

ISSN 0280-5316
ISRN LUTFD2/TFRT--5606--SE

Termohydraulisk modellering av Heleneholmsverket

Christine Nilsson och Martin Råberg

Department of Automatic Control
Lund Institute of Technology
December 1998

**TILLHÖR REFERENSBIBLIOTEKET
UTLÄNAS EJ**

Department of Automatic Control Lund Institute of Technology Box 118 S-221 00 Lund Sweden		<i>Document name</i> MASTER THESIS	
		<i>Date of issue</i> December 1998	
		<i>Document Number</i> ISRN LUTFD2/TFRT-5606--SE	
<i>Author(s)</i> Christine Nilsson and Martin Råberg		<i>Supervisor</i> Jonas Eborn, Tore Hägglund and Jan Tuszyński	
		<i>Sponsoring organisation</i> Sycon AB	
<i>Title and subtitle</i> Termohydraulisk modellering av Heleneholmsverket (Thermo-hydraulic Modelling of Heleneholmsverket Thermal Power Plant)			
<i>Abstract</i> <p>In this thesis a model of parts of a water and steam circuit on a thermal power plant has been developed. The power plant studied is Heleneholmsverket, located in the city of Malmö. The system model is based on dynamic models of the different components, for example the turbine, condensor and preheaters. A large effort has been made to develop the Ljungström turbine model, especially the isentropic flow efficiency and the parasitic losses. The models are built in the Dymola modelling language, using a model library called ENERGY developed at Sycon Energikonsult AB. ENERGY uses functions written in C. The models work as expected but has not been validated against measurements on the real plant. The models can easily be altered to fit other power plants. With these models different control algorithms can be studied without any outage or damage to the real components. Principally, also process faults can be studied with these models, but such investigations have not been made in this work.</p>			
<i>Key words</i> thermo-hydraulic,modelling,simulation,power systems,turbines			
<i>Classification system and/or index terms (if any)</i>			
<i>Supplementary bibliographical information</i>			
<i>ISSN and key title</i> 0280-5316		<i>ISBN</i>	
<i>Language</i> Swedish	<i>Number of pages</i> 126	<i>Recipient's notes</i>	
<i>Security classification</i>			

The report may be ordered from the Department of Automatic Control or borrowed through:
University Library 2, Box 3, S-221 00 Lund, Sweden
Fax +46 46 222 44 22 E-mail ub2@ub2.lu.se

Förord

Examensarbetet utfördes för Sycon Energikonsult AB i Malmö.

Först och främst skulle vi vilja tacka alla på Sycon AB som gjort vårt examensarbete till en trevlig och lärorik period av våra liv.

Vi skulle vilja tacka:

Jonas Eborn, Institutionen för reglerteknik, Lunds Tekniska Högskola, för hans engagemang och uppenbara intresse för examensarbetet, *Mikael Palmgren*, Malmö Värme AB, för hans engagemang och öppenhet gällande informationsutbyte, *Kaj Sköld*, Institutionen för kraft- och värmeteknik, Lunds Tekniska Högskola, för hans engagemang och informationsbidrag gällande turbinen samt till sist *Jan Tuszynski* och *Jörgen Svensson* på Sycon Energikonsult AB för deras engagemang och för att de alltid tog sig tid för att diskutera och svara på frågor gällande examensarbetet.

Lund December 1998

Christine Nilsson

Martin Råberg

Sammanfattning

I den här rapporten har en modell av en del av en ång/vattenkrets på ett värmekraftverk utvecklats. Kraftverket i fråga är Heleneholmsverket i Malmö. Systemmodellen är baserad på dynamiska modeller över de olika komponenterna t ex turbinen, kondensorn och förvärmarna. I synnerhet har en del arbete lagts ner på att utveckla en modell över Ljungströms radialturbin, speciellt den isentropiska flödesverkningsgraden och parasitförlusterna. Modellerna är uppbyggda i programspråket Dymola, med hjälp av ett modellbibliotek som heter ENERGY. ENERGY använder sig av C-funktioner och är utvecklat av Sycon Energikonsult AB. Modellerna fungerar som förväntat, men har inte kunnat valideras mot mätdata. De kan enkelt anpassas till andra kraftverk. Principiellt kan även haverier och olika regleringsstrategier studeras med dessa modeller, men sådana simuleringar har inte genomförts i detta arbete.

1 Inledning	1
1.1 Bakgrund	1
1.2 Examensarbetets omfattning	1
1.3 Nomenklatur	2
2 Processbeskrivning	3
2.1 Översikt	3
2.2 Huvudkomponenter	3
2.3 Simuleringsmodellen	6
3 ENERGY biblioteket	7
3.1 Allmänt om ENERGY biblioteket	7
3.2 Grundläggande ekvationer	12
3.3 ENERGY bibliotekets utseende i Dymola	19
4 Implementering av huvudkomponenter	23
4.1 DURAXturbin	23
4.2 Kondensor	25
4.3 Förvärmare med och utan avspänningskärl	29
4.4 Dom	33
4.5 Mavatank	34
4.6 Värmeväxlare	35
4.7 Pump	36
4.8 Ångkylare	37
4.9 Grid	37
5 Testning av modellens delkomponenter	38
5.1 Sluten slinga med kondensor, pump, mavatank och dom	38
5.2 Turbin, generator och nätmodell	50
6 Utvärdering	58
6.1 Slutsatser	58
6.2 Synpunkter	58
6.3 Vidare utveckling av delkomponenter	58
7 Referenser	60
Appendix A: Turbiner	63
A.1 Nomenklatur	63
A.2 Kortfattad beskrivning av turbiner	67
A.3 Reglering av ångturbiner	77
A.4 Härledning av verkningsgraden för axialturbiner	83
A.5 Beräkningsunderlag för Ljungströmsturbiner	85
A.6 DURAXturbinen	116
Appendix B: Termodynamiska samband	117
B.1 Termodynamiska samband	117

1 Inledning

Här beskrivs bakgrunden till varför Sycon AB ville genomföra detta examensarbete, samt vilka avgränsningar som gjordes i den totala systemmodellen.

1.1 Bakgrund

På kraft- och värmeverk är driftstopp dyrbara. Driftstoppen kan bero på att skadade komponenter måste bytas ut eller repareras, eller på att ett nödstopp har inträffat. Skador som kan orsakas genom kraftiga transienter kan minskas med bättre reglering. Av den anledningen är det viktigt att reglersystemet är välstrukturerat, samt att trimningstiden av regulatorerna hålls kort.

Genom att använda en modell av processen kan stor kunskap angående processens dynamik erhållas innan personalen ens satt sin fot på verket. Detta förfarande minskar tiden då verket står still och sparar pengar. Kunskaper om problem och lösningar i processer som ännu inte är byggda kan införskaffas genom modellering och simulering. Processmodeller som tillämpas i arbetet bygger på välbeprövade fysikaliska principer (s.k. white box modeller). Denna uppbyggnad gör modelleringen av specifika processer snabb, dock tar framtagning av grundmodellerna tid.

I detta examensarbete har nya grundmodeller utvecklats. Modellens omfattning anpassades till Heleneholmsverket. Det levererar både el och värme till Malmös energiförsörjning. Verket har en maximal eleffekt på 130 MW_e (ca en niondel av Barsebäcksverkets båda generatorers effekt) och dess tillgängliga värmeeffekt är mellan $300 - 400 \text{ MW}_v$ beroende på driftsätt.

1.2 Examensarbetets omfattning

Examensarbetet har avgränsats till att studera utvalda delar av de termo-hydrauliska kretsarna på Heleneholmsverket. Den huvudsakliga inriktningen ligger på ång/vatten kretsen med turbinen och anslutande komponenter.

Modeller är avsedda för studier av hela kraftvärmeverkets dynamik genom samverkan av de enskilda komponenterna. Huvuddelen av arbetet har lagts på modellernas uppbyggnad samt numeriska aspekter i simuleringarna. Validering av våra resultat mot mätningar ingick ej.

1.3 Nomenklatur

Här följer de vanligaste storheterna som används i examensarbetet tillsammans med respektive notation och enhet. Appendix A har ett eget nomenklaturkapitel eftersom det har noteringar som endast används där.

Beteckning	Storhet	Enhet	
p	tryck	[bar]	
h	specifik entalpi	[kJ/kg]	
ρ	densitet	[kg/m ³]	
T	temperatur	[°C]	
s	specifik entropi	[kJ/kg K]	
η	dynamisk viskositet	[kg/s m]	
κ	isentropexponenten	$-\frac{v}{p} \cdot \left \frac{\partial p}{\partial v} \right _s$	[p.u.]
x	ångkvalitet	[p.u.]	
α_p	elasticitetskonstant m a p trycket	$\left \frac{\partial \rho}{\partial p} \right _T$	[kg/kJ]
α_h	elasticitetskonstant m a p entalpin	$\left \frac{\partial \rho}{\partial h} \right _p$	[kg/m ³ kg/kJ]
h_s	ångas specifika mätnadsentalpi (vid p)	[kJ/kg]	
h_w	kondensats specifika mätnadsentalpi (vid p)	[kJ/kg]	
ρ_s	ångas mätnadsdensitet (vid p)	[kg/m ³]	
ρ_w	kondensats mätnadsdensitet (vid p)	[kg/m ³]	
T_s	mättnadstemperaturen (vid p)	[°C]	
s_s	ångans specifika mätnadsentropi (vid p)	[kJ/kg K]	
\dot{m}	massflöde	[kg/s]	
U	inre energi	[kJ]	
M	totala massan	[kg]	
ζ	förlustfaktor	[p.u.]	
A	area	[m ²]	
\dot{Q}	Värmeeffekt	[kW]	
Q	Volymflöde	[m ³ /h]	
Re	Reynolds tal	$\frac{\rho \cdot c \cdot D}{\eta}$	
D	hydraulisk diameter	[m]	
c	hastighetskomponent	[m/s]	

2 Processbeskrivning

Här beskrivs kortfattat simuleringsobjektet det vill säga Heleneholmsverket och dess olika huvudkomponenter i den termo-hydrauliska kretsen. Dessutom beskrivs de förnklingar som gjorts vad gäller systemets uppkoppling.

2.1 Översikt

Heleneholmsverket är den största fjärrvärmeproducenten i Malmö. Större delen av året reglerar Heleneholmsverket värmeeffekten i fjärrvärmenätet. Tack vare Heleneholmsverkets reglergenskaper kan de billigare värmeproducenterna utnyttjas rationellt. För att dämpa verkets lastvariationer finns det fyra stycken ackumulatorer på 2500 m³ var. Dessa ackumulatorer kan laddas från hela fjärrvärmenätet.

2.2 Huvudkomponenter

Verkets huvudkomponenter är pannorna, turbinerna, kondensatorerna, förvärmarna, fjärrvärmenätet, matarvattensystemet och direktkondensatorerna. De beskrivs kortfattat i detta avsnitt.

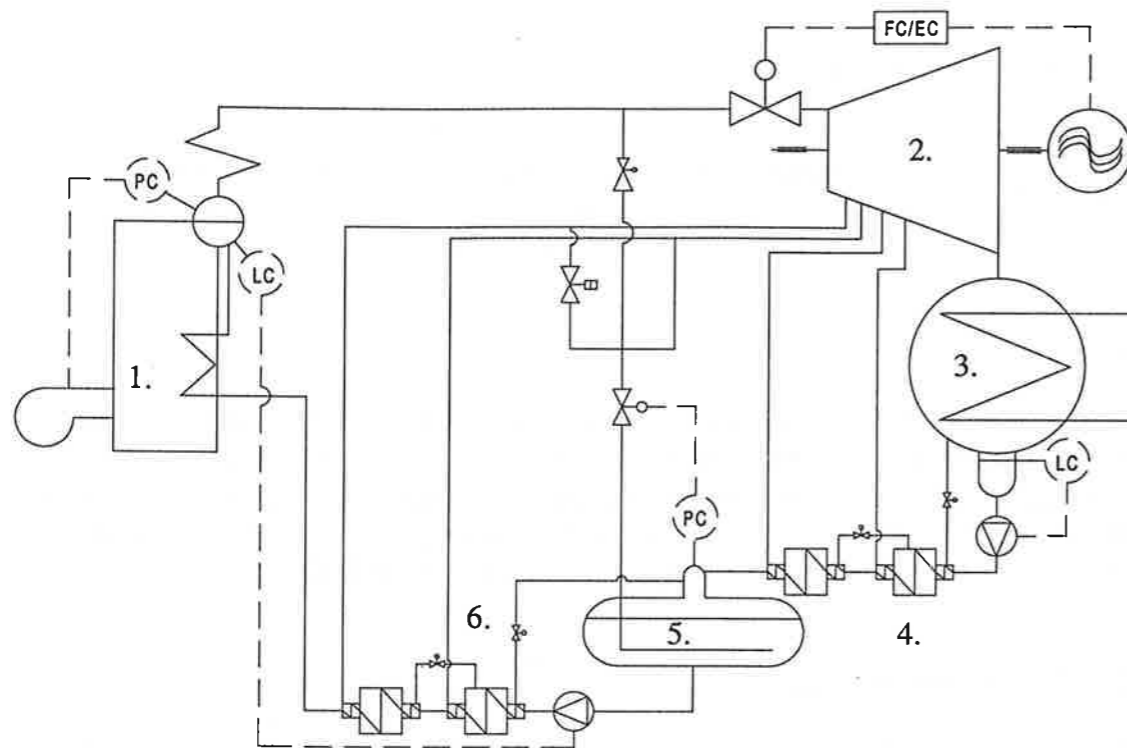
Ett principiellt processschema kan studeras i figur 2.1.

Pannorna

Heleneholmsverket har fyra ångpannor, P10, P11, P12 och P13, som producerar ånga som bland annat driver turbinerna. Principen är självcirkulerande dompannor av vattenrörstyp med fem överhettare per panna med matarvatteninsprutning mellan fyra av dem. Pannorna P10-12 är dimensionerade för ett maximalt bränsleintag av 150 MW_{br} och en produktion av 205 ton överhettad ånga per timme. P13 är däremot dimensionerad för en produktion av 90 ton överhettad ånga per timme. Pannorna P10-12 kan eldas med naturgas eller olja medan panna P13 endast kan eldas med olja. Ångan leds från varje panna till en gemensam ånglåda från vilken ångan hämtas av olika förbrukare. Dessa förbrukare är direktkondensatorerna som kondenserar ångan direkt mot fjärrvärmevattnet, samt turbinerna med turbinkondensatorerna.

Admissionsdata

Alla pannorna har admissionsdatan: 106 bar(ö) och 530°C.



Figur 2.1 Principskiss över kraftcykeln på Heleneholmsverket med de viktigaste reglerlooparna inritade. 1. panna, 2. turbin, 3. kondensator, 4. lågtrycksförvärmare, 5. matarvattentank, 6. högtrycksförvärmare.

Turbinerna och kondensatorerna

På Heleneholmsverket finns två turbiner med tillhörande kondensatorer. Dessa som i kombination kallas G11 och G12, kan tillsammans leverera ca 130 MW_e, medan 300 MW_v kan återvinnas i kondensatorerna. Förhållandet mellan eleffekten och kondensator-effekten kallas processens α -värde.

G11 är på 50 MW_e och 120 MW_v. Installationsår: 1966

G11 har två generatorer då den är en dubbelrotations radialturbin av typen Ljungström, med expansion både utåt och inåt (ett så kallat Möllersystem). Den har fyra avtappningar för ånga, två högtrycks- och två lågtrycksavtappningar. Dessa avtappningar förvärmer antingen matarvatten eller kondensat efter deras respektive pumpar. Efter lågtrycksförvärmarna är kondensatvärmeväxlaren inkopplad vilken värms av rökgaskylarna. Turbinen förbrukar ca 5 ton ånga med admissionsdatan per MWh_e. Kondensorn är en tubvärmeväxlare med enkelt pass, med avloppsången på mantelsidan och fjärrvärmevattnet på tubsidan.

G12 är på 95 MW_e och 185 MW_v. Installationsår: 1970

Turbinen är av DURAX typ vilket innebär att den består av en Ljungströms-högtrycksdel och två axiella lågtrycksdelar. Även G12 har dubbla generatorer. Turbinens högtrycksdel har tre avtappningar. Två av dessa förvärmer matarvattnet och den tredje förvärmer kondensatet. Den fjärde avtappning på G12 är placerad mellan hög och lågtrycksturbinerna. G12 förbrukar ca 5 ton ånga med admissionsdatan per MWh_e. G12:s kondensator har dubbla pass, dvs fjärrvärmevattnet passerar genom kondensorn två gånger.

Direktvärmeväxlarna

Direktvärmeväxlarna är en slags direktkondensorer.

Heleneholmsverket har två direktvärmeväxlare på 72 MW_v vardera. I dessa värms fjärrvärmevattnet. Vid maxlast så behövs det 120 ton_{ånga}/h. Ången som kommer till direktvärmeväxlarna är reducerad och kyld till 1,1 MPa(ö) och 300°C. Kylningen görs genom inblandning av matarvatten. Ången strömmar på mantelsidan och fjärrvärmevattnet på tubsidan. Direktvärmeväxlarna är vertikalt placerade så att kondensatet rinner ner längs tuberna. Ången kommer in upptill och fjärrvärmevattnet nedtill. Kondensatet leds sedan till matarvattentanken utan förvärmning. För att maximera Heleneholmsverkets värmeeffekt så kan eleffekten reduceras genom att leda en del av ången genom direktvärmeväxlarna. Totalt kan då 400 MW_v produceras. Denna reglerstrategi nyttjas dock inte. Direktvärmeväxlarna installerades 1966.

Matarvattensystemet

Matarvattentankarna: Det finns tre matarvattentankar på 80 m³ vardera. Dessa är kopplade så att kondensatet kan komma från båda kondensatorerna eller direktkondensatorerna in i vilken matarvattentank som helst. Regleringen är också justerbar, men fungerar ungefär så här; vattnet fyller först den ena tanken till börvärdet och slussas sedan vidare till nästa tank osv. Pannorna kan få vatten från vilken matarvattentank som helst.

Matarvattenpumparna: Det finns tre stora matarvattenpumpar och en mindre. De stora pumparna har en eleffekt på 2 MW_e var. Det är flerstegspumpar som vid normal drift ökar trycket till ca 150 bar(ö). Ett problem är att matarvattenpumparna är låsta till att suga från en specifik matarvattentank. Det innebär att om matarvattenpumpen är ur drift kan inte heller matarvattentanken användas. Det ligger ett förslag till ombyggnad av pumparna på Heleneholmsverket som medger inkoppling av dessa till valfri matarvattentank.

Förvärmare

På ett kraftvärmeverk är värmeeffekten bestämd av hur mycket värme som förbrukas i fjärrvärmenätet. Därmed är eleffekten låst och kan beräknas med hjälp av α -värdet. Genom att leda av en del av ången ut ur turbinen innan den kondenserar i kondensorn ökas massflödet genom de första delarna i turbinen utan att kondensoreffekten ökar. Genom att värma kondensatet och matarvattnet med denna avtappade ånga återförs värmen till processen. Genom att återföra värmen till processen kan processverkningsgraden betraktas som konstant. Detta innebär att den ökade bränsleeffekten får en elverkningsgrad som i princip är den samma som pannverkningsgraden. Naturligtvis kan kondensatet och matarvattnet bara förvärmas till mättnadstemperaturen. Det är detta som tillsammans med antalet installerade förvärmare begränsar ökningen i eleffekt. Ett stort antal förvärmare är att föredra eftersom ången skall expandera genom turbinen till så lågt tryck respektive temperatur som möjligt.

Heleneholmsverket har två högtrycksförvärmare och två lågtrycksförvärmare per stor panna (P10-12).

Fjärrvärmenätet

Det finns 1200 km kulvertrör, vars diametrar varierar mellan 18 mm till 1000 mm, nedgrävt under Malmö. Malmös fjärrvärmenät består av ca 12 000 abonnenter, med en sammanlagd abonnerad effekt av ca 1600 MW_v.

2.3 Simuleringsmodellen

Systemet ovan förenklas till en panna, två högtrycksförvärmare, en mavatank och två lågtrycksförvärmare. Systemparametrarna väljs så att modellens beteende liknar det ursprungliga systemets.

Simuleringen av hela systemet föregicks av tester på de olika komponenterna enskilt och enligt testbänksprincipen, se kapitel 5. Sammankoppling av testbänkarna skulle leda till en fullständig systemmodell.

3 ENERGY biblioteket

Samtliga våra modeller är uppbyggda i Dymola med hjälp av ENERGY biblioteket. ENERGY biblioteket är utvecklat av Sycon Energikonsult AB. Med hjälp av termodynamiska ekvationer kan egenskaperna för det aktuella mediet beräknas. Biblioteket består av komponenter och system som använder sig av C-funktioner, de senare huvudsakligen för vatten/ånga respektive gasberäkningar.

ENERGY biblioteket körs under simuleringsprogrammet Dymola.

Kortfattat om Dymola

Dymola är ett komplett programpaket för numerisk lösning av differentialekvationer. Det innehåller de flesta lösningsalgoritmerna, där man kan ange noggrannhet och tidsintervall för simuleringen. Dymola bygger på objektorienterade strukturer med ärvning av egenskaper.

I Dymola finns tre kärnbegrepp - Model Class, Model Class Library och Model.

Model Class är den klass där enheterna byggs upp bestående av ikoner, cuts, parametrar och ekvationer. Klasser kan ära från varandra.

Model Class Library är bibliotek där Model Class -objekt sparas, och därifrån kan infogas i en Model.

Model är den färdiga modellen som byggs upp genom sammankoppling av objekt av typen Model Class. Det är denna modellen som kompileras och exekveras under simuleringen.

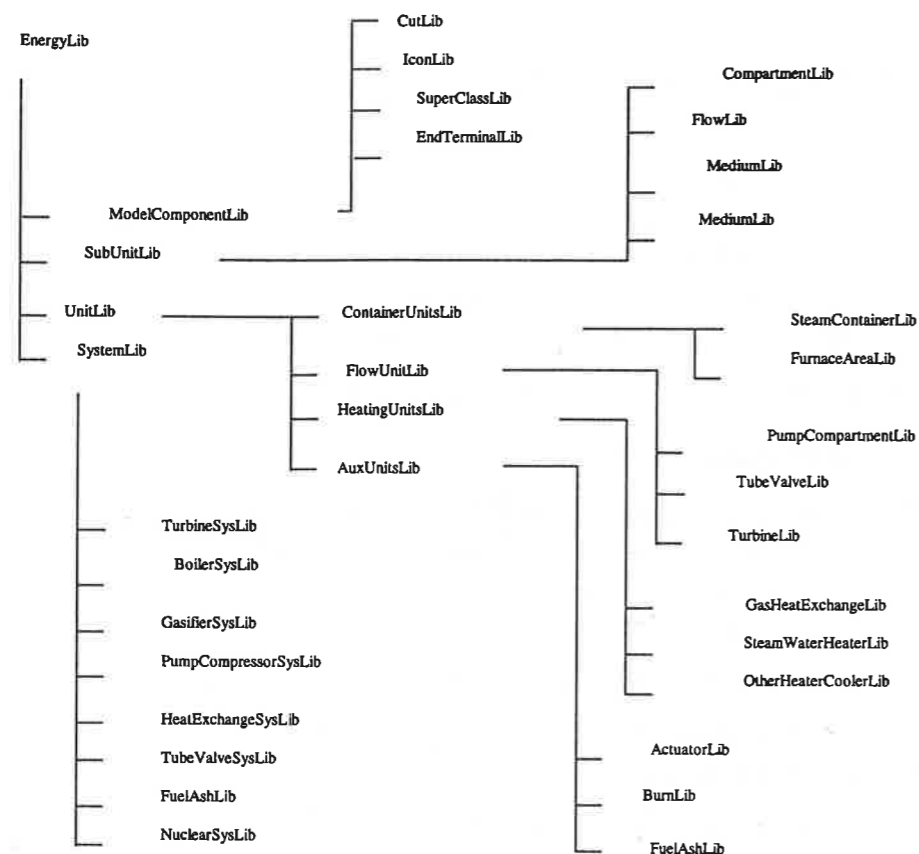
Modellerna består av (ärver från) olika klasser och är sammankopplade via cuts, genom vilka de skickar sina I/O variabler.

3.1 Allmänt om ENERGY biblioteket

ENERGY biblioteket sammanfattar modeller för termo-hydrauliska beräkningar, dvs energitransport via media. Modellerna är uppbyggda i Dymola med hjälp av ekvationer och anrop till externa C-funktioner.

Biblioteksstruktur

I figur 3.1 ses de fyra basbiblioteken i ENERGY: ModelComponentLib, SubUnitLib, UnitLib och SystemLib. ModelComponentLib innehåller biblioteken CutLib, IconLib, SuperClassLib samt EndTerminalLib, vilka består av olika modellklasser. CutLib innehåller alla cuts. Cuts är klasser som motsvarar in- och/eller utgångar där parametrar och/eller variabler skickas mellan modellklasser.



Figur 3.1 Biblioteksstrukturen i ENERGY.

Mediastruktur

ENERGY biblioteket behandlar media av både vatten/ånga och gas. Det speciella med vatten/ånga är dess fasomvandling inom tryck- och entalpiområden som är intressanta för kraftverksbehov.

De två basfaserna är vatten respektive ånga. Mediatillståndet beskrivs av dess tillståndsvektor. Huvudmetoden bygger på principen att dynamiskt beräkna två oberoende tillståndsvärden utifrån vilka alla övriga mediaegenskaper kan beräknas, via tabeller eller deras approximationer.

För vatten/ånga är bastillståndsvärdena tryck (p) respektive entalpi (h). Dessa är oberoende variabler i hela vatten/ånga området, inklusive deras mättade tillstånd. Samtliga tillstånd och medieegenskaper som används i ENERGY presenteras i tabell 3.1.

Index	Storhet	Enhet
[0]	p Tryck	[bar (a)]
[1]	h Specifik entalpi	[kJ/kg]
[2]	ρ Densitet	[kg/m ³]
[3]	T Temperatur	[°C]
[4]	s Specifik entropi	[kJ/kg K]
[5]	η Dynamisk viskositet	[10 ⁻⁶ kg/s m]
[6]	κ Isentropexponenten	[p.u.]
[7]	x Ånghalt	[p.u.]
[8]	α_p Elasticitetskonstant m a p tryck	[kg/kJ]
[9]	α_h elasticitetskonstant m a p entalpi	[kg/m ³ kg/kJ]
[10]	h_s Ångans specifika mättnadsentalpi	[kJ/kg]
[11]	h_w Vattnets specifika mättnadsentalpi	[kJ/kg]
[12]	ρ_s Densitet för mättad ånga	[kg/m ³]
[13]	ρ_w Densitet för mättat vatten	[kg/m ³]
[14]	T_s Mättnadstemperaturen för det aktuella trycket	[°C]
[15]	s_s Ångans specifika mättnadsentropi	[kJ/kg K]

Tabell 3.1 Beräknade medieegenskaper hos vatten/ånga.

Vatten/ånga tabellen kännetecknas i ENERGY-biblioteket av följande

- Optimerad beräkningsgång vid direkt anrop av externa vattenånga program
- Möjligheter till approximativ lösning med väsentligt kortare CPU-tider
- Kontinuerliga derivator av tillståndsvärden

Ett problem med externa program är deras beräkning av derivator. De kan beräknas genom avläsning av två närliggande värden. Det resulterar dock ofta i icke-kontinuerliga derivator. Ett exempel på de efterfrågade derivatorna är elasticitetskoefficienterna α_p och α_h .

Avläsningen av vatten/ånga tabeller är en tung beräkning som utgör en av de större datorlasterna vid simuleringar. Möjligheten att få en bra approximativ lösning som förkortar simuleringstiden avsevärt är därför viktig. ENERGY klarar detta genom införandet av en intern anpassningsmodul.

Den interna anpassningsmodulen tillåter att tabellerna avläses på två olika sätt

1. Noggrann, genom direkt användning av de externa tabellfunktionerna.
2. Approximativ, genom indirekt tabellavläsning.

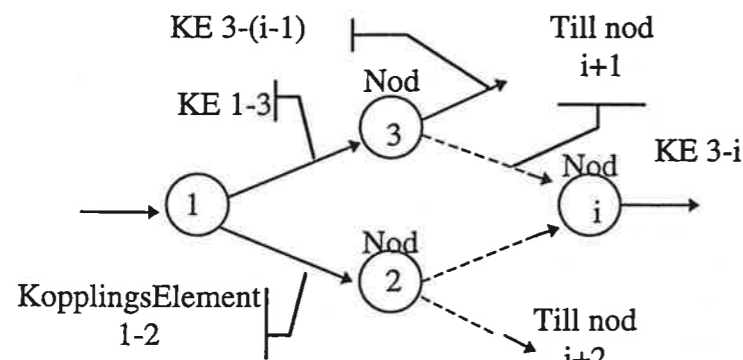
Den approximativa avläsningen bygger på anpassning av polynom och logaritmiska funktioner till värden beräknade av de noggranna tabellfunktionerna inom ett begränsat giltighetsområde. Kontinuerliga derivator kan därmed beräknas.

Giltighetsområdet för vatten/ånga tabellen definieras av min/max tryck respektive min/max entalpi. Samma definition rekommenderas även för den noggranna avläsningen, främst som kontroll av simuleringsgången.

Approximationsfelet varierar beroende på tabellområdet, men i de fall då beräkningen begränsas till entalpi- och tryckomfång på 30-50 % ligger approximationsfelet väl under 1 %.

Modellstruktur

Strukturen för ENERGY bygger på två huvudelement, nod respektive kopplingselement, som tillsammans bildar ett nätverk enligt figur 3.2



Figur 3.2 Nätverksstruktur för ENERGY-biblioteket. Kopplingselement finns mellan noder, exempelvis KE 1-3 finns mellan noderna 1 och 3.

Noder

Varje nod har ett unikt, av användaren tilldelat, nodnummer som bestämmer dess identitet. All modellerad dynamik i mediatillståndet finns representerad i noderna. De två bastillståndens derivator ($\frac{dp}{dt}, \frac{dh}{dt}$) beräknas enligt ekvation (3.1), som kräver kännedom om det totala mass- och energiflödet till och från noderna. Integrering av tryck- och entalpiderivatorna ger oss tillgång till hela tillståndsvektorn för det aktuella mediet.

Noderna har s.k. koncentrerad beskrivning (*eng. lumped parameters*), vilket innebär att mediets egenskaper i noden beräknas som om noden var en punkt. Det innebär att noderna inte tar hänsyn till tredimensionella fenomen. Mediet anses stå stilla i noderna, därmed antas att dess kinetiska energi momentant övergår till inre energi.

Det finns en speciell typ av nod som kallas FixNod eftersom trycket och entalpin inte beräknas i denna utan är antingen konstanta eller importerar från en extern källa.

Exempel på noder är: volymer, dom, mavatank

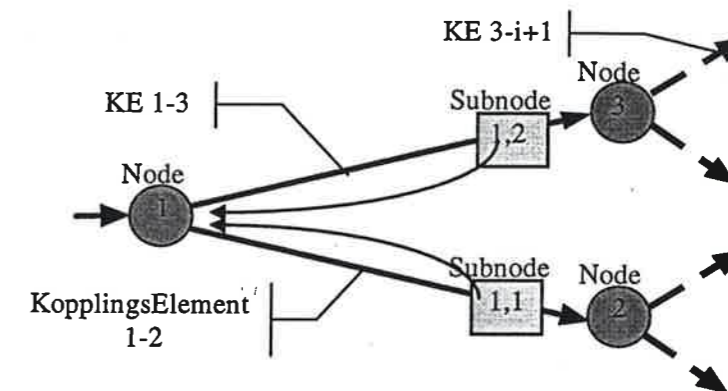
Kopplingselement

Kopplingselement sammankopplar noder och hanterar mediatransport mellan dessa. Elementets massflöde ut är alltid samma som det in, medan medias specifika entalpi kan förändras. Kopplingselementet medger därmed energiförändring dock utan möjligheter till massackumulering.

Exempel: turbin, rör, ventil och pump

Subnoder

Subnoder finns i de kopplingselement där energiflödet ut inte är lika stort som det in, exempelvis vid mediaexpansion i turbiner. Subnoden kopplas till ingångsnoden och kan på så sätt hämta mediasammansättningen därifrån. Flödesriktningen i ett kopplingselement kan vara godtycklig, och kopplingen till subnoden variera. Definitionen på ingående nod är att massflödet ska vara positivt.

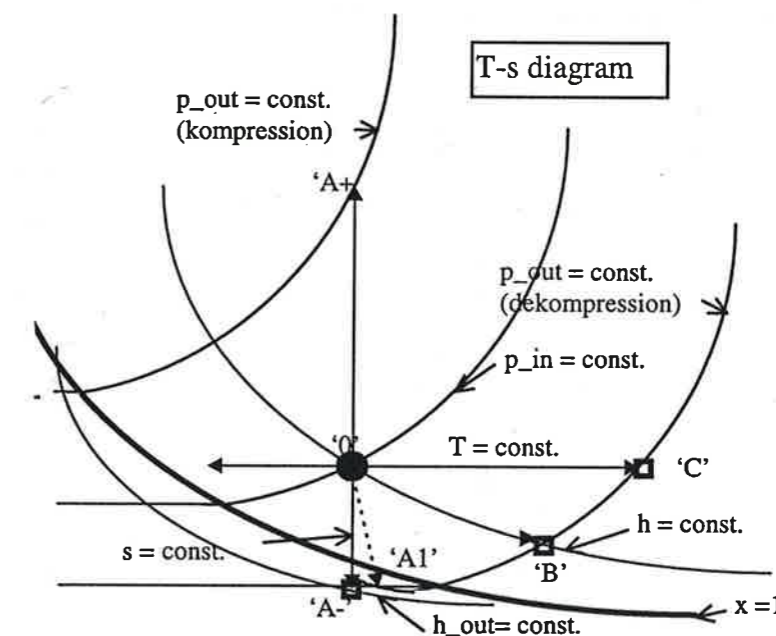


Figur 3.3 Subnoder för mediaberäkning vid kopplingselementets utgång.

Energiomvandling längs kopplingselementet kan ske som polytropiskt, isentropiskt, isentalpiskt eller isotermiskt förlopp. Tillståndet i subnoden beräknas utifrån det kända trycket på utgången av kopplingselementet och ifrån antagande om det aktuella termodynamiska förloppet.

I figur 3.4 representerar punkt 0 ångans ingångsegenskaper, och A, B, och C utgångspunkterna för de olika termodynamiska förloppen.

- 0 → A isentropiskt, t ex i ideala turbiner
- 0 → A1 polytropiskt förlopp då förlusterna t ex p g a friktion mellan ångan och t ex turbinskovlarna tas med i beräkningarna
- 0 → B isentalpiskt, t ex rör utan utbyte av energi med omgivningen
- 0 → C isotermiskt, ovanligt men motsvarande resonemang gäller för alla kondensorer och förångare där utgångsentalpin bestäms av den kända utgångstemperaturen och trycket.



Figur 3.4 Termodynamiska förlopp för vattenånga. © Sycon AB

Rör

Medias kompressibilitet påverkar massflödesberäkningarna även för rör. Detta faktum bortser vi ifrån, genom att anta att hastigheterna är väsentligt under ljudhastigheten. Följande formler tillämpas:

$$\dot{m} = k_{\text{rör}} \cdot \sqrt{\Delta p \cdot \rho} \quad (3.5)$$

$$k_{\text{rör}} = A \cdot \sqrt{\frac{2}{\zeta}}$$

$$\zeta = f(\text{Re})$$

A är tvärsnittsarean hos röret.

Förlustfunktionen, ζ , beror på Reynolds tal och är enligt nedan.

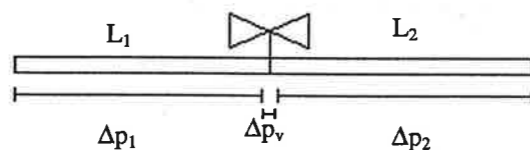
$$\zeta = \frac{64}{\text{Re}} \quad \text{Re} < 3000^1$$

$$\zeta = 0.0056 + \frac{0.5}{\text{Re}^{0.32}} \quad 3\,000 < \text{Re} < 3\,000\,000$$

Förlustfaktorn begränsas uppåt till ca 0,1, vilket medför att även för lägre mediahastigheter upphör dess beroende av Reynolds tal.

Sammanstatta rör och ventiler

Av beräkningsskäl vill vi kunna modellera långa sammansatta rör utan att införa de mellanliggande noderna.³ De formler som presenteras här gäller huvudsakligen för inkompressibla media.

Korta rör

Figur 3.6 Två rör med en ventil emellan. L är längderna.

Vi söker möjligheten att kunna uttrycka massflödet enligt följande

$$\dot{m}_{\text{tot}} = k_{\text{tot}} \cdot \sqrt{\Delta p_{\text{tot}} \cdot \rho_{\text{tot}}}$$

Vid en jämförelse mellan ekvation (3.2) och ekvation (3.5) ses att de generellt kan skrivas som

$$\dot{m}_i = k_i \cdot \sqrt{\Delta p_i \rho_i} \quad (3.6)$$

¹ Gränsen utgörs av övergången mellan laminär och turbulent strömning

² Enligt Koo, Kerman och Nikuradse

³ noderna blir små och därmed blir den numeriska integreringen styv

Det totala tryckfallet, $\Delta p_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^n \Delta p_i$, med Δp_i uttryckt enligt ekvation (3.6), kan uttryckas som

$$\Delta p_{\text{tot}} = \frac{\dot{m}^2}{\rho} \sum \frac{1}{k_i^2} = \frac{\dot{m}^2}{\rho} \cdot \frac{1}{k_{\text{tot}}^2} \quad (3.7)$$

under antagandet att densiteten är oförändrad genom röret samt att massflödena genom alla rören är lika.

$$\text{Därmed är } k_{\text{tot}}^2 = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{k_i^2}}$$

För ventiler gäller att k beror på ventilens öppning. Däremot är rörens k-värde beroende på Reynolds tal enligt ekvation (3.5) och därmed av medias hastighet.

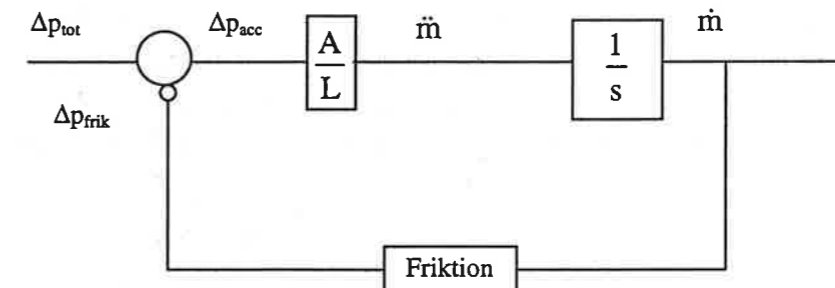
Massflödet beroende på Reynolds tal, \dot{m}_{Re} , används i beräkningarna av Reynolds tal, och beräknas därmed som tillstånd enligt nedan.

$$\dot{m}_{\text{Re}} = \frac{1}{1 + sT} \cdot \dot{m}$$

Konstanten T kan sättas stort då vanligtvis den avgörande tryckskillnaden ligger över ventilen. För att bryta iterationen mellan beräkningen av Reynolds tal och massflödet sätts ett initialt värde på \dot{m}_{Re} .

Långa rör med inkompressibla media

För långa rör vill vi även ha möjlighet till att ta hänsyn till accelerationstryckfallet vid beräkning av massflödet, och inte bara friktionsförlusterna. Enligt Newtons kraft ekvation accelereras en massa som utsätts för en kraft, detta gäller naturligtvis även för medier i rör. Den accelererande kraften beskrivs som skillnaden mellan friktionskrafterna och krafterna från tryckdifferensen mellan rörens in- och utlopp (Δp_{tot}). Detta framgår av ett blockdiagram i figur 3.7.

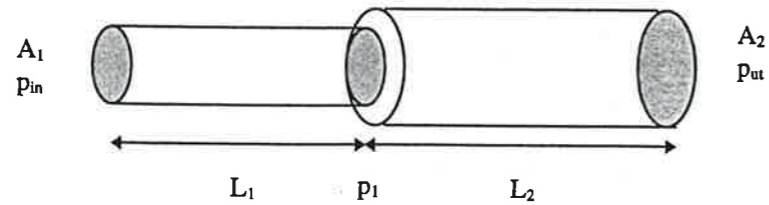


Figur 3.7 Schematisk uppbyggnad av massflödets beroende av de olika tryckfallen.

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \Delta p_{\text{acc}} \frac{A}{L} \\ \Delta p_{\text{acc}} &= \Delta p_{\text{tot}} - \Delta p_{\text{frik}} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Rören ska vara långa och smala annars blir kvoten mellan A och L alltför stor och massflödesberäkningen blir numeriskt styv. Metoden kan anpassas till att gälla flera

sammansatta rör, med olika diametrar och längder.



Figur 3.8 Två sammansatta rör, med olika tvärsnittsareor och längder. p_1 är trycket mellan dem.

Kraftekvationen till figur 3.8 ger följande samband

$$A_1 \cdot (p_{in} - p_1 - p_{fric1}) + A_2 \cdot (p_1 - p_{ut} - p_{fric2}) = M \cdot \ddot{x} = (A_1 L_1 + A_2 L_2) \cdot \rho \cdot \ddot{x} \quad (3.9)$$

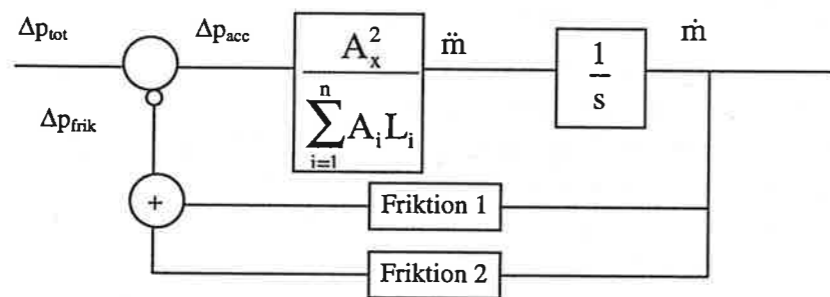
Här är M massan, och \ddot{x} accelerationen.

Densiteten antas vara konstant. Genom att införa en karakteristisk tvärsnittsarea, A_x , kan accelerationen uttryckas enligt följande

$$\ddot{x} = \frac{Q}{A_x} = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A_x}$$

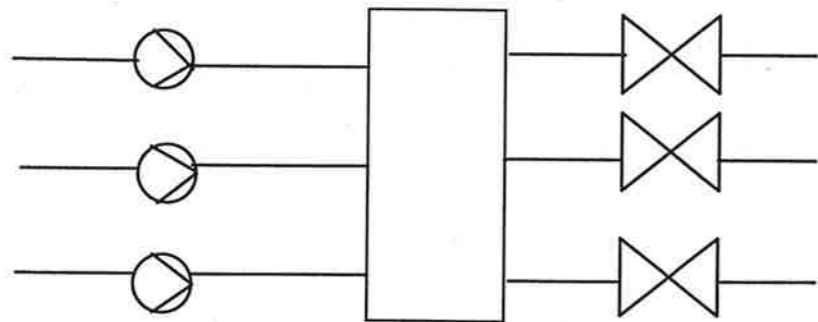
Kraften uttrycks i A_x och sätts in i ekvation (3.9) vilket ger det slutliga uttrycket

$$A_x \cdot \Delta p_{acc} = \sum_{i=1}^2 A_i L_i \cdot \frac{\dot{m}}{A_x}$$



Figur 3.9 Blockschema över sammansatta rörs massflöde.

Det kan uttryckas i ett blockdiagram enligt figur 3.9, där de olika friktionsbidragen summeras ihop för att beräkna Δp_{frik} . Metoden kan även tillämpas till seriekopplade rörellement. I fall då förgreningar enligt figur 3.10 skall studeras måste en nod införas.



Figur 3.10 Sammankoppling av tre pumpar och deras respektive ventil med en nod emellan.

Värmeväxlare

En värmeväxlare tillåter medier att utbyta värme utan att blandas. Värmen transporteras enligt följande huvudprinciper:

- Ledning; värmeutbyte mellan två stillastående kroppar som har direkt kontakt med varandra.
- Konvektion; värmeutbyte mellan två kroppar i rörelse som har direkt kontakt med varandra.
- Strålning; värmeutbyte mellan två kroppar som inte har kontakt med varandra.

Gemensamt för dessa principer är att det måste finnas en temperaturdifferens mellan kropparna för att värmeutbytet skall kunna äga rum (i enighet med termodynamikens nollte huvudsats). Värmetransporten sker genom en kombination av ovanstående principer.

LMTD - Metoden

Beräkning av värmeöverföring genom konvektion och ledning kräver en känd temperaturdifferens mellan de värmeförande ytorna, men eftersom temperaturdifferensen ändras längs med profilerna gäller det att hitta ett representativt värde för beräkningen. Den etablerade metoden kallas LMTD – metoden (Logarithmic Mean Temperature Difference). För att genomföra härledningen av LMTD måste ett antal antagande göras.

- Systemet är adiabatiskt
- Systemet är i stationärt tillstånd
- Massflödet på primärsidan, \dot{m}_p , är samma över hela arean.
- Massflödet på sekundärsidan, \dot{m}_s , är samma över hela arean.
- Den isobara specifika värmekapaciteten på primärsidan, c_{pp} , är samma över hela arean.
- Den isobara specifika värmekapaciteten på sekundärsidan, c_{ps} , är samma över hela arean.
- Värmeledningstalet, k , är samma över hela arean.

