	149.69	-109.87	150.44	410.93	412.14	406.82
5.2	149.41	16.82	150.49	283.81	410.67	412.80
5.3	149.19	149.67	150.20	150.71	284.60	414.52
5.4	149.05	148.41	149.90	151.36	155.04	156.64
5.5	149.00	144.76	149.58	154.22	23.90	-103.44
5.6	149.05	275.95	149.08	22.50	-103.77	-108.57
5.7	149.19	406.06	148.87	-108.40	-109.85	-104.10
5.8	149.41	281.05	148.58	16.53	-108.73	-111.12
5.9	149.69	149.74	148.70	147.78	15.14	-113.36
6.0	150.00	151.06	148.94	146.95	142.69	141.16
6.1	150.31	155.05	149.31	143.86	272.48	397.77
6.2	150.59	25.27	149.97	274.47	398.46	403.54
6.3	150.81	-103.06	150.43	404.07	405.41	399.15
6.4	150.95	20.35	151.04	281.37	404.75	407.27
6.5	151.00	150.27	151.28	152.17	283.34	410.36
6.6	150.95	149.04	151.40	153.60	158.23	159.63
6.7	150.81	144.94	151.37	157.44	30.37	-92.97
6.8	150.59	273.56	150.98	28.49	-93.29	-98.65
6.9	150.31	400.40	150.69	-99.27	-100.40	-93.61
7.0	150.00	278.74	150.15	21.80	-99.59	-102.15
7.1	149.69	150.32	149.85	149.40	19.94	-105.56
7.2	149.41	151.54	149.57	147.65	142.99	141.81
7.3	149.19	155.77	149.34	143.18	269.06	390.63
7.4	149.05	28.24	149.39	270.41	390.37	396.08
7.5	149.00	-97.24	149.31	396.11	397.30	390.11
7.6	149.05	22.55	149.48	276.20	395.84	398.52
7.7	149.19	149.31	149.45	149.65	277.53	401.58
7.8	149.41	147.87	149.48	151.12	155.81	156.76
7.9	149.69	143.30	149.54	155.62	30.79	-89.08
8.0	150.00	269.57	149.44	29.55	-88.83	-94.95
8.1	150.31	393.56	149.57	-94.55	-96.07	-88.58
8.2	150.59	275.48	149.58	23.96	-94.30	-97.19
8.3	150.81	150.33	149.87	149.41	22.73	-100.01
8.4	150.95	152.02	150.16	148.31	143.28	142.45
8.5	151.00	157.04	150.46	144.05	267.58	385.70
8.6	150.95	32.18	150.92	269.40	386.03	392.47
8.7	150.81	-90.17	151.11	392.45	394.18	386.37
8.8	150.59	26.46	151.36	275.89	392.79	395.88
8.9	150.31	150.26	151.24	152.10	277.70	399.20
9.0	150.00	148.52	151.00	153.37	158.91	159.72

Prurja Q (m³/s) ne rezervuar ne cdo hap kohor dhe pergjate seksionit te tubit

Koha (s)/ x/L	0.0	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
0.0	0.477	0.477	0.477	0.477	0.477	0.000
0.1	0.011	0.477	0.477	0.477	0.240	0.000
0.2	-0.466	0.245	0.477	0.241	0.001	0.000
0.3	-0.467	0.008	0.010	0.002	0.001	0.000
0.4	-0.468	-0.227	-0.465	-0.229	0.001	0.000
0.5	-0.469	-0.465	-0.466	-0.465	-0.230	0.000
0.6	-0.470	-0.466	-0.465	-0.466	-0.465	0.000
0.7	-0.011	-0.466	-0.466	-0.465	-0.236	0.000
0.8	0.458	-0.238	-0.466	-0.236	0.000	0.000
0.9	0.459	-0.004	-0.010	-0.002	-0.001	0.000
1.0	0.458	0.224	0.457	0.225	-0.002	0.000
1.1	0.460	0.456	0.458	0.457	0.226	0.000
1.2	0.461	0.457	0.455	0.458	0.458	0.000
1.3	0.008	0.456	0.457	0.456	0.232	0.000
1.4	-0.453	0.232	0.457	0.232	0.000	0.000
1.5	-0.455	0.002	0.008	0.002	0.000	0.000
1.6	-0.452	-0.223	-0.452	-0.223	0.002	0.000
1.7	-0.455	-0.451	-0.453	-0.451	-0.223	0.000
1.8	-0.455	-0.453	-0.449	-0.453	-0.452	0.000
1.9	-0.008	-0.451	-0.452	-0.450	-0.229	0.000
2.0	0.447	-0.229	-0.452	-0.229	0.000	0.000
2.1	0.450	-0.002	-0.007	-0.002	0.000	0.000
2.2	0.447	0.221	0.446	0.221	-0.002	0.000
2.3	0.451	0.446	0.449	0.445	0.221	0.000
2.4	0.452	0.449	0.444	0.448	0.446	0.000
2.5	0.010	0.447	0.448	0.446	0.227	0.000
2.6	-0.438	0.229	0.449	0.228	0.001	0.000
2.7	-0.443	0.005	0.010	0.004	0.001	0.000
2.8	-0.440	-0.216	-0.437	-0.216	0.004	0.000
2.9	-0.446	-0.437	-0.442	-0.437	-0.217	0.000
3.0	-0.448	-0.443	-0.437	-0.442	-0.440	0.000
3.1	-0.013	-0.442	-0.443	-0.440	-0.224	0.000
3.2	0.429	-0.228	-0.445	-0.226	-0.001	0.000
3.3	0.434	-0.008	-0.012	-0.007	-0.002	0.000
3.4	0.430	0.210	0.428	0.211	-0.006	0.000
3.5	0.438	0.427	0.433	0.428	0.213	0.000
3.6	0.441	0.434	0.428	0.434	0.433	0.000
3.7	0.013	0.433	0.435	0.432	0.221	0.000
3.8	-0.422	0.224	0.438	0.222	0.000	0.000
3.9	-0.427	0.008	0.012	0.007	0.002	0.000
4.0	-0.422	-0.207	-0.421	-0.208	0.006	0.000
4.1	-0.430	-0.420	-0.426	-0.421	-0.210	0.000
4.2	-0.434	-0.427	-0.419	-0.427	-0.426	0.000

