



# LUND UNIVERSITY

## En olinjär matematisk modell för en dompanna

Eklund, Karl

1968

*Document Version:*  
Förlagets slutgiltiga version

[Link to publication](#)

*Citation for published version (APA):*

Eklund, K. (1968). *En olinjär matematisk modell för en dompanna*. (Research Reports TFRT-3001). Department of Automatic Control, Lund Institute of Technology (LTH).

*Total number of authors:*

1

### General rights

Unless other specific re-use rights are stated the following general rights apply:

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal

Read more about Creative commons licenses: <https://creativecommons.org/licenses/>

### Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

LUND UNIVERSITY

PO Box 117  
221 00 Lund  
+46 46-222 00 00

## EN OLINJÄR MATEMATISK MODELL FÖR EN DOMPANNA

K. Eklund

### Abstract

Rapporten presenterar en olinjär matematisk modell för en dompanna. Modellen beskriver översiktligt pannans dynamiska egenskaper. Den anger hur insignalerna: bränslemängd, luftfaktor, uttagen ångmängd, kylvattenmängd, matarvattenmängd och entalpi påverkar utsignalerna: domtryck, domnivå och ångtryck och temperatur vid utloppet ur pannan. Den betraktade ångpannan har endast två överhettare och ingen mellanöverhettare. Systemet för luftförvärmning har heller inte medtagits. Modellen har väsentligen baserats på mass-, energi- och rörelsemängdsbalanser. Partiella differentialekvationer har approximerats med ordinära differentialekvationer. Analysen leder till att dompannan kan beskrivas som ett olinjärt dynamiskt system av 5:e ordningen, där tillståndsvariablerna är: domtryck, mängden vatten i domen, tubmaterialets temperatur i förbränningsrummet och i de båda konvektionsdelarna. Den olinjära strukturen beror väsentligen på de olinjära uttrycken för värmeövergångstal och termiska tillståndsekvationer.

Modellen har använts för förberedande systemstudier i anslutning till projektet: Styrning av termiska kraftverk. Ansökan till Tekniska Forskningsrådet den 17/3 1967, bilaga 1. Detta arbete har utförts med stöd från Tekniska Forskningsrådet.

Rapport 6801 Mars 1 1968  
Lunds Tekniska Högskola  
Institutionen för Regleringsteknik

## INNEHÅLLSFÖRTECKNING

1. INLEDNING
2. GASSTRÅKET
  - 2.1 Tillförd värmeeffekt i förbränningsrummet
  - 2.2 Värmetransporter
  - 2.3 Förbränningsrummet
  - 2.4 Konvektionsdel I
  - 2.5 Konvektionsdel II
3. TUBMATERIAL
  - 3.1 Tuber i förbränningsrummet
  - 3.2 Tuber i konvektionsdel I
  - 3.3 Tuber i konvektionsdel II
4. ARBETSMEDIESTRÅKET
  - 4.1 Domen
  - 4.2 Konvektionsdel II
  - 4.3 Ångkylare
  - 4.4 Konvektionsdel I
5. SAMMANFATTNING
6. REFERENSER

## APPENDIX

- A Uppskattning av tidsförloppen på ångsidan i en godtycklig konvektionsdel
  - A.1 Kompressibilitet
  - A.2 Värmeackumulering

- B Uppskattning av tidsförloppen på rökgassidan i en godtycklig konvektionsdel
  - B.1 Kompressibilitet
  - B.2 Värmeackumulering
- C Uppskattning av tidsförloppen i tubmaterialet i en godtycklig konvektionsdel
- D Uppskattning av tidsförloppen i domen
- E Värmeövergångstal
- F Termiska tillståndsekvationer