LMTD beskrivs av ekvation (3.10) för motströmsvärmeväxlare och ekvation (3.11) för medströmsvärmeväxlare.

$$LMTD_{mot} = \frac{(T_{pu} - T_{si}) - (T_{pi} - T_{su})}{\ln \left(\frac{(T_{pu} - T_{si})}{(T_{pi} - T_{su})} \right)} \quad (3.10)$$

$$LMTD_{med} = \frac{(T_{pu} - T_{su}) - (T_{pi} - T_{si})}{\ln \left(\frac{(T_{pu} - T_{su})}{(T_{pi} - T_{si})} \right)} \quad (3.11)$$

Där:		Index:
T	är temperaturen (°C)	s sekundär sida
		p primärsida
		Hjälp index:
		i in
		u ut

Med hjälp av LMTD ställs uttrycket för den överförda effekten upp enligt följande ekvation.

$$\dot{Q} = \sum_{i=1}^n f(m_{vi}, A_{vi}, T_{vi}, Cwl, kCwl_i, LMTD_i)$$

Där:		
\dot{Q}	är överförd effekt	(kW)
m_{vi}	massan av väggsegment i	(kg)
A_{vi}	arean av väggsegment i	(m ²)
T_{vi}	temperaturen i väggsegment i	(°C)
Cwl	värmekonduktionsförmåga för hela väggen	(kW/K·m ²)
$kCwl_i$	specifik värme kapacitet för väggsegment i	(kJ/kg K)

Om ingen hänsyn tas till väggdynamik reduceras uttrycket till

$$\dot{Q} = k \cdot A \cdot LMTD \quad (3.12)$$

k är värmegenomgångstalet, vilket beror på Cwl , massflödet, temperaturen samt mediaegenskaper men antas vara konstant. Värmegenomgångstalet innefattar både ledning och konvektion. De uttryck där väggdynamiken kan försummas kallas här de *ideala*. Detta gäller ekvationerna (3.12) och (3.13)

LMTD-metoden är flitigt använd i värmväxlarberäkningar. Problemet med den, i likhet med andra använda metoder för att beräkna värmeöverföring, är svårigheten att noggrant beräkna värmegenomgångstalet. Ett för LMTD-metoden specifikt problem är att in- och utloppstemperaturerna på alla medier måste vara kända. I de fall där skillnaden i temperatur mellan in- och utsida kan försummas reduceras ekvation (3.11) till

$$\dot{Q} = k \cdot A \cdot \Delta T \quad (3.13)$$

Beräkning av strålningseffekten

Strålningseffekten mellan två kroppar beskrivs som en funktion av $(T_p^4 - T_s^4)$. Här används dock en förenkling genom att införa ett förstgradspolynom av T_p för att kompensera för skillnaden mellan $T_p - T_s$ och $(T_p^4 - T_s^4)$. Denna funktion benämnes α och beskriver förhållandet mellan T^4 och T enligt ekvation (3.14).

$$\alpha(T_p) = \frac{(T_p^4 - T_s^4)}{(T_p - T_s)} \quad (3.14)$$

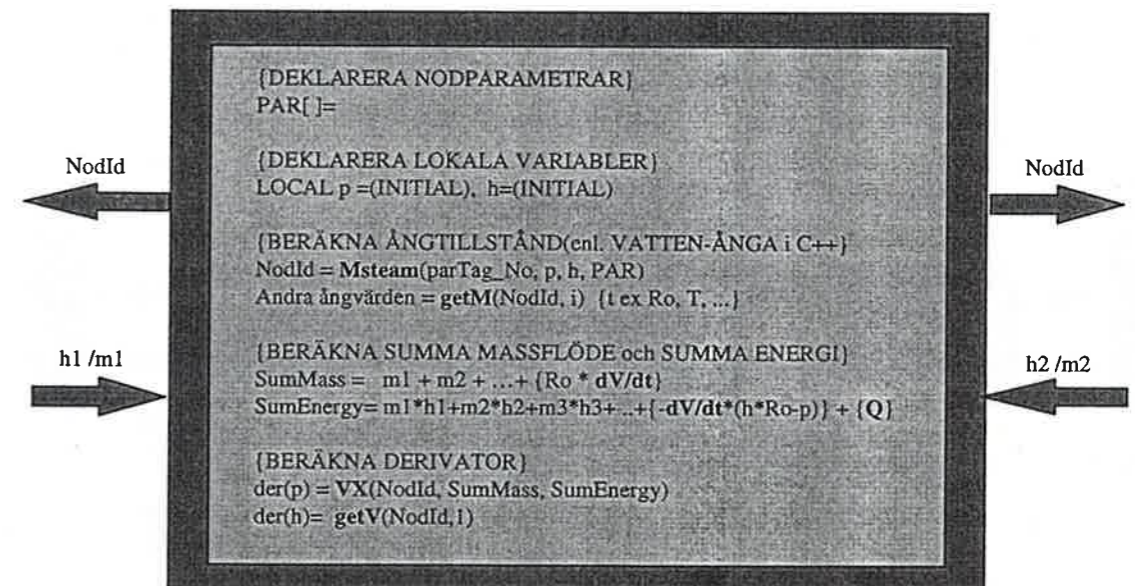
Denna faktor används sedan för att kompensera i LMTD - beräkningen så att ett uttryck som innefattar strålning erhålls.

3.3 ENERGY bibliotekets utseende i Dymola

För att få större förståelse för hur ENERGY-biblioteket fungerar ges här exempel på nodernas uppbyggnad och deras sammankopplingar med andra noder via kopplingselement som det ser ut i Dymola.

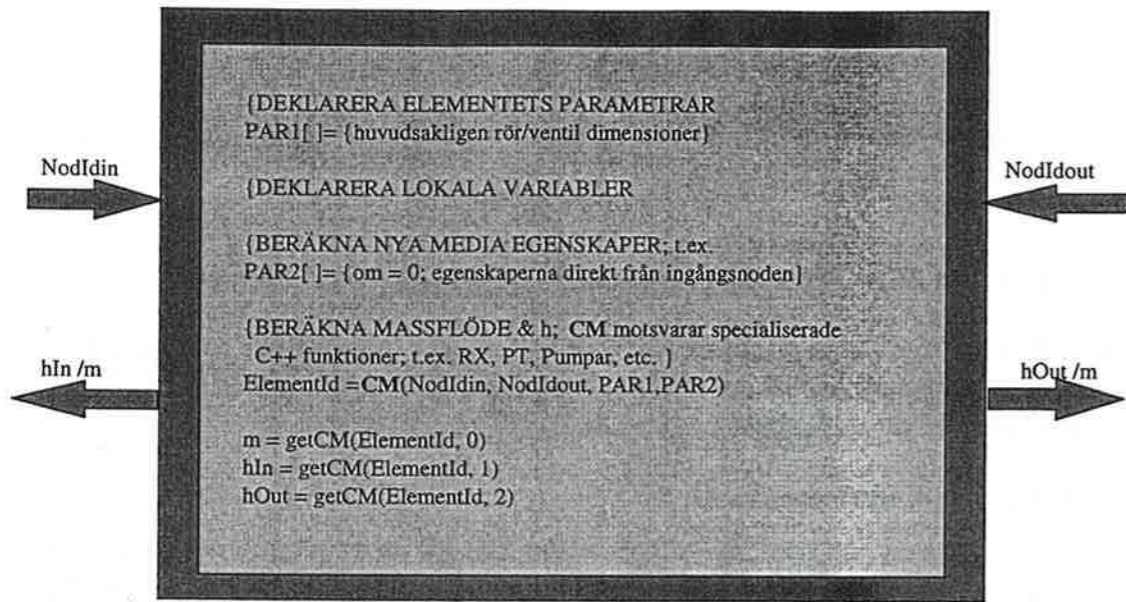
Noder och kopplingselement

I figur 3.11 visas en nod med fix volym, vilket framgår av att dV/dt är bortkommenterat i SumEnergy. SumEnergy är namnet som används för U' i Dymola, och på liknande vis är SumMass detsamma som M' . Det framgår också att noden skickar sin nodidentitet, här kallad NodId, till kopplingselementen och att den får m och h tillbaka, m är massflödet. Denna nod har ingen värmeöverföring.



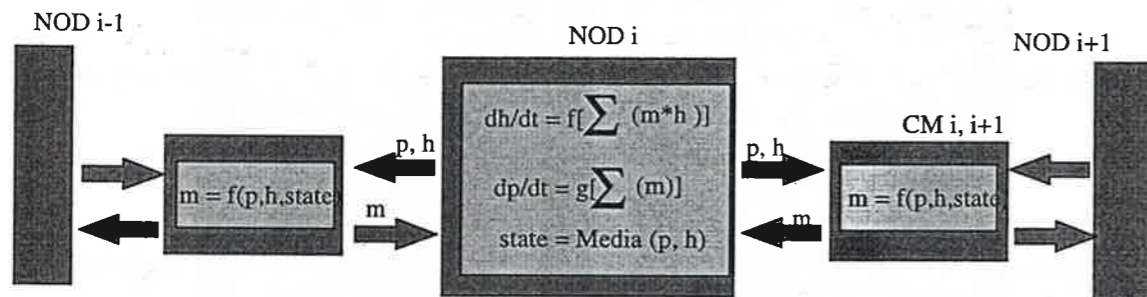
Figur 3.11 Basstruktur av en nod, här en ångvolym där beräkningen av p och h syns tydligt samt användandet av C-funktioner. © Sycon AB

I figur 3.12 framgår att det är kopplingselementen som beräknar massflödet i noderna. Via NodId får kopplingselementen tillgång till p och h vilket behövs för att beräkna massflödet. Det framgår även att massflödet beror på tryck och entalpi och att dessa i sin tur beror på massflödet. För att bryta iterationen sätts därför initialtryck respektive initialentalpier i varje nod.



Figur 3.12 Strukturen för ett kopplingselement. Det beräknar massflödet och entalpier mellan de noder den är kopplad. ©Sycon AB

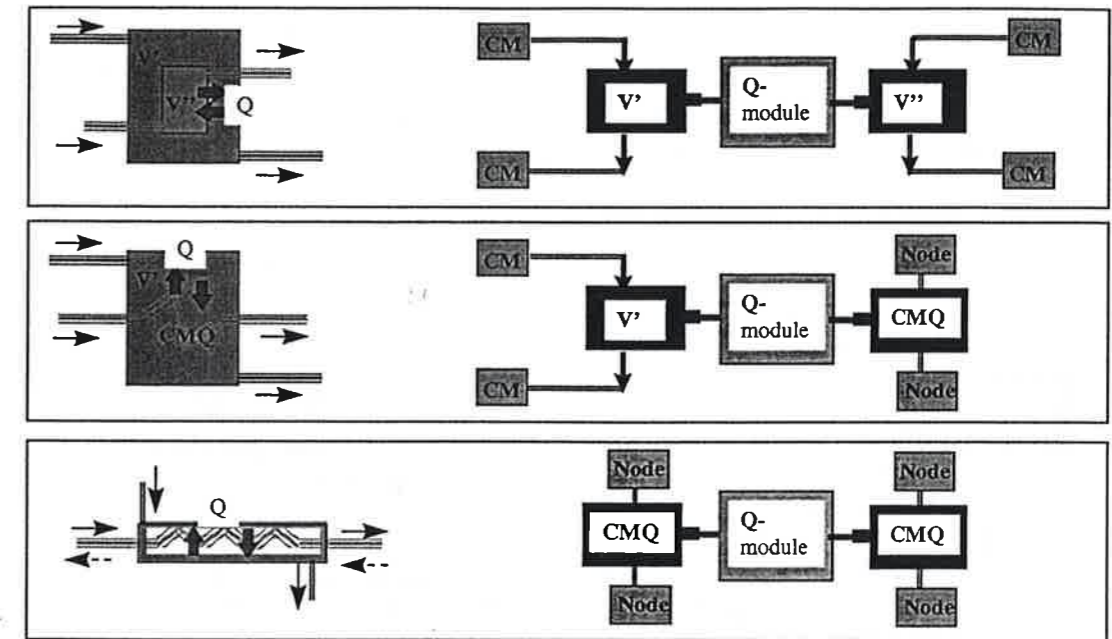
Totalt sett ser sammankopplingen mellan noder och kopplingselement ut som i figur 3.13. I allmänhet är alla volymer noder, och i de flesta fall representerar kopplingselementen rör, pumpar eller dylikt.



Figur 3.13 Noder sammankopplade via kopplingselement. ©Sycon AB

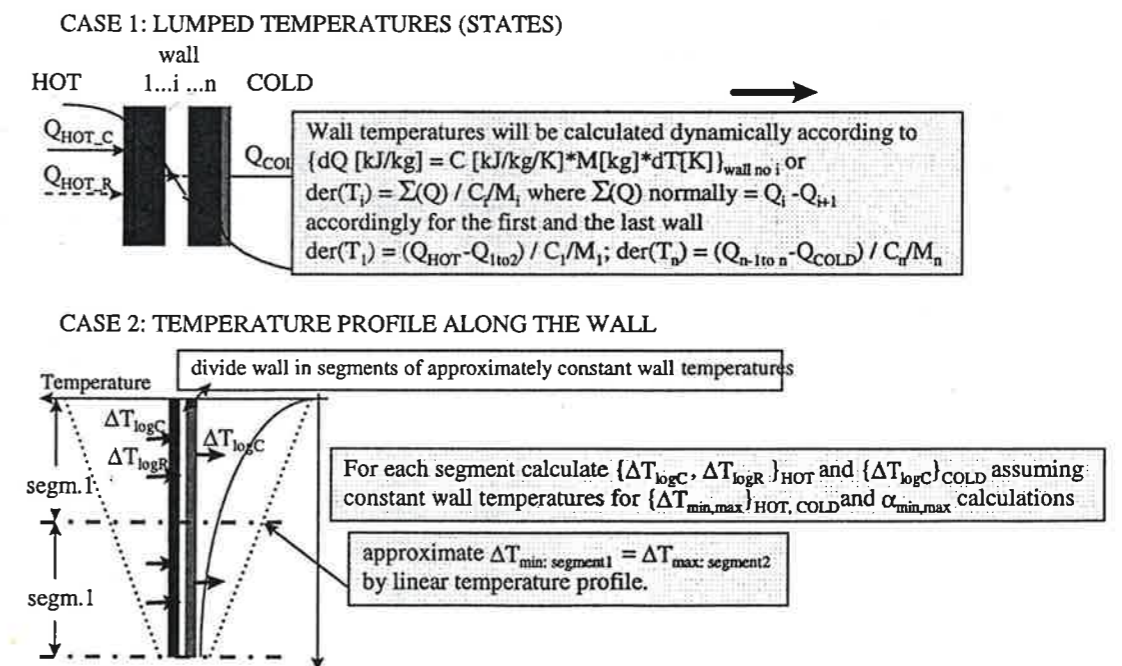
Värmeöverföring

Värmeöverföring är en typ av kopplingselement. De finns mellan noder och även mellan andra kopplingselement, beroende på hur värmeöverföringen ser ut. De tre olika varianterna visas i figur 3.14.



Figur 3.14 De tre olika varianterna på värmeöverföring. Överst: mellan två noder, mitten: mellan nod och kopplingselement, underst: mellan två kopplingselement. CMQ står för ConnectingModuleQ, V står för volym. ©Sycon AB

Värmeöverföringen kan som tidigare nämnts delas in i ytterligare två fall - ideal och med hänsyn till väggdynamik. I det ideala fallet beräknas den överförda effekten enligt ekvation (3.13) I det andra fallet beräknas \dot{Q} enligt beräkningsgången i figur 3.15. För att bryta iterationen sätts initialtemperaturer på de olika väggavsnitten. Om materialet i väggarna tar tid att värma upp, samt att värmetransporten genom väggen varierar, exempelvis i ett rör med isolering, används LMTD metoden i beräkningarna.

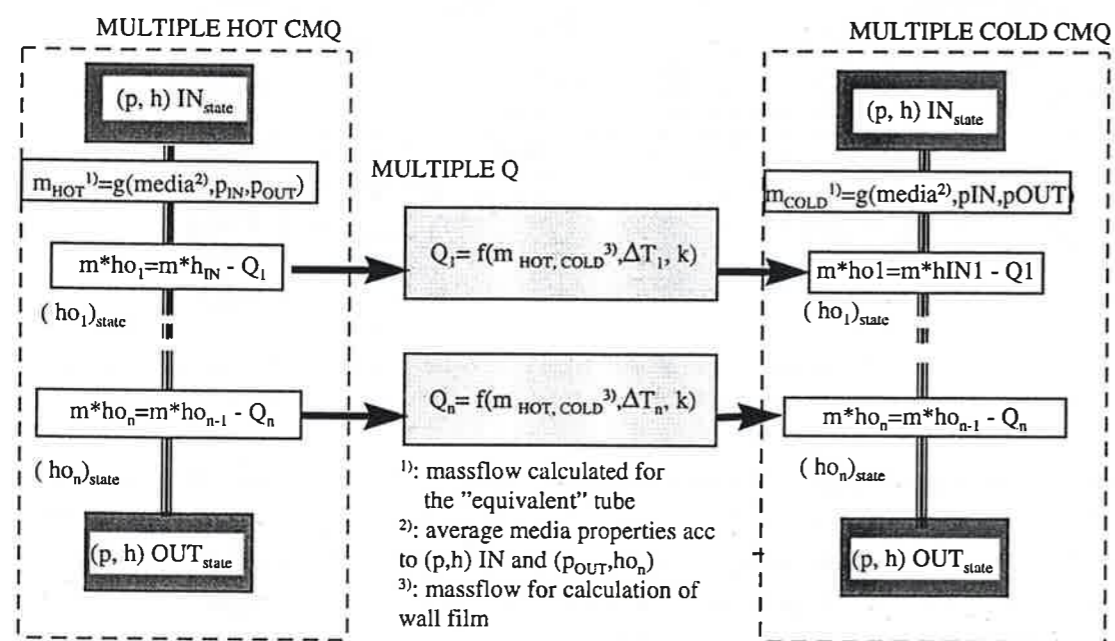


Figur 3.15 Beräkningsgång för väggdynamik med eller utan logaritmiska medeltemperaturdifferensen. ©Sycon AB

Bland kopplingselementen finns rör med flera värmeöverföringar, dvs röret är uppdelat i sektioner som har olika mediaegenskaper i värmeöverföringen. Exempelvis kan en del av ett rör befinna sig i vatten och en annan i luft och får då två olika värmeöverföringar. Varje del beräknar sin entalpi med hjälp av massflödet, den överförda effekten och dess ingångsentalpi enligt

$$m \cdot ho_n = m \cdot ho_{n-1} - \dot{Q}_n \quad (3.15)$$

ho_n är utgångsentalpi för del n , ho_{n-1} ingångsentalpin för del n , se figur 3.16.



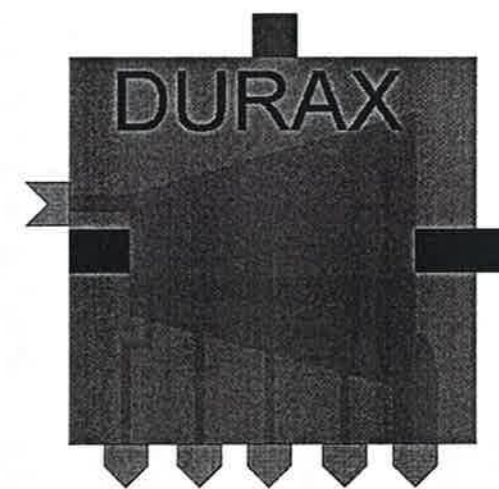
Figur 3.16 Beräkningsgång för värmeöverföring mellan två kopplingselement/rör med olika värmeöverföringar. Motsvarande för en nod ger att Q läggs till i SumMass, se figur 3.11. ©Sycon AB

4 Implementering av huvudkomponenter

I detta kapitel beskrivs de olika komponenternas uppbyggnad och utseende i Dymola, samt de förenklingar som gjorts för var och en.

4.1 DURAXturbin

I en DURAXturbin ingår två typer av turbiner, en radialturbin (Ljungströms turbin) och två axialturbiner som är sammankopplade enligt figur (A.2.5) i Appendix A. För att få ånga till förvärmarna har fyra avtappningar gjorts. Tre av dessa är placerade på radialturbinen medan den fjärde är placerad mellan radial- och axialturbinen.



Figur 4.1 Sammansatt turbin med både radial- respektive axialturbiner. Avtappning till kondensorn längst till höger och övriga till förvärmarna.

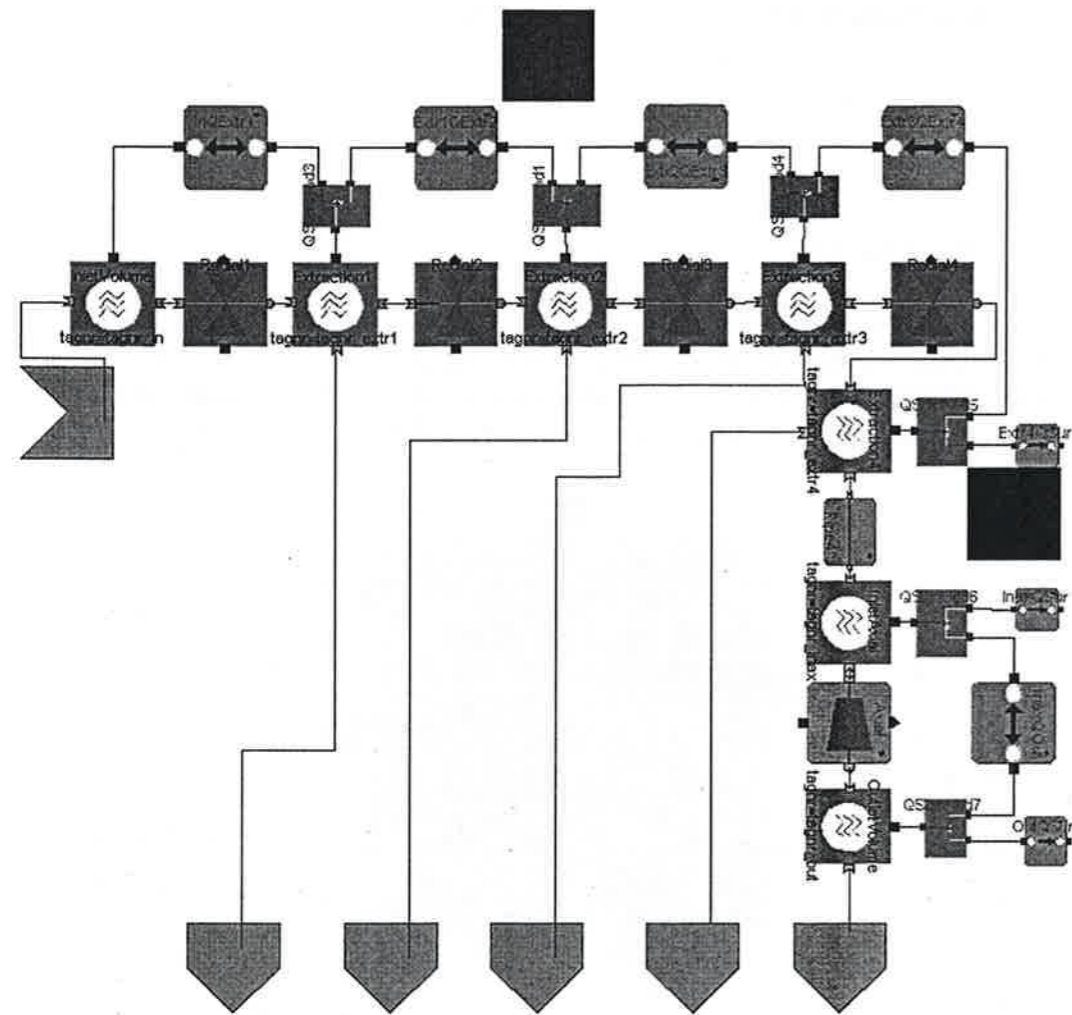
Turbinens inlopp är i centrum av radialturbinen och modelleras av en volym, vilket även avtappningarna görs. Mellan dessa volymer sitter turbinskojlarna vilka beskrivs av turbindelar som var och en levererar en axeleffekt.

Mellan de intilliggande volymerna samt mellan vissa av volymerna och omgivningen förekommer en värmetransport som också modelleras. Mellan Ljungströmsturbinen och de båda axialturbinerna är fyra rör placerade. De modelleras både med volymer och rör, genom att låta rörmodellen beskriva tryckfallet och volymerna beskriva rörvolymen.

Turbindelarna mellan avtappningarna beskrivs av de ekvationer som härleds i Appendix A. Värmeöverföringarna antas vara ideala. Införandet av volymer i avtappningarna möjliggör beräkningar av tryck- och entalpitransienter och deras inverkan på det övriga systemet.

En förtydligande bild av uppkopplingen av DURAXturbinen kan studeras i figur 4.2.

Uppbyggnad i Dymola



Figur 4.2. DURAXturbinens uppbyggnad med hjälp av ENERGY biblioteket i Dymola.

Med hjälp av följande lista kan figur 4.2 översättas till dess inre modellstruktur (se avsnitt 3.3).

Kopplingselement
Turbindelar



Ljungström

Axial

Nod
Volym



Med värme-
transport

Värmeöverföring

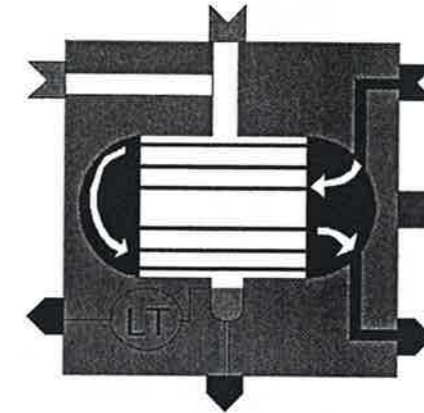


Mellan noder

Värmeöverföringen är ideal, se avsnitt 3.3. Volymen har en värmetransport. De två turbinerna beskrivs mer ingående i Appendix A.

4.2 Kondensator

Ikonen för vår kondensator ses i figur 4.3 och den är uppbyggd enligt figur 4.4



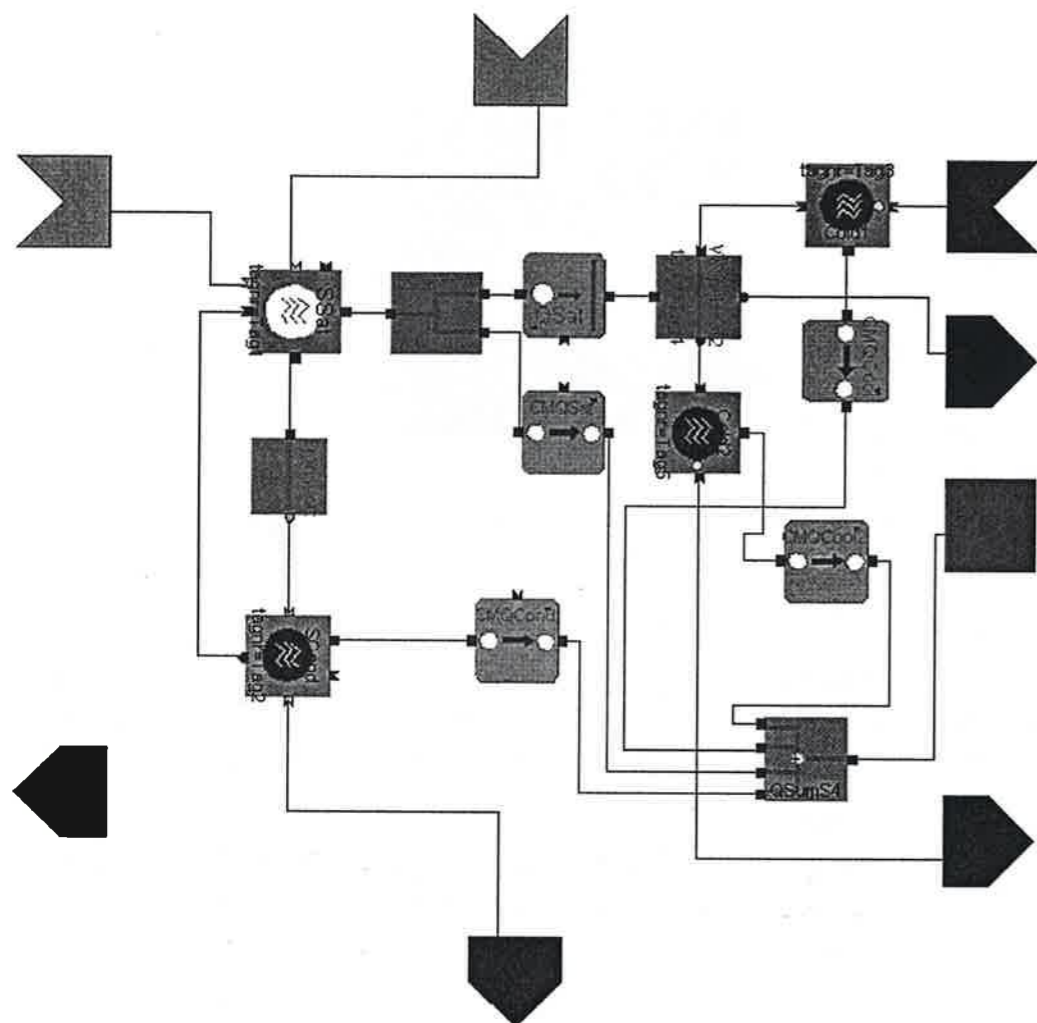
Figur 4.3 Kondensormodell. Den har två ingångar för ånga, en från turbinen och en från en dumpventil.

Kort beskrivning

I den övre volymen kommer den varma ångan in och kondenseras till vatten genom att avge värme via en värmeöverföring till kylrören. Kylrören innehåller fjärrvärmevatten. I röret från ångvolymen beräknas hur mycket kondensat som faller ut till den rena vattenvolymen nedanför. Det i sin tur rinner vidare ut.

Kondensorn har även en betydande effektförlust till omgivningen vilket motsvaras av värmeväxlare från ång- respektive vattenvolymen och från kylrören ut till omgivningen.

Uppbyggnad i Dymola



Figur 4.4 Kondensorns uppbyggnad i Dymola.

Med hjälp av följande lista kan figur 4.4 översättas till dess inre modellstruktur (se avsnitt 3.3).

Noder/Volymer:



Ångvolym

Kondensatvolym

Kylvatten

Volymerna har fler in/utgångar än normala noder har, vilket beror på att de har värmeöverföring, och att deras totala volymer beräknas i kondensormodellen och sedan skickas via in/utgångar till respektive volym. De två första volymerna från vänster skickar även dV/dt mellan sig, då den enbart beräknas i kondensatvolymen. Ångvolymen har samma tryck som kondensatvolymen. På den tredje volymen ovan står $\text{tagnr}=\text{Tag3}$ vilket är dess nodidentitet.

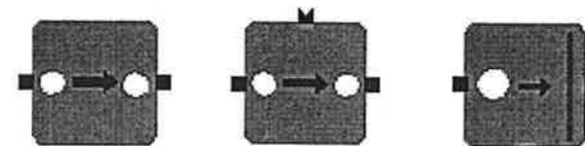
Kopplingselement

Rör

Kondensering



Värmeöverföringar



1.

2.

3.

Röret är ett vanligt rör med värmeöverföring, se avsnitt 3.3. Värmeöverföring 1 och 2 är ideal och nr 2 får sin area via cuts (i detta fallet går alla tre av den typen till effektförlusten till omgivningen). Värmeöverföring 3 har väggdynamik och via cuts får den delväggarnas areor och massor som beräknas i själva kondensormodellen. Kopplingselementet kallat kondensering beräknar det kondenserande massflödet enligt följande samband

$$\begin{aligned} \dot{Q}_2 &= \dot{Q}_{\text{tot}} + m_1 \cdot (h_1 - h_s) + m_2 \cdot (h_2 - h_s) \\ m_w \cdot (h - h_w) &= \dot{Q}_2 \end{aligned} \quad (4.1)$$

vilket bygger på att ångan först kyls ner till mättad ånga, och den värme som blir över används till att bilda kondensat.

De två modeller som inte tagits med ovan är enbart summeringar av totala effekten. För övriga ekvationer se 'Modellens ekvationer' nedan.

Förenklingar

En del förenklingar har gjorts. Bl.a. har vi inte rätt värmeöverföringskoefficienter i de fall då ångan växlar mellan överhettning och normalt tillstånd, vilket påverkar kondensatbildningen. Värmeöverföringen är inte ideal, utan röret antas ha fyra sektioner vars temperatur beräknas bl.a. med hjälp av dess massor, areor och värmeöverföringskoefficienter. Volymerna har kontakt med omgivningen genom mantelytan, medan kylrören har kontakt via de sfäriska gavlarna, se figur 4.3. Vidare antas att kondensatet inte når upp till kylrören och på så sätt påverkar värmeöverföringen både för egen del och för ångan. Om kondensatet ändå når dit ska ett larm skickas och simuleringen avbrytas.

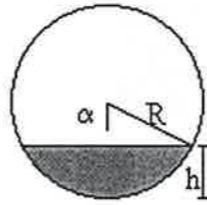
Vid beräkning av kondensatets höjd används två olika approximationer. Den första är att avtappningskopporna är helt cylindriska vilket medför att vi räknar med en plan botten istället för en svagt sfärisk. Den andra är att när vattnet når upp i den stora tanken så beräknas nivån m h a en approximation istället för den exakta, olinjära ekvationen. Båda approximationerna görs för att spara simuleringstid då den approxi-

merade kondensatnivån blir tillräckligt noggrann för våra simuleringar.

Formeln för att beräkna arean i en del av ett cirkulärt tvärsnitt enligt figur 4.5 är enkel att härleda med Pythagoras sats och diverse trigonometriska formler till

$$A = \alpha \cdot R^2 - (R - h)\sqrt{2Rh - h^2} \quad (4.2)$$

där $\alpha = \arccos\left(\frac{R-h}{R}\right)$

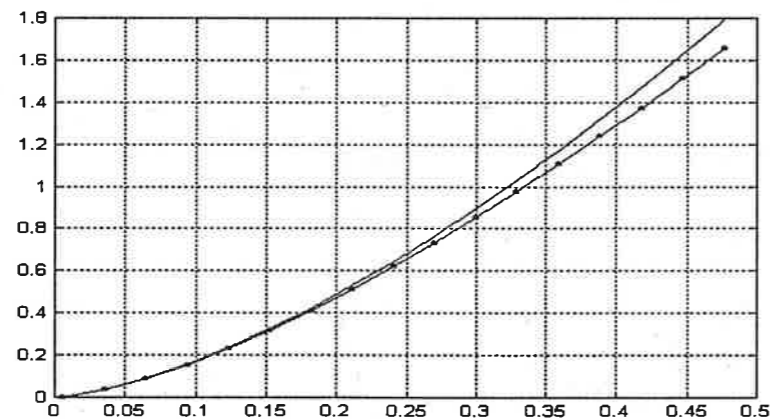


Figur 4.5 Höjden i en liggande cylinder.

Genom att istället approximera halvcirkeln till en summering av trianglar med finare och finare indelning fås ett uttryck ur vilket höjden enkelt kan lösas ut.

$$A = \frac{4}{3}h\sqrt{h \cdot 2R} \quad \text{vilket ger } h = \left(A^2 \cdot \frac{9}{32R}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.3)$$

Denna approximationen stämmer bra fram tills höjden blir större än halva radien, men i vårt fall är det ingen större begränsning då kondensatet aldrig ska nå så högt. För jämförelse mellan exakt beräkning och approximation se figur 4.6. Där ses att den approximerade formeln ger för stora värden när höjden ökar.



Figur 4.6 Den exakta areaberäkningen har punkter medan den med trianglar approximerade dito har en linje.

Effektförlusten till omgivningen beräknas genom ideala värmeöverföringar och med antagandet att volymerna har kontakt med omgivningen endast genom mantelytan, medan kylrören har kontakt via de sfäriska gavlarna.

Modellens ekvationer

De huvudsakliga ekvationerna är uppställningarna av beräkningarna av trycket och entalpin till vilket vi behöver M' och U' enligt ekvation (3.1).

Vi har delat upp kondensatorvolymen i två tänkta volymer, en med ånga och en med kondensat. Dessa volymers storlek påverkas av hur stora värmeöverföringarna är samt mängden av det utpumpade kondensatet.

Kondensatvolymen bestämmer hur stor volym ångan får. Kondensatet får den volym som dess massa och densitet anger och därefter får ångan det som blir över. Eftersom volymerna varierar blir nu $\frac{dV}{dt} \neq 0$ i ekvation (3.1). I kondensatvolymen gäller sambandet

$$\frac{dV}{dt} = \frac{d}{dt}\left(\frac{m}{\rho}\right) = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dm}{dt} + m \cdot \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\rho}\right)$$

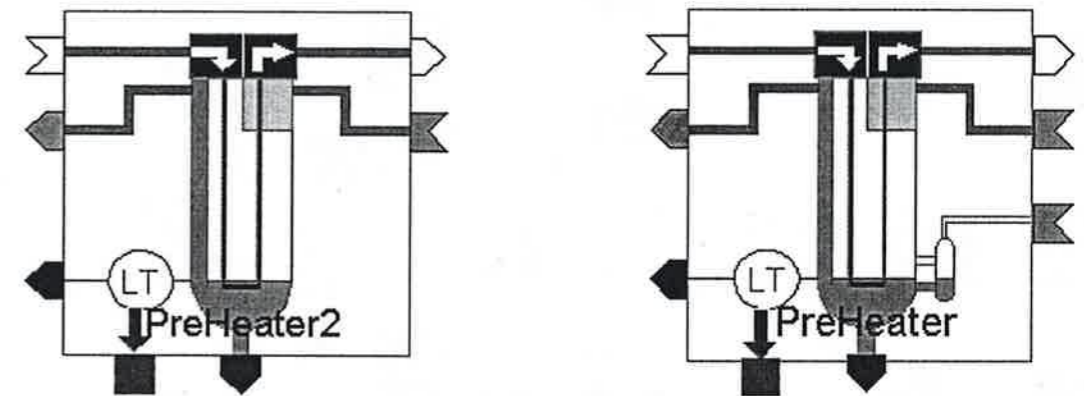
Densiteten antas vara konstant vilket förenklar uttrycket till $\frac{dV}{dt} = \frac{1}{\rho_{\text{vatten}}} \cdot \dot{m}$. I ång-

volymen får volymderivatan samma värde men med ombytt tecken. Vidare antas att de båda tänkta volymerna har samma tryck och temperatur vilket beror på att det är mättat vatten och momentan tryckfördelning.

Ekvationen för effektförlusten är enligt ideala värmeväxlare i avsnitt 3.3.

4.3 Förvärmare med och utan avspänningskärl

Ikoner enligt figur 4.7, och uppbyggnad enligt figur 4.8.



Figur 4.7. De två förvärmarna. Den till höger har ett avspänningskärl.

Kort beskrivning

I förvärmaren värms matarvatten upp med avtappningsånga från turbinen. Matarvattnet finns i kylrören och tar upp värme från ångan. Principen är att varm ånga strömmar in och kyls via kylrör till mättnadstemperaturen. Därmed bildas kondensat vilket droppar ner till botten där det kyls ytterligare. Där pressas dränaget upp i en passage till utloppet i toppen av förvärmaren, detta sker på grund av tryckskillnaden. På vägen ut kyls det ytterligare och blir därmed underkylt.

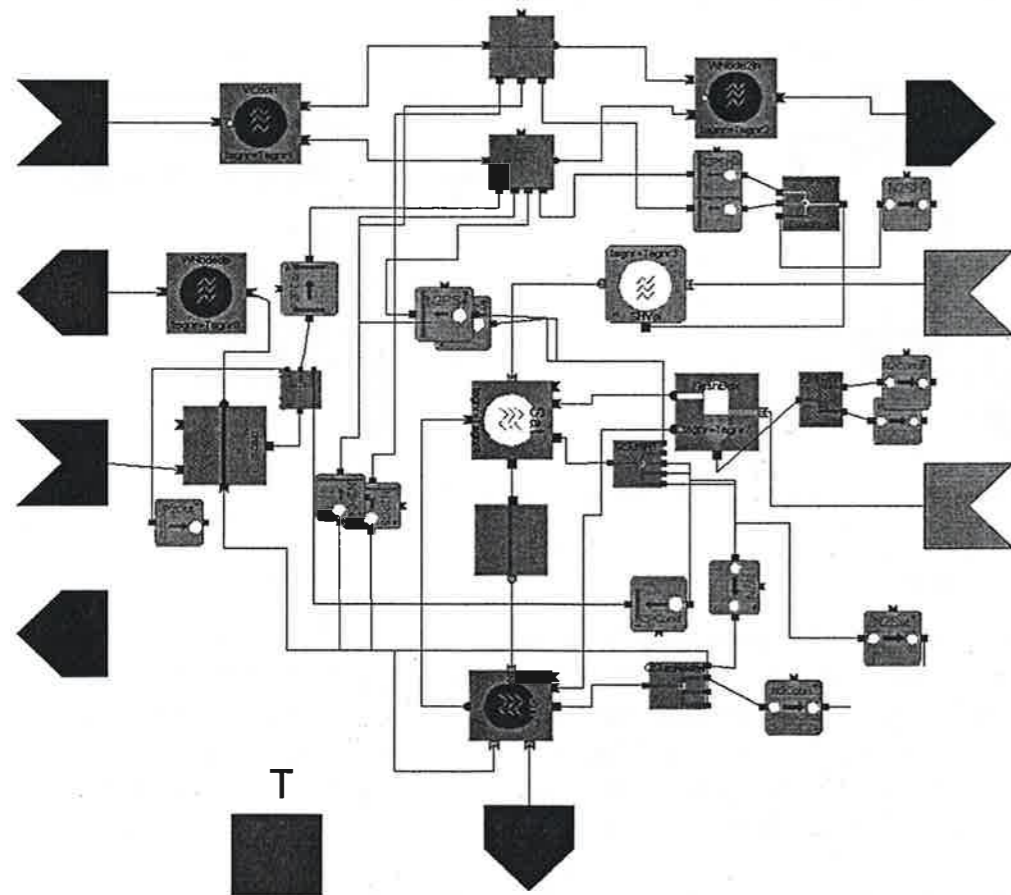
Den andra högtrycksförvärmaren har ett avspänningskärl på sidan. In i det strömmar dränage från den förra högtrycksförvärmaren som här återanvänds för att avge ytterligare lite värme till matarvattnet. Avspänningskärlet står i kontakt med de övriga delarna på förvärmaren genom tre olika rör – ett mellan ångvolymerna och två mellan kondensatvolymerna. Skillnaden mellan de två rören är att det ena går direkt till avtappningen och används vid tömning. I vår modell finns inte avtappningsröret med.

Den reglerade vattennivån ska ligga strax över vattenröret, d v s ingen ånga passerar däremellan. Miniminivån ligger precis i kanten, med då det finns ett ångstopp där så kommer det inte in någon ånga från fövärmaren till avspänningskärlet.

Den inkommande ångan kan vara överhettad, och det finns en volym som kylar ner den till mättad ånga. Det som skiljer den överhettade ångan från den andra är att den har en annorlunda värmeöverföringskoefficient. Ångan går vidare till en volym där den kyls och kondenseras. Kondensatet kyls och pressas vidare upp till utloppet. Dränaget kan även avtappas genom ett rör i botten då man vill tömma hela fövärmaren t ex före en uppstart.

Det sker värmeutbyte mellan kondensatet och ångan och även mellan hela fövärmaren och omgivningen. I denna modellen finns två olika sorters värmeöverföringar - mellan volym och rör samt mellan två volymer. Det enda fallet som blir konstigt är värmeutbytet mellan ångan och kondensatet. Deras ytor står i direktkontakt med varandra och där fås tänkta väggar av vatten respektive ånga med olika temperaturer.

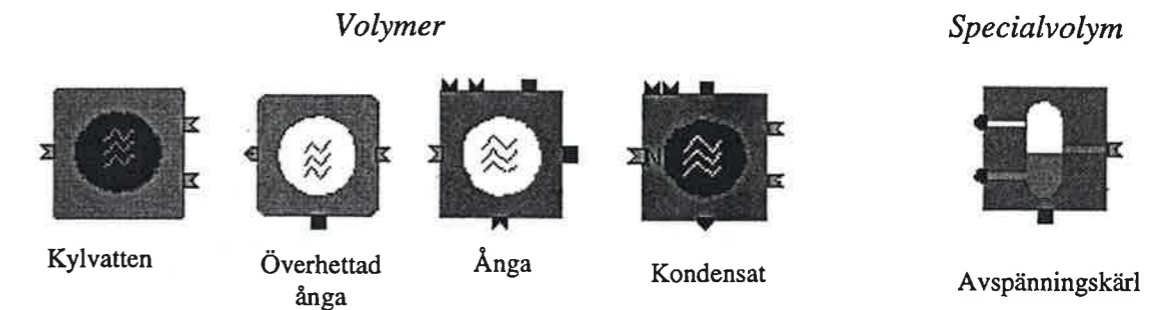
Uppbyggnad i Dymola



Figur 4.8 Fövärmarens uppbyggnad i Dymola. T står för omgivningens temperatur.

De olika klassernas tillhörighet:

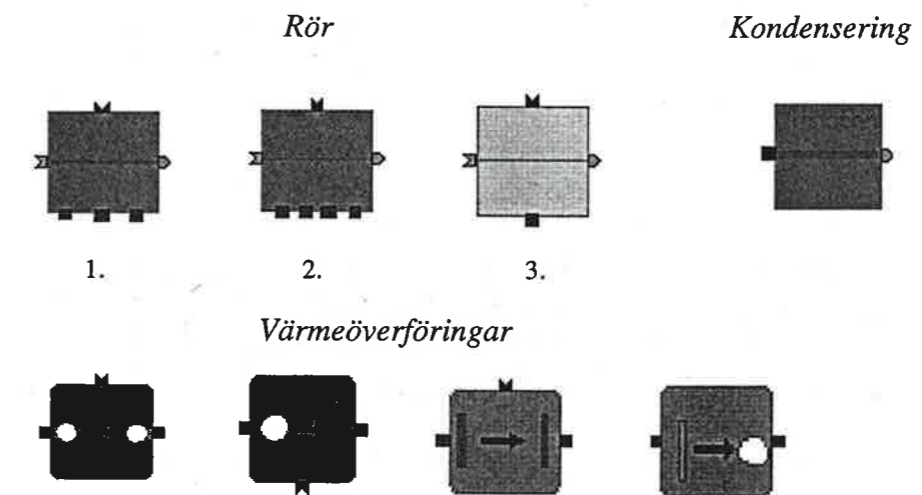
Noder



Den andra volymen från vänster innehåller den överhettade ångan och har därför värmeöverföring, vilket även nr 3 och nr 4 har. Nr 3 är ångvolymen med samma tryck som kondensatvolymen, nr 4. Mellan dem skickas dV/dt som beräknas i kondensatvolymen.

Specialvolymen motsvarar avspänningskärlet som delar upp det ingående dränaget i två rena faser som går vidare till ång- respektive kondensatvolymen. Den har en effektförlust till omgivningen.

Kopplingselement



De två första rören innehåller tre respektive fyra uppdelningar vilket beror på att de värms av olika tillstånd - överhettad ånga, ånga, kondensat och underkyllt kondensat. De har därför olika värmeöverföringar. Det tredje röret är ett vattenrör med accelerationstryckfall, se figur 3.7. Kopplingselementet kallat kondensering beskrevs i avsnitt 4.2.

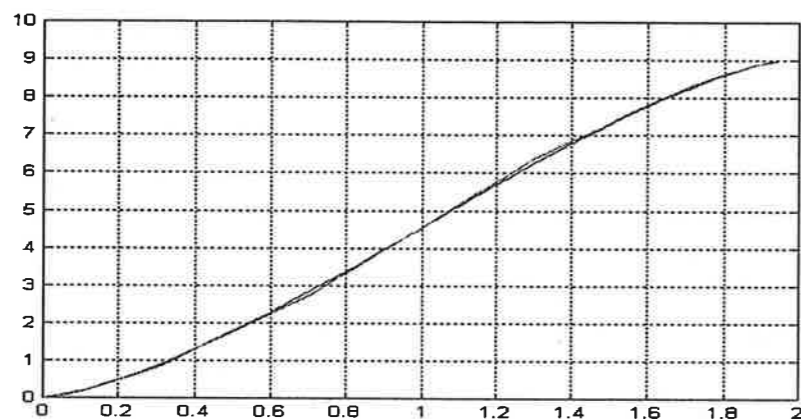
Värmeöverföringarna är av de tre olika varianterna som visas i figur 3.14. De med extra cuts får därigenom areor alternativt både areor och massor i väggsektionerna, dvs vissa av dem har väggdynamik medan andra är ideala.

Förenklingar

I avspänningskärlet har kondensatröret som går direkt till avtappningen tagits bort och kompenserats med att öka diametern hos det andra röret.

Alla effektförluster till omgivningen är ideala, dessutom antas att omgivningen är så stor att dess temperatur inte påverkas nämnvärt.

Rören antas vara parallella ner till kondensatnivån. Den krökta delen som är nedsänkt i kondensatet representeras av ett rör med som är lika långt som fövärmarens diameter. Det ingår i beräkningen av rörlängden i kondensatet. Beräkningen av kondensatnivån kompliceras av att den ligger i röret till avspänningskärlet, vilket medför att det är svårt att beräkna höjden exakt, se figur 4.5.