4.3	-0.010	-0.425	-0.428	-0.425	-0.217	0.000
4.4	0.418	-0.218	-0.430	-0.218	0.000	0.000
4.5	0.424	-0.006	-0.010	-0.006	-0.001	0.000
4.6	0.417	0.206	0.417	0.207	-0.006	0.000
4.7	0.426	0.416	0.422	0.416	0.208	0.000
4.8	0.428	0.423	0.415	0.423	0.421	0.000
4.9	0.010	0.420	0.423	0.420	0.215	0.000
5.0	-0.413	0.216	0.425	0.215	0.000	0.000
5.1	-0.420	0.006	0.009	0.006	0.001	0.000
5.2	-0.413	-0.205	-0.412	-0.205	0.006	0.000
5.3	-0.423	-0.412	-0.419	-0.411	-0.206	0.000
5.4	-0.426	-0.420	-0.411	-0.419	-0.416	0.000
5.5	-0.012	-0.417	-0.420	-0.416	-0.213	0.000
5.6	0.405	-0.216	-0.423	-0.215	-0.001	0.000
5.7	0.414	-0.009	-0.012	-0.008	-0.002	0.000
5.8	0.407	0.200	0.404	0.201	-0.007	0.000
5.9	0.418	0.405	0.412	0.404	0.203	0.000
6.0	0.423	0.415	0.405	0.414	0.411	0.000
6.1	0.015	0.413	0.416	0.411	0.211	0.000
6.2	-0.397	0.215	0.419	0.213	0.001	0.000
6.3	-0.406	0.012	0.014	0.010	0.003	0.000
6.4	-0.398	-0.195	-0.396	-0.196	0.009	0.000
6.5	-0.411	-0.396	-0.404	-0.396	-0.199	0.000
6.6	-0.416	-0.406	-0.396	-0.407	-0.405	0.000
6.7	-0.014	-0.405	-0.409	-0.404	-0.207	0.000
6.8	0.391	-0.211	-0.413	-0.210	-0.001	0.000
6.9	0.399	-0.011	-0.014	-0.010	-0.003	0.000
7.0	0.391	0.192	0.390	0.193	-0.010	0.000
7.1	0.404	0.389	0.398	0.390	0.196	0.000
7.2	0.409	0.400	0.389	0.400	0.399	0.000
7.3	0.012	0.397	0.402	0.398	0.204	0.000
7.4	-0.388	0.206	0.406	0.206	0.000	0.000
7.5	-0.396	0.009	0.011	0.009	0.002	0.000
7.6	-0.387	-0.192	-0.387	-0.192	0.009	0.000
7.7	-0.400	-0.386	-0.395	-0.386	-0.194	0.000
7.8	-0.405	-0.396	-0.385	-0.397	-0.394	0.000
7.9	-0.011	-0.393	-0.398	-0.393	-0.202	0.000
8.0	0.384	-0.204	-0.402	-0.204	0.000	0.000
8.1	0.394	-0.009	-0.011	-0.009	-0.002	0.000
8.2	0.384	0.191	0.383	0.191	-0.009	0.000
8.3	0.398	0.383	0.392	0.382	0.192	0.000
8.4	0.403	0.395	0.382	0.394	0.390	0.000
8.5	0.014	0.391	0.396	0.390	0.201	0.000
8.6	-0.377	0.204	0.400	0.203	0.001	0.000
8.7	-0.388	0.012	0.013	0.011	0.003	0.000
8.8	-0.378	-0.187	-0.376	-0.187	0.010	0.000
8.9	-0.394	-0.376	-0.387	-0.376	-0.190	0.000
9.0	-0.400	-0.390	-0.376	-0.389	-0.386	0.000

Grafiku Q (m³/s) & H (m) per cdo hap kohor (s)



Shtojca 3 – Projektimi i Karakteristikave te Pajisjeve Mbrojtese nga Grushti Hidraulik

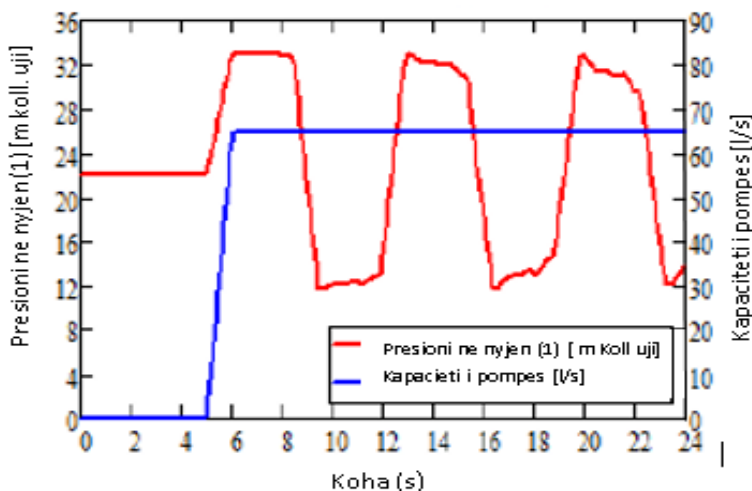
- Projektimi i Kohes se Ndezjes se Pompes per te Siguruar Mbrojtjen nga Grushti Hidraulik

Sistemi i stacionit nr. 4 eshte analizuar per skenarin e operimit te stacionit te pompimit me nje pompe ne pune. Kushtet e analizes se stacionit te pompimit me nje pompe ne pune jane permbledhur me poshte:

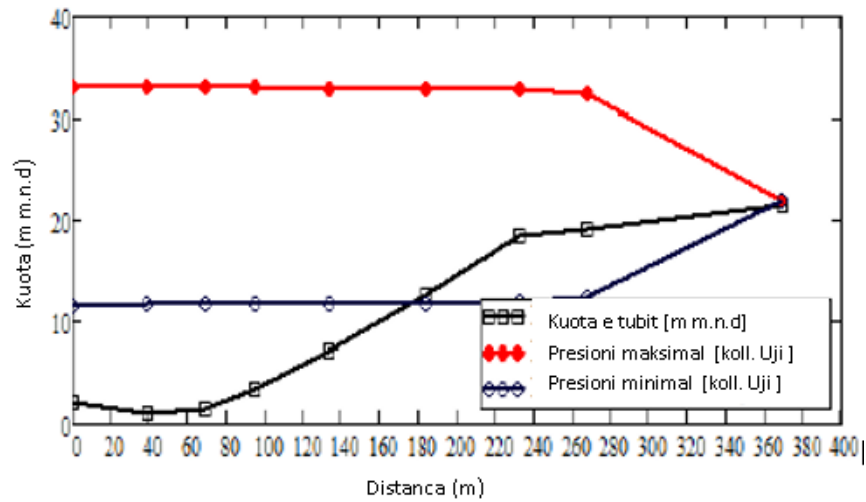
Kushtet e operimit	Vlera e parametrave
Kapaciteti i pompes ne gjendjen e qendrueshme	65 l/s
Niveli i ujit ne dhomes e thithjes se pompes	-1.41 m m.n.d
Niveli i ujit ne puseten e shkarkimit	Rreth 22.00 m
Shpejtesia e vales	215 m/s
Rasti A	Koha e ndezjes se pompes 1 sek
Rasti B	Koha e ndezjes se pompes 2 sek
Rasti C	Koha e ndezjes se pompes 3 sek
Rasti D	Koha e ndezjes se pompes 4 sek
Rasti E	Koha e ndezjes se pompes 5 sek
Rasti F	Koha e ndezjes se pompes 10 sek
Rasti G	Koha e ndezjes se pompes 15 sek
Pajisje per mbrojtjen nga grushti hidraulik	Pa pajisje te mbrojtjes nga grushti hidraulik

- **Rasti A – Koha e ndezjes se pompes 1 sekonde**

Grafiku i varesise se presionit dhe prurjes se pompes nga koha – nyja 1, - $t=1$ sek

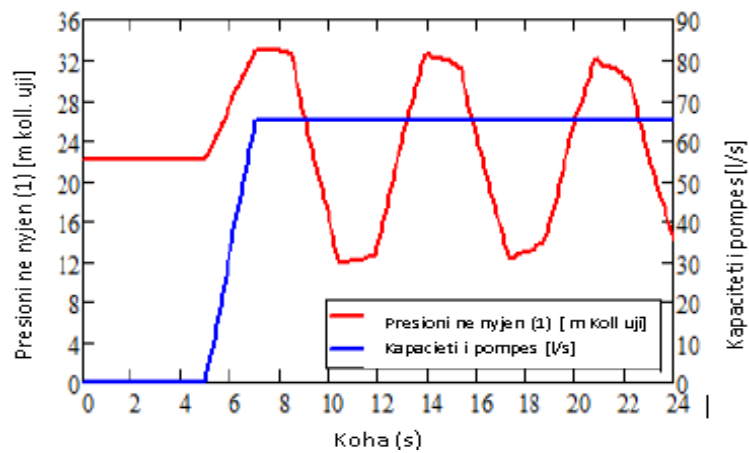


Kurba e presioneve maksimale dhe minimale pergjate tubacionit te dergimit- t=1 sek