## BETECKNINGAR

Ett systematiskt beteckningssystem har använts i rapporten. Detta har utformats bl.a. med tanke på önskvärldheten att få mnemoniska symboler, som direkt ger upplysning om beteckningarnas innebörd och som även direkt kan användas i ett datamaskinprogram. Vidare skall beteckningssystemet vara sådant att det lätt kan överföras till mer komplicerade pannor. Variablerna har betecknats med en indexerad symbol, där symbolen, en bokstav, anger variabelns typ enligt Tabell I. Indices kan bestå av en till fyra bokstäver som kallas areaindex och identifieringsindex. Areaindex, som består av en bokstav, anger variabelns ungefärliga läge i processen. Ånggeneratorn har för detta ändamål indelats i sex areor i arbetsmediets strömningsriktning. Areaindelningen framgår av Tabell II. Den har även illustrerats i Fig. 1. Identifieringsindex, som kan bestå av en eller två symboler, anger om variabeln hänför sig till luft, arbetsmedium, metall etc. enligt Tabell III. Vid programmering av ekvationerna används en övergång från symbol till programidentifierare enligt nedanstående exempel

$$T_{fsbd} \rightarrow TFSBD$$

$$Q_{gmc} \rightarrow QGME$$

### Exempel på beteckningar

$T_{gf}$  = medeltemperaturen för rökgasen i area f.

Medeltemperaturen betecknas således med identifieringsindex g och areaindex f.

$T_{fsbd}$  = ångans temperatur vid utloppet ur domen, area b, och vid inloppet till överhettare 1, area d.

$Q_{gmc}$  = värmeeffekt som överförs från rökgas till material i förbränningsrummet, area c.