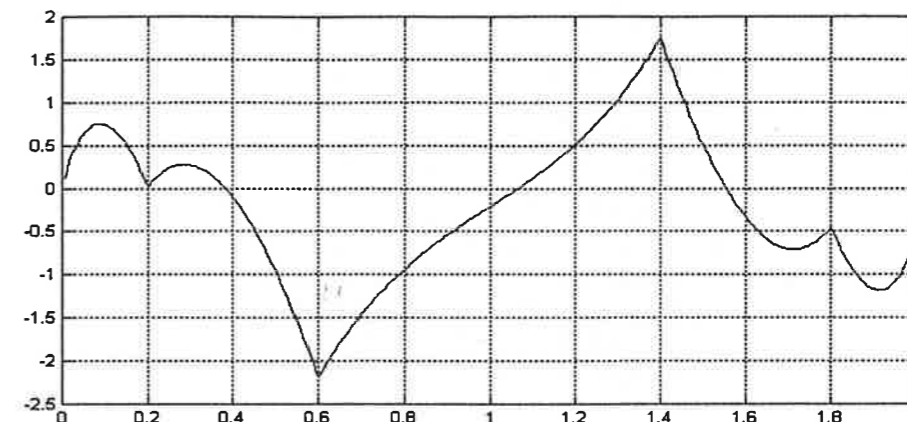


Figur 4.9 Den approximerade och den exakta höjdberäkningen.

Den reglerade nivån ska i vissa fall befinna sig strax över röret, men den tillåtna miniminivån är i nederkanten av röret. Nivån befinner sig därför inte konstant under halva radien vilket gör att vi inte kan använda metoden med trianglarna se ekvation (4.3) utan istället approximeras cirkelarean med ett flertal rektanglar, närmare bestämt sju stycken. Det blir en bra överensstämmelse, se figur 4.9. Vår metod för att bestämma nivån stämmer mindre bra under lägsta röret eller när avspänningskärlet är fyllt, men då det inte är några önskvärda fall är det ett mindre problem.

Hur stort felet blir mellan den exakta och den approximerade beräkningen, normerat mot totala arean, syns i figur 4.10.

I det fallet där det inte finns något avspänningskär är höjdberäkningen enklare och mer noggrann eftersom det antas vara en stående cylinder med en halvsfärisk volym nertill.



Figur 4.10 Felet i den approximerade höjdberäkningen normerat mot totala arean. y-axeln är graderad i procent och x-axeln i radier. $x = 1$ motsvarar halvfull cylinder.

Beräkningar

Beräkningen av vattennivån är beroende på hur stor kondensatvolymen är. Först antar vi att fövärmaren fylls upp till röret till avspänningskärlet, som därefter också fylls upp till röret. Först därefter fylls det lika mycket i röret, fövärmarens cylinderdel samt avspänningskärlet. Den totala, cirkulära tvärsnittsarean approximeras med sju rektanglar. För de olika rektanglarna gäller följande baser samt giltighetsområde

Rektangel	bas /R	höjd h/R
1; 7	0,6	$h < 0,1$; $1,9 < h < 2,0$
2; 6	1,08	$0,1 < h < 0,3$; $1,7 < h < 1,9$
3; 5	1,67	$0,3 < h < 0,7$; $1,3 < h < 1,7$
4	2,1	$0,7 < h < 1,3$

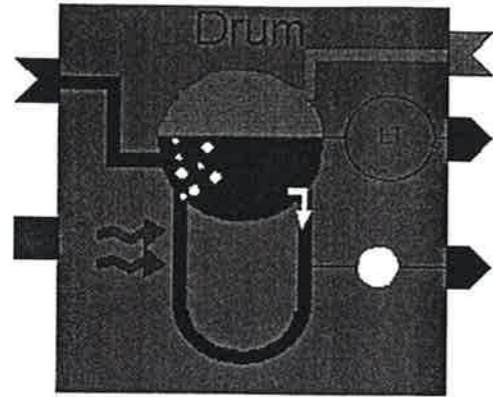
(4.4)

Tvärsnittsarean är en summering av de olika rektanglarna upp till dess att arean överensstämmer med den önskade.

Rörens längd i den överhettade delen respektive dränaget ut antas vara konstanta medan de övriga två varierar med vattennivån och därmed beräknas varje iteration. Väggskiljaren till den överhettade delen sitter alltid i mitten, medan dess längd kan variera mellan olika fövärmare. Hur mycket som kondenserar beräknas med hjälp av ekvation (4.1).

4.4 Dom

Domen är väldigt förenklad och är en andra ordningens modell. Den består huvudsakligen av en volym där trycket och alfavärdet regleras. Alfavärdet är egentligen kvoten mellan ångvolymen och den totala volymen i domen, men i vår modell är det kvoten mellan vattenvolymen och den totala volymen. Det önskade värdet är 0,5.



Figur 4.11 Domen. Alfavärdet ges ut genom LT.

Regleringen på alfavärdet motsvarar den verkliga regleringen på vattennivån. Dess regulator påverkar ventilen direkt efter mavapumpen.

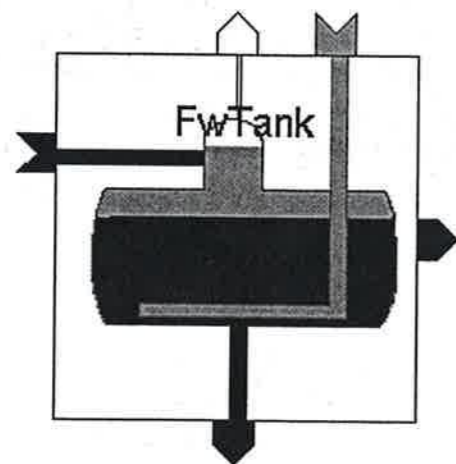
Trycket regleras mot en panna. Vid för lågt tryck ökas effekten i pannan. För att få en bättre modell krävs en utvidgning till en högre ordnings modell. Exempelvis enligt en modell av K. J. Åström & R. Bell.

4.5 Mavatank

Ikon enligt figur 4.12.

Kort beskrivning

In i tanken kommer vatten samt ånga. En del ånga kyls ner till vatten, och det är enbart vatten som tas ut. I det verkliga fallet utvecklas det även gas/luftbubblor som varit lösta i vattnet sedan kondensorn, men det bortser vi ifrån p.g.a. att vår kondensor bara behandlar rent vatten dvs. det löses inga gaser i kondensorvattnet.



Figur 4.12. Mavatank.

Uppbyggnad och förenklingar

Vi antar att vi har två rena faser som står i momentan jämvikt vad gäller tryck. För att lösa det rent praktiskt består mavatanken av två noder, där andelen vatten räknas ut

m.h.a. ångandelen $x = \frac{h - h'}{h'' - h'}$ i den egentliga blandade fasen.

Beräkningar

Den totala densiteten respektive vattnets densitet kan räknas ut och tillsammans med den fixa volymen och x fås vattnets volym enligt följande.

$$\frac{dV_{\text{vatten}}}{dt} = (1 - x) \cdot \frac{\sum \dot{m}_{\text{tot}}}{\rho_{\text{vatten}}} \quad (4.5)$$

Ekvationen ovan kan enkelt fås fram genom att ställa upp tidsderivatan på massan av vattnet, och sedan anta att tidsderivatan på densiteten är noll.

$$\frac{dm_{\text{vatten}}}{dt} = (1 - x) \frac{dm_{\text{tot}}}{dt} = (1 - x) \cdot \sum \dot{m}_{\text{tot}}$$

Den ger i sin tur ekvation (4.5)

Reglering av höjd och tryck

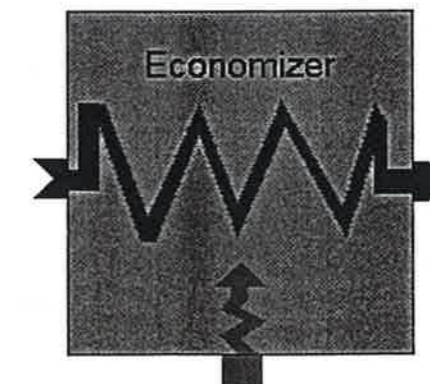
Vattennivån i tanken ska regleras, vilket ger att höjden behöver beräknas. Eftersom det är en liggande cylinder blir den exakta ekvationen samma som i ekvation (4.2). Vi använder samma approximation som i förvärmaren, se ekvation (4.4).

Trycket regleras för att det inte ska sjunka för lågt. Detta sker med hjälp av en reglerventil på ångröret in. Ångröret är inkopplat efter domen och innehåller mättad ånga vid ca 105 bars tryck

4.6 Värmeväxlare

Ekonomiser och överhettare

Detta är en enkel modell som i princip består av ett rör med vatten eller ånga som påverkas av en viss värme Q . I överhettaren är det ånga och i ekonomisern vatten. Den huvudsakliga beräkningen är enligt ekvation (3.15) samt att man även beräknar temperaturen in respektive ut ur röret.



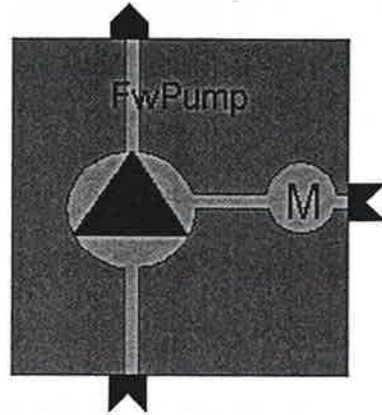
Figur 4.13. Ekonomiser.

4.7 Pump

Pumpen är en centrifugalpump, som får sitt varvtal via ingången till höger i figur 4.14. Den bygger på ekvationen

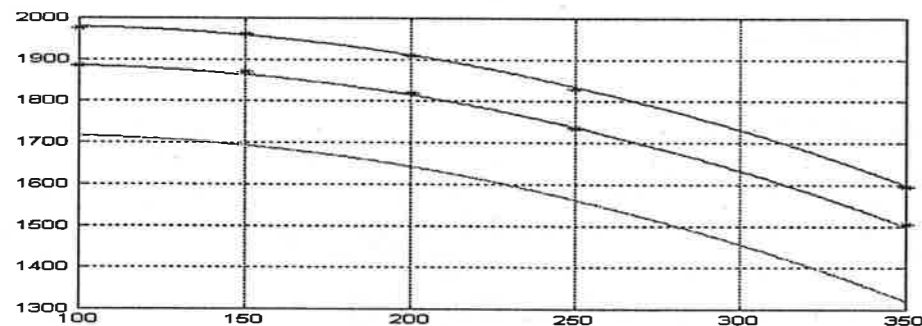
$$F(\text{pump}) \Rightarrow dp = C \cdot Q^2 + B \cdot n \cdot Q + A \cdot n^2 \quad (4.6)$$

A, B, C är karakteristiska parametrar för pumpen
 n är pumphastigheten i varv/minut
 Q är volymflödet i pumpen i m³/h



Figur 4.14 Centrifugalpump.

Konstanterna A, B och C beräknas med hjälp av pumpkurvor till vilka man anpassar andragradskurvor tills man får ett tillräckligt bra resultat. Först väljer man ut i vilket intervall pumpen arbetar och i detta område ska kurvan stämma bra medan övriga områden inte är lika noga.

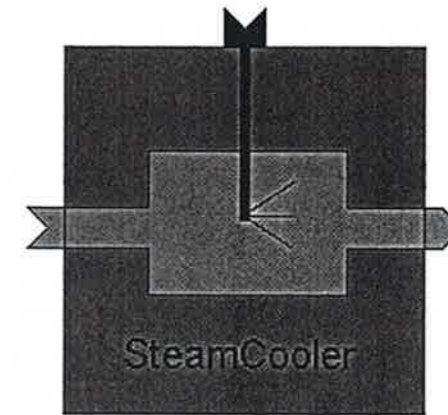


Figur 4.15 Den anpassade kurvan jämfört med de verkliga punkterna. De två översta kurvorna är de med de verkliga punkterna vid varvtalen 4400 respektive 4295 varv/min. Den undre kurvan är för ett lägre varvtal och helt beräknad med den approximerade kurvan. Som synes får den rätt form. y-axeln är graderad i meter vattenpelare och x-axeln i massflöde m³/h.

Eftersom pumpen används till vatten med relativt konstanta temperaturer respektive tryck antar vi att $C_v \cdot T \cdot \dot{m} = \dot{m} \cdot h_{in}$ dvs. att C_v är konstant. Pumpen används efter kondensorn respektive mavatankarna. Pumpkurvan kan även anpassas till en andragradskurva, dvs koefficienten B i ekvation (4.6) är då noll.

4.8 Ångkylare

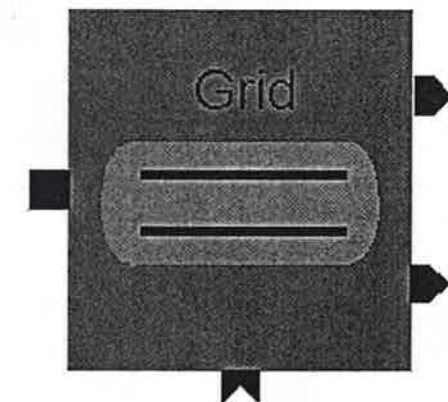
Detta är en väldigt enkel modell, där vatten sprutas in genom ett rör till ångan och kyler ner den. Denna modells ekvationer är samma som för en volym med två ingångar. Med andra ord görs det bara en balansering av mass- respektive energiflödet.



Figur 4.17 Ångkylare där ånga kyls med insprutat vatten av lämplig temperatur.

4.9 Grid

Grid är en nätmodell som beskriver hur generatorm påverkas av de övriga aggregaten i nätet samt innehåller även dynamiken i turbinen.



Figur 4.18 Nätmodellen kallad grid.

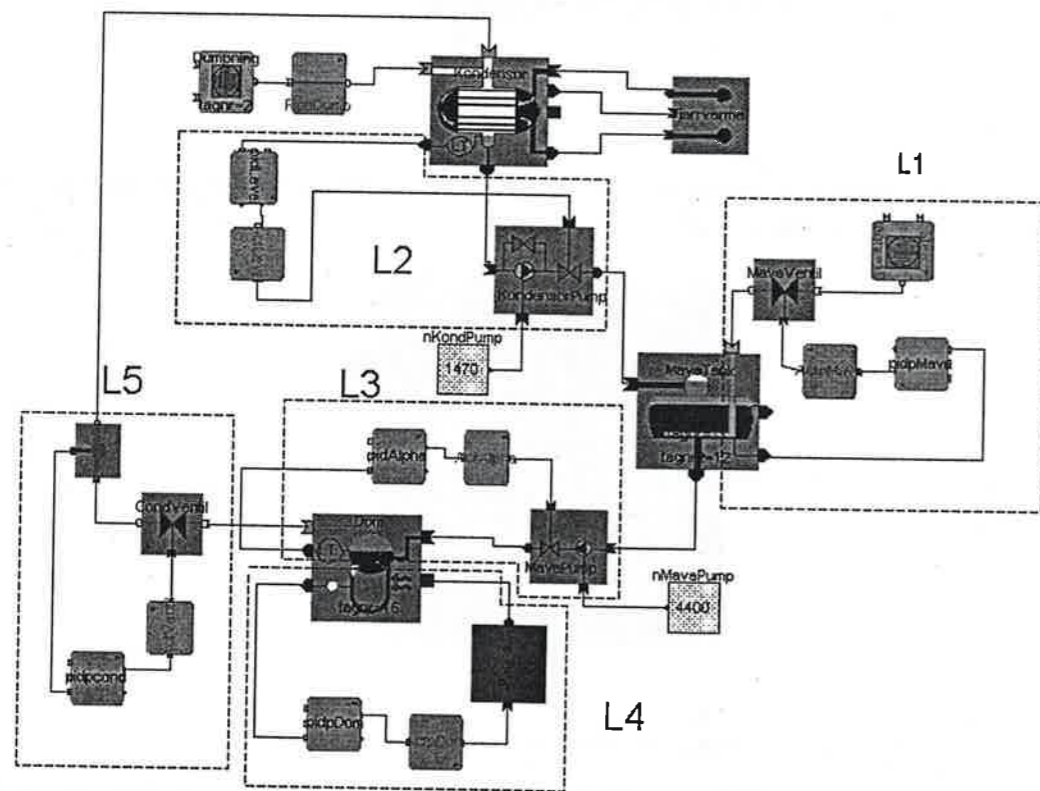
Med en switch kan man stänga av de övriga generatorernas inverkan. Den ger som utsignal frekvensen samt den elektriska effekten. Frekvensen och den elektriska effekten regleras med strypreglering. En regulator påverkar en strypventil före första turbinsteget.

5 Testning av modellens delkomponenter

I detta kapitel undersöks hur de olika komponenterna fungerar samt hur de påverkar varandra i ett slutet system. Samtliga komponenter har ej testats tillsammans i ett enda system då det tog längre tid att bygga modellerna än beräknat, samt att simulerings tiden blev väldigt lång. Varje komponent är dock testad var för sig. Alla tryck är absoluttryck i detta avsnitt, om inte annat anges.

5.1 Sluten slinga med kondensor, pump, mavatank och dom

I denna testbänk provades de tre huvudkomponenterna kondensor, mavatank och dom. Det ingick även pumpar och ventiler för att kunna koppla ihop de olika komponenterna, se figur 5.1. Pannan motsvarar här både P10 och P11, och kondensorpumpen består här av två parallella pumpar vars pumpkurvor anpassats till en. Samma sak gäller för matarvattenpumpen. Mavatanken representerar här tre stycken tankar.



Figur 5.1 Testbänken bestående av huvudkomponenterna kondensor, mavatank, dom samt pumpar.

Det finns fem olika reglerloopar, vilka samtliga är utmärkta i figur 5.1. Varje regulator går till ett ställdon (*eng.* actuator) vars utsignal motsvarar ventilens öppningsgrad eller pannans procentuella uteffekt. Ställdonen har en tidskonstant, förstärkning samt en hastighetsbegränsning som är $1/T$ där T är gångtiden. Gångtiden för pumparna och ventilerna är 1-5 sekunder medan den är 150 sekunder för pannan. I verkligheten är pannans gångtid upp mot 10 minuter, men det finns då en säkerhetsventil som öppnas

vid för högt tryck vilket gör att trycket kan fås att sjunka snabbare. Denna öppnar emellertid inte under normal drift. Pannan simulerades med en filtertidskonstant på 5 sekunder. Även denna är för liten.

Temperaturen på ångan i kondensorn är ca 102°C , medan den är någon grad lägre i kondensatvolymen. Det beror på att kondensatet kyls av omgivningen, annars skulle de två temperaturerna vara lika då det är mättad ånga och samma tryck i de båda volymerna. Kylröret innehåller fjärrvärmevatten och det värms från ca 40°C till 100°C , massflödet är där ca 1250 kg/s .

De olika reglerlooparna är som följer:

L1

Reglering av trycket i mavatanken m h a ånga med högre tryck och entalpi. Ångan är mättad och har 100 bars tryck. Den togs från en FixNod och ingick på så sätt inte helt i det slutna systemet. I det riktiga systemet tas den efter domen.

L2

Reglering av kondensatnivån i kondensorn m h a en ventil på utgången. Före ventilen sitter en pump med konstant varvtal. Den är kopplad parallellt med en återkopplingsventil och en del av det totala flödet strömmar tillbaka in i kondensorn.

L3

Reglering av alfavärdet i domen, via en ventil efter mavapumpen. Alfavärdet är egentligen kvoten mellan ångvolymen och den totala volymen, men är i vår modell kvoten mellan vattenvolymen och den totala volymen. Detta ersätter den verkliga vattennivåregleringen.

L4

Reglering av trycket i domen med hjälp av panneffekten. Vid för lågt tryck ökas effekten i pannan, dvs mer olja eller naturgas eldas upp. Denna del är relativt långsam.

L5

Det är en extra insatt loop som reglerar trycket i kondensorn. Den ersätter turbinen. Det medför att vi kan få överhettad ånga in i kondensorn, och den måste kylas ner till mättad ånga med hjälp av fjärrvärmens i kylröret, se ekvation (4.1). Utan denna återkoppling hade vi inte fått ett slutet system och då inte kunnat se hur de olika komponenterna påverkar varandra.

För att kunna se hur de olika komponenterna påverkar varandra har olika börvärdesändringar gjorts efter det att systemet har ställt in sig efter de ursprungliga börvärdena.

Initialvärdena på börvärdena var: 105 bars tryck och 0,5 i alfavärde i domen, 7 bar i mavatanken, 0,9 m kondensat i kondensorn samt 1,13 bar in i kondensorn. Kondensorns koppar är 1,55 m höga vilket medför att 0,9 m motsvarar att de är fyllda till drygt hälften. Massflödet genom systemet var drygt 108 kg/s .

Alla figurer börjar 50-100 s före börvärdesändringarna. Sluttiden varierar beroende på hur lång tid det tar för systemet att anpassa sig till de nya värdena.

Regulatorparametrarna togs fram empiriskt genom simuleringar och stämmer troligen inte överens med de värdena i det verkliga systemet, p.g.a. att all dynamik inte finns med i testbänken, dessutom skiljer sig förstärkningarna mellan testbänk och verklighet.

Regulatorparametrarna i alla simuleringar var:

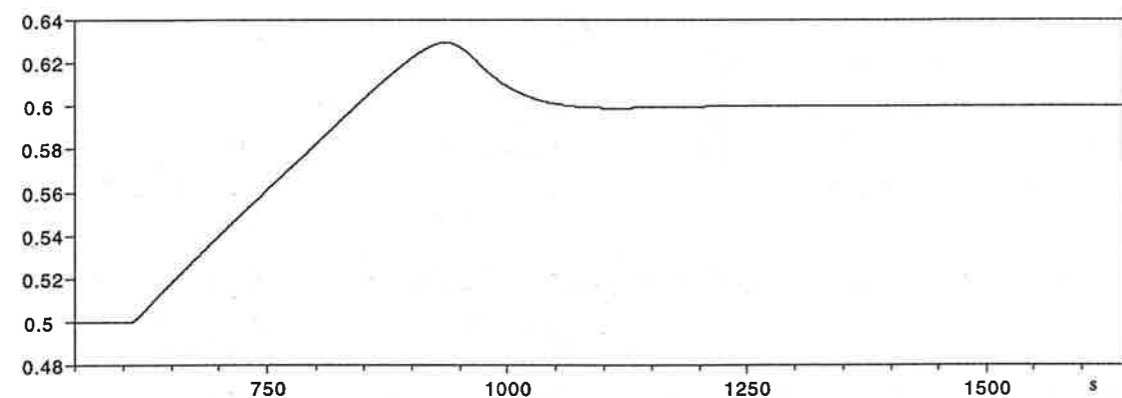
	K	T _i
L1	1	20
L2	1	20
L3	10	50
L4	3	75
L5	15	50

Samtliga regulatorer är dessutom diskreta och har en samplingstid på 0,5 sekund.

Ändring av vattennivån

Vattennivån motsvaras av alfavärdet, vars börvärde ändrades 0,1 uppåt och neråt. Alfavärdet får inte vara för högt p.g.a. att det då är risk för droppar i turbinen, och är det för lågt kan det koka torrt.

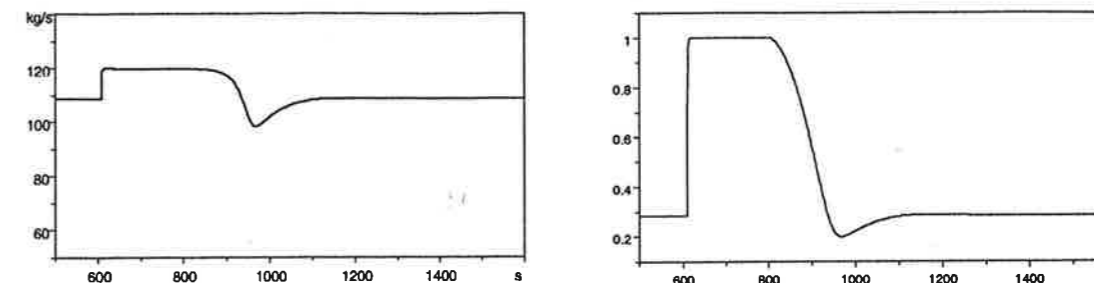
I den första simuleringen höjdes alfavärdet till 0,6. I figur 5.2 ses att regulatorn är väldämpad, men med en översläng. Det tar ca 400 sekunder innan nivån har stannat på 0,6. Denna översläng är tillräckligt liten för att vara godkänd, eftersom vattennivån inte regleras kring en kritisk min/max nivå.



Figur 5.2 Alfavärdet i domen vid ökning av börvärdet från 0,5 till 0,6.

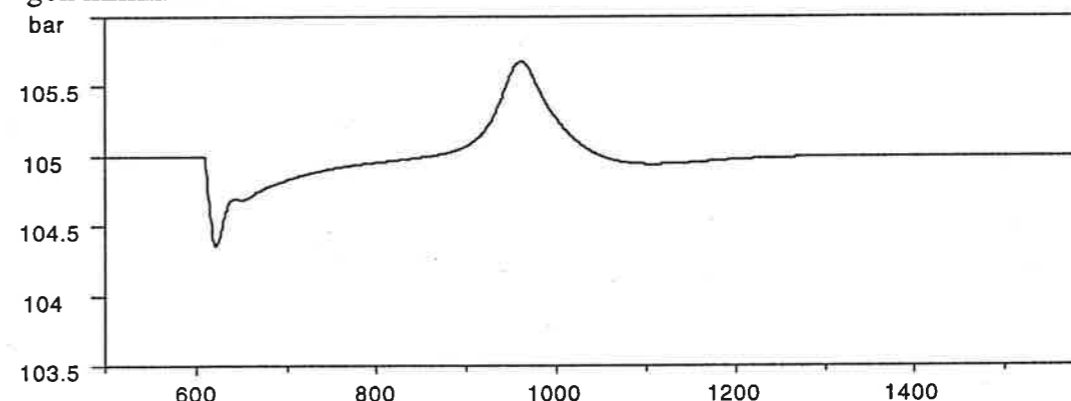
Massflödet genom mavapumpen ökas, genom att ventilen öppnas för fullt. Detta påverkar trycket i mavatanken, då utflödet ökar snabbt vid $t = 610$ s. Denna inverkan är dock mycket liten - mindre än 0,01 bar. I figur 5.3 ses massflödet genom pumpen samt ventils öppningsgrad. Trots att öppningsgraden mer än fördubblas blir massflödets ökning måttliga 12 kg/s. Det beror på att pumpens varvtal inte ändras. Varvtalsreglering är inte aktuellt för mavapumpen, men kan i andra fall bestå av att reglera tryckfallet över ventilen.

I figur 5.4 ses att domens tryck sänks tillfälligt när en större mängd vatten börjar strömma in vid $t = 610$ s, men pannans effekt ökas långsamt och den återfår sitt rätta tryck igen.



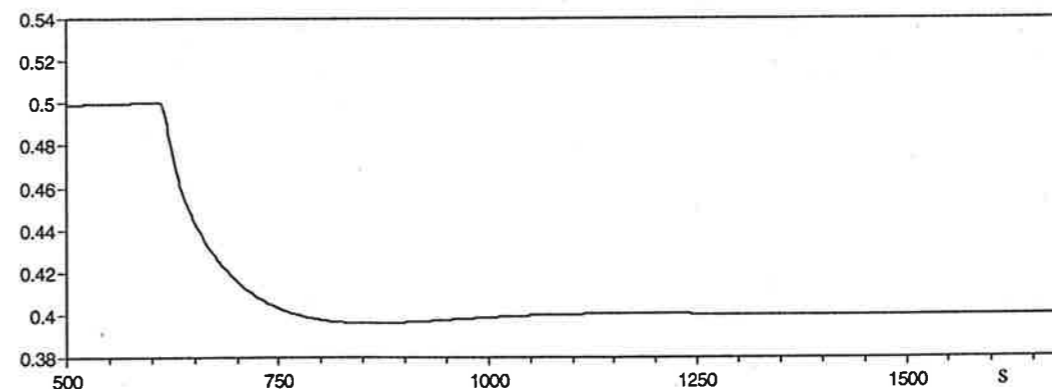
Figur 5.3 Till vänsterr massflödet genom mavapumpen; till höger ventils öppningsgrad.

När massflödet in stryps sker på samma sätt en tryckökning innan effekten från pannan åter har ställt in sig. Hur mycket trycket påverkas beror mycket på hur snabb pannans dynamik är - ju långsammare dynamik desto större tryckförändringar. Övriga komponenter påverkas mycket lite. Trycket i kondensorn höjs något under tiden ventilen är fullt öppen för att därefter sänkas igen, och nivån i kondensorn ökar någon millimeter.



Figur 5.4 Domens tryck påverkas mindre än 1 bar p g a ändringen i alfavärdet.

I en andra simulering sänktes alfavärdet till 0,4, i övrigt gjordes samma simulering som ovan.

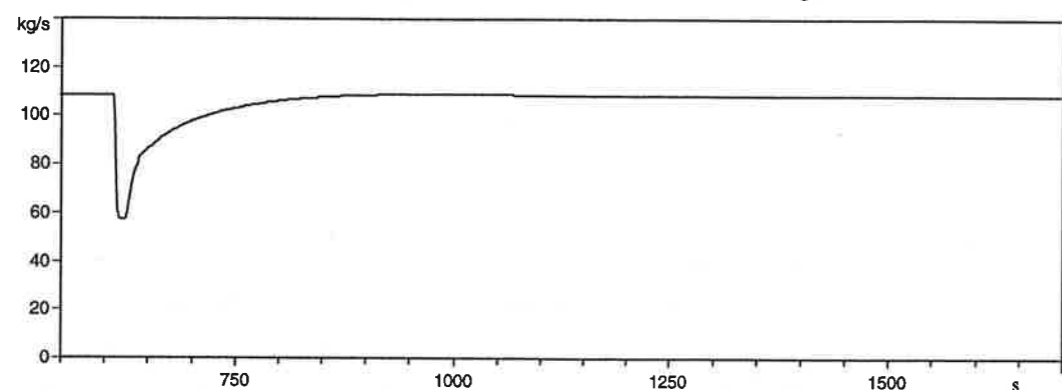


Figur 5.5 Alfavärdet i domen.

Det går betydligt fortare att sänka alfavärdet än att höja det, jämför figur 5.5 och 5.2. Ventils öppningsgrad minskar snabbt till dess minsta värde under ett tiotal sekunder innan den återgår till det ursprungliga. Styrsignalens minsta värde var 0,08. Det infördes för att ventilen efter mavapumpen inte skulle kunna strypas helt, utan ha ett minsta flöde på ca 50 kg/s. Regulatorns förstärkning kunde också sänkts, men vi val-

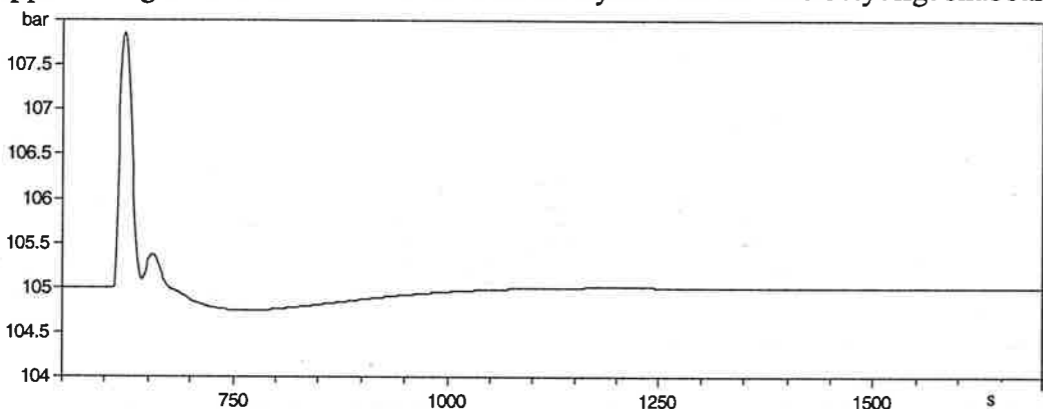
de att göra på detta viset.

Massflödet är drygt 110 kg/s, och domen rymmer totalt 40 m³ vilket gör att påverkan av det sänkta vattenflödet blir väldigt snabb. Massflödet ses i figur 5.6.



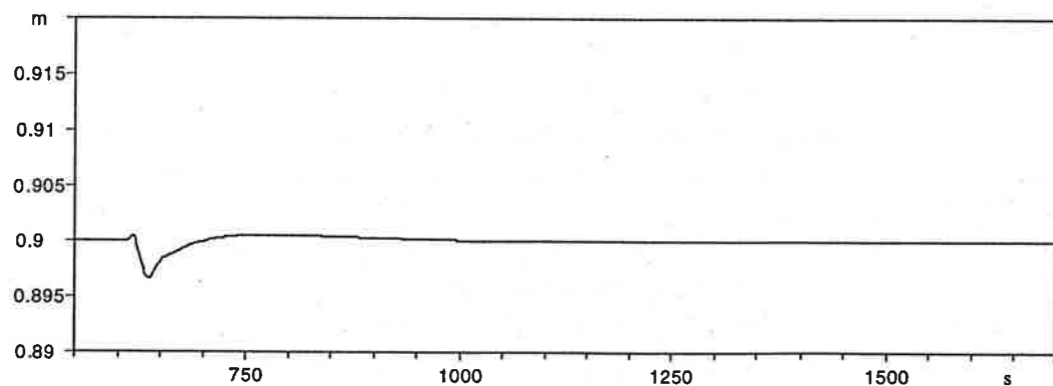
Figur 5.6 Massflödet genom mavapumpen. Det minskar snabbt när alfavärdet ändras.

Domen påverkades mer av en minskning av vattennivån då det tar tid för pannan att kylas ner. I verkligheten finns en ventil på domen som öppnas vid högt tryck, och släpper ut ånga rakt ut i luften. Det medför att trycket kan sänkas betydligt snabbare.



Figur 5.7 Trycket i domen stiger direkt efter att vattenflödet i minskats, för att därefter ställa in sig på det rätta trycket.

Regulatorn till domens tryck är något oscillerande, men den är dämpad och svänger snabbt in sig till det ursprungliga trycket igen enligt figur 5.7. I och med att domens tryck påverkas knappt 3 bar, så slår det igenom i trycket och vattennivån i kondensorn. Trycket påverkas ytterst litet, och nivåns variationer ses i figur 5.8. Då dessa är mindre än 0,5 cm så fås en uppfattning om hur små de var i den förra simuleringen.

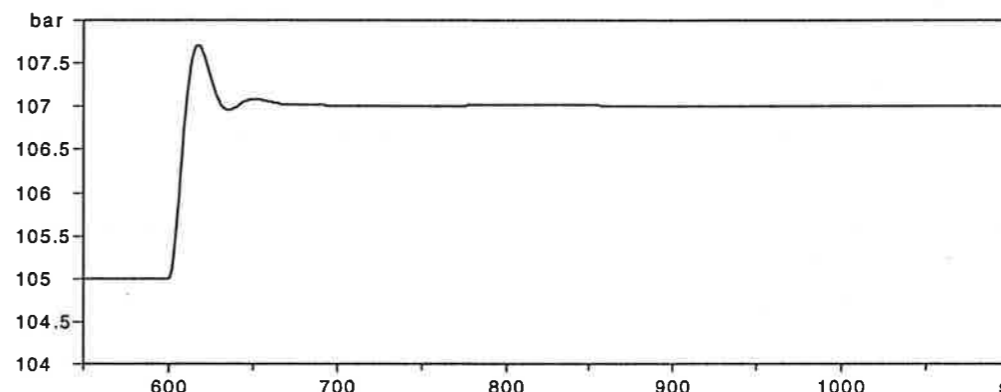


Figur 5.8 Nivån i kondensorn påverkas av sänkningen av alfavärdet.

Ändring av trycket i domen

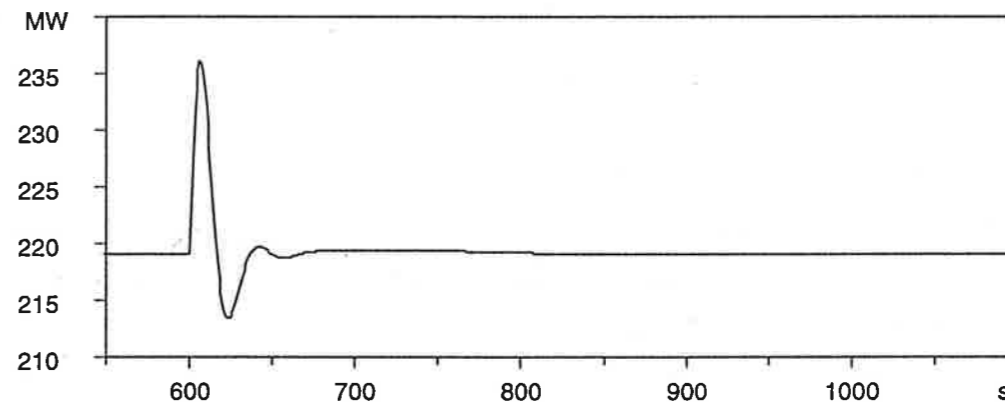
Trycket i domen ändras 2 bar uppåt respektive nedåt. Det påverkar först och främst vattennivån i densamma, medan övriga komponenter blir relativt oförändrade. I det verkliga systemet påverkas mavatanken mer då dess tryckuppehållande massflöde egentligen beror på domens tryck och entalpi, och inte som nu är konstant.

Trycket ökas först till 107 bar, vilket tar ca 50 sekunder. Regulatorn har bra dämpning vilket ses i figur 5.9. Pannans effekt anpassas till det nya värdet enligt figur 5.10.



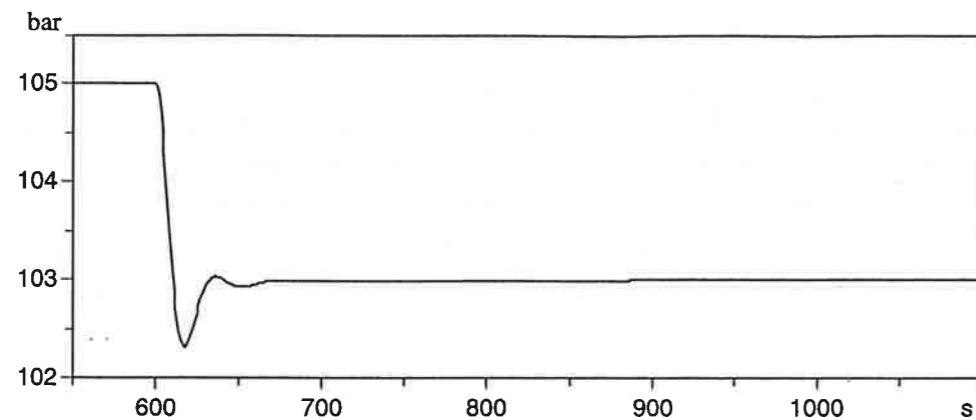
Figur 5.9 Trycket stiger snabbt till det nya börvärde med en översläng på 0,5 bar.

Vattennivån i domen påverkas något men det är försumbart. Övriga komponenter påverkas ytterst litet - trycket i mavatanken sänks direkt efter 600 sekunder, men det är mindre än 0,005 bar.



Figur 5.10 Pannans effekt ökas vid tryckökningen, och via en över- och undersläng ställer den sedan in sig på den nya effekt som krävs.

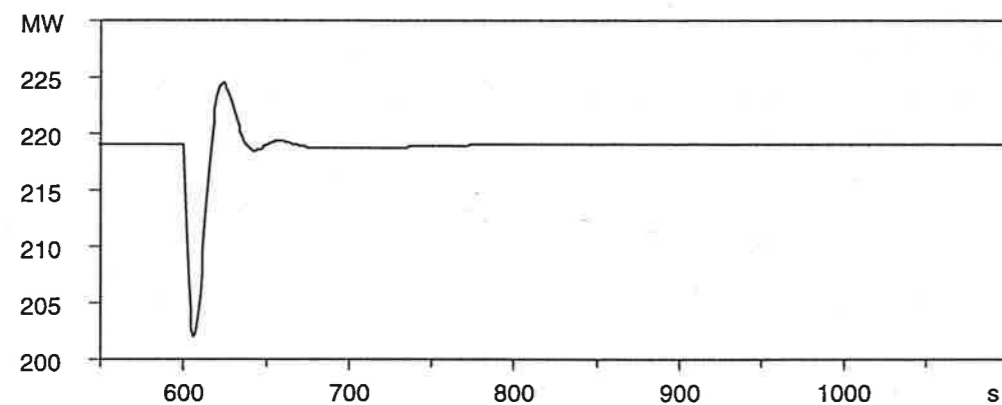
I simuleringen därefter sänktes tryckets börvärde till 103 bar. Inte heller detta påverkade de övriga något särskilt. Övriga regulatorer är tillräckligt snabba för att kunna kompensera ändringen. I figur 5.11 ses tryckändringen.



Figur 5.11 Trycket i domen. Trycket sänks till 103 bar via en undersläng på 0,7 bar.

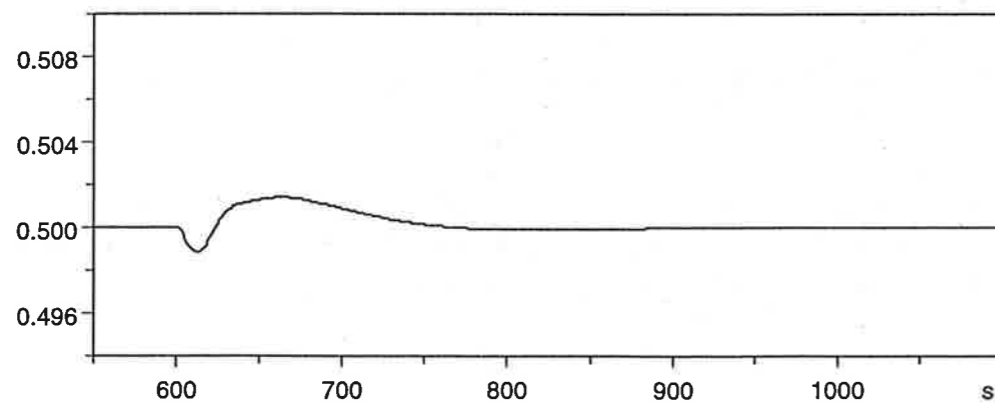
Panneffektens variationer ses i figur 5.12. Den nya effekten är några kW högre än den ursprungliga.

Domens tryckvariationer påverkar de övriga lika mycket vid ökning som sänkning av trycket. Detta beror till stor del på att pannans dynamik är starkt förenklad. Upphettningstiden är lika stor som avsvälningstiden vilket den inte är i det verkliga systemet.



Figur 5.12 Pannans effekt i MW.

Alfvärdets påverkan är lika liten som vid tryckhöjningen, se figur 5.13, vilket ger en uppfattning om dess variationer vid tryckhöjningen.

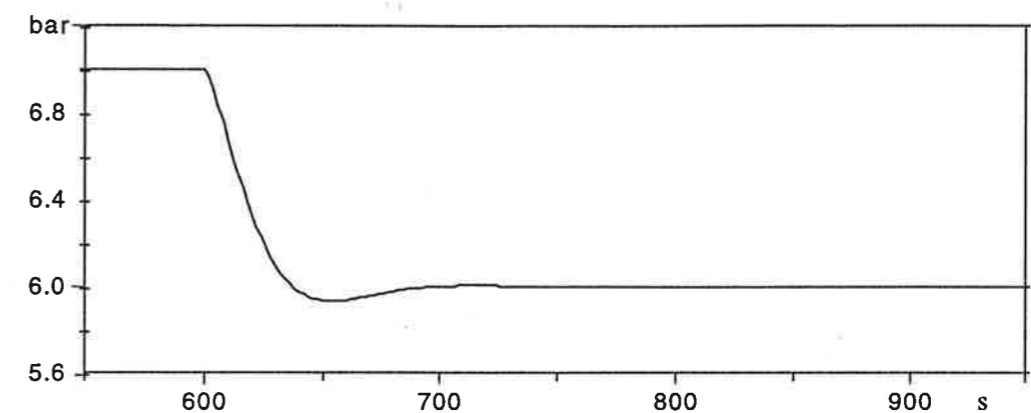


Figur 5.13 Alfvärdet sänks direkt efter tryckändringen men återställs snabbt.

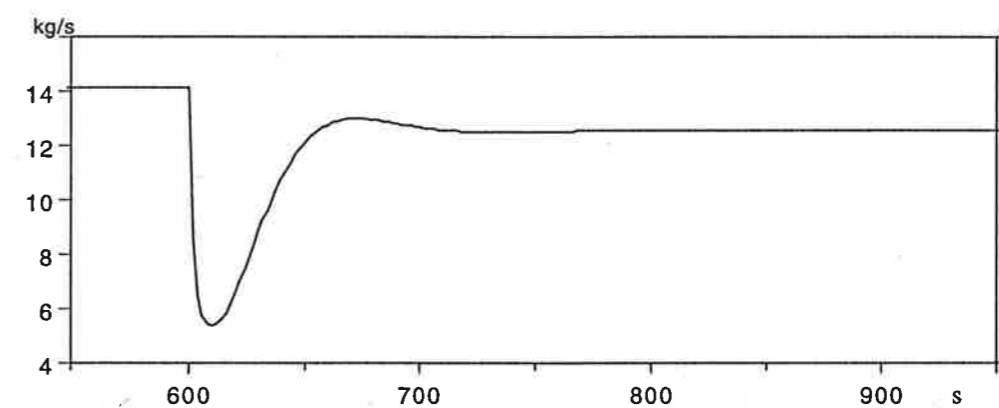
Ändring av trycket i matarvattentanken

Trycket ändras ± 1 bar. Det påverkar främst domens tryck, och på så sätt även pannans effekt. I och med att mavatankens tryck regleras med tryck från en FixNod, och inte ifrån det slutna systemet, blir dess inverkan på övriga komponenter mycket liten.

Trycket i mavatanken sänktes till 6 bar, med hjälp av ett mindre ångmassflöde från FixNoden, se figur 5.14 och 5.15. Ventilen kan ej stängas helt utan har ett minsta massflöde på ca 5 kg/s.

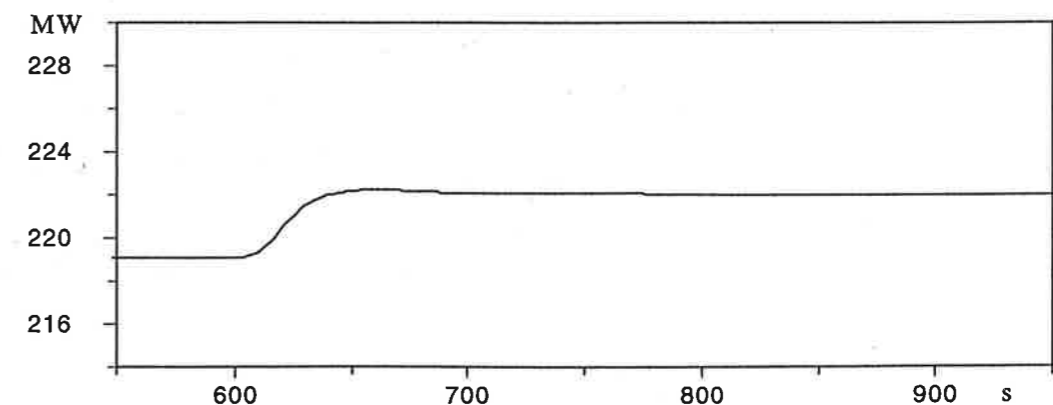


Figur 5.14 Trycket i mavatanken är inställt efter ca 100 sekunder.