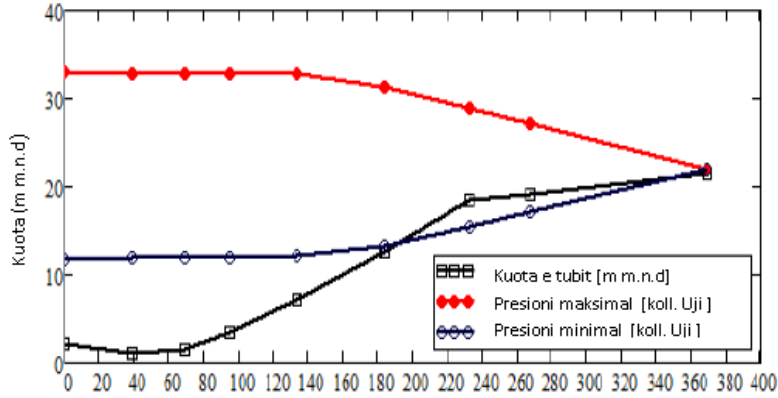


- Rasti B – Koha e ndezjes se pompes 2 sekonda

Grafiku i varesise se presionit dhe prurjes se pompes nga koha – nyja 1, - t=2 sek

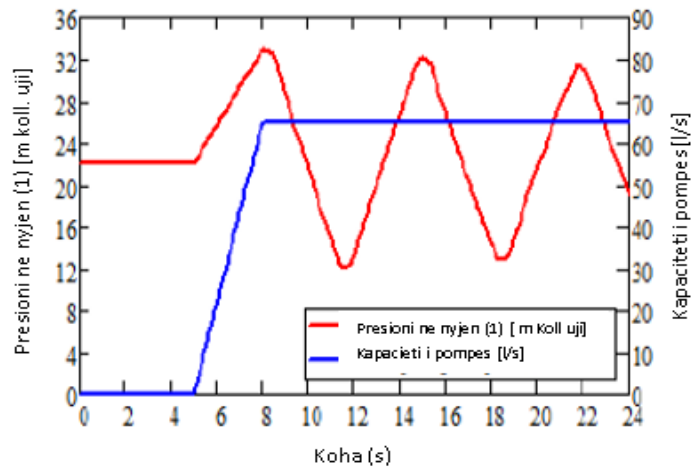


Kurba e presioneve maksimale dhe minimale pergjate tubacionit te dergimit- t=2 sek

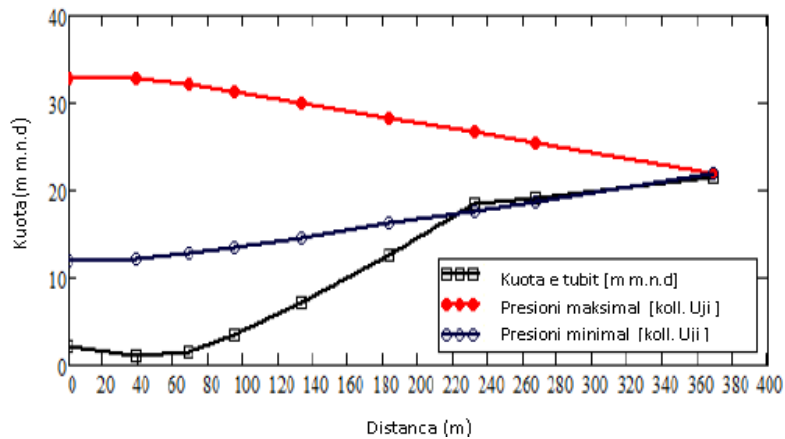


- Rasti C – Koha e ndezjes se pompes 3 sekonda

Grafiku i varesise se presionit dhe prurjes se pompes nga koha – nyja 1, - $t=3$ sek

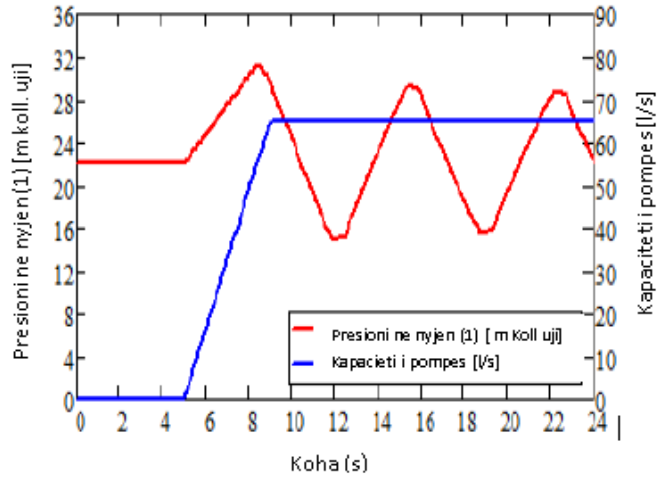


Kurba e presioneve maksimale dhe minimale pergjate tubacionit te dergimit - $t=3$ sek

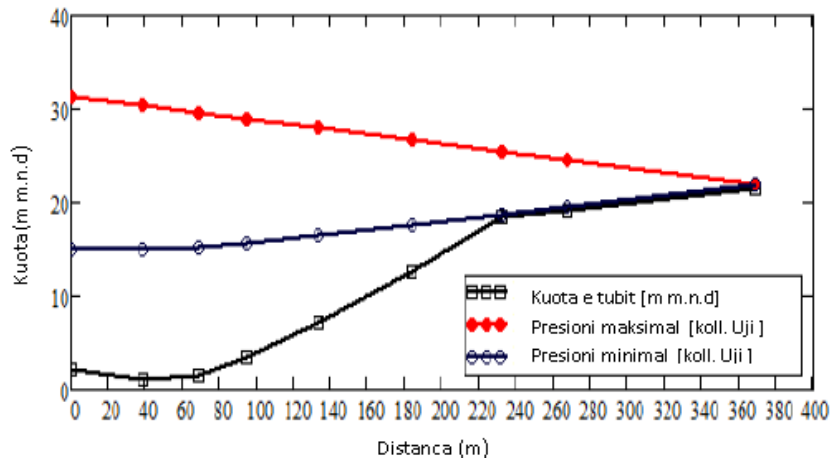


- Rasti D – Koha e ndezjes se pompes 4 sekonda

Grafiku i varesise se presionit dhe prurjes se pompes nga koha – nyja 1, - $t=4$ sek

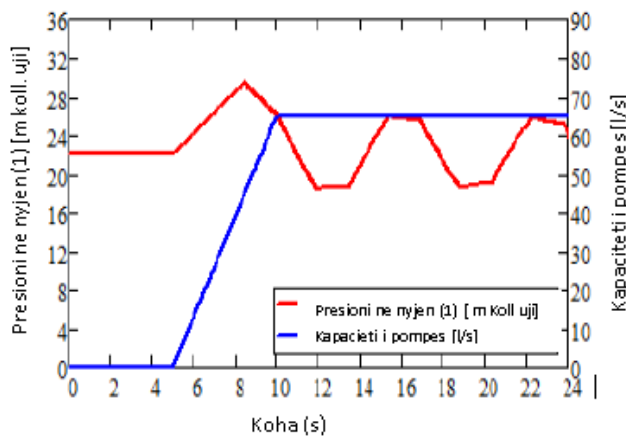


Kurba e presioneve maksimale dhe minimale pergjate tubacionit te dergimit- t=4 sek