TABELL I: SYMBOLER

A = arean av ytor

C = värmeövergångskoefficient  $\text{kJ/m}^2\text{s } ^\circ\text{C}$

$c_p$  = specifikt värme  $\text{kJ/kg}$

G = massa  $\text{kg}$

h = entalpi  $\text{kJ/kg}$

H = effektivt värmevärde  $\text{kJ/kg}$

K = koefficient

ℓ = nivå  $\text{m}$

m = massflöde  $\text{kg/s}$ ,  $\text{Nm}^3/\text{s}$

N = friktionskoefficient

p = tryck  $\text{bar}$

Q = värmeeffekt  $\text{kJ/s}$

T = temperatur  $^\circ\text{C}$ ,  $^\circ\text{K}$

U = värmeövergångskoefficient  $\text{kJ/m}^2\text{s } ^\circ\text{C}$

V = volym  $\text{m}^3$

v = spec. volym  $\text{m}^3/\text{kg}$

λ = luftfaktor

ρ = täthet  $\text{kg/m}^3$

TABELL II: AREAINDEX

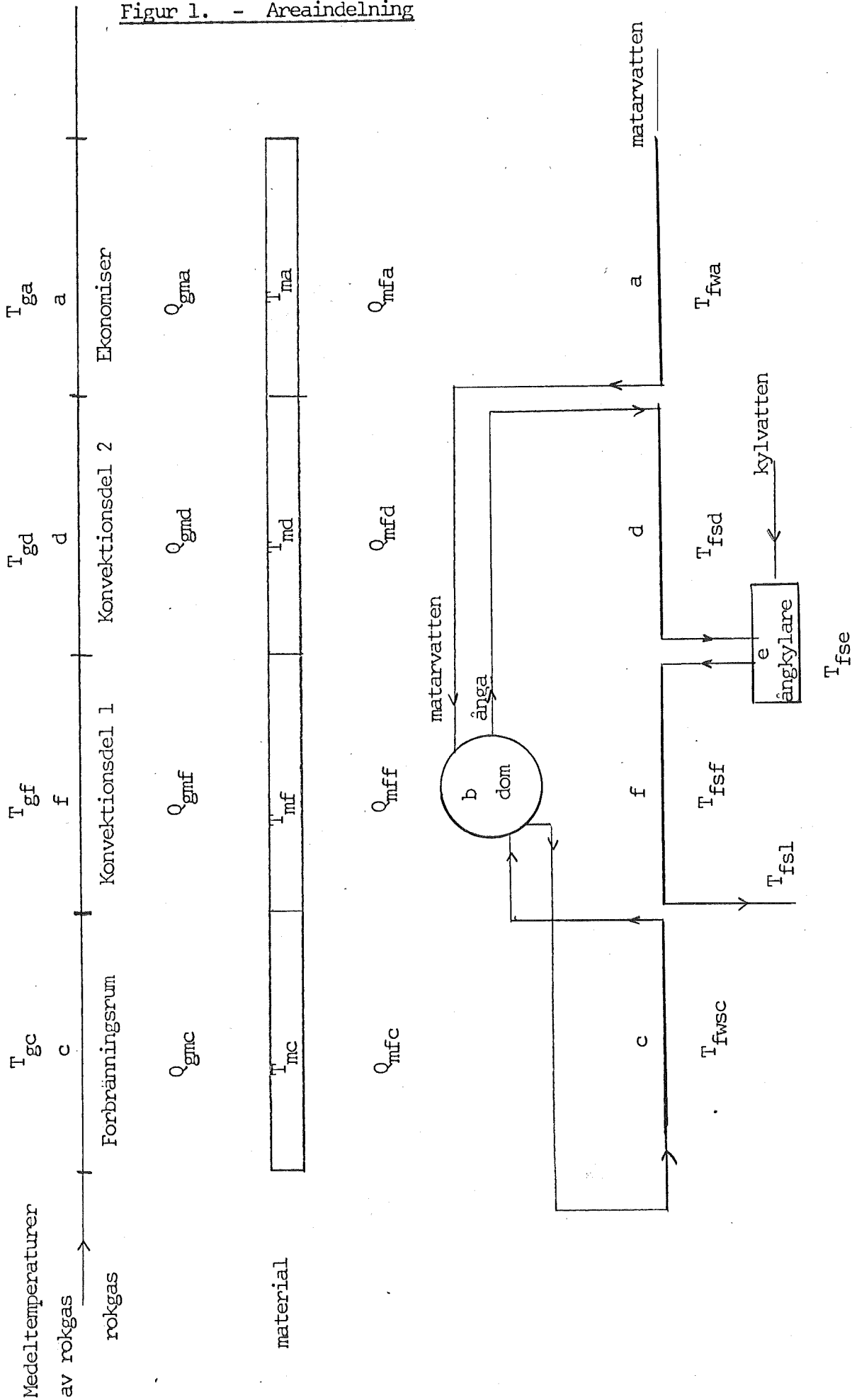
- a : ekonomiser
- b : dom
- c : kokytor
- d : överhettare 1
- e : ångkylare
- f : överhettare 2

TABELL III: IDENTIFIERINGSINDEX

- A : luft
- B : bränsle
- f : arbetsmedium
- w,s: arbetsmediets två faser, vatten och ånga. Förekommer  
i sammansättningarna fs, fw, fws
- g : rökgas
- m : metall i tuber och dom
- o : omgivning
- l : ångdata och ångflöde vid utloppet ur pannan
- t : teoretisk

Identifieringsindex placeras i förekommande fall före areaindex.

Figur 1. - Areaindelning





## 1. INLEDNING

Denna rapport presenterar en matematisk modell för en dompanna. Modellen skall översiktligt beskriva pannans dynamiska egenskaper, dvs ange hur insignalerna: bränslemängd, luftfaktor, uttagen ångmängd, kylvattenmängd, matarvattenmängd och -entalpi påverkar utsignalerna: domtryck, domnivå och ångtryck och temperatur vid utloppet ur pannan. Modellen skall i första hand användas för systemstudier dvs preliminär dimensionering av reglersystemen och analys av förloppen vid belastningsändringar. På grund av komplexiteten hos en dompanna måste den slutgiltiga dimensioneringen av reglersystemet under alla omständigheter baseras på mätningar av processdynamiken för det aktuella systemet. Trots detta är en översiktlig modell av stort värde både för den förberedande analysen och för planering av mätningar av processdynamiken, speciellt om den förenklade modellen anger kopplingen mellan de väsentliga systemvariablerna.

Chien, Ergin, Ling och Lee har publicerat en matematisk modell för en dompanna {7}, {8}, {9}. Modeller för delprocesser har även angivits av Profos {1} och Kutateladze {3}. Den modell som givits av Chien m.fl. liksom den modell som erhålles genom sammanställning av resultaten givna av Profos i {1} är mycket komplicerad. Den förra modellen beskriver t.ex. pannan som ett dynamiskt system av 19:e ordningen. Simuleringar av de komplicerade modellerna visar emellertid att en dompanna karakteriseras av ett dynamiskt system av jämförelsevis låg ordning {8}. De publicerade resultaten visar även att parametrarnas storlek i den linjariserade systemdynamiken starkt beror av belastningsgraden, dvs storleken av den genererade ångmängden i förhållande till maximalt genererad ångmängd. Orsakerna till att ordningstalet är jämförelsevis högt på många publicerade matematiska modeller kan vara att ångdynamiken medtagits trots att denna är väsentligt snabbare än de långsammaste förloppen i dompannan eller att värmeväxlarna i pannan beskrivs med partiella