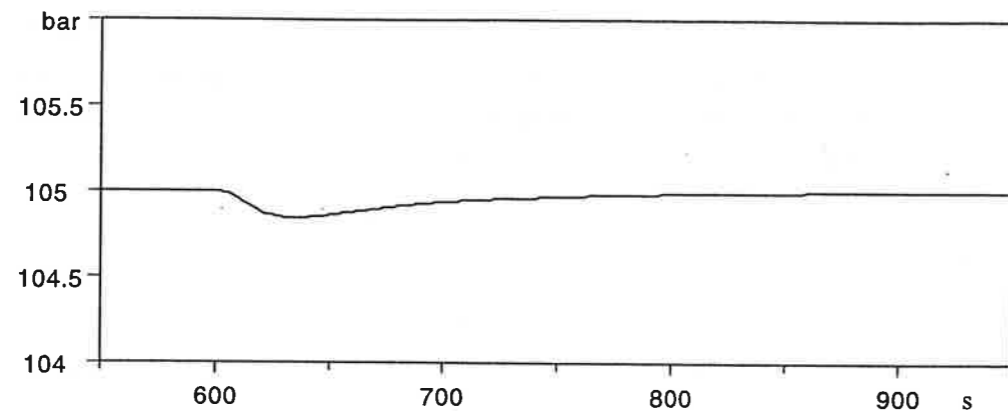
Figur 5.15 Ångans massflöde in till mavatanken ställer in sig efter det nya trycket.

I och med att trycket sänks i mavatanken medför det att mava-pumpen arbetar mot en högre tryckskillnad. Vattenflödet in i domen har då ett lägre tryck vilket gör att pannans effekt måste höjas för att bibehålla trycket, se figur 5.16.



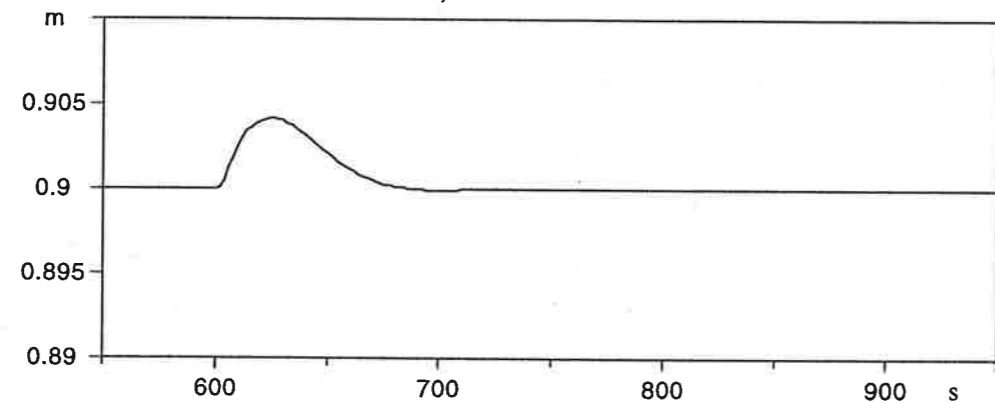
Figur 5.16 Pannans effekt höjs då trycket sänks i mavatanken.

I figur 5.17 syns tydligt att domens tryck sänks innan effekten i pannan har ökat tillräckligt mycket. Det tar ca 100 sekunder innan domens tryck har återhämtat sig, men hur lång den tiden är beror givetvis på hur snabb pannans dynamik är.



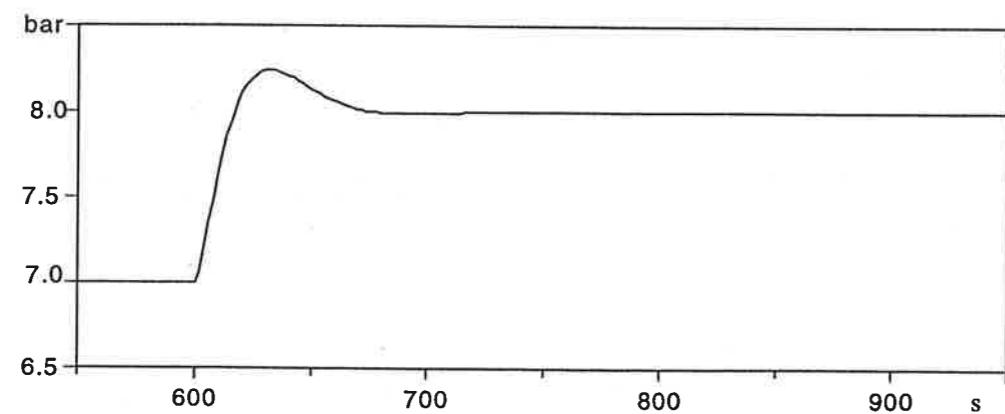
Figur 5.17 Mavatankens inverkan på domens tryck.

Nivån i kondensorn påverkas i och med att domens tryck sjunker, vilket ses i figur 5.18. Dock blir nivåskillnaden bara 0,5 cm.

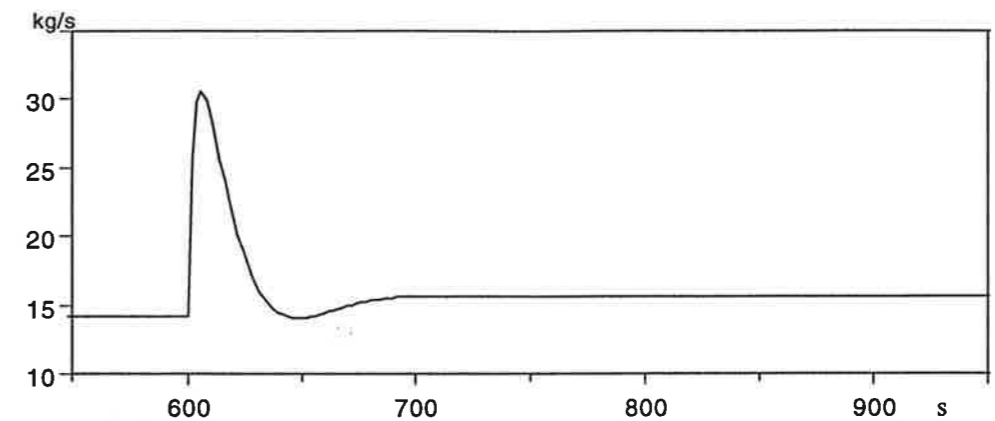


Figur 5.18 Mavatankens inverkan på nivån i kondensorn.

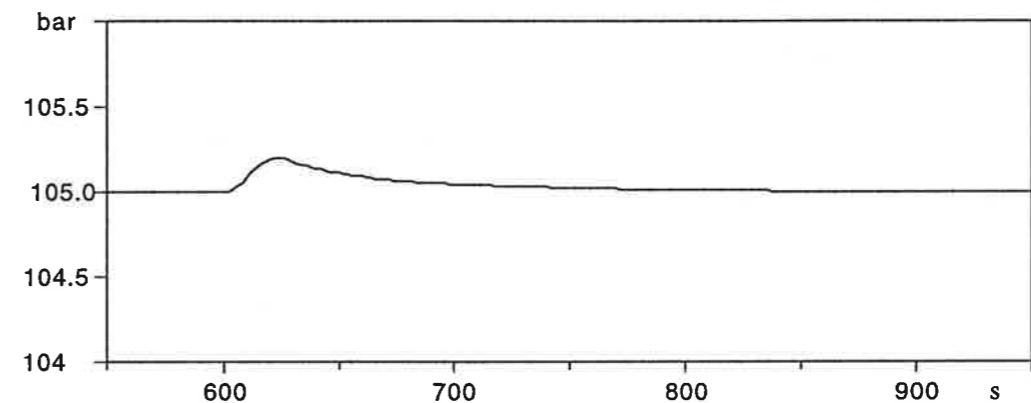
Trycket ökas 1 bar i nästa simulering efter 600 s, i övrigt samma förutsättningar som i föregående simulering. De övriga komponenternas påverkan är den motsatta mot en sänkning av trycket - domens tryck höjs, pannans effekt minskas samt att ångans massflöde in till mavatanken ökar, via en stor översläng. Skulle detta ångflöde tagits från domen, som det görs i det verkliga systemet, hade det påverkat domen mer. Då hade troligen tryckregulatorn i matarvattentanken behövt vara långsammare och mer väldämpad. Se figur 5.19, 5.20, 5.21 och 5.22.



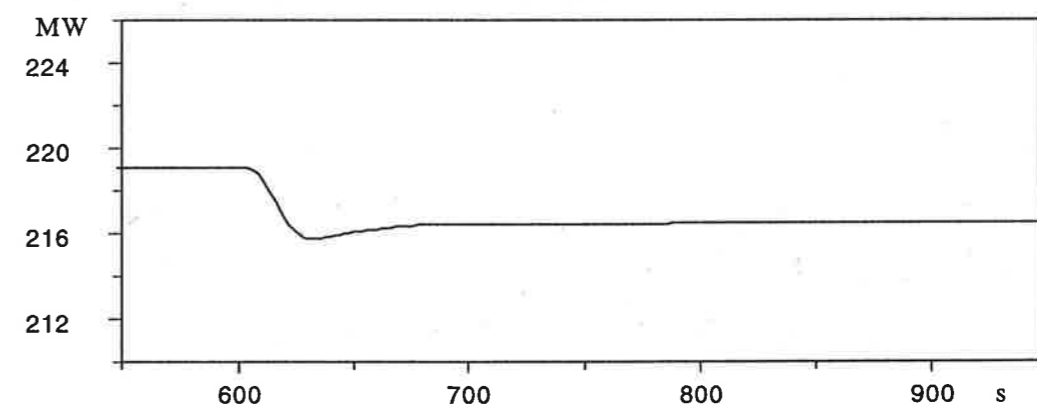
Figur 5.19 Trycket i mavatanken. Det nya trycket är 8 bar.



Figur 5.20 Ångans massflöde in i mavatanken.



Figur 5.21 Trycket i domen ökar något.

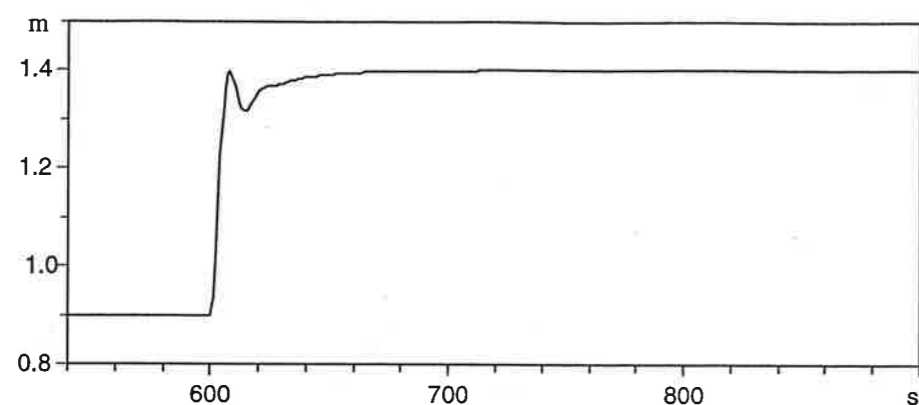


Figur 5.22 Pannans effekt sänks. Jämför figur 5.16.

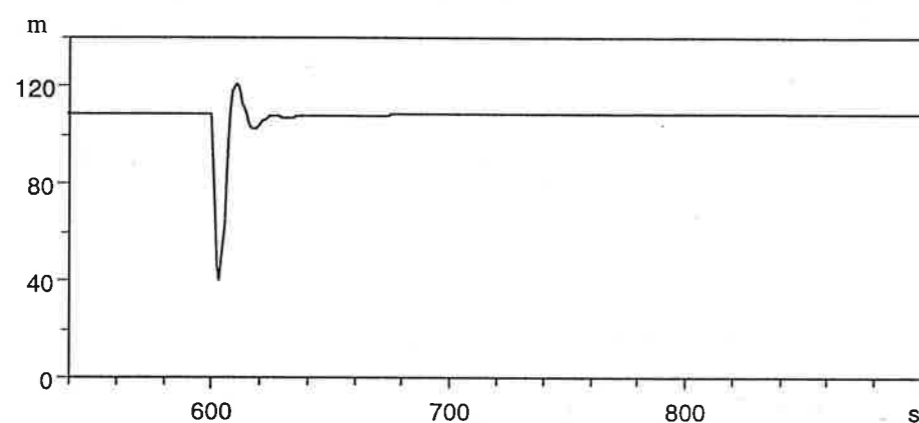
Nivån i kondensorn ändras

Vattennivån i kondensorn höjs och sänks. Det påverkar främst trycket i matarvattentanken då dess inströmning av vatten minskas eller ökas. Det i sin tur gör att även domen påverkas. Ventilen efter kondensorpumpen kan inte stängas helt, utan det minsta massflödet ligger på ca 40 kg/s

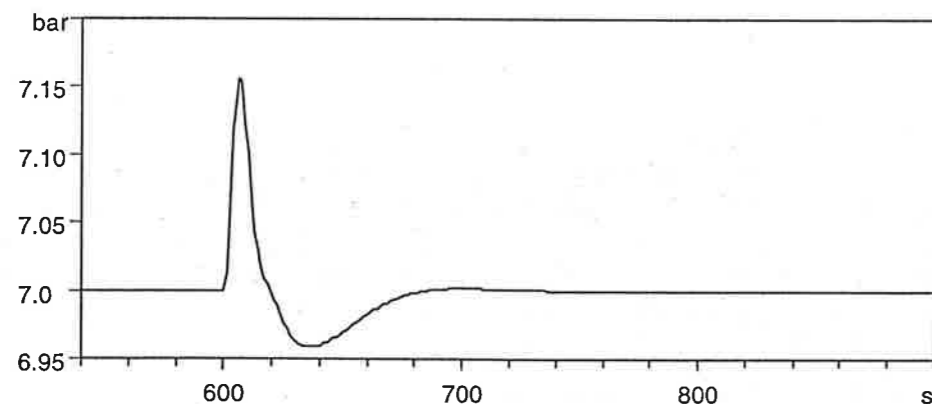
Först höjdes kondensatnivån till 1,4 m. Det sker snabbt, men mavatankens tryck höjs 0,15 bar. Nivån ses i figur 5.23 och massflödet genom kondensorpumpen ses i figur 5.24. I figur 5.25 ses matarvattentankens tryck



Figur 5.23 Kondensatnivån i kondensorn ökar snabbt till sitt nya värde.

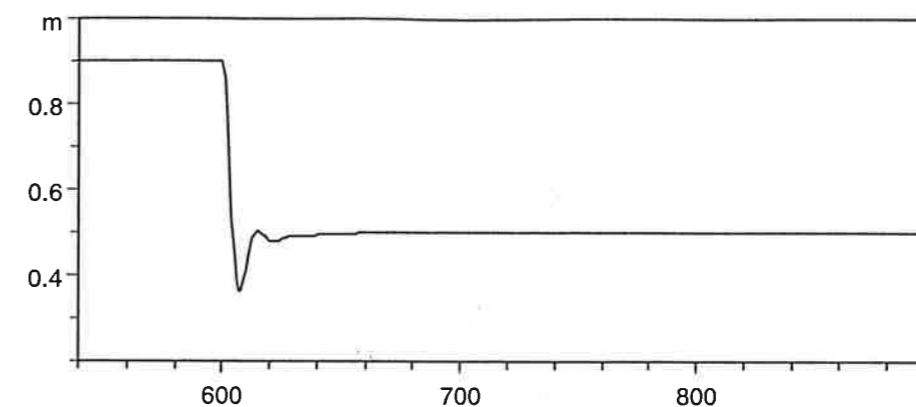


Figur 5.24 Massflödet genom kondensorpumpen dvs. ut ur kondensorn minskar kraftigt under ca 10 sekunder innan den önskade nivån har erhållits.

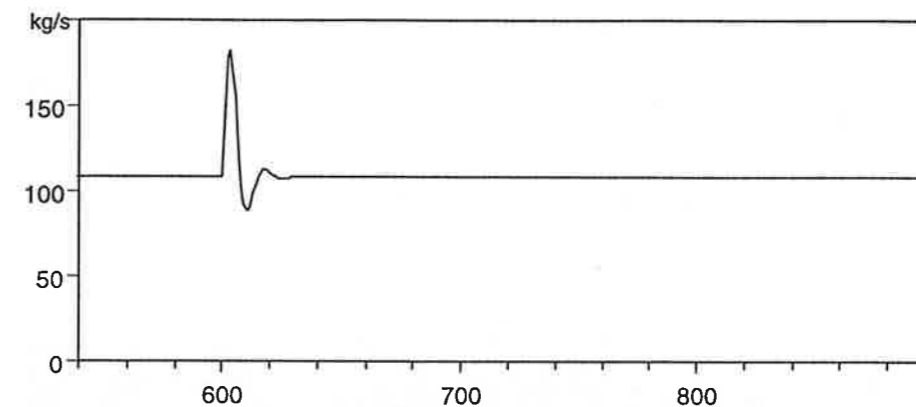


Figur 5.25. Trycket i mavatanken påverkas ca 0.15 bar när dess vattenflöde in stryps.

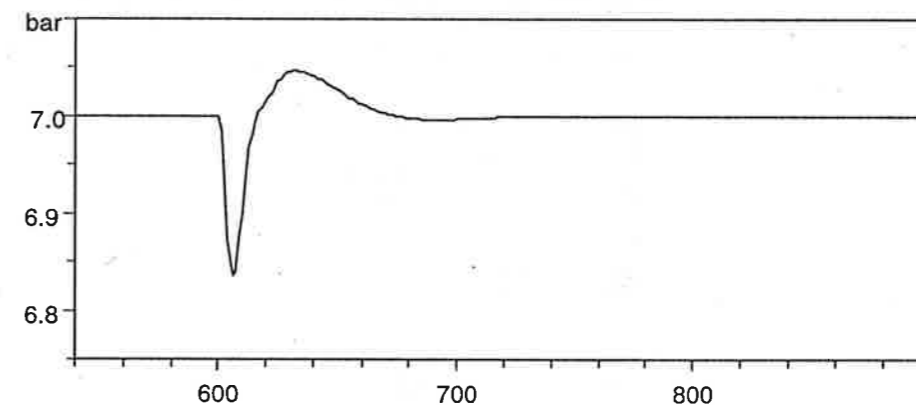
Nivån sänktes därefter till 0,5 m., vilket syns i figur 5.26. Samma komponenter påverkades. Trycket i mavatanken påverkades mer, då massflödet in ökade hastigt, se figur 5.27 och 5.28. Vid en jämförelse av massflödet genom kondensorpumpen respektive mavapumpen ser man att ventilens öppningsgrad i den första påverkar massflödet mycket mer.



Figur 5.26 Vattennivån i kondensorn sänks på ca 20 sekunder till det nya värdet.



Figur 5.27 Massflödet genom kondensorpumpen ökas hastigt vid $t = 600$ s vilket i sin tur påverkar trycket i mavatanken.



Figur 5.28 Trycket i mavatanken påverkas marginellt mer vid en sänkning än av en höjning av nivån i kondensorn. Jämför figur 5.25.

Sammanfattning

Alfavärdet påverkar främst domens tryck vilket är givet av att mängden vatten påverkar trycket. Hur stor denna inverkan blir beror främst på hur snabb pannans dynamik är.

Trycket i mavatanken påverkar tryckskillnaden som mavapumpen arbetar mot och påverkar på så sätt domen, medan nivån i kondensorn främst påverkar trycket i mavatanken.

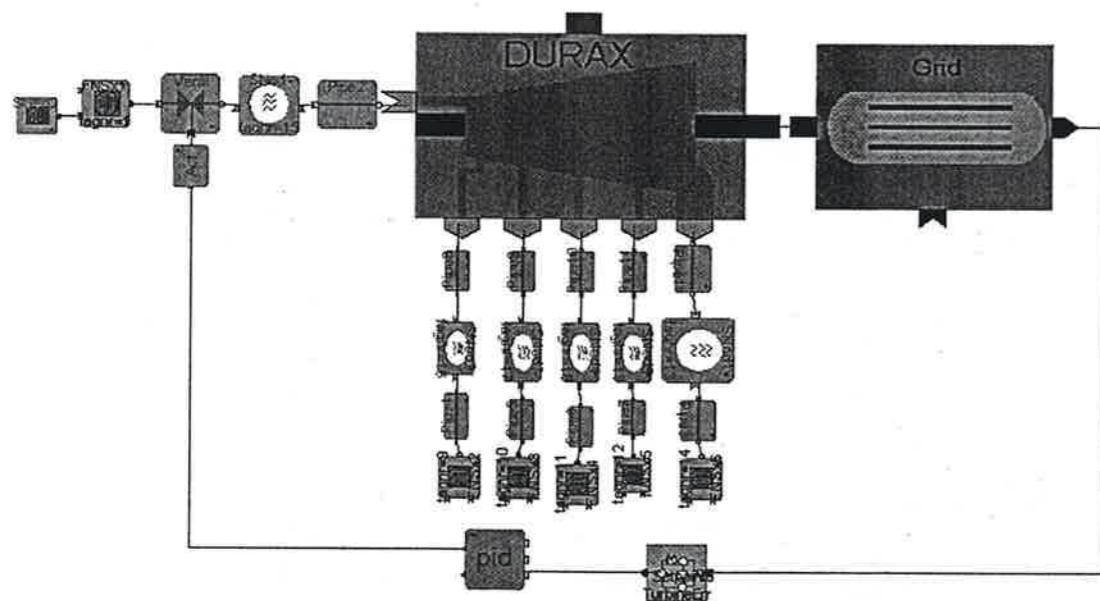
Hur mycket de olika komponenterna påverkar varandra beror på deras dynamik. Pan-

nans dynamik avgör hur stort domens inflytande blir, och på samma sätt avgör regulatorerna till respektive ventil hur snabbt massflöden kan ökas respektive strypas.

Samtliga modeller fungerar bra, och reagerar som väntat på diverse störningar. Domens dynamik är kanske något för förenklad, men den ger trots det en rimlig bild av verkligheten. Modellerna är fysikaliskt rimliga, men då det saknas mätdata till en validering är det svårt att säga något om modellernas noggrannhet. De statistiska värdena stämmer dock bra överens med en ProSim simulering, vilken är verifierad mot mätdata. Kombinerat detta med att deras uppförande är rimligt kan vi anse att de fungerar som förväntat.

5.2 Turbin, generator och nätmodell

I denna testbänk skall turbinregleringen testas. I testbänken ingår endast utprovade komponenter. Dessa är DURAXturbinen, nätmodellen, TurbinErr (beräkningen för kombinationen av frekvens- och effekreglering), PID-regulator, ställdon, volymer, rör och FixNoder. Dessa kopplas ihop enligt figur 5.29. De intressantaste komponenterna är DURAXturbinen och generator-nätmodellen (Grid).



Figur 5.29 Testbänken består av huvudkomponenterna reglerventil, DURAX-turbin, generator-nätmodell och turbinregulator.

Tryck och entalpier justerades så att överensstämmelse med en Prosim simulering av G12 vid fullast uppnåddes. Prosim är ett statistiskt simuleringsprogram för energisystem.

I testbänken finns endast en reglerloop, den som reglerar generatorns frekvens och effekt med hjälp av ventilläget på turbinreglerventilen. Fixnoden till vänster i bilden motsvarar domen och FixNoderna och volymerna i den nedre delen av bilden motsvarar förvärmarna och kondensorn. Grid är en modell av generatorm, nätlasten och andra generatorer. TurbinErr är en specialmodul till turbinregulatorn för att både effekten och frekvensen skall kunna regleras. Ekvationen som beskriver TurbinErr kan studeras i ekvation (5.1).

$$e = \begin{cases} \frac{f - f_{ref}}{f_{ref}} + k \cdot \frac{P - P_{ref}}{P_{ref}} & P > P_{min} \\ \frac{f - f_{ref}}{f_{ref}} & P \leq P_{min} \end{cases} \quad (5.1)$$

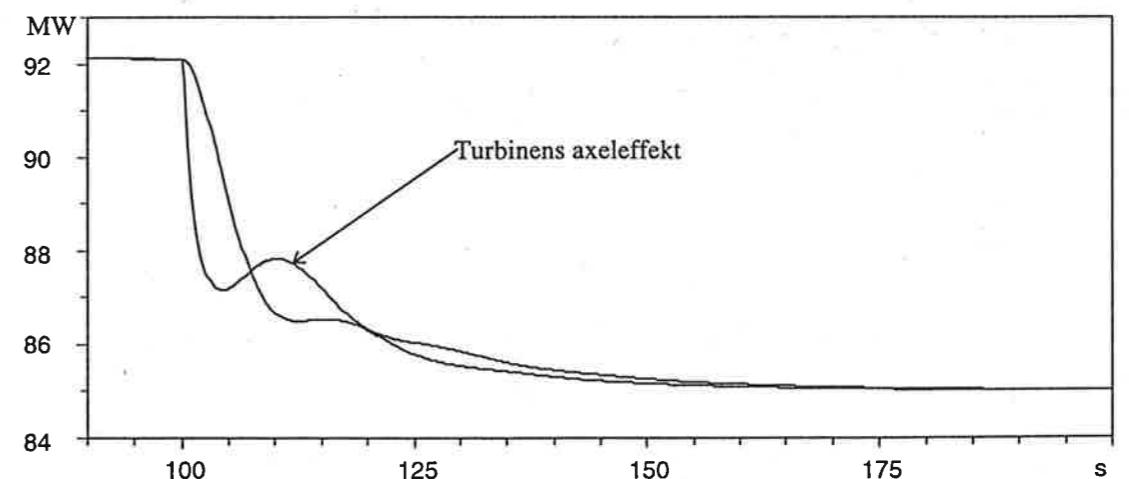
I ekvation (5.1) används storheterna: f frekvens, P eleffekt, k viktningskonstant. Då eleffekten är över en mingräs fungerar regleringen som den ska och den övre delen av ekvationen gäller. Är däremot eleffekten mindre än mingränsen fungerar bara frekvensregleringen. Denna IF-stats används för att regulatorn skall kunna hantera lastbortfall. I verkligheten förändras hela regulatorstrukturen.

Då det är värmeeffekten som bestämmer eleffekten i ett kraftvärmeverk är det andra kraftverk som får ta hand om frekvensregleringen. Tidsderivatan av nätfrekvensen är ett mått på förhållandet mellan producerad och förbrukad el, då tidsderivatan av frekvensen är positiv är den producerade mängden el större än den förbrukade. Effektbalansen i elnätet kan upprätthållas genom att reglera frekvensen till ett givet börvärde. I Sverige är denna frekvens som bekant 50 Hz.

Genom att återkoppla både frekvensen och eleffekten kan eventuella svängningar i någon av dessa storheter minimeras, det är emellertid alltid en av dessa som dominerar. Regulatorparametrarna är $p = 0,9$, $T_i = 10s$, $T_d = 0,2s$ och viktningskonstanten mellan effekt och frekvens, k , är 2.

Ändring av eleffekten

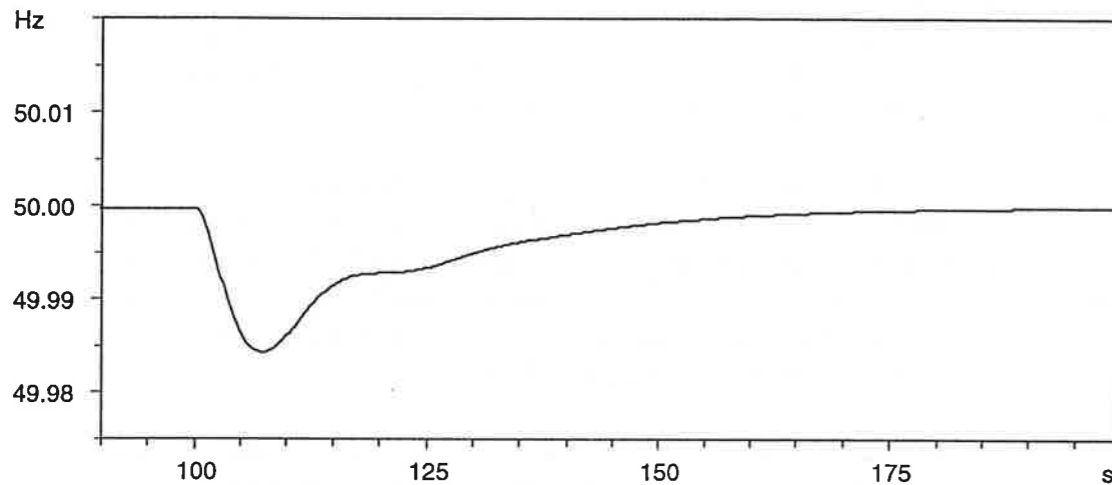
I testförfarandet regleras eleffekten till 92 MW_e. När systemet har stabiliserats (efter ca 100 sekunder) ändras börvärdet för effekten till 85 MW_e och simuleringen körs vidare tills systemet har stabiliserats (efter ytterligare ca 100 sekunder). I detta test används eleffekten som dominerande styrstorhet. Det första som studeras är turbinens axeffekt och skillnaden mellan producerad och förbrukad el för de övriga generatorerna i nätet.



Figur 5.30 Turbinens axeffekt och nätets effektbehov från den aktuella generatorm vid en minskning av eleffektens börvärde från 92 MW_e till 85 MW_e vid tiden 100 sekunder.

I figur 5.30 syns att effekterna inte stämmer riktigt överens i början då generatorns

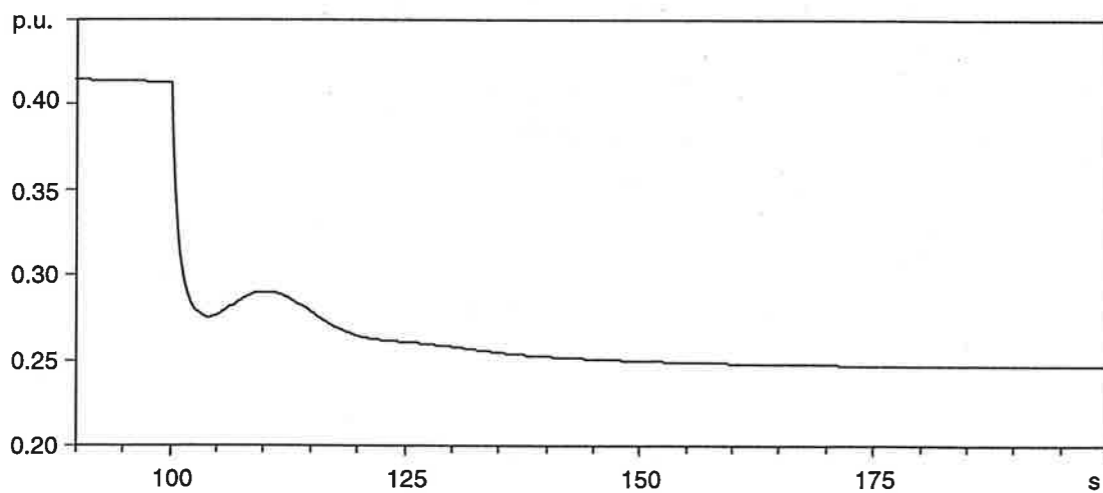
eleffekt definieras som skillnaden mellan lasten och de övriga generatorernas eleffekt. Skillnaden beskrivs av ett tredje ordningens olineärt system mellan axel- och eleffekten. De tre integratorerna är från axel moment till frekvens, från regulatorns utsignal till eleffekt för de andra generatorerna i nätet och integratorerna i dessa regulatorer. Nätets effektbehov beror på frekvensen enligt ett andrags polynom, därmed är systemet olineärt.



Figur 5.31 Elnätets frekvens vid en minskning av eleffektens börvärde från 92 MW_e till 85 MW_e vid tiden 100 sekunder.

I enighet med tidigare förda resonemang vad gäller tidsderivatan av frekvensen och eleffekten minskar frekvensen då turbinens effekt minskar. De andra generatorerna i nätet ökar sin effekt för att tillföra den saknade effekten.

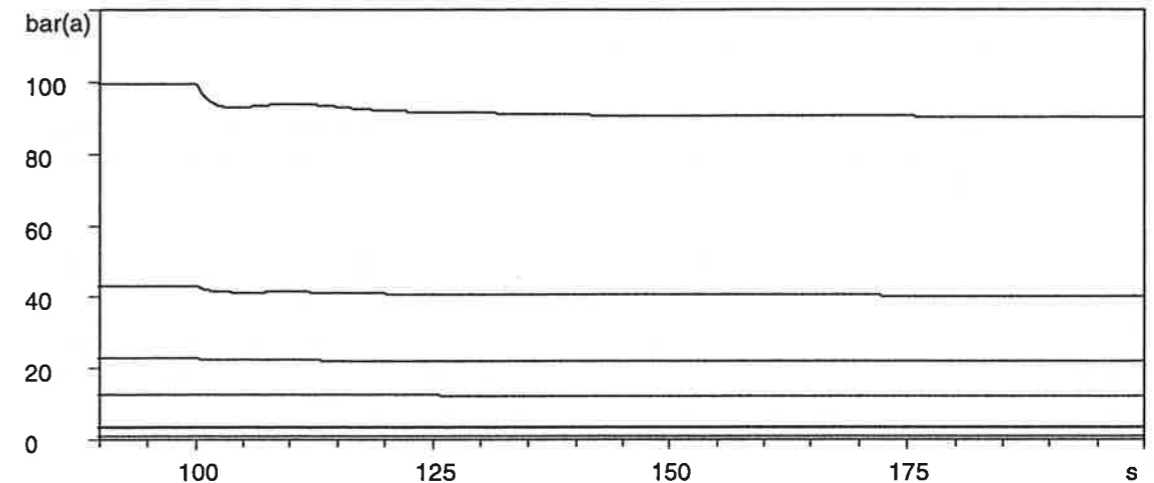
Turbinreglerventilen stänger för att minska trycket och därmed massflödet in i turbinen. Samtidigt ökas den specifika inloppsentropin, därmed minskas även den tillgängliga specifika entalpiminskningen genom turbinen (se A.3). Ventilens öppningsgrad visas i figur 5.32.



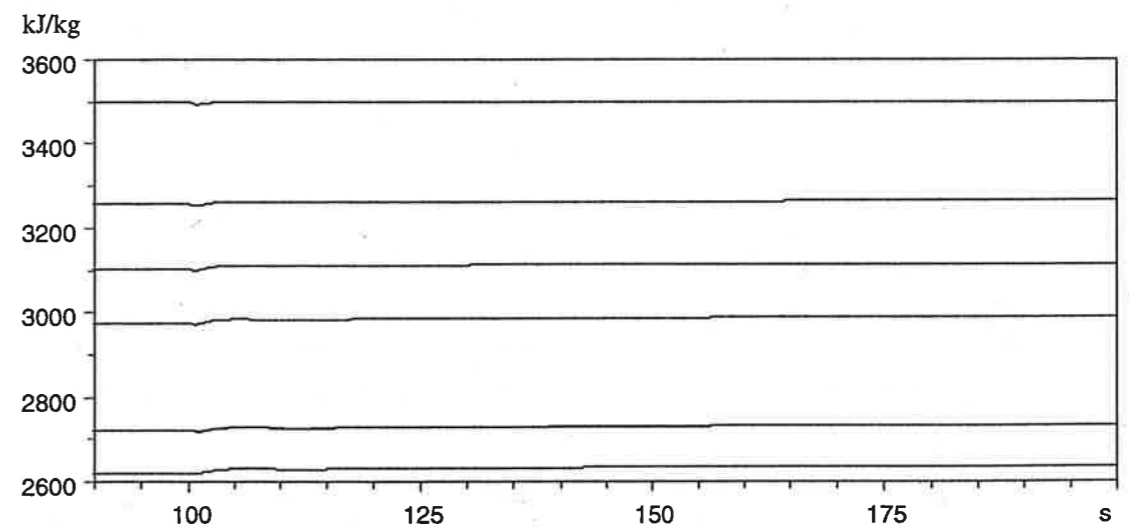
Figur 5.32 Turbinreglerventilens öppningsgrad vid en minskning av eleffektens börvärde från 92 MW_e till 85 MW_e vid tiden 100 sekunder.

Den ventil som används här är inte en korrekt modell av turbinreglerventilen då den är linjär mot genomströmningsarean medan den ventil som används i den verkliga processen troligen lineariserats mot turbineffekten.

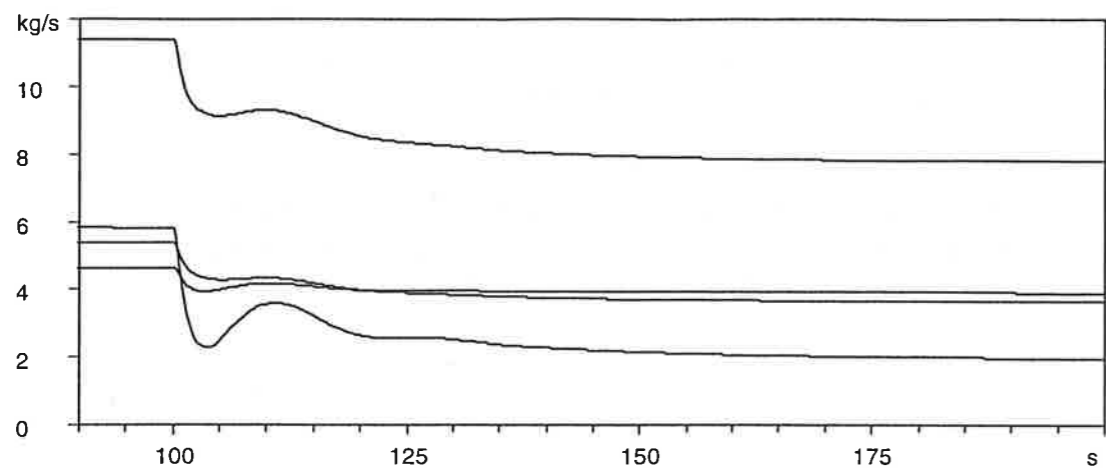
Trycket in i turbinen förändras då lasten förändras, vilket innebär att alla avtappningstrycken samt de specifika entalpierna förändras. Även massflödena från avtappningarna förändras eftersom förvärmarnas tryck här antags vara näst intill konstanta. Dessa storheter kan studeras i figurerna 5.33 till 5.36.



Figur 5.33 Trycken i noderna inuti turbinen vid en minskning av eleffektens börvärde från 92 MW_e till 85 MW_e vid tiden 100 sekunder. Inloppet överst sedan avtappningarna i stigande ordning därefter inloppet till axialturbinen och till sist trycket i turbinavloppet.

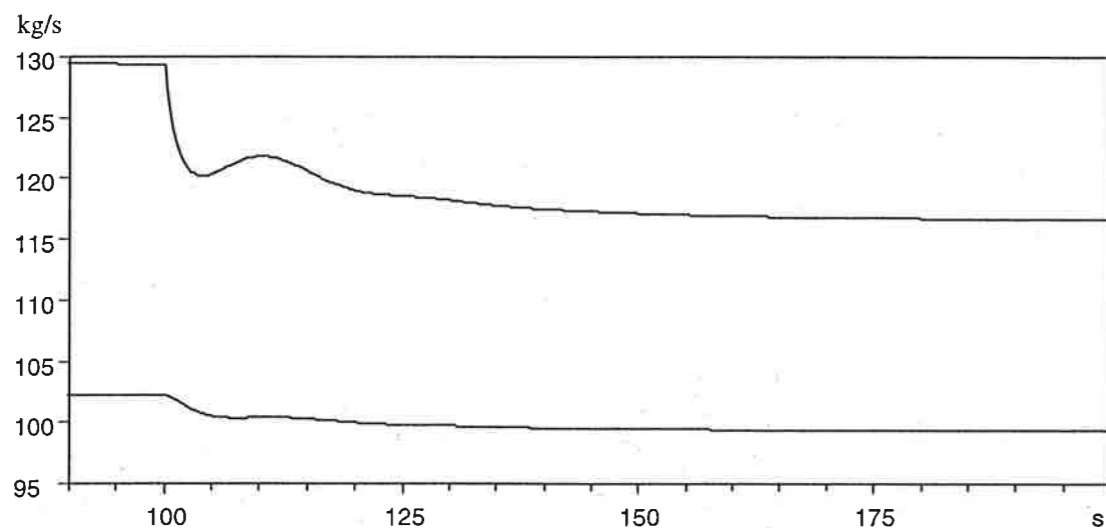


Figur 5.34 De specifika entalpierna i noderna inuti turbinen vid en minskning av eleffektens börvärde från 92 MW_e till 85 MW_e vid tiden 100 sekunder. Inloppet överst sedan avtappningarna i stigande ordning därefter inloppet till axialturbinen och tillsist den specifika entalpin i turbinavloppet.



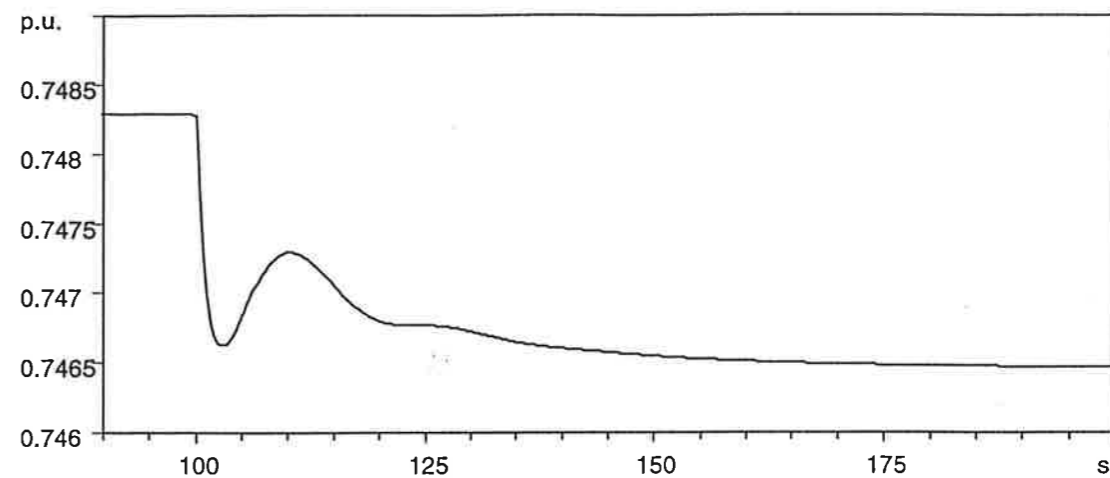
Figur 5.35 Avtappnings massflödena vid en minskning av eleffektens börvärde från 92 MW_e till 85 MW_e vid tiden 100 sekunder. Med tiden 90 sekunder som referens är massflödena ovan ifrån räknat: avtappning nummer två, ett, tre och underst fyra.

Massflödena stämmer troligen inte med verkligheten eftersom FixNoderna har samma tryck oavsett turbinens last medan förvärmarnas tryck ändras i verkligheten. Denna tryckdynamik är komplicerad därför förklaras den inte mer ingående här. Med anledning av att massflöde tappas av från turbinen är massflödet ut ur turbinen mindre än det inkommande massflödet, vilket kan utläsas ur figur 5.36.



Figur 5.36 Massflödena in i och ut ur turbinen vid en minskning av eleffektens börvärde från 92 MW_e till 85 MW_e vid tiden 100 sekunder.

Även turbinens inre verkningsgrad förändras, vilket kan studeras i figur 5.37.



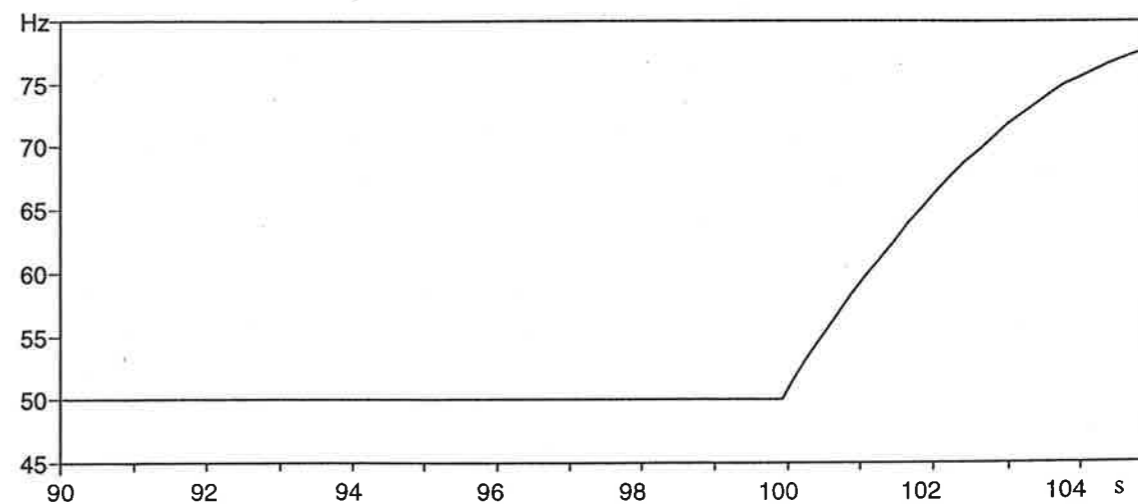
Figur 5.37 Turbinens inre verkningsgrad vid en minskning av eleffektens börvärde från 92 MW_e till 85 MW_e vid tiden 100 sekunder.

Den förändras inte tillräckligt mycket beroende på antagandet om konstanta strömningsvinklar. Den yttersta konsekvensen av detta antagande kan studeras i figur 5.40.

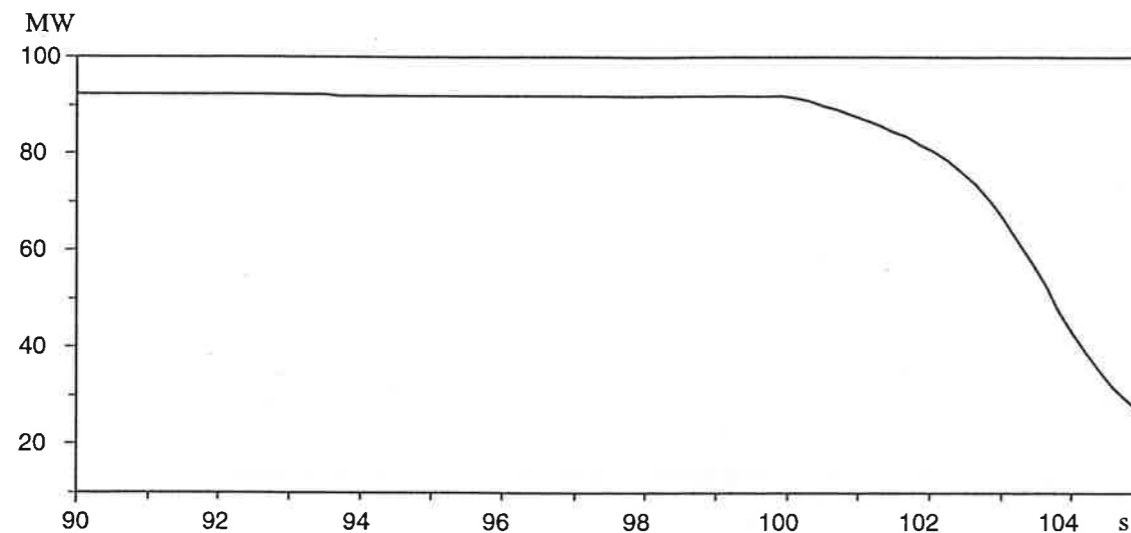
Vid en ökning av börvärdet uppfattas i princip samma dynamik fast med en annan magnitud och ett annat stationärt värde. Systemet är detta till trots kraftigt olineärt. Med införandet av variabla strömningsvinklar ökar troligen olineäriteten markant.