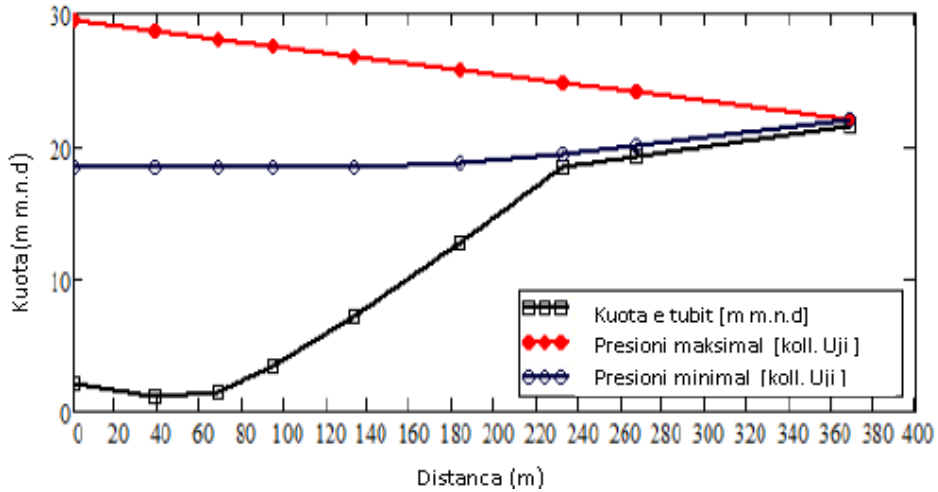


- Rasti E – Koha e ndezjes se pompes 5 sekonda

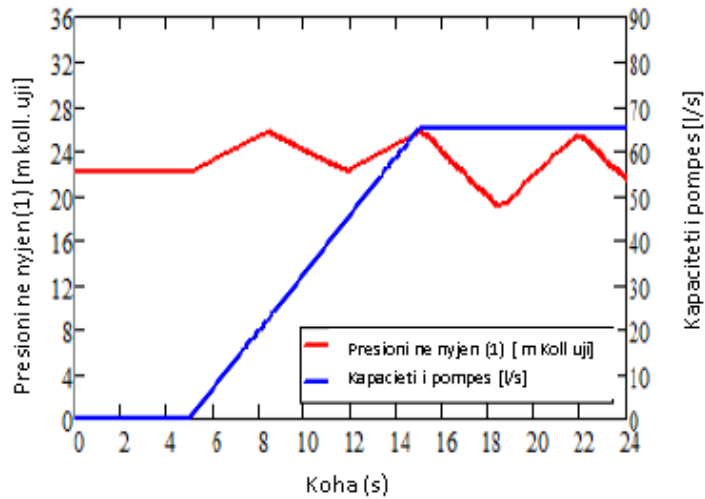
Grafiku i varesise se presionit dhe prurjes se pompes nga koha – nyja 1, - t=5 sek



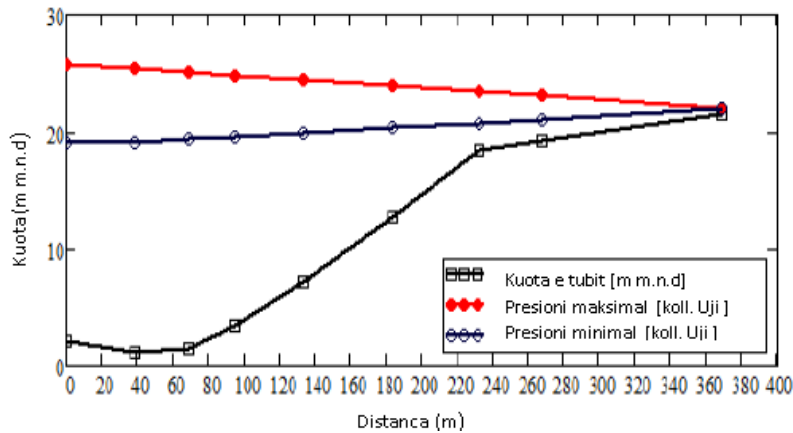
Kurba e presioneve maksimale dhe minimale pergjate tubacionit te dergimit - t=5 sek



- **Rasti F – Koha e ndezjes se pompes 10 sekonda**
 Grafiku i varesise se presionit dhe prurjes se pompes nga koha – nyja 1, - $t=10$ sek

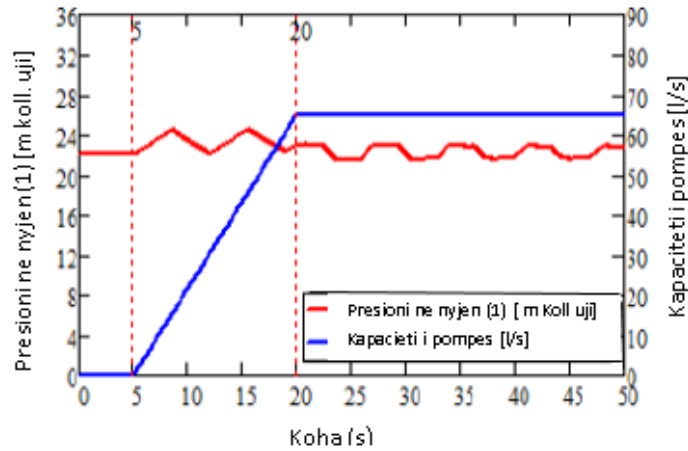


Kurba e presioneve maksimale dhe minimale pergjate tubacionit te dergimit- $t=10$ sek

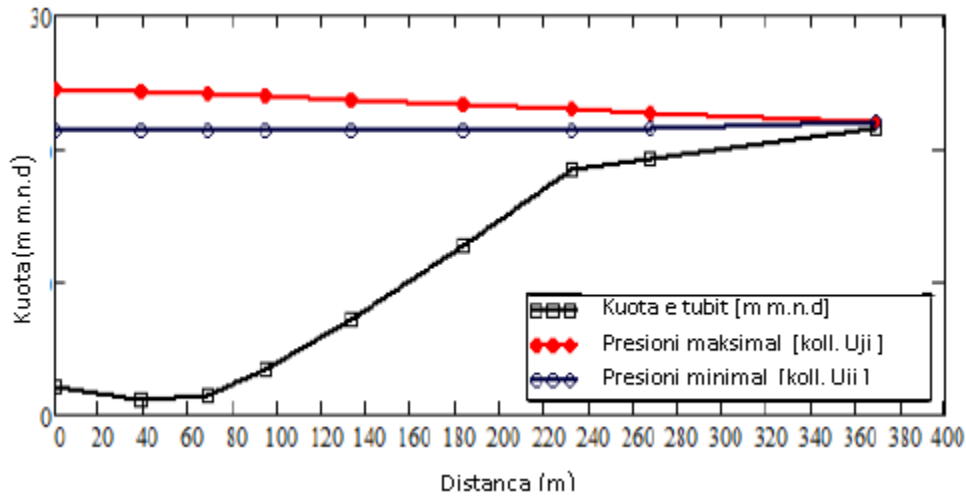


- **Rasti G – Koha e ndezjes se pompes 15 sekonda**

Grafiku i varesise se presionit dhe prurjes se pompes nga koha – nyja 1, t=15 sek



Kurba e presioneve maksimale dhe minimale pergjate tubacionit te dergimit - t=15 sek



- **Projektimi i Volumit te Dhomes se Ajrit me Presion per te Siguruar Mbrojtjen nga Grushti Hidraulik gjate Nderprerjes se Enejgise ne Stacionin E Pompimit**

Sistemi i stacionit nr. 4 eshte analizuar per skenarin e operimit te plote te stacionit te pompimit me dy pompa ne pune. Kushtet e analizes se stacionit te pompimit me dy pompa ne pune jane permbledhur me poshte:

Kushtet e operimit	Vlera e parametrave
Numri i pompave ne pune	2
Kapaciteti i dy pompave ne operim	rreth 120 l/s
Shpejtesia e vales	215 m/s
Skenari i operimit per simulim	nderprerje e energjise – fikje e dy pompave
Pajisja e mbrojtjes kunder grushtit hidraulik	Instalim i dhomes se ajrit me presion ne nyjen 1

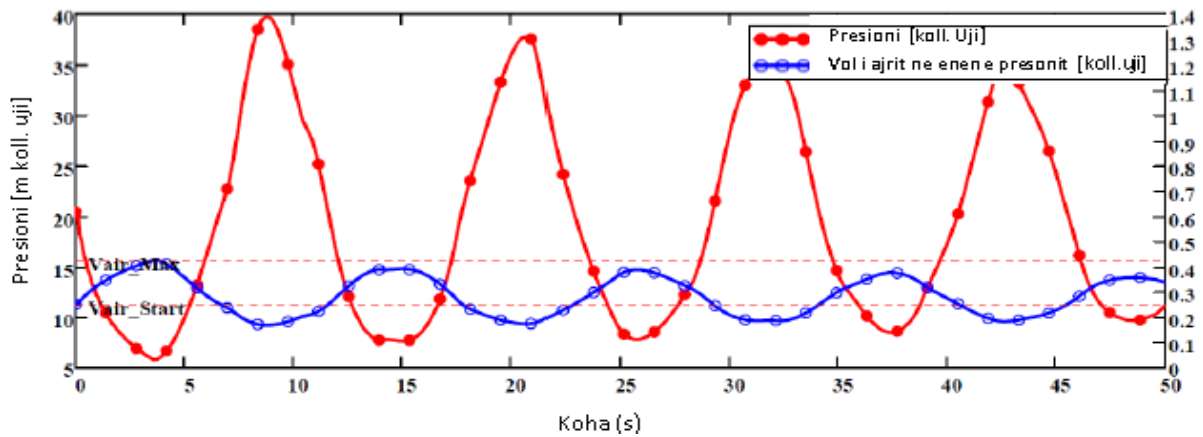
Rasti A	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 0.25 m ³
Rasti B	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 0.50 m ³
Rasti C	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 0.75 m ³
Rasti D	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 1.00 m ³
Rasti E	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 1.10 m ³
Rasti F	Volumi fillestar i ajrit ne dhome: 1.20 m ³

Rezultatet e simulimeve me volumet e mesiperm fillestare te dhomes se ajrit jane dhene me poshte nepermjet grafikeve qe japin:

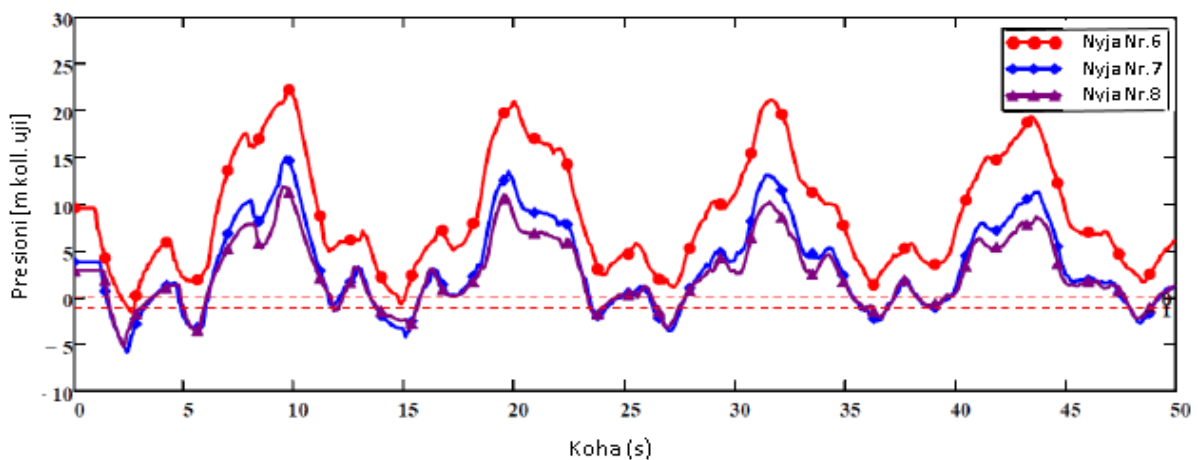
- Varesine e presionit te grushtit hidraulik dhe presionit ne dhomen e ajrit nga koha
- Ecurine e presionit ne nyjet 6, 7, dhe 8 ne varesi te kohes
- Kurbat e presionit maksimal dhe minimal ne tubacionin e dergimit

Rasti A – Volumi i dhomes se ajrit 0.25 m³

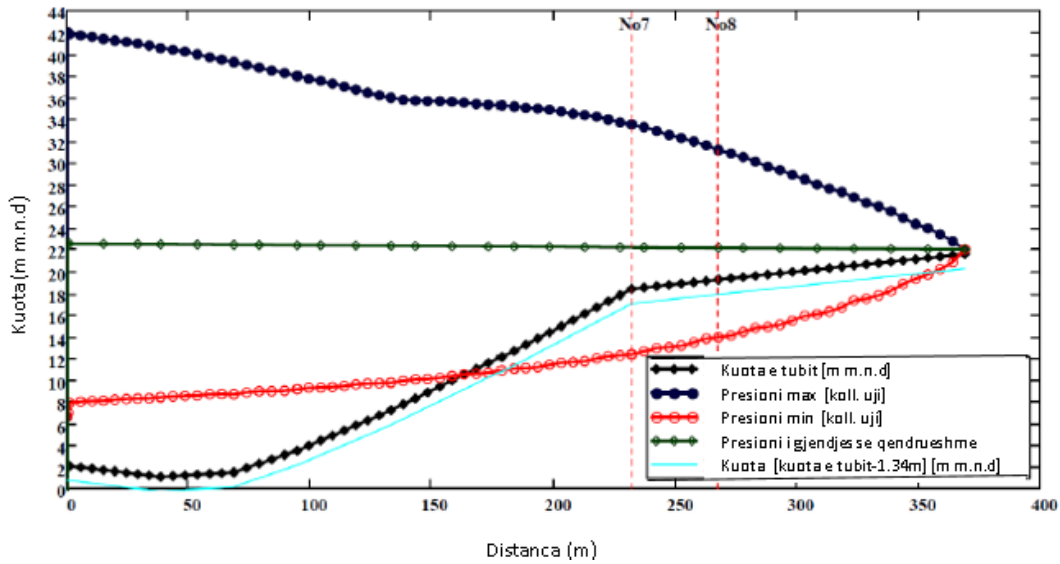
Varesia e presionit te grushtit hidraulik dhe presionit ne dhomen e ajrit nga koha



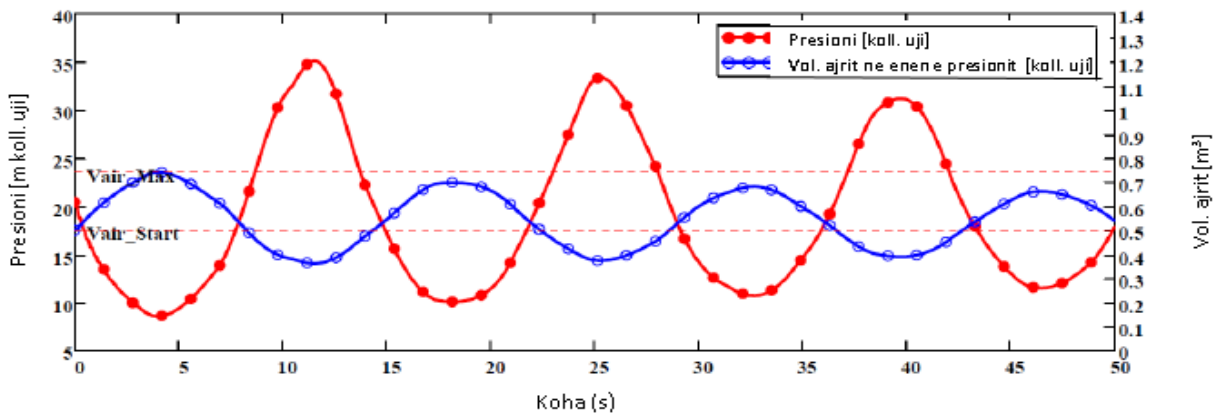
Ecuria e presionit ne nyjet 6, 7, dhe 8 ne varesi te kohes