Lastbortfall

Då nätbrytaren faller försvinner lasten från turbinen och den skall reglera ned så snabbt som möjligt så att inte varvtalet skenar iväg. Eftersom strömningsvinklarna är konstanta i denna modell försämras inte verkningsgraden tillräckligt mycket då varvtalet ökar. Detta innebär att regulatorn måste vara extra snabb. Frekvensen vid ett lastbortfall kan studeras i figur 5.38. Stopptiden väljs i denna simulering till 105 sekunder eftersom dämpningen är så dålig att systemet tar väldigt lång tid att simulera. Dessutom genomförs simuleringen endast för att visa att den inte ger rimliga resultat.

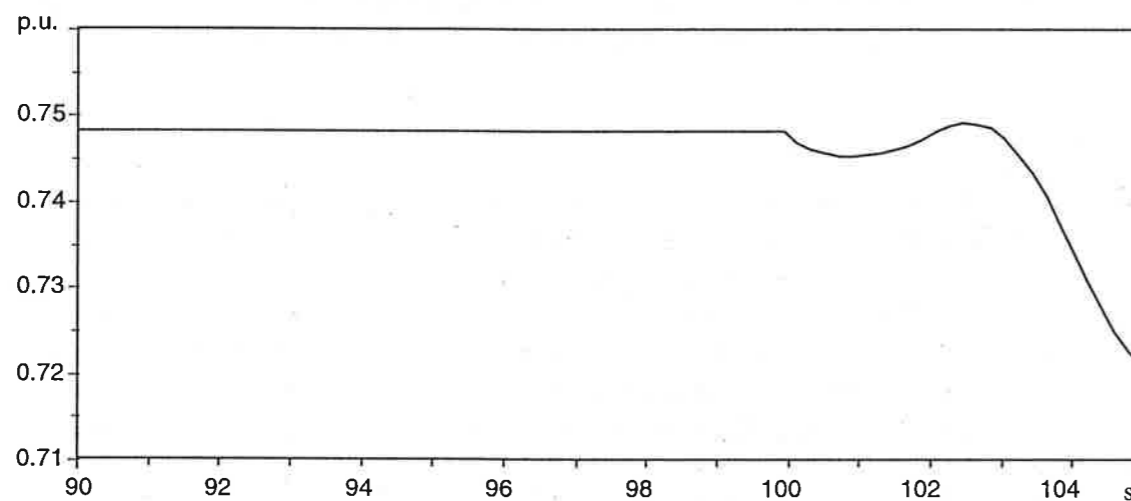


Figur 5.38 Frekvensen då lasten faller bort vid tiden 100 sekunder.



Figur 5.39 Axeffekten då lasten faller bort vid tiden 100 sekunder.

I figur 5.39 ses axeffekten då lasten faller bort. Det är nu intressant att studera förändringen i den inre verkningsgraden, denna kan studeras i figur 5.40.



Figur 5.40 Den inre verkningsgraden då lasten faller bort vid tiden 100 sekunder.

Vid en så här kraftig varvtalsökning borde en mycket större minskning av verkningsgraden vara att vänta. De konstanta vinklarna bidrar därmed till ett dåligt dämpat system (med varvtalet som tillstånd).

En annan anledning till den kraftiga översvängen är att ventilen inte hinner stänga tillräckligt snabbt. För detta ändamål har man även snabbstängningsventiler på inloppet och på varje avtappning så att inte ånga skall strömma in den vägen. Det finns även en risk att ångan kan föra med sig vatten in i turbinen. Detta vatten kan sedan orsaka kraftiga erosionsskador på skovelbladen.

Sammanfattning

Frekvensen i nätet regleras av vissa producenter medan andra billigare producenter kör så mycket de kan. Frekvensen styrs genom att ändra eleffekten. Eleffekten kan

regleras på olika sätt och med olika bakgrund men den grundläggande metoden är att minska massflödet genom en minskning av inloppstrycket.

Resultatet från simuleringarna visar att metoden att modellera avtappningarna med noder fungerar mycket väl. Problemet med strömningsvinklarna är begränsat och eftersom en misstanke om detta problem fanns redan innan programmet för turbinen skrevs är en eventuell förändring troligtvis genomförbar på ca 40h. Därefter är en mycket god överensstämmelse att förvänta. Skovelvinklarna kan justeras för att stämma runt en driftpunkt men för last ändringar skall stämma bör beräkningen av de variabla strömningsvinklarna införas.

Simuleringen av ändring av eleffekten borde endast påverkas på det sätt att regulatorparametrarna skiljer sig från de nuvarande värdena beroende på den ändrade dämpningen och att värdena för den låga lasten blir lite högre beroende på den sämre verkningsgraden.

Simuleringen av lastbortfallet torde däremot bli helt annorlunda beroende på den ändrade dämpningen. Dämpningen av frekvensen borde bli mycket effektivare. Dessutom bör den verkliga regulatorn studeras noggrannare.

6 Utvärdering

De erfarenheter vi fått från simuleringarna och utvecklingen av komponenterna sammanfattas här med vissa synpunkter på simuleringsspråket.

6.1 Slutsatser

Det tar tid att bygga upp de olika komponenterna. Det är en avvägning av hur noggranna de ska vara samt hur lång simuleringstid varje enskild komponent får ha. Då antalet modeller var rätt stort blev det ett ganska tidskrävande arbete vilket gjorde att den fullständiga systemmodellen inte blev simulerad. Det beror i första hand på att modellbyggandet tog längre tid än beräknat.

Testbänkarna ger en bra uppfattning om hur komponenterna fungerar tillsammans samt viktigast av allt visar att de fungerar som de är tänkta. Dessutom skulle en sammankoppling av testbänkarna leda till den totala modellen över systemet, vilket även var den ursprungliga avsikten. Den enda huvudkomponent som inte finns med i någon av testbänkarna är förvärmaren. Det beror på att implementeringen av vattnet blev något försenad och på grund av tidsbrist blev de ej insatta i testbänken. Den är dock testad enskilt.

Simulering är ett bra sätt att se hur de olika komponenterna påverkar varandra samt hur viktig regleringen är. Principiellt kan man även prova olika regleringsstrategier och metoder utan några produktionsstörningar eller risk för materiella skador och eventuella personskador. Därmed minskas också kostnaden. Detta är dock inte gjort med våra modeller.

6.2 Synpunkter

Dymola är ett bra simuleringsspråk, men har vissa nackdelar. Det borde gå att ändra steglängd och parametrar under en simulering, dvs att simulera en viss tid, stoppa den för att ändra steglängd eller noggrannhet för att därefter fortsätta med simuleringen. Speciellt är detta önskvärt när endast några intervall i en stor simulering kräver en liten steglängd, men då hela simuleringen får köras med denna. Det gör att simuleringen tar onödigt lång tid.

Man ska vara medveten om att modellbyggande tar tid. Vid ett stort projekt är det viktigt att kunna uppskatta byggtiden på varje komponent.

6.3 Vidare utveckling av delkomponenter

I kondensorn bör en korrelation för värmeöverföringstalet användas, det är nu en konstant parameter. All ånga i kondensorn kyls till mättad ånga innan kondensat börjar bildas, men kylningen saknar en separat värmeöverföringsbeskrivning, vilken bör införas.

Domen är här väldigt enkel, och borde innehålla en bättre modell av dynamiken i

vattennivån. Den termiska dynamiken bör även den innefattas i modellen av domen.

Matarvattentanken är här idealiserad till att direkt dela upp sin volym i en ren ångdel respektive en ren vattendel. De har inget värmeutbyte, vilket hade givit den mer dynamik.

I turbinen antas att strömningen följer skovlarnas vinklar slaviskt, vilket inte är helt korrekt. Dessa beror egentligen på bl a rotationshastigheten. Införs detta samband erhålls en mer korrekt beskrivning av turbinens dynamik. Detta bör införas i modellerna av Ljungströms- respektive den axiella turbinen.

7 Referenser

- ÅSTRÖM, K. J. och WITTENMARK, B. (1997): *Computer-Controlled Systems Theory and design*, Tredje upplagan, Prentice Hall
- LJUNG, L. och GLAD, T. (1989): *Reglerteknik. Grundläggande teori*, Andra upplagan, Studentlitteratur
- CENGEL, Y. A. och BOLES, M. A. (1994): *Thermodynamics: An Engineering Approach*, Andra upplagan, McGraw-Hill
- HOLMAN, J. P. (1997): *Heat Transfer*, Åttonde upplagan, McGraw-Hill
- TRAUPEL, W. (1977): *Thermische Turbomaschinen*, Tredje upplagan, Springer-Verlag
- STODOLA, A. (1927): *Steam and Gas Turbines*, McGraw-Hill
- ØVERLI, J. M. (1992): *Strömingsmaskiner*, Band 3, Andra upplagan, Tapir
- BORGLIN, S. (1991): *Turbomaskiners teori*, Institutionen för värme och kraftteknik, Lunds Tekniska Högskola
- SCHRÖDER, K. (1968): *Grosser Dampfkraftwerke Planung Ausführung und Bau*, Band 3 del B, Springer-Verlag
- APPELQVIST, B. och FRÖSSLING N. (1988): *Termodynamik*, Institutionen för Tillämpad termodynamik och strömningslära, Chalmers Tekniska Högskola
- GUSTAFSON, B-A. (1992): *Kompendium i strömningsteknik*, Institutionen för Termo- och Fluidmekanik, Chalmers Tekniska Högskola
- SCHMIDT, E. (1989): *Properties of Water and Steam in SI-Units*, Fjärde upplagan, Springer-Verlag
- BARTELLS, P. S. (1978): *Steam its generation and use*, 39de upplagan, Babcock & Wilcox
- TYLLERED, G. O. (1974): *Termodynamik*, Institutionen för Värme och Kraftteknik, Lunds Tekniska Högskola
- KLEFENZ, G. (1983): *Die Regelung von Dampfkraftwerken*, Tredje upplagan, Wissenschaftsverlag
- TUSZYNSKI, J. och SVENSSON, J. *Energy Lib Manual*, Vol 1.0
- NORDSTRÖM, L. (1971): *Ångturbiner Turbinen som komponent i ett kraftsystem*, Institutionen för Energiteknik, avd. Ångteknik, Chalmers Tekniska Högskola
- SVENSDOTTER, S. och WEI, N. (1995): *Investigation of the Flow Through an Axial Turbine Stage*, Teknisk Licentiat avhandling, ISRN KTH/KRV/R-95/1-SE, avdelningen för Kraft- och Värmeteknologi, Kungliga Tekniska Högskolan
- HELLSTRÖM, G. och CLAEISSON, J. (1993): *Grundläggande termodynamik med tekniska tillämpningar*, Avdelningarna för matematisk fysik och byggnadsfysik, Lunds Tekniska Högskola

KEARTON, W. J. (1958): *Steam Turbine Theory and Practice*, Sjunde upplagan, Pitman Publishing

ELMQVIST, H., BRÜCK, D. och OTTER, M. (1996): *Dymola Dynamic Modeling Laboratory User's Manual*, Version 3.0, Dynasim AB

Appendix A: Turbiner

A.1 Nomenklatur

Storheter

A	arbete	(kJ)
A	en konstant i ekvation (A.5.34)	
a	specifikt arbete	(kJ/kg)
a_i	det specifika inre arbetet.	(kJ/kg)
a_u	det specifika periferiarbetet.	(kJ/kg)
c	absoluthastigheten.	(m/s)
$(c_{x2})_j$	den absoluta flödes hastighetens komponent i radiell riktning för skovelkrans nummer j.	(m/s)
c_f	friktionsfaktorn. Den är en funktion av Reynolds talet enligt figur A.5.2.	
D_m	medeldiametern för skovelutloppet.	(m)
f	rotationsfrekvensen för turbinen	(Hz)
f	en variabel som presenteras i figur A.5.10.	
f_{komp}	en kompensationsvariabel mellan isentropisk och polytropisk verkningsgrad	
f_{sp}	läckagearean vid labyrinthtätningarna.	(m ²)
H	entalpi	(kJ)
h	specifik entalpi.	(kJ/kg)
h	skovelhöjden	(m)
$h_{ut, is}(p_{ut}, s_{in})$	den specifika entalpin som beräknas ur den specifika entropin i inloppsnoden och trycket i utloppsnoden dvs den specifika entalpin ut ur turbinen om expansionen vore isentropisk.	(kJ/kg)
Δh	specifik entalpiförändring.	(kJ/kg)
$\sum_{j=1}^n \Delta h_{is, j}$	summan av alla skovlars isentropa entalpifall.	(kJ/kg)
$\sum_{j=1}^n \Delta h_{is, hast, j}$	summan av alla skovelkransarnas isentropa specifika entalpifall baserat på hastighetsberäkningar.	(kJ/kg)
i	avvikelsen mellan strömningsvinkeln och skovelvinkeln.	(°)
is	avvikelsen mellan strömningsvinkeln och skovelvinkeln vid inloppet då skovelgittret stallar. Vanligen ca 6-10°.	(°)
k_s	ytråheten på skovelytan.	

l	skovelhöjden vid skovelkransens utlopp vinkelrät mot rotationshastigheten och strömningsriktningen, enligt figur A.5.8 eller A.5.10.	(m)
Δl	ändringen i skovelhöjden genom skoveln enligt figur A.5.10.	(m)
\dot{m}	massflödet.	(kg/s)
\dot{m}_{sk}	massflödet genom skovelkransarna.	(kg/s)
n	antalet skovelkransar i den aktuella turbindelen.	(st)
P_i	den inre effekten i turbinen	(kW)
p	trycket.	(bar(a))
p_n	medel polytropexponenten genom hela turbinen, som bryts ut och beräknas i förväg för att göra beräkningen snabbare.	
p_1^0	totaltrycket i inloppet.	(Pa)
r	radien	(m)
r_0	radien till inloppet till den första skovelkransen i den aktuella turbindelen.	(m)
Δr	medelvärde av radie ökningen mellan inloppen på två efter varandra följande skovlar.	(m)
$(r_s)_j$	reaktionsgraden vid skovelspetsen för skovelkrans nummer j .	
$(\bar{r})_j$	reaktionsgraden vid Eulerradien för skovelkrans nummer j .	
S	entropi	(kJ/K)
s	specifik entropi	(kJ/(kg K))
s	det kortaste avståndet mellan en representativ skovel i skovelkrans nummer j :s två spetsar	(m)
s_y	är skovelns utsträckning längs med ytan.	(m)
s_p	spaltens medelbredd i labyrinttätningen för den aktuella skovelkransen	(m)
t	avståndet mellan utlopps spetsarna på två intilliggande skovlar i skovelgittret.	(m)
u	tangenten till rotationshastigheten.	(m/s)
\dot{V}	volymflödet.	(m ³ /s)
v	volymiteten.	(m ³ /kg)
v_1^0	volymiteten i inloppet då totaltrycket råder.	(m ³ /kg)
w	den relativa hastighetskomponenten.	(m/s)
$\frac{(\bar{w}_1)_j}{(\bar{w}_2)_j}$	förhållandet mellan de relativa in- och utloppshastigheterna vid Eulerradien för skovelkrans nummer j .	
Z	antalet skovlar i den aktuella skovelkransen.	(st)

z	antalet labyrintband för den aktuella skovelkransen.	(st)
α_{sp}	läckageflödesfaktorn för spalten ($\approx 0,7$).	
β	vinkeln mellan rotationshastigheten och den relativa hastigheten för skovelkransen	(°)
$\bar{\beta}_2$	vinkeln mellan rotationshastigheten och den relativa utloppshastigheten vid Eulerradien.	(°)
$\beta_{1,skovel}$	skovelns vinkel vid inloppet.	(°)
Δ_a	en projektion av ändtjockleken på rotationsvektorn dividerat med avståndet mellan två skovlar (t), och beskrivs av ekvation (A.5.32).	(m)
δ_a	avståndet mellan skivorna i en skivturbin enligt figur A.5.8.	(m)
δ	ändtjockleken på en skovel i det aktuella skovelgittret.	(m)
ε	andelen av den totala inloppsarean som är pådragen med ånga.	
ζ_c	Carnotiska chockförlustkoefficienten.	
ζ_F	fuktförlustkoefficienten.	
ζ_f	fläktförlustkoefficienten.	
ζ_h	bakkantsförlustkoefficienten (Trailing edge loss).	
ζ_p	profilförlustkoefficienten.	
ζ_{p0}	den grundläggande profilförlustkoefficienten, vid den aktuella inlopps vinkeln.	
ζ_R	rotorförlustkoefficienten.	
ζ_{rest}	restförlustkoefficienten.	
ζ_{sp}	spaltförlustkoefficienten.	
ζ_v	ventilationsförlustkoefficienten.	
ζ_z	tilläggsförlustkoefficienten.	
$\sum \zeta_{par}$	summan av parasitförlustkoefficienterna.	
η_i	inre verkningsgraden.	
η_{is}	isentropverkningsgraden.	
η_n	den isentropa strömningsverkningsgraden för skovelkransen om endast dess munstyckesverkan beaktas.	
η_{nn}	isentropverkningsgraden för strömningen genom ledskenan, om den studeras som ett munstycke.	
η_{nb}	den isentropa strömningsverkningsgraden genom löpskoveln, om den studeras som ett munstycke.	
η_u	periferi verkningsgraden.	
κ	isentropexponenten.	

μ	det relativa läckageflödet.
v	hastighetsförhållandet för den aktuella skovelkransen enligt ekvation (A.5.54) eller (A.5.55).
$v(\beta_1^*)_j$	hastighetsförhållandet i design punkten för skovelkransen.
φ	flödestalet, enligt ekvation (A.5.60).
χ_R	en faktor som beror på Reynolds talet.
χ_M	en faktor som beror på Mach talet det vill säga strömningshastigheten dividerat med ljudhastigheten.
ψ	trycktalet för skovelkransen, enligt ekvation (A.5.61).
Ω_2	den beskivade utloppsarean för den aktuella skovelkransen. (m ²)

Index

j	storheten för skovelkrans nummer j, räknat från centrum.
in	storheten in i turbinen.
ut	storheten ut ur turbinen.
is	storheten vid en isentropisk process.
d	storheten vid dimensionerande data.
hast	storheten beräknad med hjälp av hastighetstrianglarna.
tot	storheten för hela turbindelen.
1	storheten vid inloppet på skovelkransen.
2	storheten vid utloppet på skovelkransen.
x	storhetens komponent i den genomsnittliga strömningsriktningen för hela turbindelen.
0	storheten vid referensfallet.
m	storhetens medelvärde.
res	storheten vid en skovelkrans som är representativ för alla skovelkransar från och med 3 till och med n.

A.2 Kortfattad beskrivning av turbiner

Turbinens uppgift är att med största möjliga utbyte omvandla energin i ångan till mekaniskt arbete på turbinaxeln. Detta utförs med hjälp av att arbetsmediets inre energi successivt omvandlas till kinetisk energi. Denna kinetiska energi erhålls då arbetsmediet expanderar genom konvergenta-divergenta skovelgitter. Arbetsmediets hastighet bromsas sedan upp (impulskrafter) och länkas om (reaktionskrafter) i skovelgittren som är fästa på turbinaxeln. Hur stor del av det totala vridande momentet som kommer från reaktionskrafter kallas reaktionsgrad (r). Det finns två olika sätt att beräkna reaktionsgraden på, gemensamt för dessa är att de använder sig av entalpifallsskillnaden mellan ledskena och löpskovel. Den ena metoden använder sig av hastigheterna för att beräkna entalpifallen, denna metod benämnes kinematisk reaktionsgrad. Den andra metoden använder sig av de isentropa entalpifallsförhållandena och benämnes isentropisk reaktionsgrad.

Turbiner kan delas upp i två huvudtyper beroende på deras arbetsmedier. Dessa huvudtyper är:

- Ångturbiner
- Gasturbiner.

Turbinerna delas även in i grupper beroende på mediets strömningsriktning. Dessa olika turbiner blir då:

- Axialturbiner
- Radialturbiner.

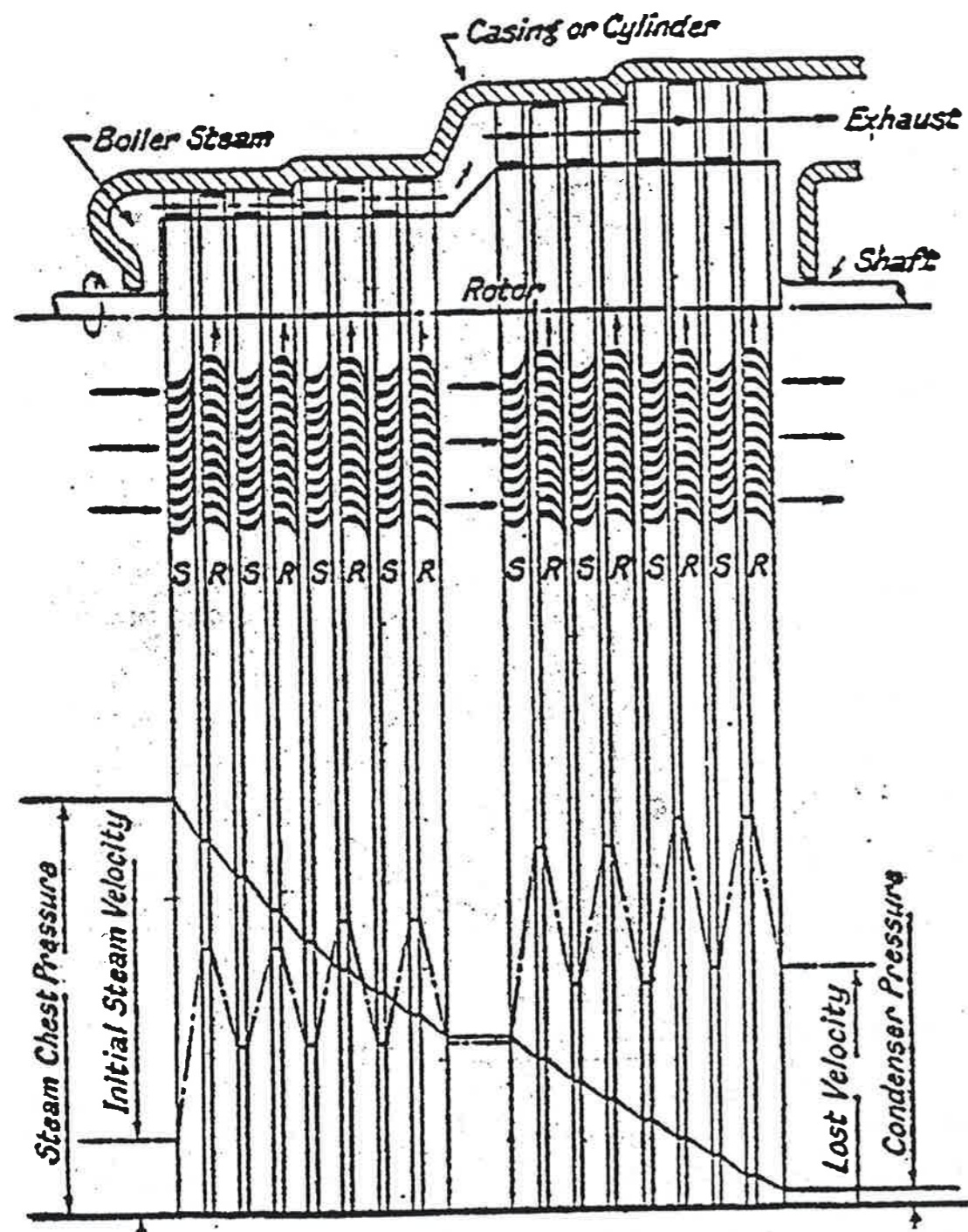
Turbinerna kan delas in i ytterligare grupper beroende på deras reaktionsgrad, dessa grupper benämnes alltså:

- Aktionsturbiner ($r = 0$)
- Reaktionsturbiner ($r = 0,5$).

I detta appendix kommer endast ångturbiner att behandlas.

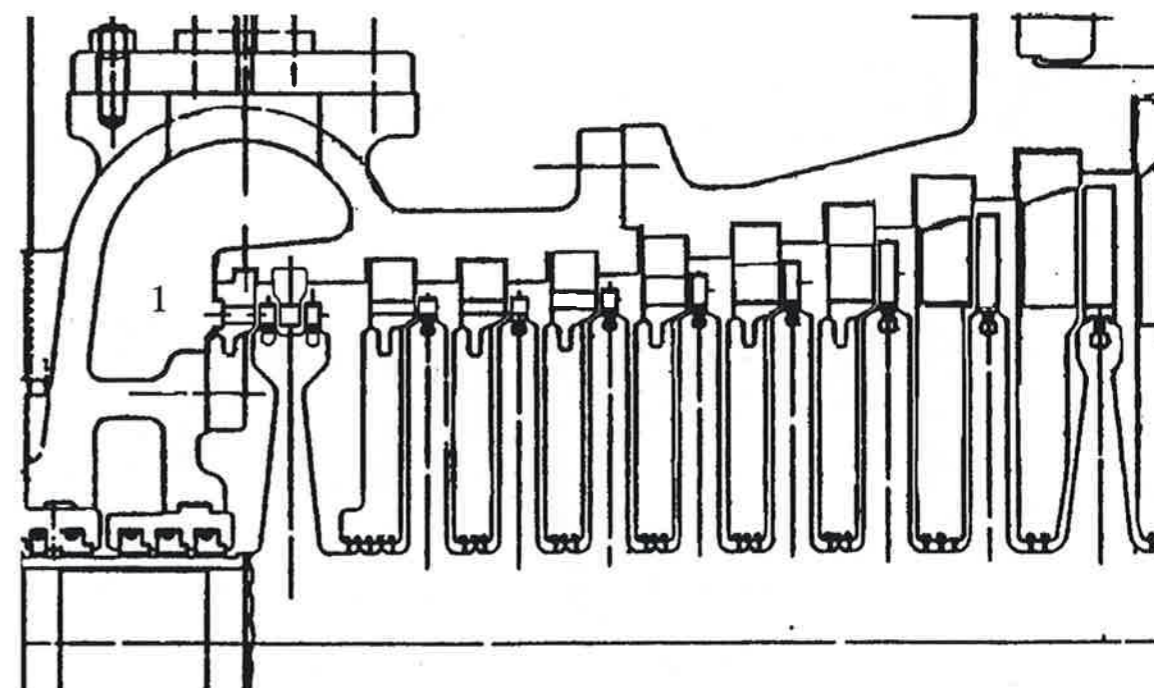
Axialturbiner

Axialturbiner är den turbintyp som används i störst utsträckning. Den kan vara både ång- och gasturbin och dessutom ha en reaktionsgrad mellan noll och ett. Det finns ett antal olika sätt att tillverka en axialturbin, dessa skillnader beskrivs bäst med hjälp av uppdelningen aktions- och reaktionsturbiner. En bild av en axialturbin av aktions typ och dess hastighets- och tryckdiagram kan studeras i figur A.2.1.



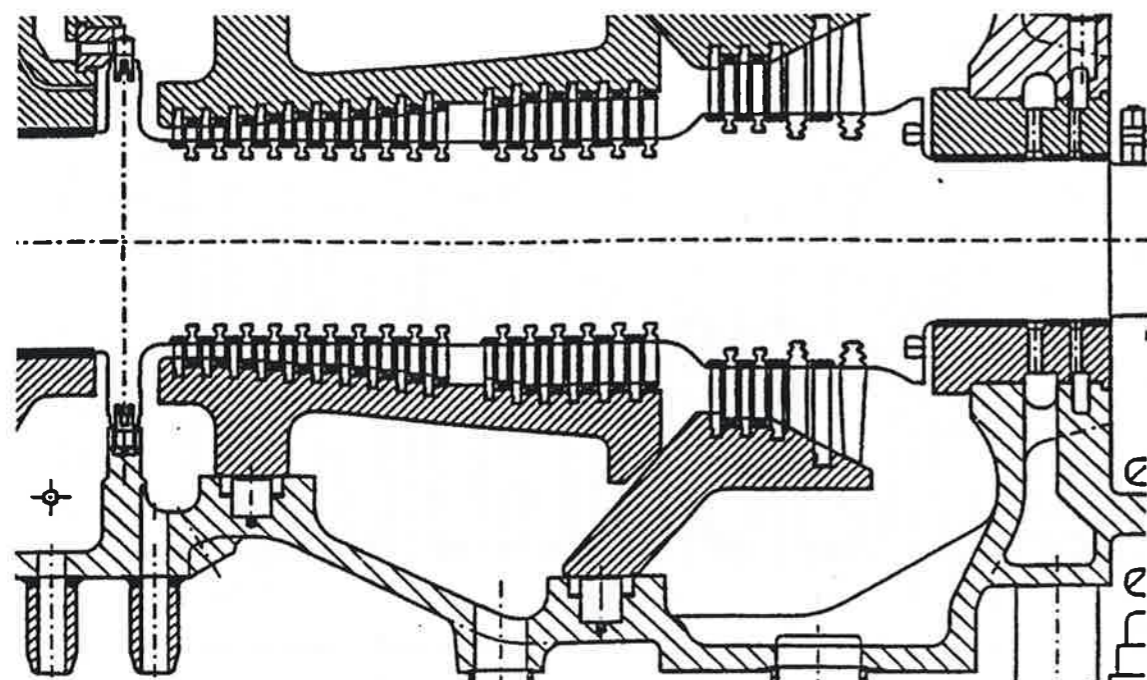
Figur A.2.1 Genomskärning av en axialturbin av aktions typ tillsammans med dess hastighets och tryckdiagram. [Från W. Kearton].

Den ideala aktionsturbinen har hela stegets (ledskena och löpskovel tillsammans) entalpifall över ledskenan. På grund av att entalpifallet beror på tryckfallet innebär detta att hela stegets tryckfall återfinnes som tryckfallet över ledskenan. Detta innebär att aktionsturbiner ofta endast behöver tätningar vid änden av ledskeneskivan. För att minska tätningsarean placeras tätningsringarna på en så liten radie som möjligt. Det är vanligt att den radie som är optimal för skovelarna skiljer sig från den som är optimal för tätningsarna eftersom entalpifallet är proportionellt mot kvadraten av rotationshastigheten. Detta innebär att turbinen konstrueras med skivor. Denna turbin typ kallas därför skivturbin. Axeln på en skivturbin svarvas antingen i ett stycke eller tillverkas genom att skivorna krymper på axeln. På dessa skivor monteras sedan skovelkransarna. En bild på en skivturbin kan observeras i figur A.2.2.



Figur A.2.2 Bild av en skivturbin. Ångan kommer in i utrymmet markerat med en etta i bilden och expanderar därifrån åt höger genom skovelns rad.

Turbiner som utnyttjar reaktionskrafterna från ångans expansion genom löpskovelarna kallas reaktionsturbiner. Dessa har därmed en reaktionsgrad som är större än noll. Det är generellt turbiner med en reaktionsgrad på ca 0,5 som kallas reaktionsturbiner. På grund av ångans expansion genom löpskovelarna är tryckfallet över dessa större än noll, därmed behövs tätningar även på löpskovelarna. För att minska läckagearean bör en skivturbin användas. Medan axialkrafterna minskar genom att minska löpskovelns skivornas area eftersom denna multiplicerat med tryckskillnaden över löpskovelarna resulterar i en axiellt riktad kraft. Problemet med ångläckage kan lösas genom införandet av flera tätningsband därmed konstrueras en ny typ av turbin som kallas trumturbin. Denna har en axel som når ända ut till skovelns fot och har tätningar på både ledskenor och löpskovelar. Trumturbinen är lättare att tillverka eftersom den har en jämn axel utan skivor. En reaktionsturbin är generellt sett större än en aktionsturbin för samma effekt, men har högre totalverkningsgrad. En bild av en typisk trumturbin kan studeras i figur A.2.3.



Figur A.2.3 Bild av en trumturbin. Ångan kommer in till vänster i bilden och expanderar åt höger.

Radialturbiner

Radialturbiner används i mindre utsträckning än axialturbiner eftersom de är mer komplicerade att tillverka och konstruktionssvårigheten ökar med ökande storlek. Det finns två olika typer av radialturbiner, dessa är:

- Enkelrotationsturbiner
- Dubbelrotationsturbiner eller Ljungströmsturbiner

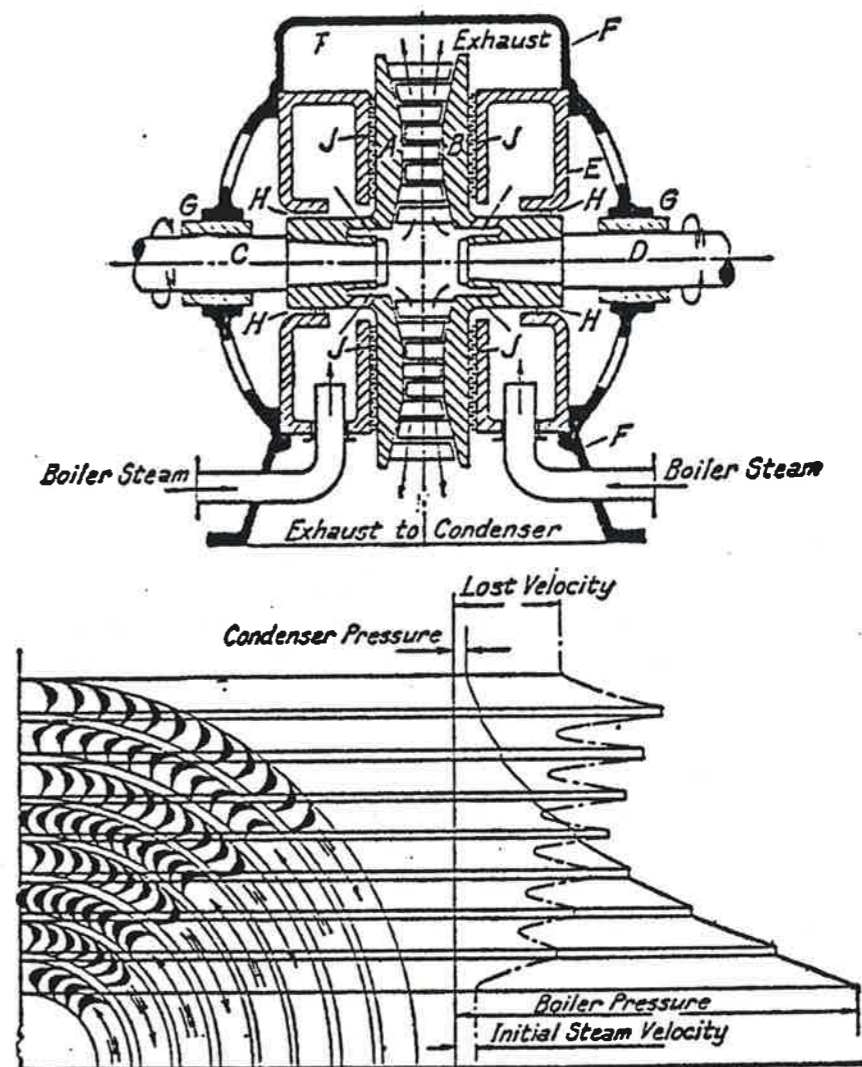
Enkelrotationsturbinen fungerar i princip på samma sätt som en axialturbin med ledskenor och löpskovlar men med expansion i radiell riktning. Denna typ tillverkas inte längre.

I Ljungströmsturbinen är alla skovelkransar löpskovelkransar men fyller även funktionen som ledskena till efterkommande skovelkrans. Detta åstadkoms genom att ha två olika skivor som roterar i olika riktning, turbinen kallas därför ibland för motrotationsturbin. Vid dessa skivor fästes skovelkransarna. Arbete utvinns från båda skivorna. Genom att skivorna roterar i motsatta riktningar fördubblas den relativa hastigheten mellan två närliggande skovelkransar och entalpifallet blir på så sätt fyra gånger större. I den innersta skovelkransen utvecklas endast en reaktionseffekt, medan det i de övriga utvecklas impuls- och reaktionseffekter. Beroende på detta val av konstruktion är reaktionsgraden låst till 0,5, turbinen måste alltså vara en reaktionsturbin.

Fördelar med Ljungströmsturbinen är:

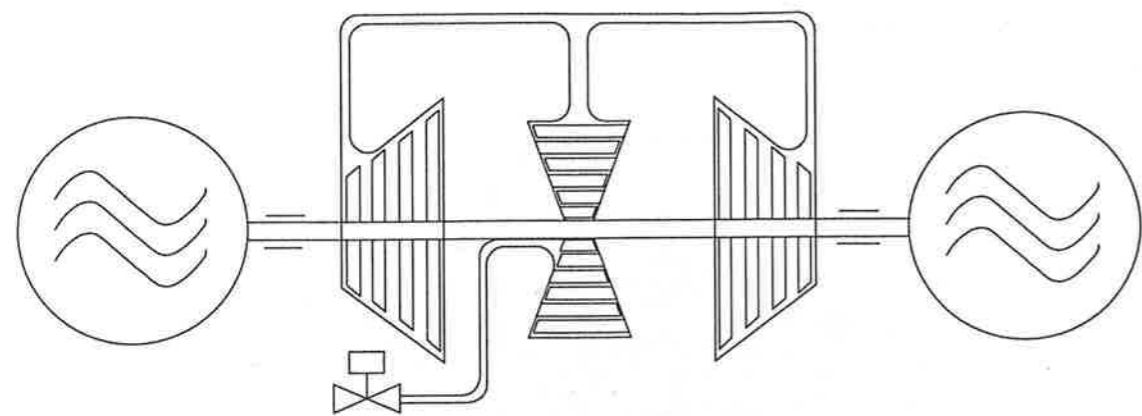
- Hög verkningsgrad genom hög relativ hastighet mellan ringarna.
- Låg turbinhustemperatur (vilket bidrar till mindre förluster) eftersom inloppsångan är koncentrerad till centrum av turbinen.
- Termisk flexibilitet vilket innebär att turbinen kan startas från kallt tillstånd till full belastning på några minuter (för en axialturbin tar det en timme eller mer).
- Litet fundament beroende på att reaktionsmomenten eliminerar varandra.

En bild av en Ljungströmsturbin och dess tryck- och hastighetsdiagram kan studeras i figur A.2.4.



Figur A.2.4 Genomsnitt av en Ljungströmsturbin och dess hastighets- och tryckdiagram. [Från W Kearton].

Problemet med Ljungströmsturbinen är att den har svårt att hantera stora utloppsareor vilket axialturbinerna inte har. Genom att kombinera en Ljungströmsturbin och en axialturbin erhålls en turbin som har hög verkningsgrad och klarar av stora utloppsareor och därmed låga kondensortryck. Denna kombination kallades DURAXturbiner av STAL-LAVAL (numera ABB). Det är en sådan turbin som används på Heleneholmsverket, den kallas där för G12. En principskiss av en DURAXturbin kan studeras i figur A.2.5.



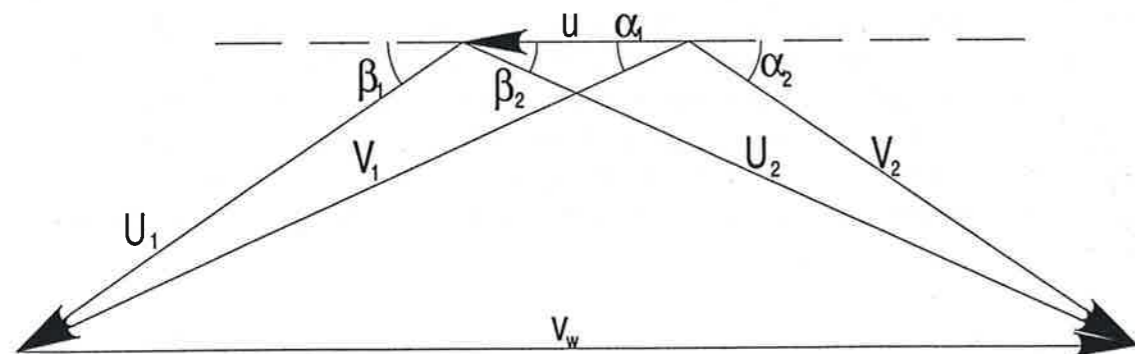
Figur A.2.5 Principskiss av en DURAXturbin med reglerventil.

Hastighetstrianglar

Då beräkningar på turbiner skall göras är det vanligt att använda hastighetstrianglarna. Dessa beskriver förhållandet mellan tre olika hastigheter i turbinen. Genom att uttrycka specifika arbete och entalpier med hjälp av hastigheterna kan dess inbördes förhållande användas i dessa beräkningar. Hastighetstrianglarna används för alla typer av turbiner, kompressorer och pumpar. Skillnaden är hur hastigheterna presenteras och deras inbördes beroende.

Tanken bakom hastighetstrianglarna är följande: Mediet har en fart och en vinkel mot rotationsvektorn. Mediets hastighetsvektor kallas för absoluthastigheten och tilldelas bokstaven V eller c , vinkeln tilldelas bokstaven α . Absoluthastigheten kan delas upp i två komponenter. Den ena är rotationshastighetsvektorn som tilldelas bokstaven u . Den andra är mediahastigheten relativt skovelbladet som benämnes relativhastigheten och tilldelas bokstaven U eller w , vinkeln tilldelas bokstaven β . Den första bokstaven i bokstavstilldelningen härstammar från W. Kearton och den andra från A. Stodola.

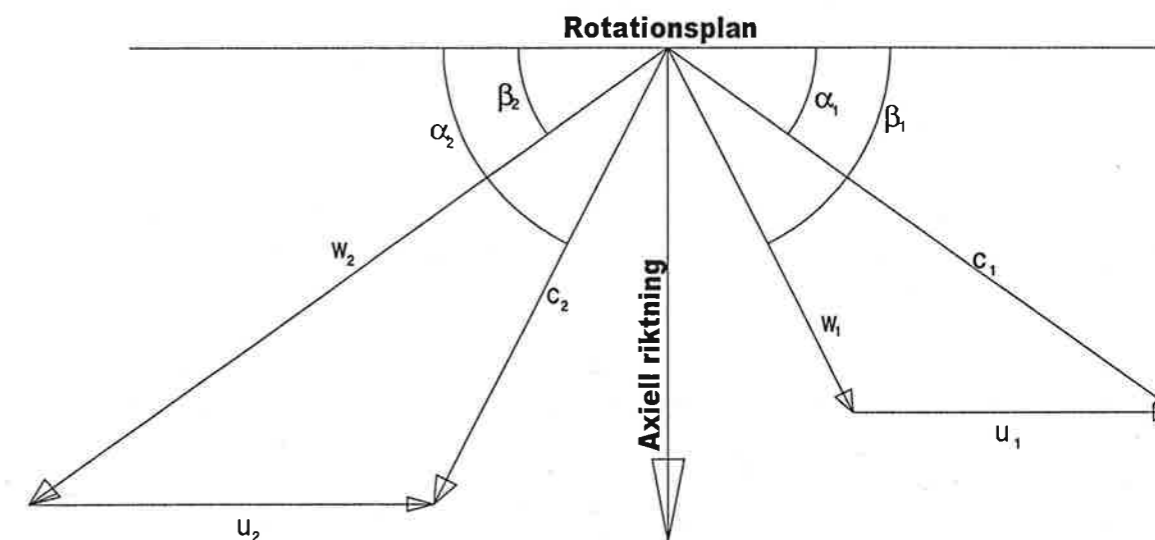
Hastighetstrianglar för en impuls-reaktionsturbin med axiellt medelflöde, enligt W. Kearton, kan studeras i figur A.2.6.



Figur A.2.6 Hastighetstrianglar för en axialturbin enligt W. Kearton.

- U_1 relativa hastigheten vid inloppet
- U_2 relativa hastigheten vid utloppet
- V_1 absoluthastigheten vid inloppet
- V_2 absoluthastigheten vid utloppet
- v_w hastighetsförändringen.
- u skovelns medelhastighet.

Hastighetstrianglar för en impuls-reaktionsturbin med axiellt medelflöde, enligt A. Stodola, kan studeras i figur A.2.7. Värt att notera är att rotationshastigheterna kan vara olika i denna beskrivning. Numera definieras utloppsvinklarna från samma sida som inloppsvinklarna. Detta innebär att utloppsvinklarna i figur A.2.7 skulle vara större än 90° . Detta för att utloppshastigheterna skall ha en negativ hastighetskomponent i rotationsplanet.

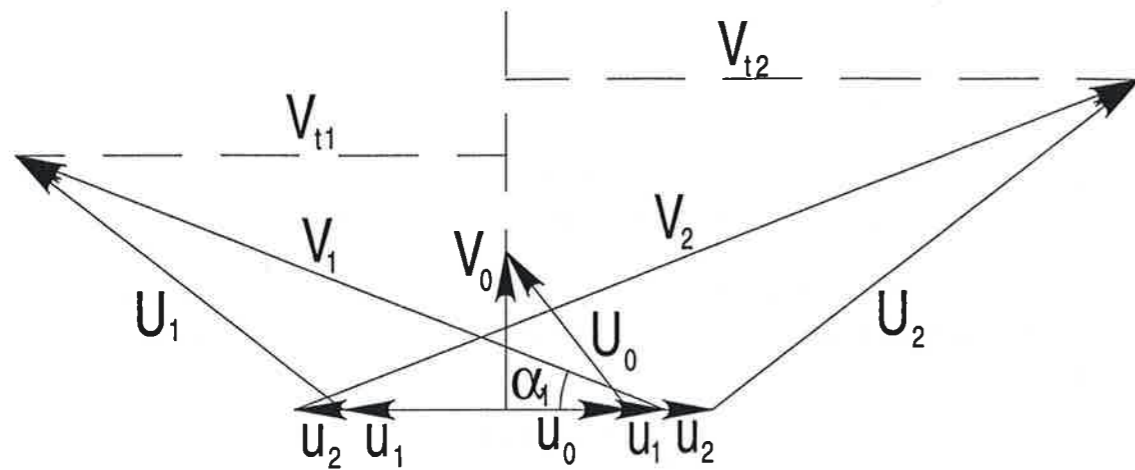


Figur A.2.7 Hastighetstrianglar för en axialturbin enligt A. Stodola.

Hastigheterna definieras på ett annorlunda sätt än för W. Kearton. A. Stodolas beteckningar följer här nedan:

- w_1 relativa hastigheten vid inloppet
- w_2 relativa hastigheten vid utloppet
- c_1 absoluthastigheten vid inloppet
- c_2 absoluthastigheten vid utloppet
- u_1 skovelns rotationshastighet vid inloppet
- u_2 skovelns rotationshastighet vid utloppet

Hastighetstrianglar för en Ljungströmsturbin, enligt W. Kearton, kan studeras i figur A.2.8.