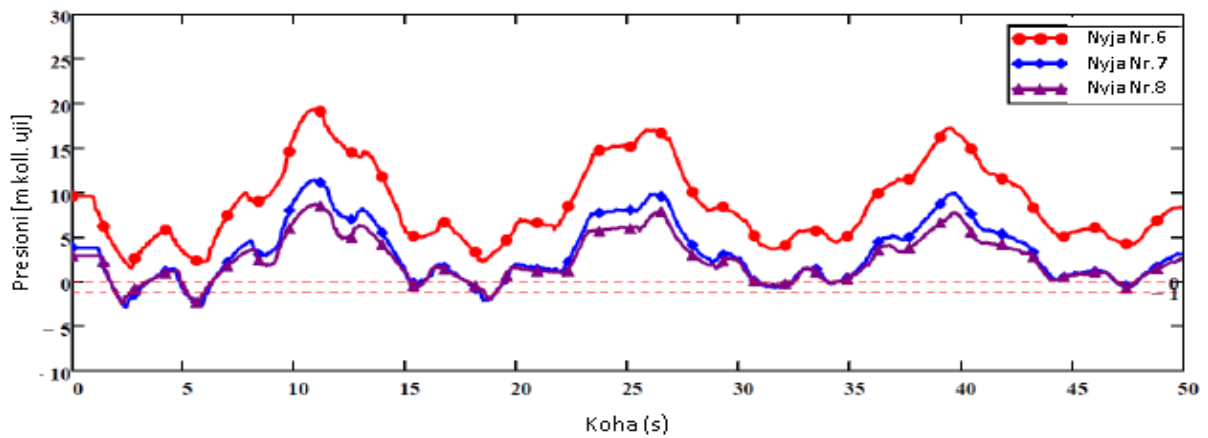
Kurbat e presionit maksimal dhe minimal ne tubacionin e dergimit



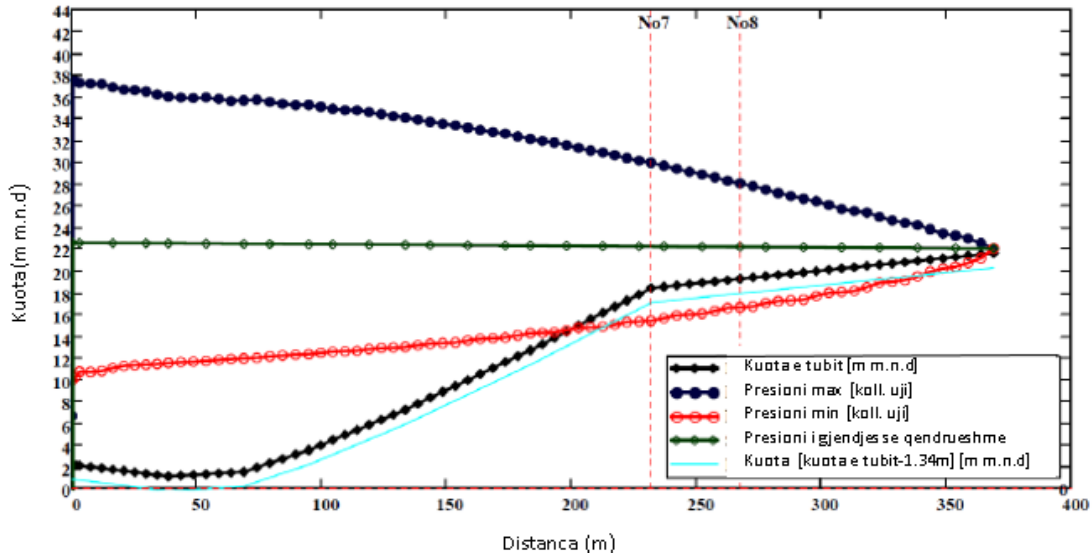
- **Rasti B – Volumi i dhomes se ajrit 0.50 m³**
Varesia e presionit te grushtit hidraulik dhe presionit ne dhomen e ajrit nga koha



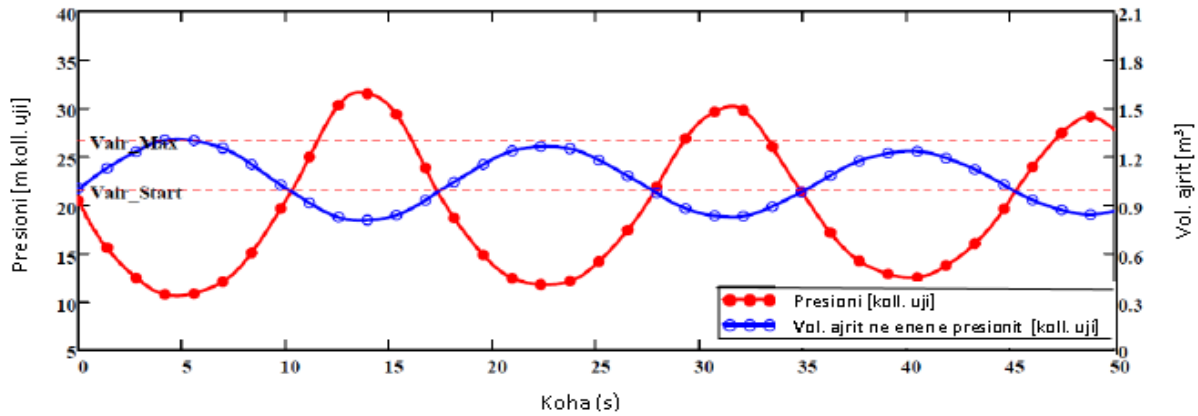
Ecuria e presionit ne nyjet 6, 7, dhe 8 ne varesi te kohes



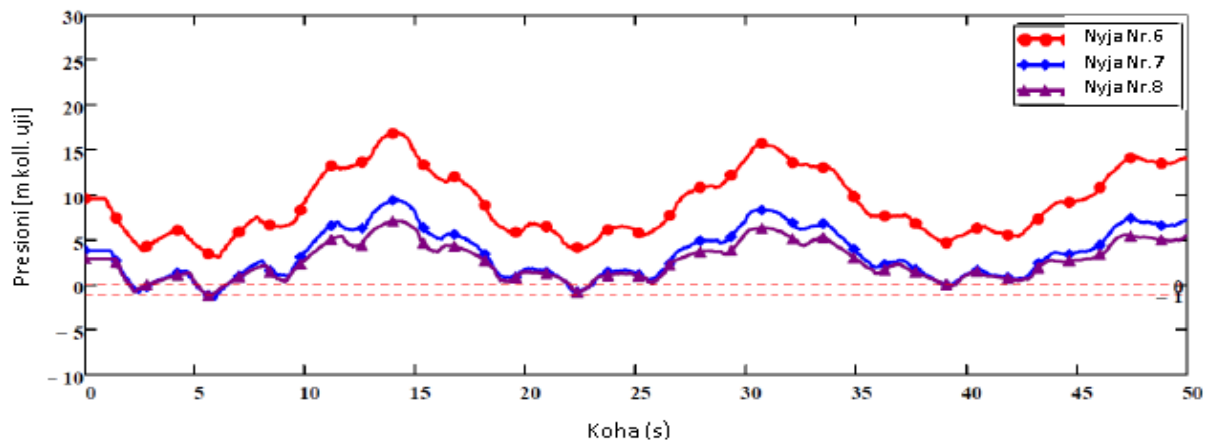
Kurbat e presionit maksimal dhe minimal ne tubacionin e dergimit



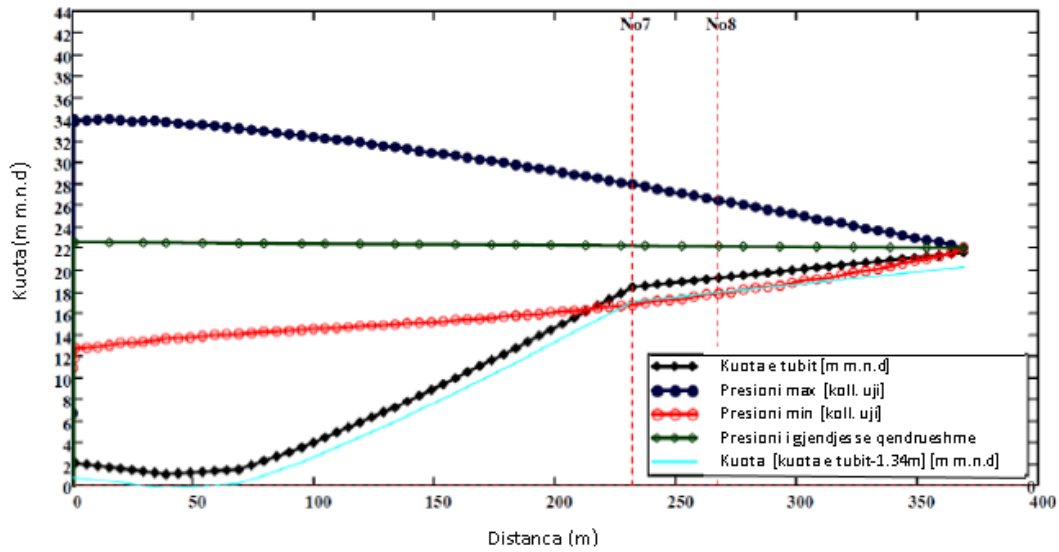
- **Rasti C – Volumi i dhomes se ajrit 0.75 m^3**
Varesia e presionit te grushtit hidraulik dhe presionit ne dhomen e ajrit nga koha



Ecuria e presionit ne nyjet 6, 7, dhe 8 ne varesi te kohes

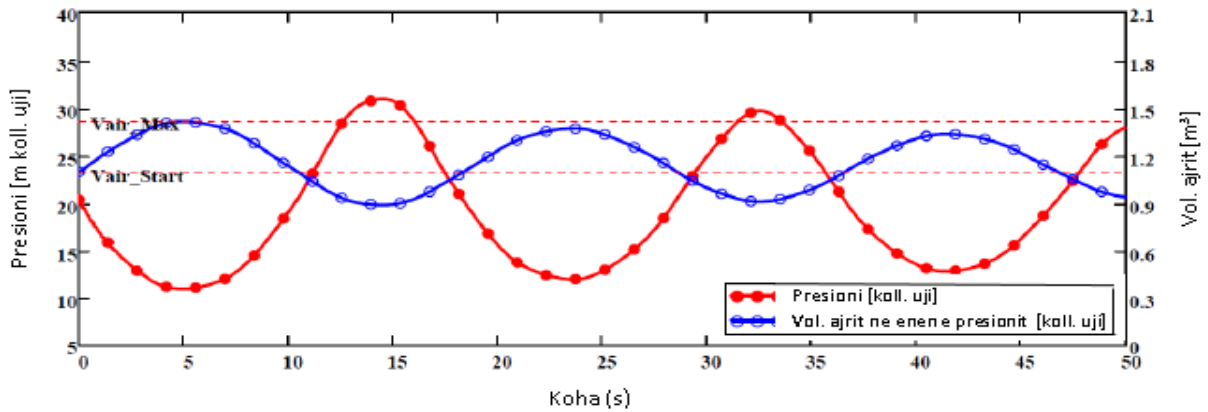


Kurbat e presionit maksimal dhe minimal ne tubacionin e dergimit

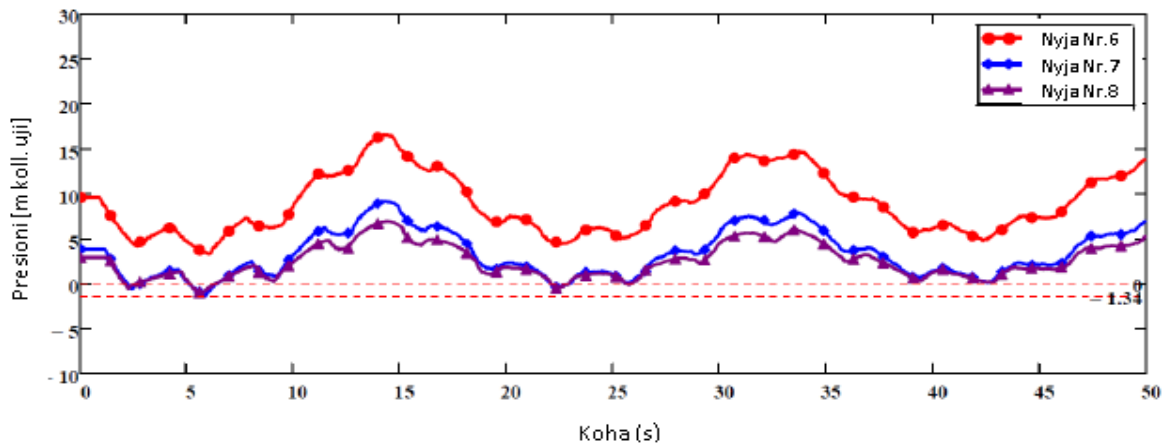


- *Rasti D – Volumi i dhomes se ajrit 1.00 m³*

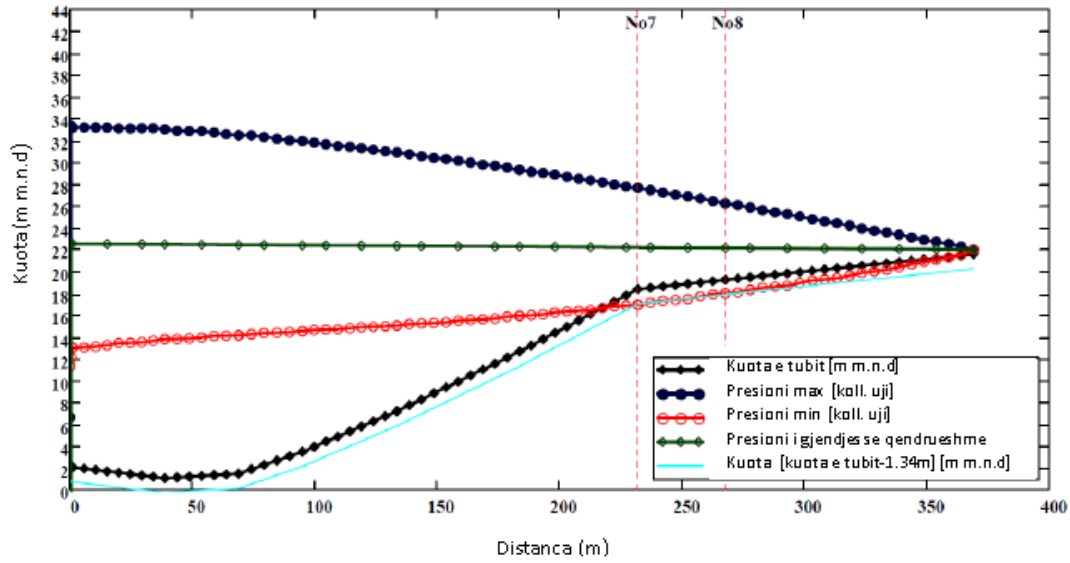
Varesia e presionit te grushtit hidraulik dhe presionit ne dhomen e ajrit nga koha



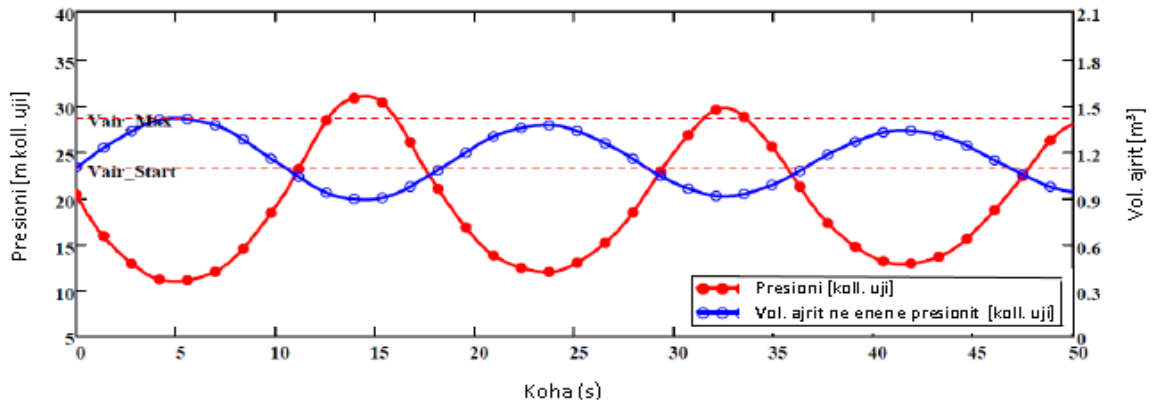
Ecuria e presionit ne nyjet 6, 7, dhe 8 ne varesi te kohes