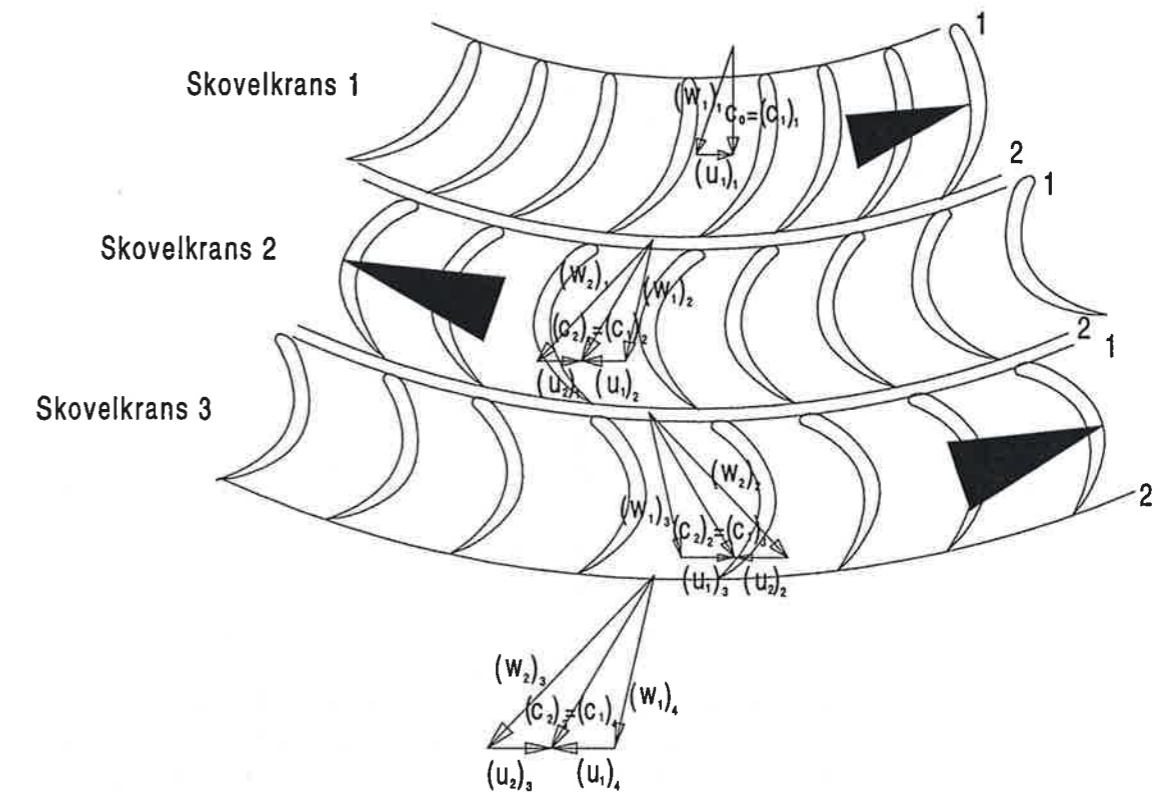
Figur A.2.8 Hastighetstrianglar för en Ljungströmsturbin enligt W. Kearton.

För radialturbinen förändras hastighetstrianglarna även om skovelprofilerna är lika för alla skovelkransarna, eftersom rotationshastigheterna är olika beroende på vilken skovelkrans som studeras. Därför presenteras hastighetstrianglarna tillhörande flera olika skovelkransar tillsammans.

De beteckningar som används skiljer sig från de som gäller för axialturbinen genom att periferihastigheterna är beroende av vilken del av skoveln som betraktas. De använda beteckningarna presenteras nedan.

- u_j periferihastigheterna vid inloppet till skovelkrans nummer $j+1$ för $j>0$.
- U_0 relativ hastighet in i turbinen.
- V_1 relativ hastighet i första skovelkransen, osv med V_j
- V_{tj} tangentiella komponenten i absoluta hastigheten för skovelkrans nummer j .

Hastighetstrianglar för en motrotations radialturbin, enligt A. Stodola, kan studeras tillsammans med skovelarna i figur A.2.9.

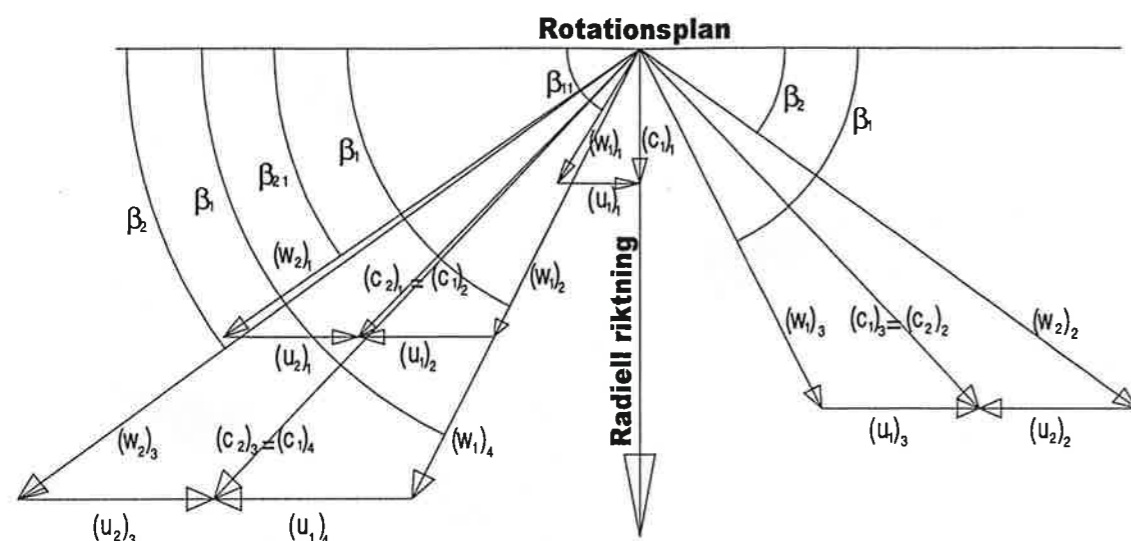


Figur A.2.9 Principskiss över tre skovelkransar i en Ljungströmsturbin med hastigheterna inritade.

De hastighetsbeteckningar som används är inte samma som de för axialturbinen men de har samma innebörd.

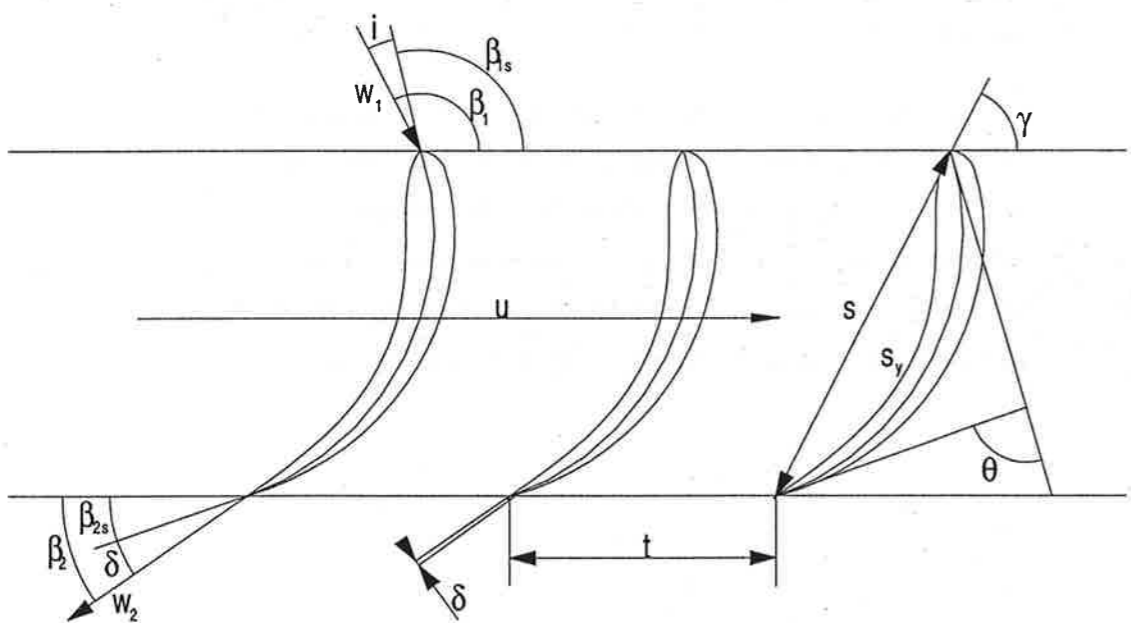
- $(w_1)_1$ relativa hastigheten vid inloppet av skovelkrans nummer ett.
- $(w_2)_3$ relativa hastigheten vid utloppet av skovelkrans nummer tre.
- $(c_1)_j$ absoluthastigheten vid inloppet av skovelkrans nummer j .
- $(c_2)_j$ absoluthastigheten vid utloppet av skovelkrans nummer j .
- $(u_1)_j$ skovelns periferihastighet vid inloppet av skovelkrans nummer j .
- $(u_2)_j$ skovelns periferihastighet vid utloppet av skovelkrans nummer j .

Genom att samla ihop hastigheterna och presentera dessa tillsammans med respektive vinklar erhålls figur A.2.10.



Figur A.2.10 Hastighetstrianglarna i en Ljungströmsturbin, enligt A. Stodola med modifierade vinklar.

Eftersom ångan inte följer skovelarna exakt, inte ens vid dimensioneringsförhållandena definieras strömningens vinklar skilt från skovelns vinklar. Även strömningsvinklarnas avvikelser från skovelvinklarna definieras. Dessa tillsammans med några andra skovelparametrar kan studeras i figur A.2.11.



Figur A.2.11 Skovelvinklarna och strömningsvinklarna tillsammans med andra skovelparametrar.

A.3 Reglering av ångturbiner

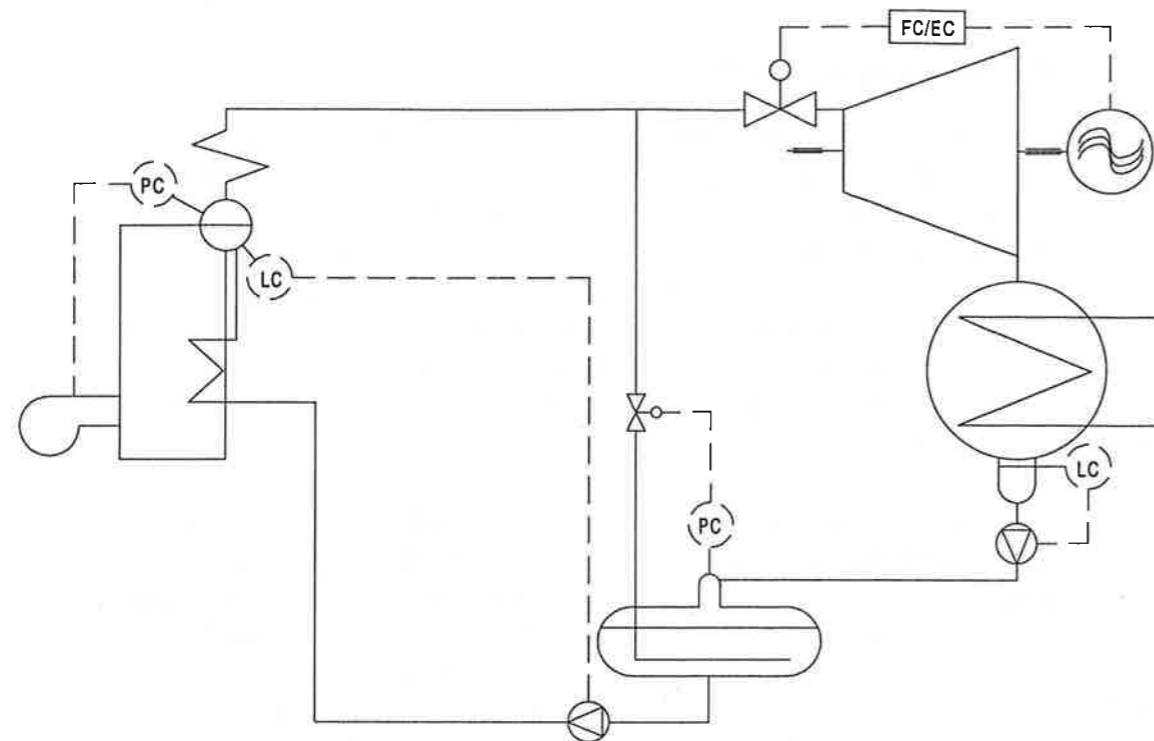
Vid en första anblick är det logiskt att tänka sig en varvtalsreglering av turbinen, men detta är ett specialfall. De flesta ångturbiner används till elproduktion mot en konstant frekvens och därmed ett konstant turbinvarvtal. Varvtalsreglering blir endast aktuell vid uppstart och avstängning av kraftturbiner och för turbiner som inte är anslutna till elnät, exempelvis drivturbinen i en båt. Regleringen som är intressant för kraftturbiner är istället en kombination av frekvens- och effektreglering. Dessa viktas mot varandra för att bestämma vilken som skall ha mest inflytande. Det är kraftverkets storlek jämfört med andra elproducenter i det aktuella nätet som bestämmer vilken metod som skall vara den dominerande.

För att reglera effekten måste det först fastställas vilka variabler som påverkar den, hur mycket och hur lättstyrda dessa är. Turbinens effekt bestäms i princip av massflödet genom turbinen multiplicerat med skillnaden mellan in- och utloppsentalpin. Oberoende av vilken regleringsmetod som används är massflödet den variabel som har störst genomslagskraft. Det som bestämmer massflödet genom turbinen är i princip turbinens storlek och in- och utloppstrycken. Turbinens effekt regleras genom att på olika sätt förändra inloppstrycket eftersom turbinens storlek är fixerad och utloppstrycket bestäms av kylförmågan i kondensorn. Beroende på vilken metod som används kan turbinens inloppsentalpi och utloppsentalpi förändras olika mycket. Dessa förändringar bestämmer kraftverkets elverkningsgrad.

De olika huvudmetoderna för att effektreglera ångturbiner är strypreglering, partialreglering och glidtrycksreglering. Dessa tre metoder kommer här att beskrivas kortfattat. En lite mera detaljerad studie av strypreglering kommer dock att genomföras eftersom det är denna metod som används på Heleneholmsverket.

Strypreglering

Strypregleringen fungerar genom att en ventil placeras före turbinen, denna ventil sänker trycket in i turbinen samtidigt som entalpin är konstant det vill säga expansionen genom ventilen är isentalpisk. Anledningen till att ventilen är isentalpisk är att värmeutbytet vid expansionen försummas. Tryckminskningen resulterar i att massflödet genom turbinen minskar. Att trycket minskar samtidigt som entalpin är konstant innebär att entropin i inloppet till turbinen ökar. Är kondensortrycket och turbinens isentropverkningsgrad konstant innebär det att entalpifallet genom turbinen sjunker. På grund av att turbinens axeleffekt är proportionell mot massflödet och entalpifallet genom turbinen, minskar då axeleffekten. Ett principiellt processchema av ett kraftverk med en strypreglerad turbin kan studeras i figur A.3.1.

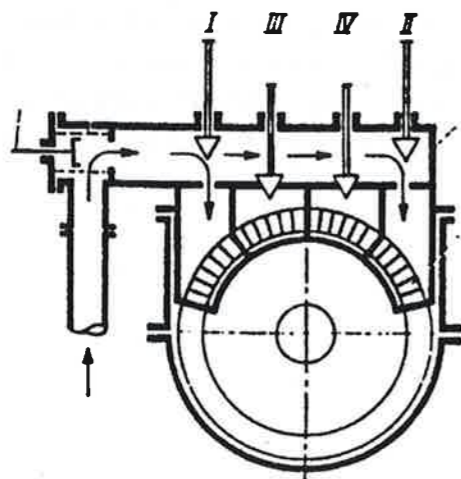


Figur A.3.1 Principiellt processchema av ett kraftverk med en strypreglerad turbin.

Strypregleringens termodynamiska tolkning kan med fördel studeras i ett h - s -diagram. Ett sådant presenteras i figur A.3.5.

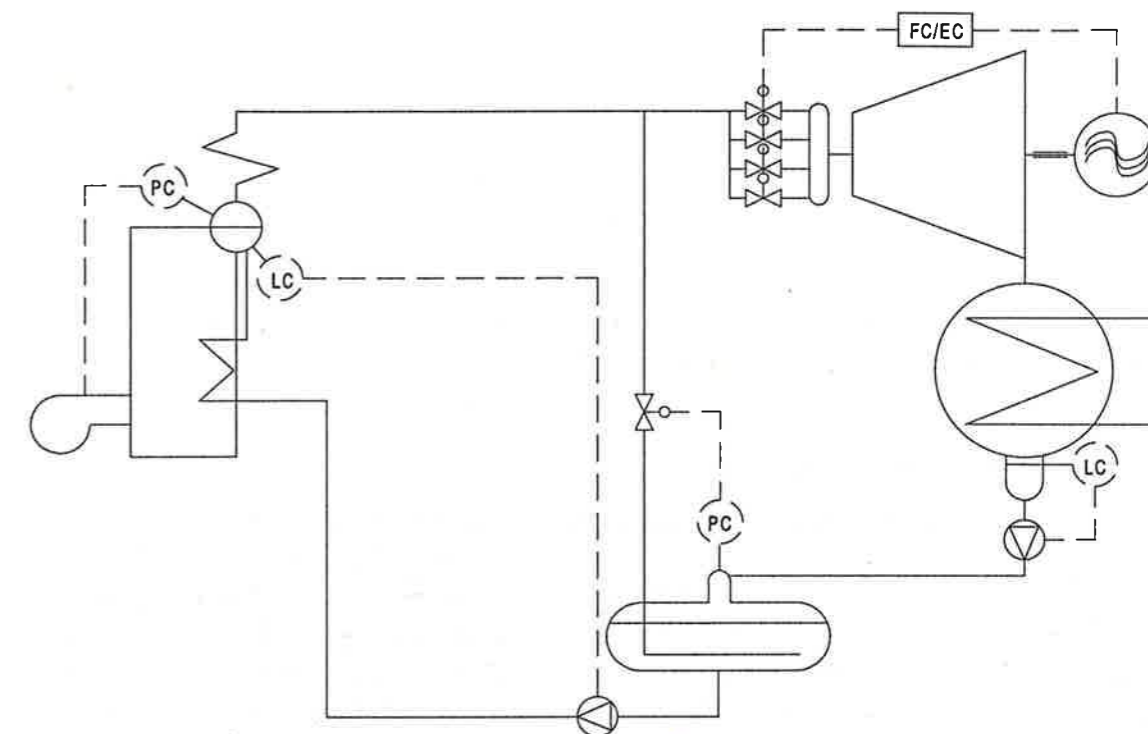
Partialreglering

Partialregleringen är en förfinad version av strypregleringen. Vid partialreglering delas det första steget in i olika sektorer, var och en av dessa sektorer har en egen reglerventil. Genom att göra denna indelning minskas förflyttningen i entropiled, därmed ökas den totala verkningsgraden. En viss försämring av verkningsgraden vid maxlast är dock att förvänta beroende på att det speciella steg som kallas reglersteget har lägre verkningsgrad än det normala turbinsteget. Reglersteget måste användas för att fördela ångan till nästföljande turbinsteget på ett fördelaktigt sätt då uppdelningen i sektorer genomförs. En förklarande skiss över inloppet till det första turbinsteget kan studeras i figur A.3.2.



Figur A.3.2 Principskiss över inloppet till en partialreglerad turbin.

Efter reglersteget placeras en kammare för att fördela flödet jämnt över de resterande skovlarna i turbinen. Båda turbinerna som används som exempel på axialturbiner är partialreglerade. Alltså syns reglersteget och blandningskammaren i både figur A.2.2 och A.2.3. Reglersteget är det allra första steget i turbinen och har i allmänhet lite större diameter än de övriga skovlarna. Detta är alltid ett impulssteg. Det finns en speciell typ av reglersteg som kallas Curtishjul. Curtishjulet har en ledskovelskena och två löpskovlar med en vändskovelskena emellan. Då ångan passerar vändskovelskena omlänkas den endast, det vill säga ångan expanderar inte. Turbinen i figur A.2.2 har ett Curtishjul som reglersteg. Ett principiellt processchema av ett kraftverk med en partialreglerad turbin kan studeras i figur A.3.3.

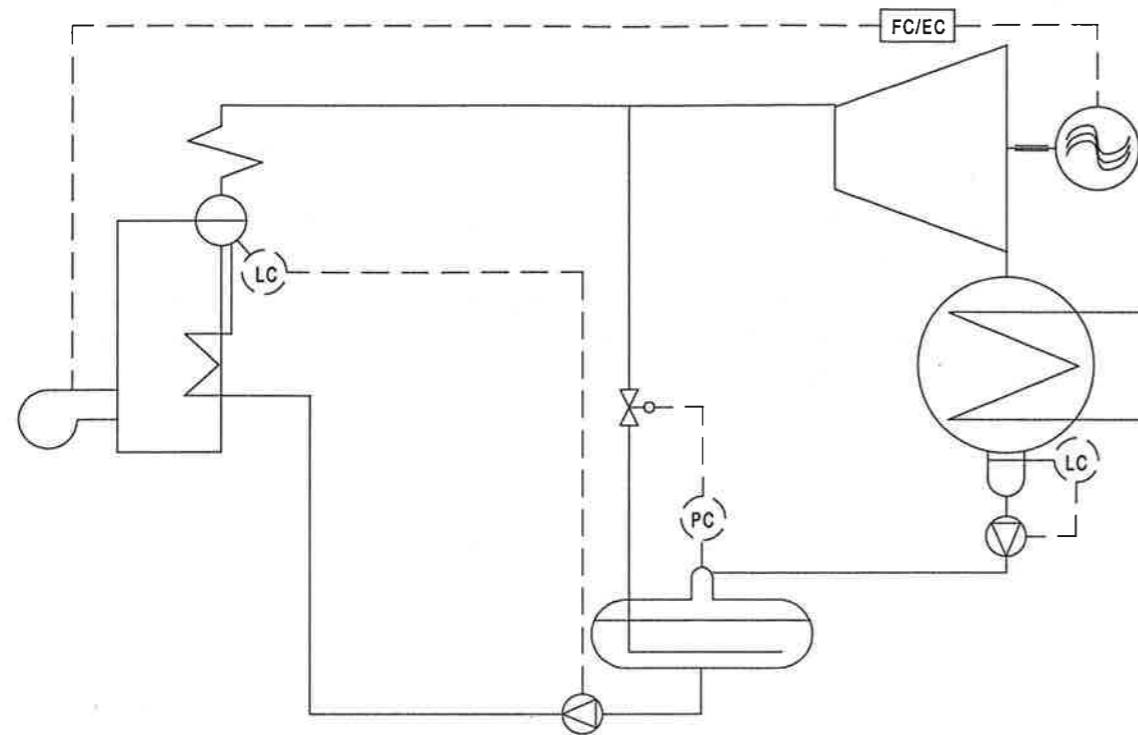


Figur A.3.3 Principiellt processchema av ett kraftverk med en partialreglerad turbin.

Glidtrycksreglering

Då glidtrycksreglering används behövs endast avstängningsventiler innan turbinen, eftersom trycket regleras redan i pannan. Panntrycket regleras genom att förändra bränsleeffekten. Eftersom överhettartemperaturen begränsas av materialval och rökgassammansättningen är det rimligt att anta att temperaturens börvärde är det samma oavsett last. I h - s -diagrammet kan förändringen hos admissionsdatan beskrivas som en glidning längs en isoterm. Inloppsentalpin ökar vid sjunkande effekt eftersom entalpins entropiderivata är positiv längs isotermerna i det aktuella området. På grund av att entalpins entropiderivata är större längs isobarerna än densamma för isotermerna i det aktuella området sjunker entalpidifferensen över turbinen vid minskande last.

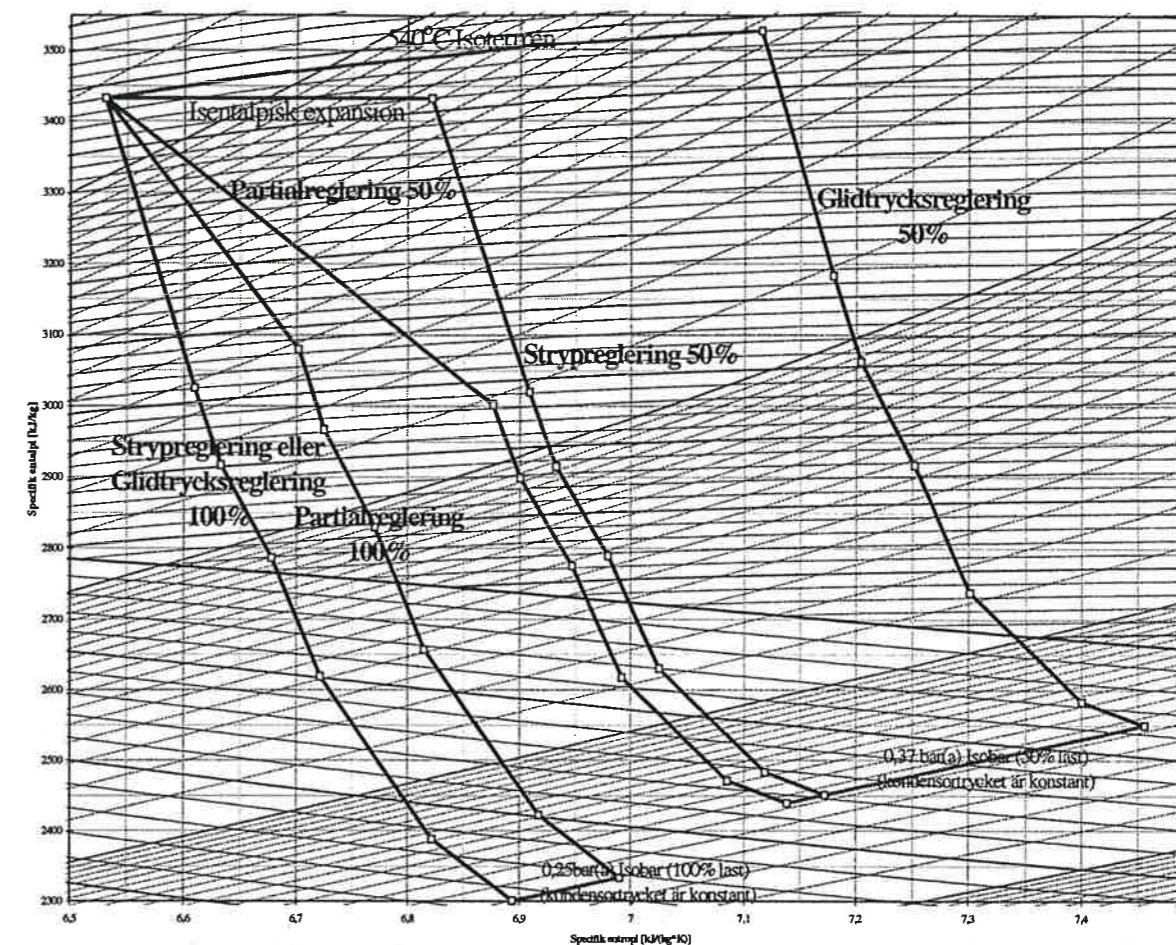
Systemet blir långsamt på grund av att trycket i pannan måste sänkas för att kunna minska eleffekten. För att ändra panntrycket måste alltså hela pannans termiska- och hydrauliska dynamik involveras. En principskiss av ett glidtrycksreglerat kraftverk kan studeras i figur A.3.4.



Figur A.3.4 Principiellt processchema över ett glidtrycksreglerat kraftverk.

Entalpi - entropi beskrivning

För att visa skillnaderna mellan de olika regleringsmetoderna används datan från ett partialreglerat kraftvärmeverk. Detta har admissionsdatan 140 bar(a) och 540°C. Data från 100% och 50% värmeeffekt används. Ur dessa data beräknas verkningsgraderna. Genom att antaga att verkningsgraderna i den första turbindelen är densamma som i den andra för stryp- och glidtrycksreglering och att avtappningstrycken är konstanta för respektive lastfall oavsett regleringsmetod tillsammans med de tidigare presenterade antagande gällande reglerprinciperna kan diagrammet i figur A.3.5 skapas.



Figur A.3.5 hs-diagram som beskriver den termodynamiska skillnaden mellan olika reglerprinciper.

För att verkningsgraden skall bli hög skall förflyttningen i entropiled per förflyttning i entalpiled vara liten. De punkter som bör beaktas är ut ur pannan och ut ur turbinen. För alla fall utom glidtrycksreglering vid dellast är det 140 bar(a) och 540 °C som är pannans admissionsdata. Det innebär att endast turbinens utloppspunkter behöver betraktas för dessa fall. Det syns då tydligt att stryp- eller glidtrycksreglering vid 100 % last har bäst verkningsgrad. Detta beror på att reglersteget har sämre verkningsgrad än de andra turbinstegen. Vid 50 % last är glidtrycksregleringen bäst, här är turbinens inloppsdata lika med pannans admissionsdata. Näst bäst är partialregleringen och sämst är strypregleringen.

Val av reglermetod

Strypreglering används i små och stora kraftverk med liten eller ingen avvikelse från maxlast vid normal drift. Vid maximal last är verkningsgraden högre än motsvarande partialreglerade kraftverk. Dynamiken i reglerloopen är snabb och förebygger därmed en god reglering. Denna metod är billigast och är samtidigt ett av de alternativ med bäst verkningsgrad vid maxlast.

Partialreglering används i medelstora kraftverk med normal avvikelse från maxlast och i små kraftverk med stor avvikelse från maxlast. Dynamiken är i princip likadan som i fallet med strypreglering. Denna metod är ett medelalternativ både tekniskt och ekonomiskt.

Glidtrycksreglering används i stora kraftverk som används som reglerande baslast, samt i mycket stora kraftverk. Dynamiken i reglerloopen är långsam eftersom den innefattar pannan och dess dynamik. Denna metod är dyrast men är samtidigt det alternativ med bäst verkningsgrad vid alla laster.

Som beskrevs i kapitel 2 förändras Heleneholmsverkets effekt ofta. Därmed skall en metod med snabb dynamik väljas. Eftersom eleffekten på G12 är förhållandevis stor och då den nästan aldrig går på maxlast, bör partialreglering väljas. Anledningen till att strypreglering används på Heleneholmsverket är troligen att turbinen inte kunde beställas med ett reglersteg.

A.4 Härledning av verkningsgraden för axialturbiner

Det primära intresset vid beräkningar av turbiner är axeleffekten och utlopps entalpin. Dessa beräknas båda med hjälp av massflödet den inre verkningsgraden och isentropverkningsgraden. Verkningsgraderna beräknas som förhållandet mellan det verkliga och det isentropa entalpifallet och den verkliga axeleffekten och det isentropa entalpifallet. I en axialturbin kan alla skovlarna anses vara likadana därmed blir stegverkningsgraden lika med totalverkningsgraden. Därmed behöver bara stegverkningsgraderna för en typisk skovel beräknas.

Enligt W. Kearton gäller följande samband för entalpifallen i ledskenorna och löpskovlarna

$$\Delta h_n = \frac{V_1^2 - \Phi_n V_2^2}{2\eta_{nn}} \quad \Delta h_b = \frac{U_2^2 - \Phi_b U_1^2}{2\eta_{nb}} \quad (\text{A.4.1})$$

Där n står för nozzle (munstycke eller dysa), Φ är andelen av den inkommande kinetiska energin som är tillgänglig vid utloppet, b står för blade (löpskovel) och η_n är strömningverkningsgraden. Hastigheternas beteckningar kommer från W. Kearton. Genom att använda trigonometri i hastighetstrianglarna kan hastigheternas inbördes beroende fastställas. Cosinussatsen ger:

$$\begin{aligned} V_2^2 &= u^2 + U_2^2 - 2 \cdot u \cdot U_2 \cdot \cos(\beta_2) \\ U_1^2 &= u^2 + V_1^2 - 2 \cdot u \cdot V_1 \cdot \cos(\alpha_1) \end{aligned} \quad (\text{A.4.2})$$

Dessutom gäller även sambanden $\rho_1 = u/V_1$ och $\rho_2 = u/U_2$ vilket medför att ekvationerna (A.4.2) kan skrivas om till;

$$\begin{aligned} V_2^2 &= U_2^2 \cdot (\rho_2^2 + 1 - 2 \cdot \rho_2 \cdot \cos(\beta_2)) \\ \text{respektive} \\ U_1^2 &= V_1^2 \cdot (\rho_1^2 + 1 - 2 \cdot \rho_1 \cdot \cos(\alpha_1)) \end{aligned}$$

Verkningsgraden för löpskovlarna definieras som $\eta_{bt} = \frac{u \cdot v_w}{\Delta h_{TOT}}$.

Ur figur A.2.6 kan utläsas att v_w kan skrivas om till;

$$v_w = V_1 \cdot \cos(\alpha_1) + U_2 \cdot \cos(\beta_2) - u$$

vilket ger:

$$\eta_{bt} = \frac{u \cdot (V_1 \cdot \cos(\alpha_1) + U_2 \cdot \cos(\beta_2) - u)}{\Delta h_{TOT}} = \frac{V_1^2 (\rho_1 \cdot \cos(\alpha_1) - \rho_1^2) + \rho_2 \cdot U_2^2 \cdot \cos(\beta_2)}{\Delta h_{TOT}} \quad (\text{A.4.3})$$

enligt det tidigare definierade sambandet.

Reaktionsgraden, R , definieras som kvoten mellan entalpifallet genom löpskoveln och stegets entalpifall.

$$R = \frac{\Delta h_{in}}{\Delta h_{TOT}} = \frac{\Delta h_b}{\Delta h_b + \Delta h_n}$$

Med hjälp av $\Delta h_b, \Delta h_n, R$ samt V_2^2 kan ekvation (A.4.3) skrivas om till:

$$\eta_{bt} = \frac{2 \cdot \eta_n \cdot R \cdot (V_1^2 \cdot (\rho_1 \cdot \cos(\alpha_1) - \rho_1^2) + \rho_2 \cdot U_2^2 \cdot \cos(\beta_2))}{U_2^2 - \Phi_b \cdot V_1^2 \cdot (\rho_1^2 - 2 \cdot \rho_1 \cdot \cos(\alpha_1) + 1)}$$

Genom att förkorta med V_1^2 samt att införa en ny variabel $f(R) = \frac{U_2}{V_1}$ erhålls det slutliga uttrycket, det kan beskådas i ekvation (A.4.4).

$$\eta_{bt} = \frac{2 \cdot \eta_n \cdot R \cdot \rho_1 \cdot \left(\cos(\alpha_1) \cdot \left(1 + f(R) \cdot \frac{\cos(\beta_2)}{\cos(\alpha_1)} \right) - \rho_1 \right)}{f(R)^2 - \Phi_b \cdot (\rho_1^2 - 2 \cdot \rho_1 \cdot \cos(\alpha_1) + 1)} \quad (A.4.4)$$

Ekvation (A.4.4) beskriver periferiverkningsgraden, vilket är den inre verkningsgraden utan vissa förluster. Detta uttryck används som om det var både den isentropa och den inre verkningsgraden. På grund av de grundläggande antagandena om att stegverkningsgraden är lika med turbinens totala verkningsgrad är ekvationen endast giltig för axialturbinen. Motsvarande ekvation för Ljungströmsturbinen får härledas på ett liknande sätt baserat på dess hastighetstrianglar.

De övriga ekvationerna är samma som för Ljungströmsturbinen och beskrivs under rubriken A.5 "A.5 Härledning av verkningsgrader för Ljungströmsturbiner". Ekvationerna för axialturbinen var redan implementerade utanför ramen för examensarbetet.

A.5 Beräkningsunderlag för Ljungströmsturbiner

Det primära intresset är fortfarande isentropverkningsgraden och den inre verkningsgraden. I en radialturbin förändras skovlarnas utformning beroende på vilken skovelkrans som studeras. Därför kan inte en lika enkel beräkning som den som används för axialturbiner användas. Den beräkningsmetod som används i de modeller som används i examensarbetet beskrivs under denna rubrik.

Beräkningsgången i stora drag

Först beräknas det totala specifika entalpifallet om expansionen antags vara isentropisk ($\Delta h_{is,tot}$), även massflödet genom skovelgittret (\dot{m}_{sk}) beräknas.

$$\Delta h_{is,tot} = h_{in} - h_{ut,is}(p_{ut}, s_{in})$$

Massflödet genom turbinen kan nu beräknas med hjälp av ekvation (A.5.1) som baseras på W. Traupels härledning av A. Stodolas ångkon. För en fullständig härledning hänvisas till referenserna.

$$\dot{m} = \dot{m}_0 \cdot \sqrt{\frac{\kappa_m}{2 \cdot \kappa_m - \eta_{n,m} \cdot (\kappa_m - 1)} \cdot \frac{2 \cdot \kappa_{m,0} - \eta_{n,m,0} \cdot (\kappa_{m,0} - 1)}{\kappa_{m,0}}} \cdot \sqrt{\frac{p_{in} \cdot v_{in,0} \cdot \left(1 - \left(\frac{p_{ut}}{p_{in}} \right)^{\frac{2 \cdot \kappa_m - \eta_{n,m} \cdot (\kappa_m - 1)}{\kappa_m}} \right)}{v_{in} \cdot p_{in,0} \cdot \left(1 - \left(\frac{p_{ut,0}}{p_{in,0}} \right)^{\frac{2 \cdot \kappa_{m,0} - \eta_{n,m,0} \cdot (\kappa_{m,0} - 1)}{\kappa_{m,0}}} \right)}}} \quad (A.5.1)$$

Eftersom alla skovelkransar i en Ljungströmsturbin är löpskoovelkransar kan ett medelvärde av verkningsgraden beräknas med hjälp av ekvation (A.5.2). Detta värde användes sedan genom att sätta $\eta_{n,m} = \eta_{nb,m}$.

$$\eta_{nb,m} = \frac{\eta_{nb,1} + \eta_{nb,2} + \eta_{nb,res} \cdot (n - 2)}{n} \quad (A.5.2)$$

Därefter beräknas massflödet genom skovlarna (\dot{m}_{sk}).

$$\dot{m}_{sk} = \dot{m} \cdot (1 - \mu_m)$$

Där μ_m är medelvärdet av andelen av det totala massflödet som läcker förbi skovlarna. Detta värde beräknas med hjälp av ekvation (A.5.3)

$$\mu_m = \frac{\mu_1 + \mu_2 + \mu_{res} \cdot (n - 2)}{n} \quad (A.5.3)$$

Där μ_1, μ_2 och μ_{res} är andelen av det totala massflödet som läcker förbi skovlarna för krans ett, två och en för de övriga skovlarna representativ skovelkrans. Dessa beräknas

som delresultat i beräkningen av summan av sekundär- eller parasitförlusterna. Med hjälp av det nyligen beräknade massflödet och en mängd fysikaliska parametrar kan de isentropa strömningsverkningsgraderna ($\eta_{nb,j}$) och summan av parasitförlusterna

$\left(\sum \zeta_{par}\right)_j$ för skovelkransarna $j = 1, 2$ och res, som representerar de resterande skovelkransarna, beräknas. Dessa ekvationer är för komplicerade för att beskrivas här.

Nu kan det hastighetsbaserade totala isentropa specifika entalpifallet ($\Delta h_{is,hast,tot}$) beräknas med hjälp av ekvation (A.5.25) och (A.5.16). Med hjälp av de nu erhållna värdena kan även det hastighetsbaserade totala specifika periferiarbetet ($a_{u,hast,tot}$) och det hastighetsbaserade totala specifika entalpifallet ($\Delta h_{hast,tot}$) beräknas enligt ekvation (A.5.47) respektive ekvation (A.5.13). Dessa används sedan till att bestämma turbinens totala isentropverkningsgrad ($\eta_{is,hast,tot}$) och dess inre verkningsgrad med avloppsförlust ($\eta_{i,hst,tot}$).

$$\eta_{is,hast,tot} = \frac{\Delta h_{hast,tot} \cdot \dot{m}_{sk}}{\Delta h_{is,hast,tot} \cdot \dot{m}}$$

$$\eta_{i,hast,tot} = \frac{a_{i,hast,tot} \cdot \dot{m}_{sk}}{\Delta h_{is,hast,tot} \cdot \dot{m}_{sk} + \frac{c_0^2}{2} \cdot \dot{m}}$$

$$a_{i,hast,tot} = \sum_{j=1}^n a_{i,hast,j}$$

$$a_{i,hast,j} = a_{u,hast,j} - \Delta h_{is,hast,j} \cdot \sum \zeta_{par,j}$$

Dessa används i sin tur för att bestämma den utgående entalpin (h_{ut}).

$$h_{ut} = h_{in} - \Delta h_{is,tot} \cdot \eta_{is,hast,tot}$$

Till sist beräknas den inre effekten (P_i).

$$P_i = \eta_{i,hast,tot} \cdot \dot{m} \cdot \left(\Delta h_{is,tot} + \frac{c_0^2}{2} \right)$$

Det totala specifika entalpifallet

Detta är en beskrivning av det specifika entalpifallet genom en skovelkrans i Ljungströmsturbinen. Eftersom ett roterande koordinatsystem används blir ekvationen.

$$(\Delta h_{hast})_j = \Delta h_{hast,j} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ [(w_2)_j^2 - (w_1)_j^2] - [(u_2)_j^2 - (u_1)_j^2] \right\} \quad (A.5.4)$$

Genom att beskriva hastigheterna med hjälp av vinklarna, absolut hastigheten i strömningsriktningen och rotationshastigheten och diverse antagande kan sambanden mellan

hastigheterna i de olika skovelkransarna fastställas. Detta resulterar i följande ekvationer:

$$(w_1)_j = \frac{((u_2)_{j-1} - (u_1)_j) \cdot \sin((\beta_2)_{j-1})}{\sin((\beta_1)_j - (\beta_2)_{j-1})} \text{ för } j > 1$$

$$(w_2)_j = \frac{((u_2)_j - (u_1)_{j+1}) \cdot \sin((\beta_1)_{j+1})}{\sin((\beta_1)_{j+1} - (\beta_2)_j)} \text{ för } j \geq 1$$

$$(c_1)_j = \left[\left(\frac{((u_2)_{j-1} - (u_1)_j) \cdot \sin((\beta_2)_{j-1}) \cdot \sin(\beta_1)_j}{\sin((\beta_1)_j - (\beta_2)_{j-1})} \right)^2 + \left(\frac{((u_2)_{j-1} - (u_1)_j) \cdot \sin((\beta_2)_{j-1}) \cdot \cos(\beta_1)_j}{\sin((\beta_1)_j - (\beta_2)_{j-1})} - (u_1)_j \right)^2 \right]^{1/2} \text{ för } j > 1$$

$$(c_1)_1 = c_0 = \frac{\dot{m} \cdot v_0}{(2 \cdot \pi \cdot r_0 - (\delta_1)_1 \cdot Z_1) \cdot (l_1 - \Delta l_1)}$$

$$(c_2)_j = \left[\left(\frac{((u_2)_j - (u_1)_{j+1}) \cdot \sin((\beta_1)_{j+1}) \cdot \sin((\beta_2)_j)}{\sin((\beta_1)_{j+1} - (\beta_2)_j)} \right)^2 + \left(\frac{((u_2)_j - (u_1)_{j+1}) \cdot \sin((\beta_1)_{j+1}) \cdot \cos((\beta_2)_j)}{\sin((\beta_1)_{j+1} - (\beta_2)_j)} - (u_2)_j \right)^2 \right]^{1/2} \text{ för } j \geq 1$$

$$(c_2)_j = (c_1)_{j+1} \text{ för } j > 0$$

$$(u_2)_j = -(u_1)_{j+1} = 2 \cdot \pi \cdot r_j \cdot f \text{ för } j \geq 1$$

$$(u_r)_j = |2 \cdot (u_2)_j| = |2 \cdot (u_1)_{j+1}| = 4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_j \text{ för } j \geq 1$$

Genom att antaga att β - vinklarna är konstanta och samma för alla skovelkransarna utom den första kan följande definitioner göras.

- β_{11} inloppsvinkeln i den första skovelkransen.
- β_{21} utloppsvinkeln i den första skovelkransen.
- β_1 inloppsvinkeln i de andra skovelkransarna.
- β_2 utloppsvinkeln i de andra skovelkransarna.

Med dessa definitioner av hastigheterna, vinklarna och radierna erhålls ekvationerna för den första, den andra och för de övriga skovelkransarna. Den första som presenteras är den för skovelkrans 3 och uppåt:

$$\Delta h_{\text{hast},j} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_j \cdot \sin(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} \right)^2 - \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_{j-1} \cdot \sin(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} \right)^2 \right] + \right. \\ \left. - \left[(2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_j)^2 - (2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_{j-1})^2 \right] \right\} \quad \text{för } j \geq 3$$

Vilket kan förenklas till

$$\Delta h_{\text{hast},j} = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_j^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_{j-1}^2 \right\} \quad \text{för } j \geq 3 \quad (\text{A.5.5})$$

För krans nummer ett kan det specifika entalpifallet skrivas som i ekvation (A.5.6).

$$\Delta h_{\text{hast},1} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ [(w_2)_1^2 - (w_1)_1^2] - [u_1^2 - u_0^2] \right\} \quad (\text{A.5.6})$$

Insättning av definitionerna av hastigheterna ger

$$\Delta h_{\text{hast},1} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1 \cdot \sin(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} \right)^2 - (c_0^2 + 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_0^2) \right] + \right. \\ \left. - [4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_1^2 - 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_0^2] \right\}$$

Vilket kan förenklas till ekvation (A.5.7).

$$\Delta h_{\text{hast},1} = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 - \frac{c_0^2}{2} \quad (\text{A.5.7})$$

Det hastighetsbaserade specifika entalpifallet för den andra skovelkransen kan skrivas som ekvation (A.5.8).

$$\Delta h_{\text{hast},2} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ [(w_2)_2^2 - (w_1)_2^2] - [u_2^2 - u_1^2] \right\} \quad (\text{A.5.8})$$

Genom insättning av hastighetsdefinitionerna i ekvation (A.5.8) utvinns följande ekvation.

$$\Delta h_{\text{hast},2} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_2 \cdot \sin(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} \right)^2 - \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1 \cdot \sin(\beta_{21})}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} \right)^2 \right] + \right. \\ \left. - \left[(2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_2)^2 - (2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1)^2 \right] \right\}$$

Förenkling ger ekvation (A.5.9).

$$\Delta h_{\text{hast},2} = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 \right\} \quad (\text{A.5.9})$$

Nu kan ett uttryck för den totala entalpifallseffekten ställas upp.

$$\sum_{j=1}^n \Delta \dot{H}_{\text{hast},j} = \Delta \dot{H}_{\text{hast,tot}} = \Delta \dot{H}_{\text{hast},1} + \Delta \dot{H}_{\text{hast},2} + \sum_{j=3}^n \Delta \dot{H}_{\text{hast},j} \quad \text{för } n \geq 3 \quad (\text{A.5.10})$$

Insättning av definitionerna av de specifika entalpifallen som beskrivs i ekvationerna ger ekvation (A.5.11).

$$\Delta \dot{H}_{\text{hast,tot}} = \dot{m}_{\text{sk},1} \cdot \left\{ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 - \frac{c_0^2}{2} \right\} + \\ + 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \dot{m}_{\text{sk},2} \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 \right\} + \\ + 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \sum_{j=3}^n \left(\dot{m}_{\text{sk},j} \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_j^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_{j-1}^2 \right\} \right) \\ \text{för } n \geq 3 \quad (\text{A.5.11})$$

Antags massflödet vara konstant genom hela turbinen kan den totala entalpifallseffekten beräknas enligt ekvation (A.5.12).

$$\dot{m}_{\text{sk},1} = \dot{m}_{\text{sk},2} = \dot{m}_{\text{sk},3} = \dot{m}_{\text{sk},4} = \dot{m}_{\text{sk},5} = \dots = \dot{m}_{\text{sk},j} = \dot{m}_{\text{sk}} \\ \Delta \dot{H}_{\text{hast,tot}} = \dot{m}_{\text{sk}} \cdot \left\{ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 + \right. \\ + \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 + \\ + \sum_{j=3}^n \left(\left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_j^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_{j-1}^2 \right) \left. - \frac{c_0^2}{2} \right\} \\ \text{för } n \geq 3 \quad (\text{A.5.12})$$

Genom att förkorta bort massflödet och dela upp summorna erhålls:

$$\Delta h_{\text{hast,tot}} = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 + \right. \\ + \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 + \\ + \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \sum_{j=3}^n (r_j^2) - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \sum_{j=3}^n (r_{j-1}^2) \left. - \frac{c_0^2}{2} \right\} \\ \text{för } n \geq 3 \quad (\text{A.5.13})$$

Denna kan förenklas ytterligare men detta visar sig onödigt när alla ekvationer studeras för gemensamma variabler och konstanter under rubriken "Förenklingar av beräkningarna genom parametrisering".

Det totala isentropa specifika entalpifallet

Först beskrivs det isentropa specifika entalpifallet för varje skovelkrans i turbinen. Dessa summeras sedan för att beskriva summan av de isentropa specifika entalpifallen. Därefter måste en distinktion mellan summan av de isentropa entalpifallen och det totala isentropa entalpifallet göras.

Innan en summering kan göras måste en beskrivning av varje delterm göras. Detta är en beskrivning av det isentropa specifika entalpifallet genom en skovelkrans i Ljungströmsturbinen. Eftersom ett roterande koordinatsystem användes blir ekvationen.

$$(\Delta h_{is,hast})_j = \Delta h_{is,hast,j} = \frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\frac{(w_2)_j^2}{\eta_{nb,j}} - (w_1)_j^2 \right] - [(u_2)_j^2 - (u_1)_j^2] \right\} \quad (A.5.14)$$

Med samma definitioner av hastigheterna, vinklarna och radierna som i fallet då specifika entalpifallet skulle beräknas erhålls ekvationerna för den första, den andra och de resterande skovelkransarna. För den första skovelkransen erhålls då efter förenkling ekvation (A.5.15).

$$\Delta h_{is,hast,1} = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,1} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 - \frac{c_0^2}{2} \quad (A.5.15)$$

För den andra ekvation (A.5.16).

$$\Delta h_{is,hast,2} = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,2} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 + \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 \right\} \quad (A.5.16)$$

De resterande skovelkransarnas isentropa specifika entalpifall kan under de gällande antagandena beskrivas av ekvation (A.5.17).

$$\Delta h_{hast,j} = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,j} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_j^2 + \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_{j-1}^2 \right\} \quad \text{för } j \geq 3 \quad (A.5.17)$$

Genom en summering av de isentropa entalpifallseffekterna för respektive skovelkrans kan följande uttryck ställas upp.

$$\sum_{j=1}^n \Delta \dot{H}_{is,hast,j} = \Delta \dot{H}_{is,hast,tot} = \Delta \dot{H}_{is,hast,1} + \Delta \dot{H}_{is,hast,2} + \sum_{j=3}^n \Delta \dot{H}_{is,hast,j} \quad \text{för } n \geq 3 \quad (A.5.18)$$

Genom att antaga att:

- Massflödet är samma genom hela turbinen, enligt ekvation (A.5.19)
- Den isentropa strömningsverkningsgraden är samma genom hela turbinen utom för skovelkransarna ett och två enligt ekvation (A.5.20).

$$\dot{m}_{sk1} = \dot{m}_{sk2} = \dot{m}_{sk3} = \dot{m}_{sk4} = \dot{m}_{sk5} = \dots = \dot{m}_{skj} = \dot{m}_{sk} \quad (A.5.19)$$

$$\eta_{nb,3} = \eta_{nb,4} = \eta_{nb,5} = \eta_{nb,6} = \eta_{nb,7} = \dots = \eta_{nb,n} = \eta_{nb,res} \quad (A.5.20)$$

kan den totala entalpifallseffekten beräknas enligt ekvation (A.5.21).

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^n \Delta \dot{H}_{is,hast,j} = \dot{m}_{sk} \cdot \left\{ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,1} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 + \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,2} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 + \sum_{j=3}^n \left(\left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,res} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_j^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_{j-1}^2 \right) \right\} - \frac{c_0^2}{2} \end{aligned} \quad (A.5.21)$$

för $n \geq 3$

Genom att förkorta bort massflödet och dela upp summorna erhålls:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^n \Delta h_{is,hast,j} = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,1} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 + \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,2} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 + \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,res} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \sum_{j=3}^n (r_j^2) - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \sum_{j=3}^n (r_{j-1}^2) \right\} - \frac{c_0^2}{2} \end{aligned}$$

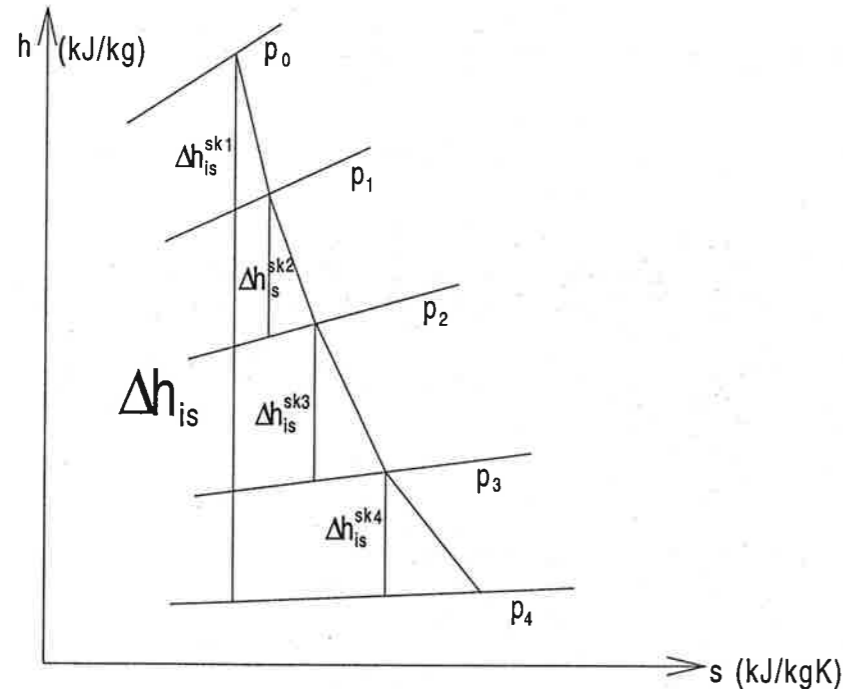
för $n \geq 3$

Genom att skriva in uttryck för radien som funktion av skovelkransnumret och skriva ut summorna kan ekvation (A.5.22) skrivas.

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^n (\Delta h_{is,hast})_j &= \left\{ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,1} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 - \frac{c_0^2}{2} \right\} + \\ &+ \left\{ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,2} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 \right\} \right\} + \\ &+ \left\{ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,res} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \right. \\ &\cdot \left((n-1) \cdot r_0^2 + \left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 + n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \right) \cdot \Delta r \left. - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \right. \\ &\cdot \left. \left((n-2) \cdot r_0^2 + \left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 - n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \right) \cdot \Delta r \right\} \quad \text{för } n \geq 3 \end{aligned} \quad (A.5.22)$$

Denna ekvation kan förenklas ytterligare men det är inte nödvändigt för denna modell.

De ekvationer som beskrivs här ovan beskriver summeringarna av de isentropa specifika entalpifallen för varje skovelkran. Det intressanta entalpifallet är det som gäller för hela turbinen. Det vill säga skillnaden mellan den specifika entalpin i tillståndet som definieras med hjälp av inloppstrycket och specifika inloppsentropin och den specifika entalpin i tillståndet som definieras med hjälp av utloppstrycket och den specifika inloppsentropin. Skillnaden beror på att entalpi/entropiderivatans längs isobareerna är olika för olika entropier och tryck, se figur A.5.1.



Figur A.5.1 hs-diagram som beskriver skillnaden mellan det totala specifika entalpifallet och summan av skovelkansarnas specifika entalpifall.

Sambandet mellan det totala isentropa specifika entalpifallet och summan av alla skovelkansarnas isentropa specifika entalpifall beskrevs av W. Traupel. Det är denna definition som kommer att användas i dessa beräkningar. Sambandet kan beskrivas av de följande ekvationerna.

$$\Delta h_{is,tot} = \frac{\sum_{j=1}^n \Delta h_{is,j}}{1 + f_{komp}}$$

Där f_{komp} beskrivs av följande ekvation.

$$f_{komp} = \bar{f}_\infty \cdot \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad (A.5.23)$$

Där \bar{f}_∞ är en variabel som beskrivs av följande ekvation:

$$\bar{f}_\infty = \frac{\frac{\kappa_m}{\kappa_m - \eta_{nb,m} \cdot (\kappa_m - 1)} - 1}{\frac{\kappa_m}{\kappa_m - \eta_{nb,m} \cdot (\kappa_m - 1)} - 1} \cdot \frac{\kappa_m - 1}{\kappa_m} \cdot \frac{1 - \left(\frac{p_{ut}}{p_{in}} \right)^{\frac{\kappa_m - \eta_{nb,m} \cdot (\kappa_m - 1)}{\kappa_m}}}{1 - \left(\frac{p_{ut}}{p_{in}} \right)^{\frac{\kappa_m - 1}{\kappa_m}}} - 1$$

Vilket kan förenklas till ekvation (A.5.24).

$$\bar{f}_\infty = \frac{1 - \left(\frac{p_{ut}}{p_{in}} \right)^{\frac{\eta_{nb,m} \cdot (\kappa_m - 1)}{\kappa_m}}}{\eta_{nb,m} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_{ut}}{p_{in}} \right)^{\frac{\kappa_m - 1}{\kappa_m}} \right]} - 1 \quad (A.5.24)$$

Det syns att det bara är n och möjligtvis κ som är konstanta och kan anges som parametrar. Detta medför att ekvationen måste uppdateras varje sampel.

Med hjälp av de ovan beskrivna ekvationerna kan det totala isentropa specifika entalpifallet beskrivas om en ekvation som beskriver summan av alla isentropa specifika entalpifall kan ställas upp. En sådan ekvation kan skapas om hastigheterna och vinklarna mellan hastigheterna och rotationsvektorn används. För att beskriva att det är hastigheterna som används för att beräkna variablerna, används indexet hast. Ekvationen för det totala isentropa specifika entalpifallet blir nu.

$$\Delta h_{is,hast,tot} = \frac{\sum_{j=1}^n \Delta h_{is,hast,j}}{1 + f_{komp}} \quad (A.5.25)$$

Ekvation (A.5.25) innehåller inte några konstanta termer. Detta medför att hela ekvationen måste uppdateras varje sampel.

Den isentropa strömningsverkningsgraden

W. Traupel och hans kollegor beskriver en metod som kan användas för att beräkna den isentropa strömningsverkningsgraden. De var de första som utförde mätningar på ett flertal axialturbiner och gjorde kurvanpassningar till dessa med detta syfte. Den isentropa strömningsverkningsgraden kan enligt W. Traupel beskrivas av ekvation (A.5.26).

$$\eta_{nb,j} = 1 - \zeta_j \quad (\text{A.5.26})$$

Där:
 ζ_j beskrivs av ekvation (A.5.27).

$$\zeta_j = \zeta_{p,j} + \zeta_{f,j} + \zeta_{rest,j} + \zeta_{z,j} \quad (\text{A.5.27})$$

Där variablerna definieras enligt följande:

- $\zeta_{p,j}$ profilmörlustkoefficienten för skovelkrans nummer j.
- $\zeta_{f,j}$ fläktförlustkoefficienten för skovelkrans nummer j.
- $\zeta_{rest,j}$ restförlustkoefficienten för skovelkrans nummer j.
- $\zeta_{z,j}$ tilläggförlustkoefficienten för skovelkrans nummer j.

Dessa samband var framtagna för att användas till dimensionering av turbiner. Genom att ändra skovelgeometrin kunde de användas till att optimera verkningsgraden. Metoden baseras på avläsningar från ett flertal diagram. Eftersom den aktuella turbinen är en radialturbin av Ljungströms typ blir det en balansgång vad gäller inverkan från olika koefficienter, vissa av dem är noll för Ljungströmsturbinen. Här följer nu en djupare beskrivning av vad de olika förlustkoefficienterna beror på och hur de beräknas.

Eftersom modellen skall beräknas i en dator kan inte avläsningar i diagram vara en aktuell lösning. Metoden bedöms dock vara lämplig för ändamålet. Lösningen består i att anpassa ekvationer till kurvorna och applicera dessa i programmet. Anpassningsförfarandet gick till som följer:

1. Ett lämpligt diagram scannades.
2. Punkter plockades ur diagrammet med hjälp av ett datorprogram som heter WinDig.
3. Data användes sedan i ett kurvanpassnings datorprogram som heter CurveExpert.
4. För punkter som hamnar mellan två linjer i diagrammet användes linjär interpolation.
5. För punkter som hamnar utanför området i diagrammet som täcks av linjer användes linjär extrapolation. Denna metod är lite tveksam men bedömdes vara bättre än att använda den närmaste linjen.
6. Ekvationerna sammanställdes och testades i Matlab.

De diagram som användes presenteras här nedanför tillsammans med beräkningsgången. Resultatet av anpassningarna bedömdes inte vara intressant nog att presenteras i rapporten.

Profilmörlustkoefficienten, ζ_p , beror på friktionen på skovelns ytor, på friktionen mellan olika gränsskikt av ånga utmed skovelns yta och på andra förluster beroende på skovelns utformning. Med hjälp av data om skovelprofilens utseende kan profilmörlustkoefficienten beräknas. Profilmörlustkoefficienten kan beskrivas av ekvation (A.5.28).

$$(\zeta_p)_j = (\chi_R)_j \cdot (\chi_M)_j \cdot (\zeta_{p0})_j + (\zeta_h)_j + (\zeta_c)_j \quad (\text{A.5.28})$$

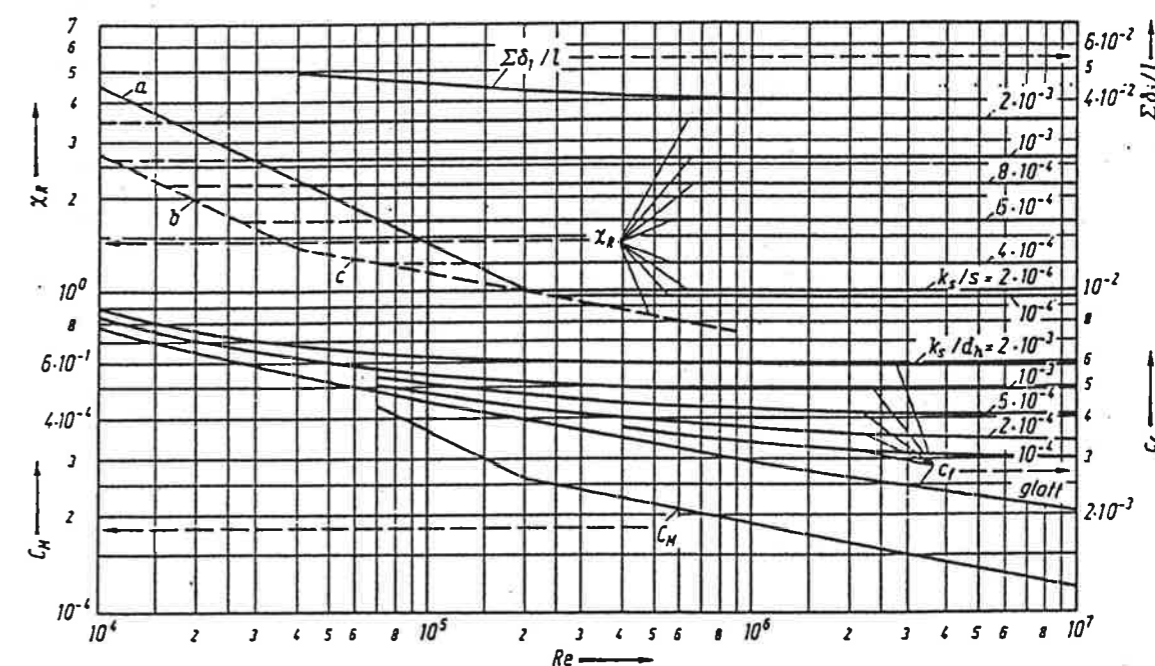
Där variablerna definieras enligt följande:

- $(\chi_R)_j$ en faktor som beror på Reynolds tal för skovelkrans nummer j.
- $(\chi_M)_j$ en faktor som beror på Mach talet det vill säga strömningshastigheten dividerat med ljudhastigheten för skovelkrans nummer j.
- $(\zeta_{p0})_j$ den grundläggande profilmörlustkoefficienten vid den aktuella inloppsvinkeln för skovelkrans nummer j.
- $(\zeta_h)_j$ bakkantsförlustkoefficienten (Trailing edge loss) som uppstår av undertrycket bakom skovelns då denna roterar.
- $(\zeta_c)_j$ den Carnotiska chockförlustkoefficienten för skovelkrans nummer j.

Korrektions faktorn (χ_R) som beror på Reynolds tal (Re), ytråheten (k_s) och skovelns utsträckning i strömningsriktningen (s_y). Reynolds tal beräknas enligt följande ekvation (A.5.29).

$$Re_j = \frac{(s_y)_j \cdot (w_2)_j}{(v_2)_j} \quad (\text{A.5.29})$$

Med hjälp av dessa variabler och diagrammet i figur A.5.2 kan korrektionsfaktorn beräknas.

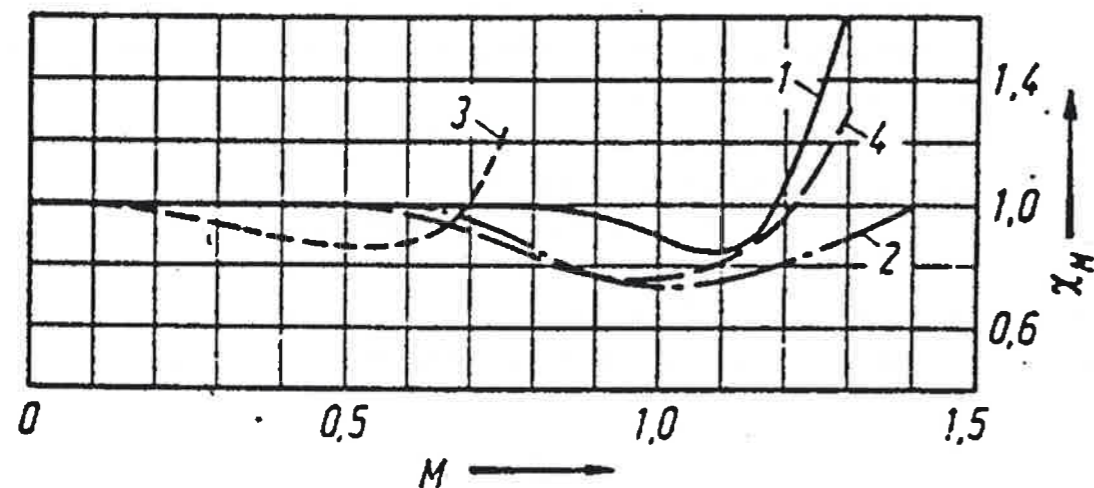


Figur A.5.2 Diverse variabler som funktion av Reynolds tal. [W. Traupel (1977)]

Korrektionsfaktorn, χ_M , beror på Mach talet (M) och vilken utformning skovlarna har. Mach talet kan beräknas genom användandet av ekvation (A.5.30).

$$M_j = \frac{(w_2)_j}{\sqrt{\frac{2 \cdot (\kappa_2)_j}{(\kappa_2)_j + 1} \cdot (p_1^0)_j \cdot (v_1^0)_j}} \quad (\text{A.5.30})$$

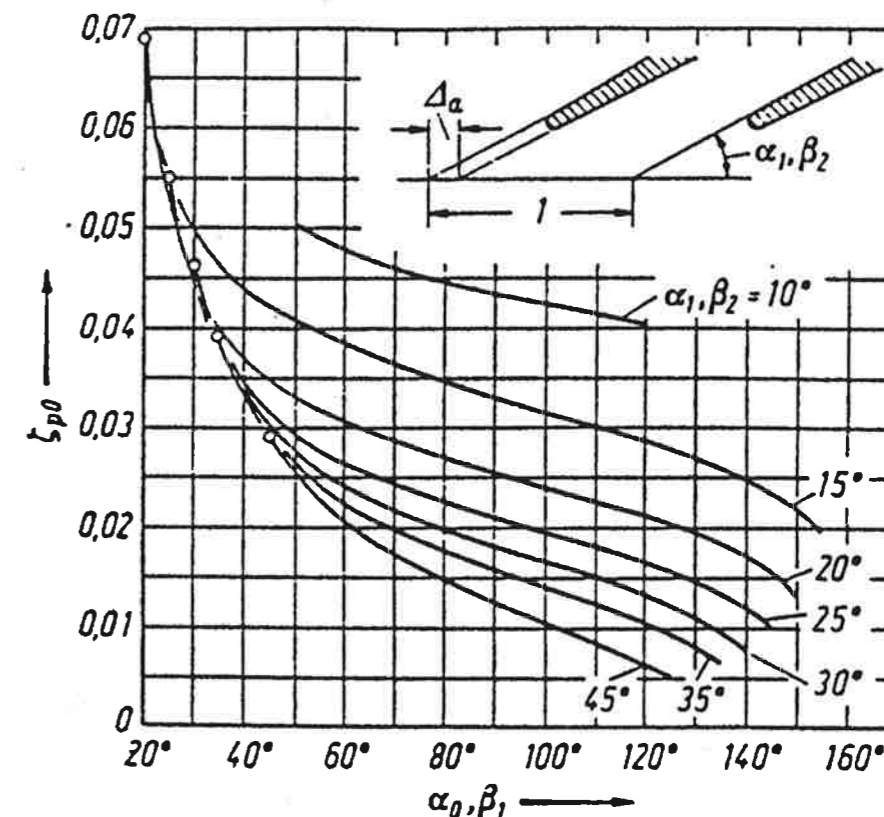
Sambandet beskrivs i figur A.5.3.



Figur A.5.3 χ_m som funktion av Mach talet. Linjerna ett och två är för en kraftigt accelererande stator. Linjerna tre och fyra är för impulsrotorer. [W. Traupel (1977)].

För Ljungströmsturbinen är Mach talet lågt och den är dessutom en reaktionsturbins därför antas det att $\chi_M = 1$.

Den grundläggande profilmålnskoefficienten skall nu beräknas. Det är denna som korrektionsfaktorerna χ_R och χ_M skall korrigera. Den grundläggande profilmålnskoefficienten baseras på tanken om en skovelprofil som är aerodynamiskt bra då $Re = 2 \cdot 10^5$ och $M = 0,2$ dvs då χ_R och χ_M är ett. Den grundläggande profilmålnskoefficienten är därmed endast beroende av de relativa strömningsvinklarna vid in- och utlopps β_1 och β_2 . Detta beroende beskrivs av diagrammet i figur A.5.4.

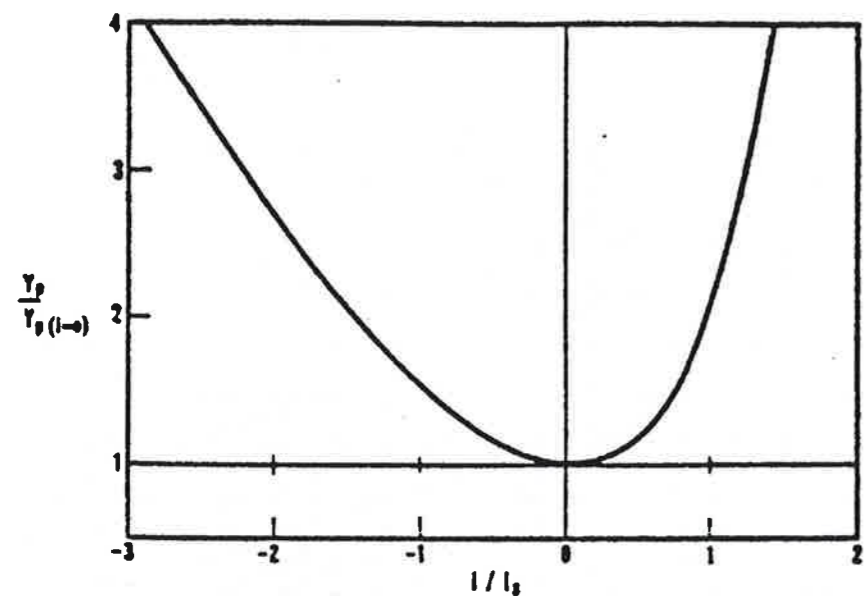


Figur A.5.4 Den grundläggande profilmålnskoefficienten som funktion av strömningsvinklarna relativt skovelns för inlopp och utlopp. Det vill säga $(\zeta_{p0(i=0)})_j$ som funktion av $(\beta_1)_j$ och $(\beta_2)_j$. [W. Traupel (1977)]

Den grundläggande profilmålnskoefficienten är den som uppstår då inloppsvinkeln överensstämmer med skovelgittrets inloppsvinkel. Detta inträffar dock inte alltid, därför måste ett samband som beskriver hur $(\zeta_{p0})_j$ beror på avvikelsernas inloppsvinkel, i , användas. Inloppsvinkeln kan studeras i figur 2.11 och beskrivs av ekvation (A.5.31).

$$i_j = (\beta_{1,skovel})_j - (\beta_1)_j \quad (\text{A.5.31})$$

Nu kan alltså $(\zeta_{p0})_j$ beskrivas med hjälp av $(\zeta_{p0(i=0)})_j$, $(i)_j$ och $(i_s)_j$, där $(i_s)_j$ är inloppsvinkeln vid stallning för skovelkrans nummer j . Stallpunkten definieras som brytpunkten innan en kraftig ökning av profilmålnskoefficienten infinner sig. Egentligen då anfallsvinkeln för skovlarna är så hög att ångan träffar baksidan av skovlarna. Tyvärr är denna svår att beräkna och väljs därför som en parameter. Ett bra värde på $(i_s)_j$ är ca 8° . Diagrammet i figur A.5.5 kan nu användas.



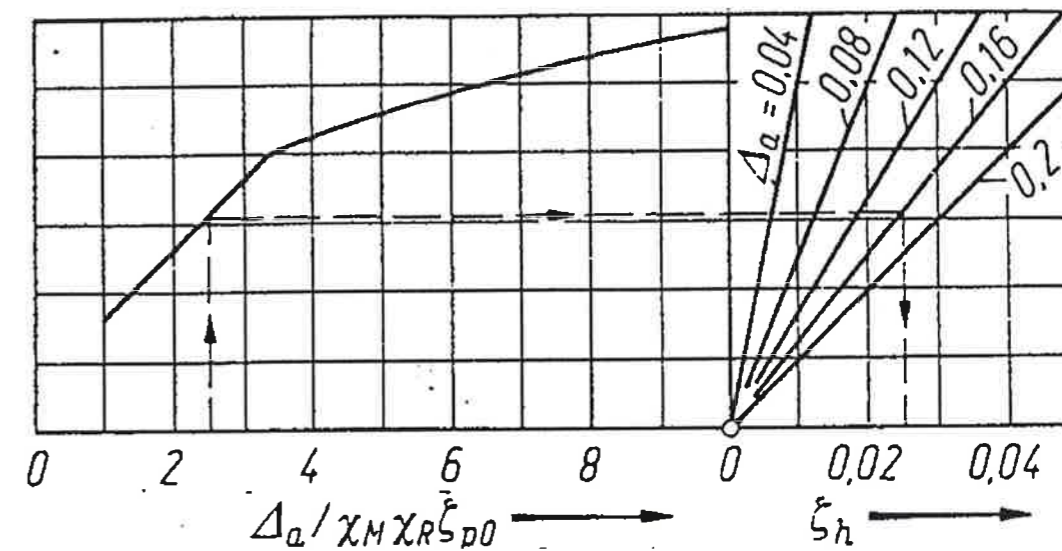
Figur A.5.5 Diagram för att vikta den grundläggande profilmåstkoefficienten beroende på infallsvinkeln. Alltså $\frac{(\zeta_p)_j}{(\zeta_{p(i=0)})_j}$ som funktion av $\frac{(i)_j}{(i_s)_j}$.

[S. Svendsdotter och N. Wei, Investigation of the Flow Through an Axial Turbine Stage]

Därmed är beräkningsgången för den första termen i ekvationen för beräkning av profilmåstkoefficienten beskriven. Den andra termen, som kallas för bakkantsförlustkoefficienten, beror på den undertrycksvåg som drar fram då skoveln roterar relativt ångflödet. Bakkantsförlustkoefficienten kan beräknas med hjälp av den projicerade skoveltjockleken, Δ_a , och den tidigare beskrivna termen som benämnes den viktade grundläggande profilmåstkoefficienten $(\chi_R \cdot \chi_M \cdot \zeta_{p0})_j$. Den nya variabeln, Δ_a , är en projektion av skoveltjockleken på rotationsvektorn dividerat med avståndet mellan två skovlar (t), den kan studeras i figur A.5.4. Δ_a beskrivs av ekvation (A.5.32).

$$(\Delta_a)_j = \frac{\delta_j}{t_j \cdot \sin((\beta_2)_j)} \quad (A.5.32)$$

Vilket innebär att bakkantsförlustkoefficienten kan avläsas med hjälp av diagram (A.5.6).



Figur A.5.6 Diagram som beskriver bakkantsförlustkoefficienten, $(\zeta_h)_j$, som funktion av den projicerade skoveltjockleken, $(\Delta_a)_j$, och den viktade grundläggande profilmåstkoefficienten, $(\chi_R \cdot \chi_M \cdot \zeta_{p0})_j$. [W. Traupel (1977)].

Då återstår det endast att beskriva den tredje och sista termen i uttrycket för den globala profilmåstkoefficienten, det vill säga den Carnotiska chockförlustkoefficienten, $(\zeta_c)_j$. Den Carnotiska chockförlustkoefficienten uppstår då den ånga som strömmar utanför gränsskikten, som löper utmed skovelytorna, blandas med den undertrycksvåg som beskrevs i ekvationen för beräkningen av bakkantsförlustkoefficienten. Vid denna blandning efter skovlarna expanderar ångan plötsligt och skapar den Carnotiska chockförlusten. Den Carnotiska chockförlustkoefficienten kan beräknas direkt med den ekvation som här benämnes ekvation (A.5.33).

$$(\zeta_c)_j = \left(\frac{(\Delta_a)_j}{1 - (\Delta_a)_j} \right)^2 \cdot \sin^2((\beta_2)_j) \quad (A.5.33)$$

Alla dessa koefficienter kombineras till en global (för skoveln) profilmåstkoefficient, ζ_p , i enighet med ekvation (A.5.28).

Fläktförlustkoefficienten, ζ_f , beskriver profilmåstförluster som beror på att avståndet mellan två intilliggande skovlar, t , i en axialturbin ökar då radien ökar. Radialturbinen har inte detta problem eftersom skovellängden utbreder sig i axiell riktning ($l = 0$ i detta fall). Därmed sätts ζ_f till 0.

Restförlustkoefficienten, ζ_{rest} , beskriver förlusterna som skapas mellan ångan och väggarna av instationär strömning och sekundärflöden. Dessa förluster uppträder vid kanalgränserna (nav och turbinhus) och området mellan stator och rotor. Även dessa ekvationer är empiriskt framtagna av W. Traupel och är olika för olika sorters turbiner. Gemensamt för alla turbiner är ekvation (A.5.34).

$$(\zeta_{rest})_j = \begin{cases} \zeta_p \cdot \frac{F}{(1/t)_k} + \zeta_a + A \cdot \left(\frac{s}{1} - \frac{s/t}{(1/t)_k} \right) & \text{för } 1/t < (1/t)_k \\ \zeta_p \cdot \frac{F}{1/t} + \zeta_a & \text{för } 1/t \geq (1/t)_k \end{cases} \quad (\text{A.5.34})$$

Där F kan utläsas ur figur A.5.8, $(1/t)_k$ är definierad av ekvation (A.5.35) och ζ_a är definierad av ekvation (A.5.36) för skivturbiner och ekvation (A.5.37) för trumturbiner. Båda kan användas för både ledskenor och löpskovlar beräkningar genom att logiskt byta variabelnamn.

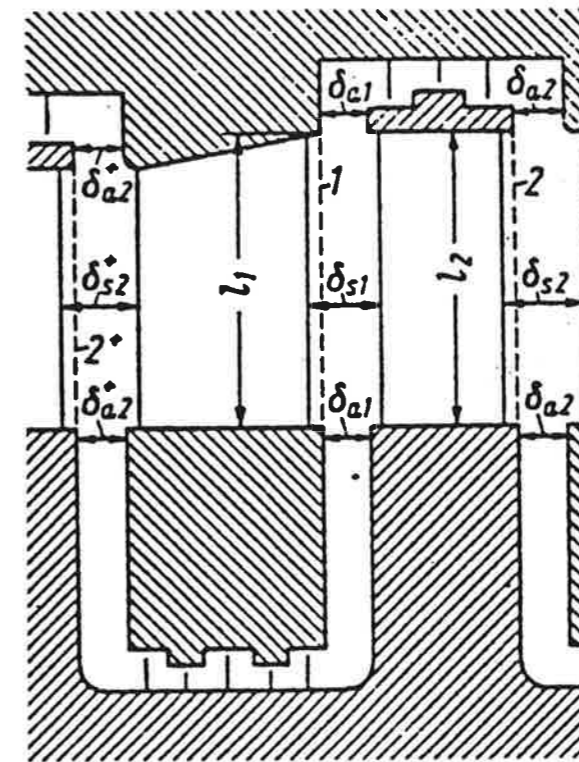
$$(1/t)_k = \begin{cases} 7 \cdot \sqrt{\zeta_p} & \text{för ledskenor} \\ 10 \cdot \sqrt{\zeta_p} & \text{för löpskovlar} \end{cases} \quad (\text{A.5.35})$$

$$(\zeta_a)_j = \frac{(c_f)_j \cdot (\delta_a)_j}{\sin(\beta_2)_j} \cdot 1 \quad (\text{A.5.36})$$

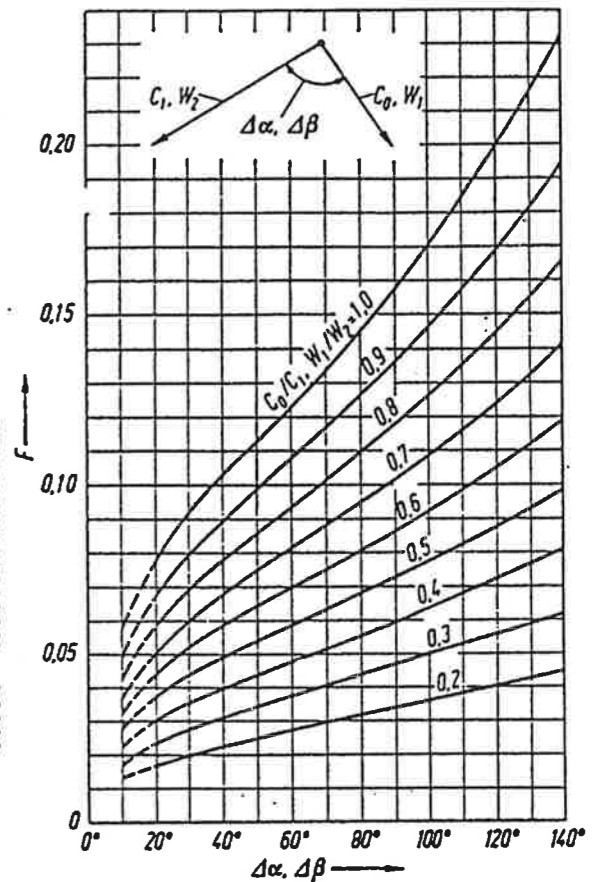
$$(\zeta_a)_j = \frac{(c_f)_j \cdot (\delta_s)_j}{\sin(\beta_2)_j} \cdot \left(1 - \frac{1}{D_m} \right) \quad (\text{A.5.37})$$

I denna ekvation användes ekvationerna för skivturbinen eftersom skivorna i Ljungströmsturbinen liknas vid skivorna i skivturbinen. Vissa av variablerna är redan definierade, de resterande kan avläsas från figur A.5.7. Friktionsfaktorn c_f tas ur figur A.5.2 med samma definition av Reynolds tal som vid beräkningen av χ_R alltså ekvation (A.5.29).

Diagrammet i figur A.5.8 omvandlas till ekvationer som länkas samman till en yta genom linjär interpolation.



Figur A.5.7 Bild av en skivturbin där parametrar till beräkningen av restförlustkoefficienten syns. [W. Traupel (1977)]

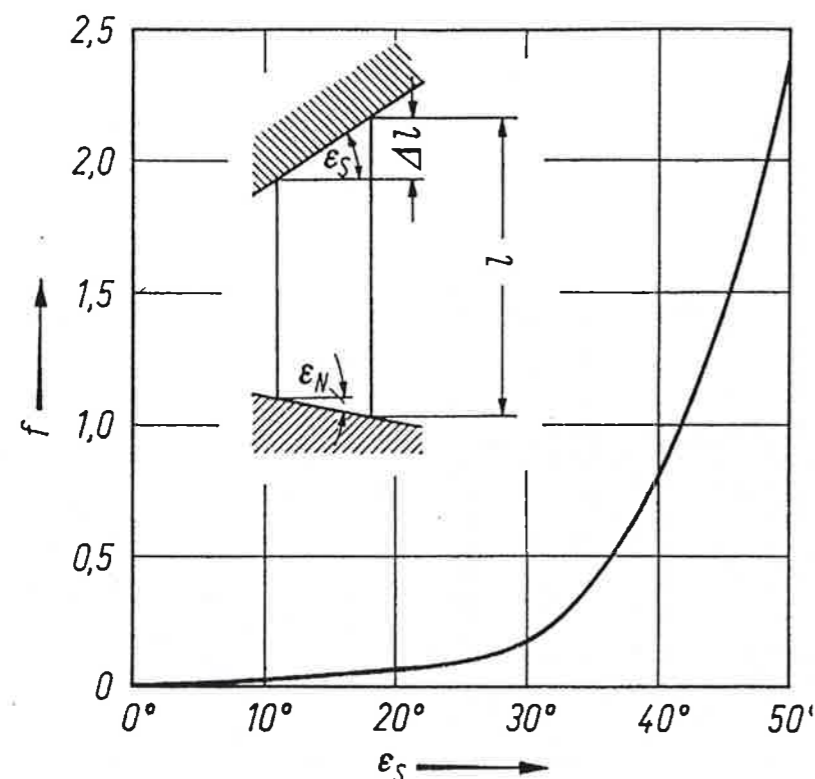


Figur A.5.8 Diagram som beskriver accelerations- och omlänkingsfaktorn, F, som funktion av vinklarna och hastigheterna. [W. Traupel (1977)]

Tilläggförlustkoefficienten, ζ_z , baseras på de förluster som orsakas av konstruktionsdetaljer i bladkanalen. Exempelvis svängningsdämpande vajrar, fasade bladtoppar eller koniska strömningskanaler. Det finns ett flertal ekvationer som beskriver tilläggförlustkoefficienten beroende på vilka förluster som beaktas. Eftersom turbinen som skall simuleras inte innehåller några vajrar och bladtopparna avslutas i ändstycken med labyrinthtätningar består tilläggförlusterna endast av de förluster som orsakats av de koniska strömningskanalerna. Beräkningen av tilläggförlustkoefficienten kan därmed beskrivas av ekvation (A.5.38).

$$\zeta_{z,j} = (\zeta_{p,j} + \zeta_{f,j} + \zeta_{rest,j}) \cdot \frac{(\Delta l)_j}{(l)_j} \cdot (f)_j \quad (\text{A.5.38})$$

Där f är en variabel som presenteras i figur A.5.10.

Figur A.5.10 f som funktion av ϵ_s . [W. Traupel (1977)].

Detta diagram omvandlas till en ekvation för att kunna användas i simuleringmodellen.

Det totala specifika periferiarbetet

Periferiarbetet kan beskrivas som det arbete som ångan utför på skovelarna genom en hastighetsändring (riktning och storlek). Alltså kan periferiarbetet beräknas med hjälp av impulslagen. Det specifika arbetet som utförs då ångan expanderar genom en skovelkrans i en Ljungströmsturbine, med hastighetstrianglar enligt Stodola, kan alltså beskrivas med hjälp av den ekvation som benämnes turbinhuvudekvationen, här ekvation (A.5.39).

$$(a_{u,hast})_j = \frac{1}{2} \cdot \left\{ [(w_2)_j^2 - (w_1)_j^2] - [(c_2)_j^2 - (c_1)_j^2] - [(u_2)_j^2 - (u_1)_j^2] \right\} \quad (A.5.39)$$

Med samma definitioner av hastigheterna, vinklarna och radierna som i fallet då specifika entalpifallet skulle beräknas erhålls följande ekvation för vilken skovelkrans som helst utom ett eller två.

$$(a_{u,hast})_j = \frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_j \cdot \sin(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} \right)^2 - \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_{j-1} \cdot \sin(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} \right)^2 \right] + \right. \\ \left. - \left[\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_j \cdot \sin(\beta_1) \cdot \sin(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} \right)^2 + \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_j \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} - 2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_j \right)^2 \right] + \right. \\ \left. - \left[\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_{j-1} \cdot \sin(\beta_2) \cdot \sin(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} \right)^2 + \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_{j-1} \cdot \sin(\beta_2) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} + 2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_{j-1} \right)^2 \right] \right\} \\ - \left[(2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_j)^2 - (2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_{j-1})^2 \right] \text{ för } j \geq 3$$

Vilket kan förenklas till:

$$(a_{u,hast})_j = \frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_j \cdot \sin(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} \right]^2 \cdot [1 - \sin^2(\beta_2) - \cos^2(\beta_2)] - \left[\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_{j-1} \cdot \sin(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} \right]^2 \cdot \right. \\ \left. \cdot [1 - \sin^2(\beta_1) - \cos^2(\beta_1)] + \frac{16 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_j^2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} - 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_j^2 + \right. \\ \left. + \frac{16 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_{j-1}^2 \cdot \sin(\beta_2) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} + 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_{j-1}^2 - 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_j^2 + 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_{j-1}^2 \right\} \text{ för } j \geq 3$$

Genom att använda trigonometriska ettan och skriva samman detta erhålls ekvation (A.5.40).

$$(a_{u,hast})_j = 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left(\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right) \cdot r_j^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{2 \cdot \sin(\beta_2) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} + 1 \right) \cdot r_{j-1}^2 \right\} \text{ för } j \geq 3 \quad (A.5.40)$$

Eftersom denna ekvation beskriver det specifika arbetet som utförs då ångan strömmar genom en skovelkrans måste detta summeras för alla skovelkransarna för att det totala specifika arbetet skall kunna beräknas. Ekvationen för det totala periferiarbetet beskrivs i ekvation (A.5.41).

$$\sum_{j=1}^n \Delta \dot{A}_{ihast,j} = \Delta \dot{A}_{hast,tot} = \Delta \dot{A}_{hast,1} + \Delta \dot{A}_{hast,2} + \sum_{j=3}^n \Delta \dot{A}_{hast,j} \text{ för } n \geq 3 \quad (A.5.41)$$

Innan denna ekvation kan beskrivas måste ekvationerna som beskriver det specifika periferiarbetet i den första och den andra skovelkransen beskrivas.

$$(a_{u,hast})_1 = \frac{1}{2} \cdot \left\{ [(w_2)_1^2 - (w_1)_1^2] - [(c_2)_1^2 - (c_1)_1^2] - [u_1^2 - u_0^2] \right\}$$

Med de tidigare presenterade definitionerna inskrivna i denna ekvation erhålls följande:

$$(a_{u,hast})_1 = \frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1 \cdot \sin(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} \right)^2 - (c_0^2 + 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_0^2) \right] + \right. \\ \left. - \left[\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \sin(\beta_{21})}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} \right)^2 + \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_{21})}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} - 2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1 \right)^2 \right] + \right. \\ \left. - c_0^2 \right\} - \left[4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_1^2 - 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_0^2 \right]$$

Vilken kan förenklas till ekvation (A.5.42)

$$(a_{u,hast})_1 = 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot r_1^2 \cdot \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_{21})}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \quad (A.5.42)$$

För den andra skovelkranen kan uttrycket för det specifika arbetet beskrivas med

$$(a_{u,hast})_2 = \frac{1}{2} \cdot \left\{ [(w_2)_2^2 - (w_1)_2^2] - [(c_2)_2^2 - (c_1)_2^2] - [u_2^2 - u_1^2] \right\}$$

Genom att skriva in uttrycken för de olika hastigheterna i ekvationen ovan erhålls följande ekvation

$$(a_{u,hast})_2 = \frac{1}{2} \cdot \left\{ \left[\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_2 \cdot \sin(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} \right)^2 - \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1 \cdot \sin(\beta_{21})}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} \right)^2 \right] + \right. \\ \left. - \left[\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \sin(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} \right)^2 + \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} - 2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_2 \right)^2 \right] + \right. \\ \left. - \left[\left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1 \cdot \sin(\beta_{21}) \cdot \sin(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} \right)^2 + \left(\frac{4 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1 \cdot \sin(\beta_{21}) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} + 2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1 \right)^2 \right] \right\} \\ - \left[(2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_2)^2 - (2 \cdot \pi \cdot f \cdot r_1)^2 \right]$$

Vidare förenkling och sammanskrivning ger ekvation (A.5.43).

$$(a_{u,hast})_2 = 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 + \right. \\ \left. + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_{21}) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} + 1 \right] \cdot r_1^2 \right\} \quad (A.5.43)$$

Införs att radien r_j kan beskrivas av $r_j = r_0 + j \cdot \Delta r$ kan $(a_{u,hast})_1$, $(a_{u,hast})_2$ och $(a_{u,hast})_j$ beskrivas av ekvationerna (A.5.44), (A.5.45) och (A.5.46).

$$(a_{u,hast})_1 = 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot (r_0 + \Delta r)^2 \cdot \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_{21})}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \quad (A.5.44)$$

$$(a_{u,hast})_2 = 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot (r_0 + 2 \cdot \Delta r)^2 + \right. \\ \left. + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_{21}) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} + 1 \right] \cdot (r_0 + \Delta r)^2 \right\} \quad (A.5.45)$$

$$(a_{u,hast})_j = \frac{1}{2} = 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot (r_0 + j \cdot \Delta r)^2 + \right. \\ \left. + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_2) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} + 1 \right] \cdot (r_0 + (j-1) \cdot \Delta r)^2 \right\} \quad \text{för } j \geq 3 \quad (A.5.46)$$

Nu kan det specifika arbetet i hela turbinen beräknas om massflödet antogs vara konstant genom hela turbinen, det vill säga

$$\dot{m}_{sk1} = \dot{m}_{sk2} = \dot{m}_{sk3} = \dot{m}_{sk4} = \dot{m}_{sk5} = \dots = \dot{m}_{skj} = \dot{m}_{sk}$$

Vilket resulterar i ekvation (A.5.47).

$$\sum_{j=1}^n (a_{u,hast})_j = (a_{u,hast})_{tot} = 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_{21})}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot (r_0 + \Delta r)^2 \right] + \right. \\ \left. + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot (r_0 + 2 \cdot \Delta r)^2 + \right. \\ \left. + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_{21}) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} + 1 \right] \cdot (r_0 + \Delta r)^2 \right\} + \quad (A.5.47) \\ \left. + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \sum_{j=3}^n (r_0 + j \cdot \Delta r)^2 + \right. \\ \left. + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_2) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} + 1 \right] \cdot \sum_{j=3}^n (r_0 + (j-1) \cdot \Delta r)^2 \right\} \quad \text{för } n \geq 3$$

Denna ekvation kan förenklas ytterligare men en sådan förenkling är inte nödvändig i detta beräkningsförfarande.

Det totala specifika inre arbetet

Tanken med det inre arbetet är att det skall vara arbetet som överförs från skovlarna till axeln. För att kunna beräkna detta måste det specifika periferiarbetet beskrivas vilket gjorts tidigare. Från periferiarbetet skall olika förlustarbeten dras. Dessa beskrivs som koefficienter av den isentropa effekten. Denna beskrivning kan sammanfattas i ekvation (A.5.48).

$$a_{i,hast,j} = a_{u,hast,j} - \Delta h_{is,hast,j} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_j \quad (A.5.48)$$

Där $\left(\sum \zeta_{par} \right)_j$ är summan av parasitförlustkoefficienterna för skovelkrans nummer j.