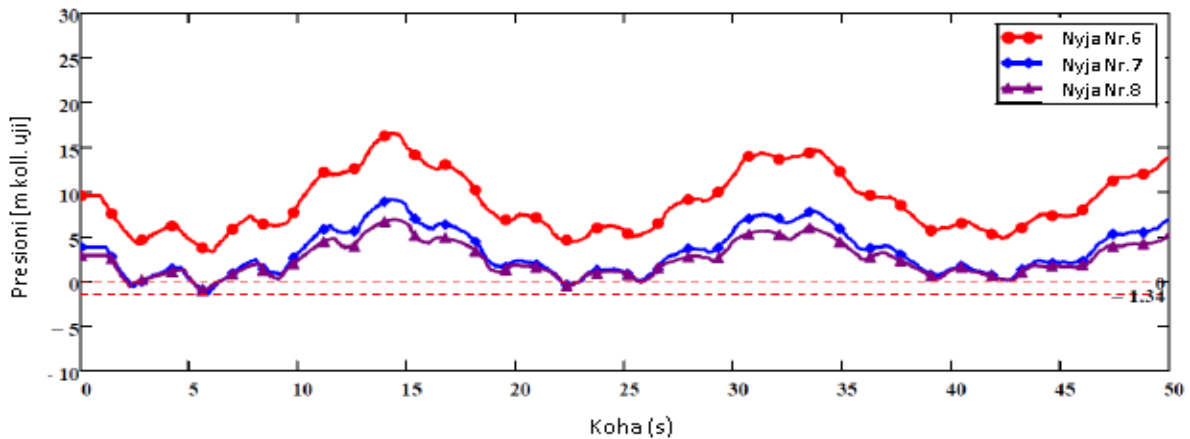
Kurbat e presionit maksimal dhe minimal ne tubacionin e dergimit



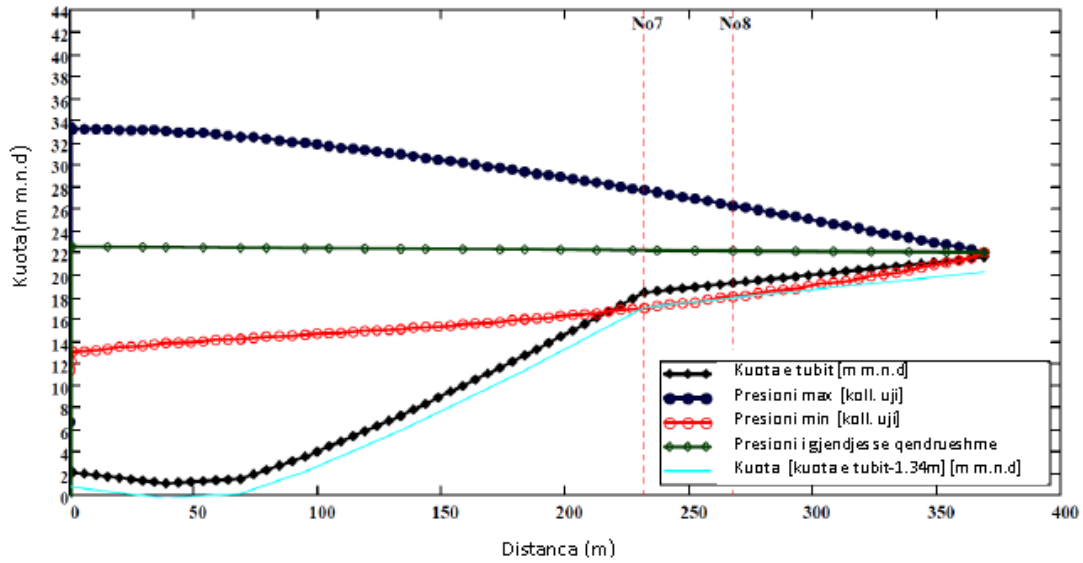
- **Rasti E – Volumi i dhomes se ajrit 1.10 m³**
Varesia e presionit te grushtit hidraulik dhe presionit ne dhomen e ajrit nga koha



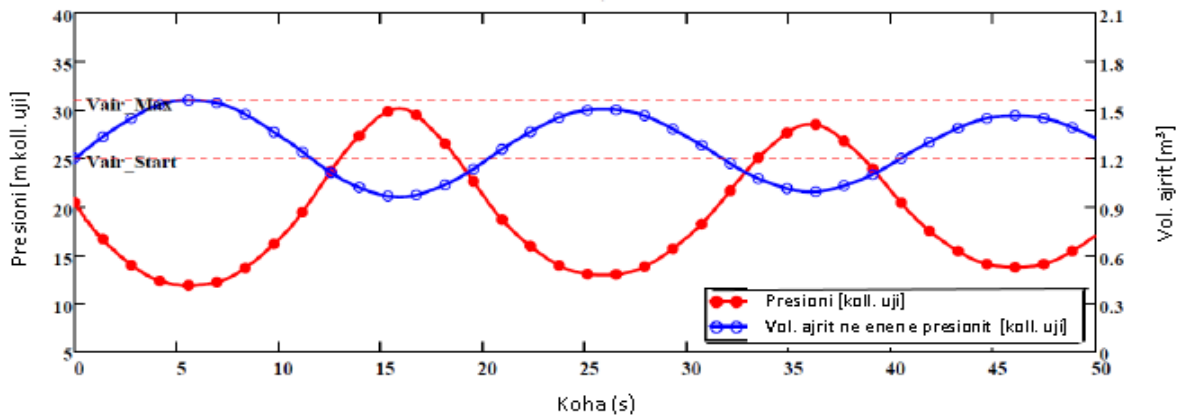
Ecuria e presionit ne nyjet 6, 7, dhe 8 ne varesi te kohes



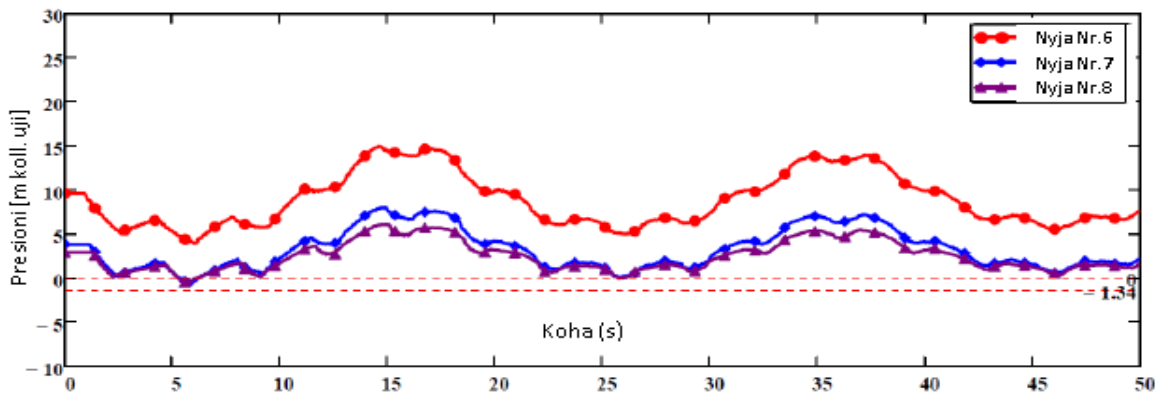
Kurbat e presionit maksimal dhe minimal ne tubacionin e dergimit



- **Rasti F – Volumi i dhomes se ajrit 1.20 m³**
Varesia e presionit te grushtit hidraulik dhe presionit ne dhomen e ajrit nga koha



Ecuria e presionit ne nyjet 6, 7, dhe 8 ne varesi te kohes



Kurbat e presionit maksimal dhe minimal ne tubacionin e dergimit