Dessa parasitförluster kommer att beskrivas mer ingående under rubriken "Parasitförlustkoefficienterna". Här beskrivs även tillvägagångssättet för beräkningen av dessa förlustkoefficienter. Under denna rubrik kommer däremot tyngdpunkten att ligga på att beskriva ekvationen för det totala specifika inre arbetet. Detta kan beskrivas av ekvation (A.5.49).

$$\sum_{j=1}^n a_{i,hast,j} = \sum_{j=1}^n a_{u,hast,j} - \sum_{j=1}^n \left[\Delta h_{is,hast,j} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_j \right] \quad (A.5.49)$$

Under rubriken "Det totala specifika periferiarbetet" beskrevs summan av de specifika periferiarbetena. Därför återstår det bara att beskriva summan av de specifika parasitförlusterna. Här införs antagandet att parasitförlustkoefficienterna är samma för alla skovelkransar utom ett och två. Därmed har problemet fått följande utseende.

$$\sum_{j=1}^n par_j = \Delta h_{is,hast,1} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_1 + \Delta h_{is,hast,2} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_2 + \sum_{j=3}^n \left[\Delta h_{is,hast,j} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_{res} \right]$$

Genom att skriva in de kända sambanden från härledningen av det isentropa entalpifallet utvinns följande ekvation.

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^n par_j &= 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,1} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 - \frac{c_0^2}{2} \right\} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_1 + \\ &+ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,2} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 \right\} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_2 + \\ &+ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \sum_{j=3}^n \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,j} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_j^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_{j-1}^2 \right\} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_{res} \end{aligned}$$

för $n \geq 3$

Här delas summorna upp och antagandet som infördes i ekvationen som beskriver det totala isentropa specifika entalpifallet, nämligen att den isentropa strömningsverkningsgraden är samma för alla skovelkransar utom ett och två, infördes även här. Det resulterar i följande ekvation.

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^n par_j &= 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,1} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 - \frac{c_0^2}{2} \right\} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_1 + \\ &+ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,2} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 \right\} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_2 + \\ &+ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,res} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \sum_{j=3}^n (r_j^2) - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \sum_{j=2}^{n-1} r_j^2 \right\} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_{res} \end{aligned}$$

för $n \geq 3$

Här kan variablerna identifieras så att dessa kan brytas ut för att underlätta beräkningsrutinen. Variablerna är: f , $\eta_{nb,1}$, $\eta_{nb,2}$, $\eta_{nb,res}$, $\left(\sum \zeta_{par} \right)_1$, $\left(\sum \zeta_{par} \right)_2$, $\left(\sum \zeta_{par} \right)_{res}$ och c_0^2 . Genom att utveckla summorna i föregående ekvation och förenkla erhålls ekvation (A.5.50).

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^n par_j &= 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,1} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 - \frac{c_0^2}{2} \right\} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_1 + \\ &+ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,2} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 \right\} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_2 + \\ &+ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,res} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \left((n-1) \cdot r_0^2 + \left(\left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 + n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \right) \cdot \Delta r \right) + \right. \\ &\quad \left. - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \left((n-2) \cdot r_0^2 + \left(\left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 - n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \right) \cdot \Delta r \right) \right\} \cdot \left(\sum \zeta_{par} \right)_{res} \end{aligned} \quad (A.5.50)$$

för $n \geq 3$

Parasitförlustkoefficienterna

Parasitförlusterna genom en skovelkrans kan delas upp i tre huvuddelar. Dessa fyra delar är spalt-, friktions-, ventilations- och fuktförluster. Summan av parasitförlustkoefficienterna kan beskrivas med hjälp av ekvation (A.5.51).

$$\left(\sum \zeta_{par} \right)_j = \zeta_{sp,j} + \zeta_{R,j} + \zeta_{V,j} + \zeta_{F,j} \quad (A.5.51)$$

- Där:
- $\zeta_{sp,j}$ spaltförlustkoefficienten som beskriver läckageförlusterna över skovelspetsarna för skovelkrans nummer j.
 - $\zeta_{R,j}$ rotorförlustkoefficienten som beskriver friktionsförlusterna i turbinen, för skovelkrans nummer j.
 - $\zeta_{V,j}$ ventilationsförlustkoefficienten som beskriver förlusterna i turbinen vid partiellt pådrag, för skovelkrans nummer j.

A.5 Beräkningsunderlag för Ljungströmsturbiner

$\zeta_{F,j}$ fuktförlustkoefficienten som beskriver förlusterna genom skovelkrans nummer j på grund av fukt i ångan.

Här följer nu en beskrivning och ekvationsunderlag för var och en av dessa förluster.

Spaltförlustkoefficienten, ζ_{sp} , beskrivs som den arbetsförlust som läckageflödet över skovelspetsarna orsakar. Förlusterna kan delas upp i två olika delar, en som består av förlusterna som strömningen orsakar och en som uppstår då läckageflödet blandas med huvudflödet. W. Traupel kom fram till ett flertal empiriska ekvationer. Dessa ekvationer är olika beroende på skovelns tätningar. Här presenteras endast de ekvationer som gäller för turbiner med labyrinttätningar, eftersom den aktuella turbinen har labyrinttätningar vid bladtopparna. De ekvationer som är intressanta är ekvationerna för löpskovlarna eftersom alla skovelkransar består av löpskovlar. Det relativa läckageflödet, μ , det vill säga läckageflödet dividerat med det totala massflödet kan beskrivas av ekvation (A.5.52).

$$(\mu)_j = \frac{(\alpha_{sp})_j \cdot (f_{sp})_j}{(\Omega_2)_j \cdot \sin(\beta_2)_j \cdot \sqrt{(z)_j}} \cdot \sqrt{\frac{(r_s)_j}{(\bar{r})_j} \left[\frac{1}{(\eta_{nb})_j} - \left(\frac{(\bar{w}_1)_j}{(\bar{w}_2)_j} \right)^2 \right]} \quad (\text{A.5.52})$$

Eftersom den aktuella turbinen är en Ljungströmsturbin är Eulerradien vid inloppet skild från den vid utloppet. Dessutom är Eulerradien samma som alla andra radier längs skovellängden. Detta innebär att följande samband gäller: $(\beta_2)_j = (\beta_1)_j$, $(r_s)_j = (\bar{r})_j = (r)_j$ och $(\bar{w}_n)_j = (w_n)_j$. Genom att använda dessa samband förenklas beräkningen av det relativa läckageflödet avsevärt. Spaltförlustkoefficienten kan nu beskrivas med hjälp av ekvation (A.5.53).

$$(\zeta_{sp})_j = (\mu)_j \cdot \left[1 - \left(\frac{(v)_j - (v(\beta_1^*)_j)_j}{(v(\beta_1^*)_j)_j} \right)^2 \right] \quad (\text{A.5.53})$$

Hastighetsförhållandet beskriver förhållandet mellan den kinetiska energin i rotationen och det totala isentropa entalpifallet genom kransen (egentligen kvadratroten av förhållandet). Detta kan beskrivas med hjälp av ekvation (A.5.54) [W. Traupel (1977), ekvation (5.6(18))].

$$(v)_j \equiv \frac{(u)_j}{\sqrt{2 \cdot (\Delta h_{is})_j}} \quad (\text{A.5.54})$$

Ekvationen är skriven för axialturbiner. För att överföra den på radialturbiner måste antagandet att med "u" avses utloppshastigheten "u₂" göras, vilket innebär att (v)_j omdefinieras enligt ekvation (A.5.55).

$$(v)_j \equiv \frac{(u_2)_j}{\sqrt{2 \cdot (\Delta h_{is})_j}} \quad (\text{A.5.55})$$

Rotorförlustkoefficienten, ζ_R , uppstår mellan ångan och de roterande skivorna i en skivturbin. Eftersom den intressanta turbinen inte är en skivturbin är det lätt att tro att denna koefficient är noll. Så är inte fallet eftersom det uppstår friktionsförluster mellan de båda roterande skivorna och ångan. En del av variablerna måste dock ändras. Den ursprungliga ekvationen [W. Traupel (1977), ekvation (8.4(31))] beskrivs i ekvation (A.5.56).

$$(\zeta_R)_j = \frac{1,27 \cdot (C_m)_j \cdot \left(\frac{(D_N)_j}{(D_2)_j} \right)^4 \cdot \left(\frac{(D_N)_j}{(l_2)_j} \right)}{(\varepsilon)_j \cdot (\varphi)_j \cdot (\psi)_j} \quad (\text{A.5.56})$$

Genom att fundera på tanken bakom denna ekvation samt att studera en skivturbin och en Ljungströmsturbin kan följande variabelbyte genomföras:

$$(D_N)_j = (D_2)_{j-1} = 2 \cdot (r_0 + (j-1) \cdot \Delta r),$$

$$(D_2)_j = \frac{(D_2)_j - (D_2)_{j-1}}{2} + (D_2)_{j-1} = 2 \cdot (r_0 + (j-0,5) \cdot \Delta r) \quad \text{och} \quad (l_2)_j = \Delta r. \quad \text{Observera att detta variabelbyte genomföres endast i samband med ekvation (A.5.56). Ekvationen kan då skrivas om till ekvation (A.5.57).}$$

Genom att fundera på tanken bakom denna ekvation samt att studera en skivturbin och en Ljungströmsturbin kan följande variabelbyte genomföras:

$$(\zeta_R)_j = \frac{1,27 \cdot (C_m)_j \cdot \left(\frac{2 \cdot (r_0 + (j-1) \cdot \Delta r)}{2 \cdot (r_0 + (j-0,5) \cdot \Delta r)} \right)^4 \cdot \left(\frac{2 \cdot (r_0 + (j-1) \cdot \Delta r)}{\Delta r} \right)}{(\varepsilon)_j \cdot (\varphi)_j \cdot (\psi)_j} \quad (\text{A.5.57})$$

Vilket kan förenklas till ekvation (A.5.58).

$$(\zeta_R)_j = \frac{2,54 \cdot (C_m)_j \cdot (r_0 + (j-1) \cdot \Delta r)^5}{(\varepsilon)_j \cdot (\varphi)_j \cdot (\psi)_j \cdot (r_0 + (j-0,5) \cdot \Delta r)^4 \cdot \Delta r} \quad (\text{A.5.58})$$

Där $(C_m)_j$ är en funktion av Reynolds tal enligt figur A.5.2. Reynolds tal bestäms enligt ekvation (A.5.59).

$$(\text{Re})_j = \frac{(u_N)_j \cdot (D_N)_j}{(v_2)_j} = \frac{8 \cdot \pi \cdot f \cdot (r_0 + (j-1) \cdot \Delta r)^2}{(v_2)_j} \quad (\text{A.5.59})$$

Volymtalet beräknas med hjälp av ekvation (A.5.60) och trycktalet med hjälp av ekvation (A.5.61).

$$(\varphi)_j = \frac{(\dot{V})_j}{(\varepsilon)_j \cdot (\Omega_2)_j \cdot (u_2)_j} = \frac{(c_{x2})_j}{(u_2)_j} \quad (\text{A.5.60})$$

$$(\psi)_j = \frac{(\Delta h_{is})_j}{(u_2)_j^2} \quad (\text{A.5.61})$$

Ventilationsförlustkoefficienten, ζ_v , uppstår vid partialreglering av ångturbiner då ångan fördelar sig över genomströmningsarean. Dessa förluster benämns ventilationsförluster och beskrivs av följande resonemang. Turbinens första steg kallas vid partialreglering för reglersteg. Detta skiljer sig från de andra genom att ledskenorna är indelade i olika sektorer. Eftersom detta steg ibland inte är helt täckt av ledskovlar uppstår det förluster då ångan fördelar sig mellan ledskenan och löpskovelv. Förluster uppstår även i fördelningskammaren. Samtliga förluster uppträder även på turbiner som har reglersteg som är helt täckta med ledskenor då dessa inte går med fullt ångflöde. Andelen av den totala löpskovelarean som genomströmmas av ånga går under beteckningen ϵ .

På grund av att den modellerade turbinen regleras med hjälp av strypreglering har turbinen inget reglersteg och därmed inga ventilationsförluster. I stället är där strypförluster men dessa infinner sig vid strypningen i ventilen som ligger utanför systemgränsen för turbinen. Därför sätts ventilationsförlustkoefficienten till noll.

Fuktförlustkoefficienten, ζ_F , beskriver förlusterna som skapas då ångan börjar falla ut fukt i turbinen. Då ångan expanderar genom turbinen sjunker entalpin i ångan och i vissa typer av turbiner kan ett tillstånd som ligger under mättnadslinjen erhållas. Ångan blir då utblandad med kondensat. Eftersom volymiteten för vatten är mycket mindre påverkas inte vattendropparna i ångan på samma sätt av skovlarna. Vattendropparna får en annan hastighet än ångan, både lägre fart och en annan anslagsvinkel mot skovlarna. Denna skillnad i hastighet resulterar i ett minskat entalpifall per skovelkrans och i ökade förluster beroende på att vattendropparna fastnar på skovlarna.

Eftersom Ljungströmsturbinen i den turbin som skall simuleras är en högtrycksturbin i en anläggning med en sådan termisk utläggning att det inte bildas fukt i denna del av DURAXturbinen så sätts fuktförlustkoefficienten till noll.

Förenklningar av beräkningarna genom parametrisering

De beräkningar som utförs under simuleringen skall vara så enkla och så få som möjligt. Med anledning av detta önskemål bryts de grundläggande ekvationerna upp i gemensamma faktorer.

Då härledningarna av de specifika parasitförlusterna jämförs med härledningen av det totala isentropa specifika entalpifallet uppdagas det att de är väldigt lika (eftersom parasitförlusterna beskrivs som en kvot av det isentropa entalpifallet). Denna iakttagelse kan användas till att göra beräkningarna snabbare genom att de gemensamma variablerna identifieras och isoleras. Summan beskrivs av ekvation (A.5.25) och återskapas här för att förbättra läsbarheten.

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^n (\Delta h_{is,hast})_j = & \left\{ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,1} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 - \frac{c_0^2}{2} \right\} + \\ & + \left\{ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,2} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 \right\} \right\} + \\ & + \left\{ 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,res} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \right. \\ & \cdot \left((n-1) \cdot r_0^2 + \left(\left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 + n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \right) \cdot \Delta r \right) - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \\ & \cdot \left. \left((n-2) \cdot r_0^2 + \left(\left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 - n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \right) \cdot \Delta r \right) \right\} \quad \text{för } n \geq 3 \end{aligned}$$

Det vill säga att följande variabler kan väljas ut som gemensamma.

$$v_1 = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,1} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 - \frac{c_0^2}{2}, \quad (\text{A.5.62})$$

$$v_2 = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,2} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 \right\} \quad (\text{A.5.63})$$

$$\begin{aligned} v_3 = & 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,res} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \\ & \cdot \left((n-1) \cdot r_0^2 + \left(\left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 + n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \right) \cdot \Delta r \right) - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \\ & \cdot \left((n-2) \cdot r_0^2 + \left(\left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 - n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \right) \cdot \Delta r \right) \quad \text{för } n \geq 3 \end{aligned} \quad (\text{A.5.64})$$

Dessa behöver nu bara beräknas en gång per beräkningssteg, stället för två gånger. Här syns även att vissa delar av beräkningarna kan väljas som konstanter, under förutsättningen att strömningsvinklarna är desamma som skovelvinklarna. Dessa konstanter beskrivs i de följande ekvationerna.

För dekvation ett gäller:

$$\begin{aligned} v_1 = & 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,1} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 - \frac{c_0^2}{2} = k_1 \cdot r_1^2 \cdot f^2 \cdot \left[\frac{k_2}{\eta_{nb,1}} - 1 \right] - v_4 = \\ = & v_5 \cdot r_1^2 \cdot \left[\frac{k_2}{\eta_{nb,1}} - 1 \right] - v_4 \quad \text{Där: } v_4 = \frac{c_0^2}{2}, v_5 = k_1 \cdot f^2, k_1 = 2 \cdot \pi^2, k_2 = \frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} \end{aligned}$$

$$\text{och } r_1^2 = (r_0 + \Delta r)^2$$

För dekvation två gäller:

$$v_2 = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,2} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 \right\} =$$

$$= v_5 \cdot \left\{ \left[\frac{k_3}{\eta_{nb,2}} - 1 \right] \cdot r_2^2 - k_4 \right\} \quad \text{Där:} \quad k_3 = \frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)}, \quad r_2^2 = (r_0 + 2 \cdot \Delta r)^2,$$

$$k_4 = \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 \quad \text{och} \quad r_1^2 = (r_0 + \Delta r)^2$$

För dekvation tre gäller:

$$v_3 = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\eta_{nb,res} \cdot \sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \left((n-1) \cdot r_0^2 + \left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 + n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \right) \cdot \Delta r \right\} +$$

$$- \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \left((n-2) \cdot r_0^2 + \left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 - n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \right) \cdot \Delta r \right\} =$$

$$= v_5 \cdot \left\{ \left[\frac{k_3}{\eta_{nb,res}} - 1 \right] \cdot k_5 - k_6 \right\}$$

Där:

$$k_5 = (n-1) \cdot r_0^2 + \left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 + n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \quad \text{för} \quad n \geq 3$$

$$k_6 = \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot k_7$$

$$k_7 = \left((n-2) \cdot r_0^2 + \left(r_0 + \frac{\Delta r}{2} \right) \cdot (n^2 - n) - 2 \cdot r_0 - \Delta r \right) \cdot \Delta r \quad \text{för} \quad n \geq 3$$

Det omskrivna uttrycket för det totala isentropa specifika entalpifallet blir då ekvation (A.5.65).

$$\sum_{j=1}^n (\Delta h_{is,hast})_j = v_1 + v_2 + v_3 \quad (A.5.65)$$

Med dessa omskrivningar inskrivna i ekvation (A.5.50) kan de specifika parasitförlusterna beskrivas av ekvation (A.5.66), vilket är en avsevärd förbättring jämfört med de tidigare ekvationerna.

$$\sum_{j=1}^n \text{par}_j = v_1 \cdot \sum \zeta_{\text{par},1} + v_2 \cdot \sum \zeta_{\text{par},2} + v_3 \cdot \sum \zeta_{\text{par},res} \quad (A.5.66)$$

Då återstår att beskriva det totala isentropa specifika entalpifallet, vilket skapas genom att justera summan enligt ekvationerna (A.5.14), (A.5.15) och (A.5.16) som återskapas här.

$$f_{\text{komp}} = \bar{f}_\infty \cdot \left(1 - \frac{1}{n} \right), \quad \bar{f}_\infty = \frac{1 - \left(\frac{p_{\text{ut}}}{p_{\text{in}}} \right)^{\frac{\eta_{nb,m} \cdot (\kappa_m - 1)}{\kappa_m}}}{\eta_{nb,m} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_{\text{ut}}}{p_{\text{in}}} \right)^{\frac{\kappa_m - 1}{\kappa_m}} \right]} - 1 \quad \text{och} \quad \Delta h_{is,hast,tot} = \frac{\sum_{j=1}^n \Delta h_{is,hast,j}}{1 + f_{\text{komp}}}$$

Genom att skriva samman ekvationerna (A.5.14) och (A.5.15) reduceras antalet variabler. Denna ekvation förändras eftersom detta är den enda ekvationen med tillräckligt många variabler. Genom att studera denna ekvation och bryta ut variabler kan följande ekvation erhållas.

$$f_{\text{komp}} = \left(\frac{1 - \pi^{\eta_{nb,m} \cdot p_{dx}}}{\eta_{nb,m} \cdot [1 - \pi^{p_{dx}}]} - 1 \right) \cdot \left(1 - \frac{1}{n} \right) \quad \text{Där:} \quad \pi = \frac{p_{\text{ut}}}{p_{\text{in}}} \quad \text{och} \quad p_{dx} = \frac{\kappa_m - 1}{\kappa_m} \quad (A.5.67)$$

Sambanden för det totala specifika entalpifallet och det totala specifika periferiarbetet studeras också för att finna gemensamma variabler och konstanter. Resultatet av denna studie presenteras under de följande rubrikerna.

Sambanden för det totala specifika entalpifallet och det totala specifika periferiarbetet studeras också för att finna gemensamma variabler och konstanter. Det totala specifika entalpifallet kan beskrivas av ekvation (A.5.13), vilken återskapas här för att underlätta för läsaren.

$$\Delta h_{\text{hast,tot}} = 2 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 + \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot r_2^2 - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_{21})}{\sin^2(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot r_1^2 + \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_1)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \sum_{j=3}^n (r_j^2) - \left[\frac{4 \cdot \sin^2(\beta_2)}{\sin^2(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \sum_{j=3}^n (r_{j-1}^2) \right\} - \frac{c_0^2}{2}$$

för $n \geq 3$

Genom att studera vilka delar av ekvationen som är variabler och vilka som är konstanter kan ekvationen skrivas om till ekvation (A.5.68). Antagandet om att strömningsvinklarna är desamma som skovlarnas vinklar gäller även här. Därmed är vinklarna parametrar.

$$\Delta h_{\text{hast,tot}} = v_5 \cdot k_8 - v_4 \quad (A.5.68)$$

Där:

$$k_8 = [k_2 - 1] \cdot r_1^2 + [k_3 - 1] \cdot [r_2^2 + k_5] - k_4 - k_6$$

Nu kan alltså det totala specifika entalpifallet beskrivas som en kvadratisk funktion av

varvtalet adderat med en kvadratisk funktion av den absoluta inloppshastigheten.

Det totala specifika periferiarbetet

Det totala specifika periferiarbetet beskrivs här med hjälp av ekvation (A.5.47). Den kan studeras nedan.

$$\sum_{j=1}^n (a_{u,hast})_j = 4 \cdot \pi^2 \cdot f^2 \cdot \left\{ \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_{21})}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} - 1 \right] \cdot (r_0 + \Delta r)^2 + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot (r_0 + 2 \cdot \Delta r)^2 + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_{21}) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} + 1 \right] \cdot (r_0 + \Delta r)^2 + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_1) \cdot \cos(\beta_2)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} - 1 \right] \cdot \sum_{j=3}^n (r_0 + j \cdot \Delta r)^2 + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_2) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} + 1 \right] \cdot \sum_{j=3}^n (r_0 + (j-1) \cdot \Delta r)^2 \right\} \quad \text{för } n \geq 3$$

Identifieras och separeras nu variabler och konstanter kan ekvation (A.5.47) skrivas om till ekvation (A.5.69). Antagandet att vinklarna är parametrar används även här.

$$\sum_{j=1}^n (a_{u,hast})_j = v_5 \cdot k_9$$

$$\text{Där : } k_9 = 2 \cdot \left\{ \left[\sqrt{k_2} \cdot \cos(\beta_{21}) + \frac{2 \cdot \sin(\beta_{21}) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_{21})} \right] \cdot r_1^2 + \left[\sqrt{k_3} \cdot \cos(\beta_2) - 1 \right] \cdot [r_2^2 + k_5] + \left[\frac{2 \cdot \sin(\beta_2) \cdot \cos(\beta_1)}{\sin(\beta_1 - \beta_2)} + 1 \right] \cdot k_7 \right\} \quad (A.5.69)$$

Därmed är det specifika periferiarbetet kvadratisk beroende på turbinens rotationsfrekvens.

Massflödet genom turbindelen

Sambandet för massflödet genom turbindelen beskrivs av ekvation (A.5.1) som visas här för att underlätta för läsaren.

$$\dot{m} = \dot{m}_0 \cdot \sqrt{\frac{\kappa_m}{2 \cdot \kappa_m - \eta_{n,m} \cdot (\kappa_m - 1)} \cdot \frac{2 \cdot \kappa_{m,0} - \eta_{n,m,0} \cdot (\kappa_{m,0} - 1)}{\kappa_{m,0}}}$$

$$\cdot \sqrt{\frac{P_{in} \cdot v_{in,0} \cdot \left[1 - \left(\frac{P_{ut}}{P_{in}} \right)^{\frac{2 \cdot \kappa_m - \eta_{n,m} \cdot (\kappa_m - 1)}{\kappa_m}} \right]}{v_{in} \cdot P_{in,0} \cdot \left[1 - \left(\frac{P_{ut,0}}{P_{in,0}} \right)^{\frac{2 \cdot \kappa_{m,0} - \eta_{n,m,0} \cdot (\kappa_{m,0} - 1)}{\kappa_{m,0}}} \right]}}$$

I denna ekvation är det bara p_{in} , p_{ut} , κ_m , v_{in} och $\eta_{n,m}$ som är variabler resten är parametrar. Därför kan ekvationen skrivas om till:

$$\dot{m} = \dot{m}_0 \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{2 \cdot \kappa_{m,0} - \eta_{n,m,0} \cdot (\kappa_{m,0} - 1)}{\kappa_{m,0}} \cdot \frac{v_{in,0}}{P_{in,0}} \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{P_{ut,0}}{P_{in,0}} \right)^{\frac{2 \cdot \kappa_{m,0} - \eta_{n,m,0} \cdot (\kappa_{m,0} - 1)}{\kappa_{m,0}}}}}}_{\text{Konstant}} \cdot \underbrace{\sqrt{\frac{\kappa_m \cdot \left[1 - \left(\frac{P_{ut}}{P_{in}} \right)^{\frac{2 \cdot \kappa_m - \eta_{n,m} \cdot (\kappa_m - 1)}{\kappa_m}} \right]}{2 \cdot \kappa_m - \eta_{n,m} \cdot (\kappa_m - 1)} \cdot \frac{P_{in}}{v_{in}} \cdot \frac{1}{1}}}}_{\text{Variabelt}}$$

Vilket medför att ekvationen kan skrivas om till ekvation (A.5.70).

$$\dot{m} = k_{10} \cdot \sqrt{\frac{\kappa_m \cdot \left[1 - \left(\frac{P_{ut}}{P_{in}} \right)^{\frac{2 \cdot \kappa_m - \eta_{n,m} \cdot (\kappa_m - 1)}{\kappa_m}} \right]}{2 \cdot \kappa_m - \eta_{n,m} \cdot (\kappa_m - 1)}} \cdot \frac{P_{in}}{v_{in}} = k_{10} \cdot \sqrt{\frac{(1 - \pi^{p_m}) \cdot p_m \cdot P_{in}}{v_{in}}} \quad (A.5.70)$$

Där:

$$k_{10} = \dot{m}_0 \cdot \sqrt{\frac{[2 \cdot \kappa_{m,0} - \eta_{n,m,0} \cdot (\kappa_{m,0} - 1)] \cdot v_{in,0}}{\kappa_{m,0} \cdot P_{in,0} \cdot \left[1 - \left(\frac{P_{ut,0}}{P_{in,0}} \right)^{\frac{2 \cdot \kappa_{m,0} - \eta_{n,m,0} \cdot (\kappa_{m,0} - 1)}{\kappa_{m,0}}} \right]}}$$

$$p_m = \frac{2 \cdot \kappa_m - \eta_{n,m} \cdot (\kappa_m - 1)}{\kappa_m} \quad \text{och} \quad \pi = \frac{P_{ut}}{P_{in}}$$

Nu är alltså huvudberäkningarna kontrollerade med hänsyn till gemensamma variabler och konstanter. Konstanterna beräknas under initieringen och variablerna uppdateras varje sampel.

A.6 DURAXturbinen

Anledningen till att beskrivningen av Ljungströmsturbinen fått så mycket mera plats är dels för att den är mer avancerad och dels för att den togs fram inom ramen för examensarbetet medan axialturbinen i princip var färdig.

Efter en närmare betraktelse uppdagas att en beräkningsgång liknande den för Ljungströmsturbinen bör användas även för axialturbinen. Bakgrunden till detta påstående är att i många axialturbiner ökar Eulerradien efterhand som ångan expanderar vilket resulterar i att antagandet om en konstant rotationshastighet inte är sant. Den andra anledningen är att det är önskvärt med ett uttryck för isentropverkningsgraden och ett för den inre verkningsgraden. För att komma fram till den inre verkningsgraden från periferiverkningsgraden som beräknas här behövs beräkningar av parasitförlustkoefficienterna. Den tredje anledningen är för att fånga de variationer som uppträder i den isentropa strömningsverkningsgraden då strömningsförhållandena ändras och för att undvika felaktiga gissningar av densamma. Ekvationerna som beskriver förlustkoefficienterna kan med lite modifiering naturligtvis även användas i axialturbinen. Denna modifiering av axialturbinens beräkningsalgoritm genomförs inte inom ramen för detta examensarbete.

En av de första förbättringarna av modellen av Ljungströmsturbinen som borde göras är att beräkna strömningsvinklarna i in- och utloppen. Dessa beräkningar skulle göras för alla skovelkransar i alla beräkningarna där dessa ingår. För att beräkna strömningsvinkeln i utloppet behövs två diagram, två ekvationer och några extra parametrar. För att beräkna strömningsvinkeln i inloppet behövs en ekvation, varvtalet och strömningsvinkeln i utloppet på skovelns innan.

Skulle det vara intressant med en noggrannare turbinmodell kan volymer placeras mellan varje skovelkrans. Därmed skulle de verkliga strömningsvinklarna beräknas exakt och en modell som med bibehållen noggrannhet skulle kunna simulera lastfall långt från de dimensionerande erhållas. Även tillfälliga överkritiska tryckfall över skovlarna skulle kunna simuleras. Beräkningarna som skulle användas i så fall behöver endast använda sig av skovlarnas vinklar till förlustberäkningarna och beräkningen av den relativa hastigheten i utloppet.

Axialturbinerna i G12 är skivturbiner.

Appendix B: Termodynamiska samband

B.1 Termodynamiska samband

Det mest grundläggande i termodynamiken är avgränsningen av objekten som skall beskrivas. Härvid brukar två olika avgränsningstyper nyttjas. Dessa avgränsningstyper kallas system och kontrollvolym alternativt slutet respektive öppet system. Studeras det termodynamiska händelseförloppet för en förutbestämd massa som har ett värme- och arbetes utbyte med omgivningen kallas massan ett system. Finns det däremot även ett massutbyte med omgivningen, det vill säga massan är inte konstant, kallas systemet för ett öppet system eller en kontrollvolym. Det är vanligen kontrollvolymerna som används som beskrivning av noderna i modellerna i ENERGY biblioteket.

För att beskriva en kontrollvolym används satserna som beskriver massans- och energins bevarande (dvs ingen massa övergår till energi). Då kan massbalansen, ekvation (B.1), och energibalansen, ekvation (B.2), frambringas.

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= \dot{m}_1 + \dot{m}_2 + \dot{m}_3 + \dots + \dot{m}_n \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{dM}{dt} = \sum_{j=1}^n (\dot{m}_j) \end{aligned} \quad (\text{B.1})$$

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dt} &= \dot{m}_1 \cdot h_1 + \dot{m}_2 \cdot h_2 + \dot{m}_3 \cdot h_3 + \dots + \dot{m}_n \cdot h_n + \dot{Q} - \dot{W} - \frac{dV}{dt} \cdot p \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{dU}{dt} = \sum_{j=1}^n (\dot{m}_j \cdot h_j) + \dot{Q} - \dot{W} - \frac{dV}{dt} \cdot p \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Antas att densiteten är en funktion av endast tryck och entalpi erhålls (B.3) för beskrivandet av densiteten.

$$\frac{dp}{dt} = \left| \frac{\partial p}{\partial h} \right|_p \cdot \frac{dh}{dt} + \left| \frac{\partial p}{\partial p} \right|_h \cdot \frac{dp}{dt} \quad (\text{B.3})$$

Införes beteckningarna:

$$\alpha_h = \left| \frac{\partial p}{\partial h} \right|_p, \quad \alpha_p = \left| \frac{\partial p}{\partial p} \right|_h$$

medför det att följande ekvation för tidsderivatan för trycket kan tas fram.

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{\alpha_p} \cdot \frac{dp}{dt} - \frac{\alpha_h}{\alpha_p} \cdot \frac{dh}{dt} \quad (\text{B.4})$$

Mediatabeller eller ekvationer används för att bestämma α_p och α_h för ånga och vatten.

Vi vill uttrycka $\frac{dp}{dt}$ med hjälp av andra samband och börjar med att ställa upp följande samband

$$\frac{dM}{dt} = \frac{d(\rho \cdot V)}{dt} = \frac{d\rho}{dt} \cdot V + \rho \cdot \frac{dV}{dt}$$

vilket ger att

$$\frac{d\rho}{dt} = \left(\frac{dM}{dt} - \rho \cdot \frac{dV}{dt} \right) \frac{1}{V}$$

Ekvation (B.4) kan då skrivas som

$$\frac{dp}{dt} = \frac{1}{\alpha_p} \cdot \left(\frac{dM}{dt} - \rho \cdot \frac{dV}{dt} \right) \cdot \frac{1}{V} - \frac{\alpha_h}{\alpha_p} \cdot \frac{dh}{dt} \quad (\text{B.5})$$

I modellerna i ENERGY införs uttrycket

$$M' = \frac{dM}{dt} - \rho \cdot \frac{dV}{dt} \quad (\text{B.6})$$

Om volymen är konstant reduceras uttrycket till enbart massflödet.

För entalpin kan ett liknande uttryck erhållas där bl a energiflödet ingår.

$$\frac{dU}{dt} = \frac{d}{dt}(\rho \cdot V \cdot u) = \frac{d}{dt}(V(h \cdot \rho - p)) = \frac{dV}{dt}(h \cdot \rho - p) + V \left(\frac{dh}{dt} \cdot \rho + h \cdot \frac{d\rho}{dt} - \frac{dp}{dt} \right)$$

vilket kan skrivas som

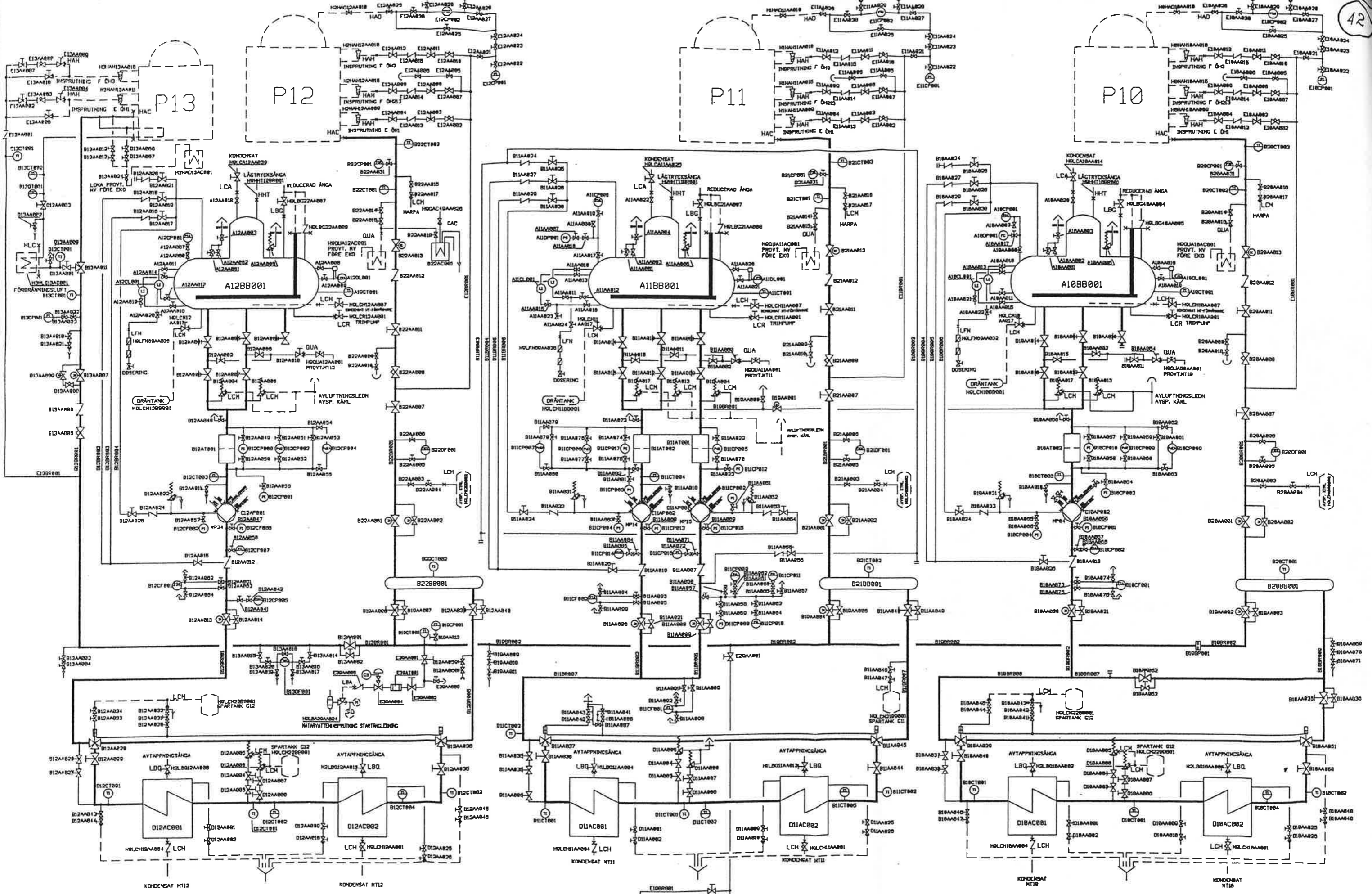
$$U' = \frac{dU}{dt} - \frac{dV}{dt}(h \cdot \rho - p) \quad (\text{B.7})$$

Slutligen införs följande uttryck för $\frac{dp}{dt}$ och $\frac{dh}{dt}$ som används i ENERGY-biblioteket.

$$\frac{dp}{dt} = \frac{M' \cdot \left(\frac{\rho}{\alpha_h} + h \right) - U'}{V \cdot \left(\alpha_p \cdot \frac{\rho}{\alpha_h} + 1 \right)} \quad (\text{B.8})$$

$$\frac{dh}{dt} = \left(\frac{M'}{V} - \frac{dp}{dt} \cdot \alpha_p \right) \cdot \frac{1}{\alpha_h} \quad (\text{B.9})$$

Anledningen till att uttrycken U' och M' införs är att tillåta behandling av volymderivatorna i Dymola.



E	SE DRIFTEKID H0031073/97	970923	PLB
D	SE DRIFTEKID H0031099/96	960826	PJA
C	BYTT AV STYRNINGEN FÖR HÅLLVATTEN I H	960418	PLB
B	FUNKTIONSPROV FÖR ÅNGA OCH VÄRME	950428	JM
A	SYSTEM EN TILLHÖR	950207	JM
REV.	REVIDERINGS ARBET	950902	SKL

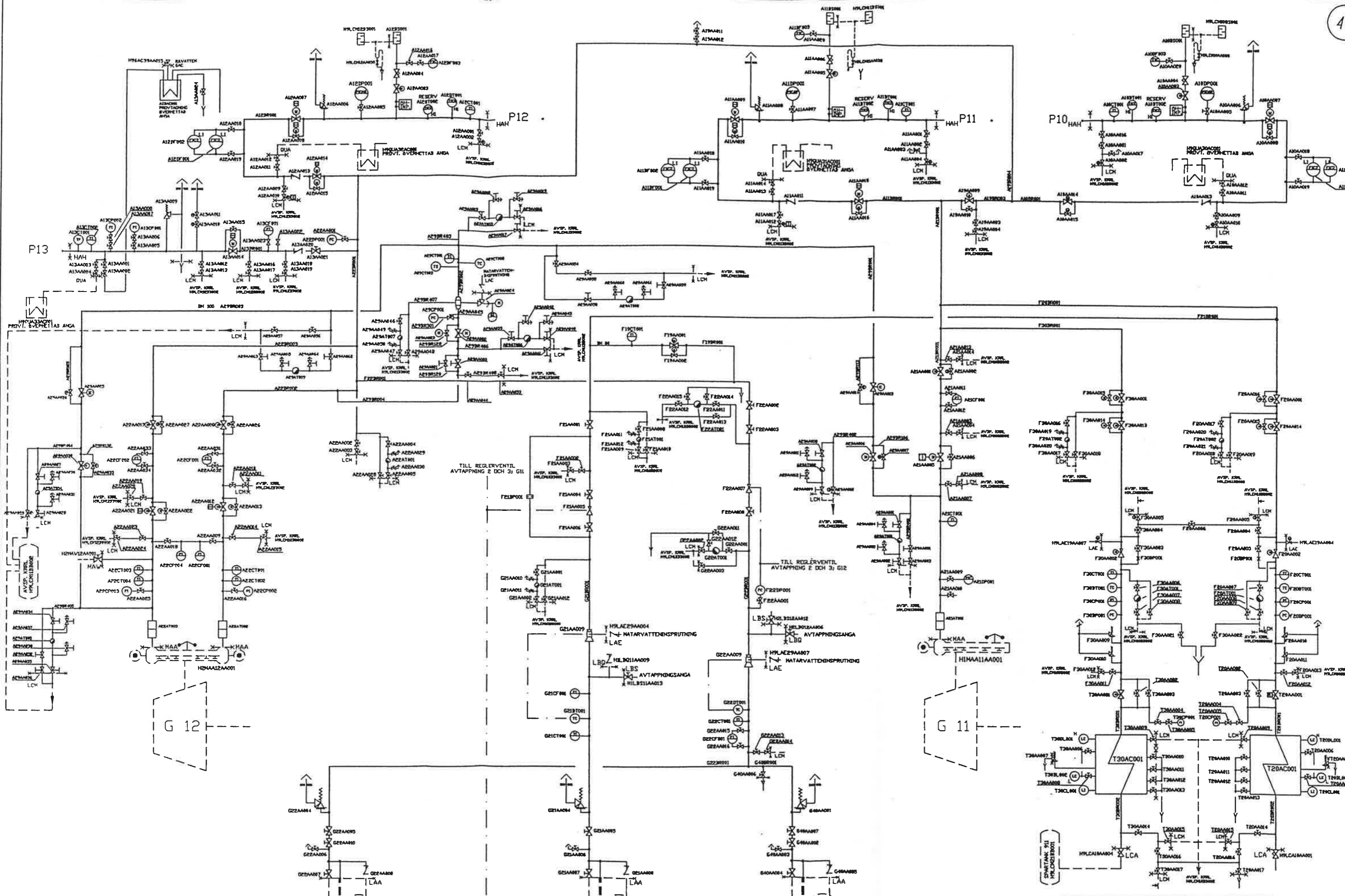


MALBO VÄRME
- ett företag i Systemkoncernen

HELENEHOLMSVERKET
MATARYATTENSYSTEM ALLMÄNT.

PROJ.:	PLB	REVIDERINGS ARBET:	SKL
DRIFV.:	PLB	REVIDERINGS ARBET:	SKL
SKALA:	1:1	REVIDERINGS ARBET:	SKL
REF.:		REVIDERINGS ARBET:	SKL

HÖLCHIAA888 - ÖVIG 970923

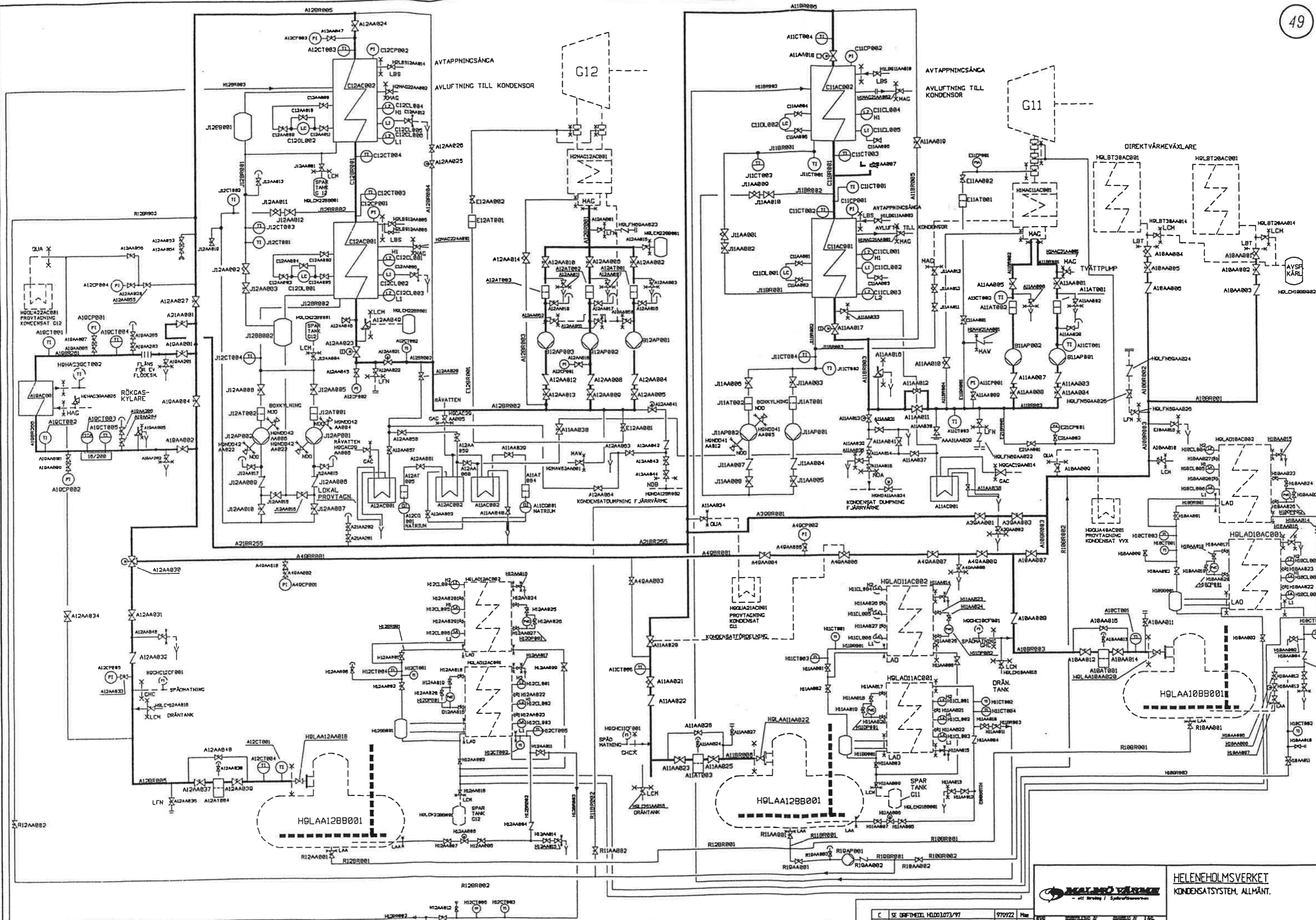


G	SE DRIFTMEDD. NO.D03.073/97	970223	Man
F	SE DRIFTMEDD. NO.D03.079/96	960816	PJA
E	8 ST VENTILER OCH 2 ÅNGFÄLLOR TELK.	960423	Man
D	KOPPLINJERÄN H9LBA27	951123	Jbb
C	STARTÅNDELNING H9LBA27	950520	Jbb
B	STARTÅNDELNING H9LBA27	950291	Jbb
A	ERS. RTH. 04.00001 EFTER REVISJONEN - 93	930901	JNT
REV.			



HELENEHOLMSVERKET
HUVUDÅNGSYSTEM, ALLMÄNT.

SKALA
H9LBA000 104.00069 G



1:CA488 DWG 978022

C	SE 07/1971 HLD031073/91	970722	Plm
B	SE 07/1971 HLD031097/96	960821	DHT
A	ALLMÄN REVIDERING	960521	Plm
		930990	

REVISION	ÄNDRING	SKALA
H/LC	H/LC/000	10400022

HELENEHOLMSVERKET
KONDENSATSYSTEM, ALLMÄNT.

ett företag i Spårvärdnämnden