differentialekvationer. I den här angivna modellen har antalet differentialekvationer kunnat reduceras avsevärt efter en uppskattning av den linjariserade systemdynamikens parametrar. Härvid visade sig ång- och gasdynamiken vara  $10^2$  resp.  $10^3$  ggr snabbare än de långsammaste förloppen för en antagen panna kapabel att generera 400 ton/h ånga.

Då modellen skall användas för studier av belastningsändringar, och eftersom den linjariserade processdynamikens parametrar varierar kraftigt med belastningen, har den olinjära strukturen hos uppställda samband bibehållits. De dynamiska sambanden har erhållits ur massbalanser och energibalanser. För att beskriva värmetransporterna har antagits att dessa styrs av medeltemperaturen, partiella differentialekvationer har således inte använts. Detta medför att modellen ej ger information om temperaturfördelningens detaljstruktur. Modellen kan således ej användas för att beräkna temperaturen i en enstaka tub. Övriga nödvändiga antaganden för värmetransporterna framgår av de uppställda sambanden. En ingående diskussion av konsekvensen av de olika antagandena finns i {5} och {6}. De resulterande sambanden beskriver pannans dynamik som ett olinjärt dynamiskt system med fem tillståndsvariabler, som i detta fall valts till: domtryck, domnivå och medeltemperaturerna i materialet i koktuber, överhettare 1 och överhettare 2. Systemdynamiken domineras av värmeackumulering i material och arbetsmedium. För den antagna pannan med en maximalt avgiven ångmängd av 400 ton/h är storleksordningen av de dominerande tidskonstanterna 10-100s beroende på belastningen. I jämförelse med dessa långsamma förlopp kan vi försumma såväl ångdynamik ( $T \sim 1s$ ), gasdynamik ( $T \sim 0.1s$ ) som transportfördröjningarna som är av storleksordningen några sekunder. Det erhållna dynamiska systemet kan skrivas som

$$\dot{x} = f(x,u)$$

där vektorns  $f(x,u)$  komponenter är olinjära funktioner av tillståndsvariablerna  $x$  och insignalerna  $u$ . Komplexiteten av funktionen  $f(x,u)$  beror främst på de nödvändiga termiska tillståndsekvationerna.

För systemkonfigurationen har antagits att

1. Systemen för matarvattenförvärmning, luftförvärmning och turbingenerator medtas inte i analysen.
2. Systemet innehåller ingen mellanöverhettning av ångan.
3. Trycket är underkritiskt.
4. Bränslet är olja.

Det första antagandet innebär att matarvattenentalpi och luftfaktor betraktas som invariabler till systemet. I många fall kan matarvattenentalpin betraktas som konstant under belastningsändringar. Den modell som uppställts visar att en ändring i oljeflödet mycket snabbt påverkar den tillförda värmeeffekten. Om man önskar ett konstant luftöverskott vid förbränningen måste emellertid ej endast oljeflödet utan även luftflödet ändras. I själva verket begränsas den tillförda värmeeffektens ändringshastighet av dynamiken i systemet för luftförvärmning. Avsaknaden av mellanöverhettning påverkar inte systemdynamiken avsevärt då denna överhettare är helt analog med de två andra överhettare som medtagits. En mellanöverhettare kan lätt införas i full analogi med modellerna för överhettarna. Härvid ökas antalet tillståndsvariabler till 6. Vid dompannor är trycket normalt underkritiskt och i Sverige användes olja som bränsle vid större ångkraftverk, vilket ger försumbar förbränningsdynamik. I kapitel 2 bestäms den tillförda värmeeffekten och de överförda värmeeffekterna i förbränningsrummet och konvektionsdelarna. Rökgasdynamiken kan som tidigare nämnts försummas, varför samtliga uppställda samband i rökgasstråket är statiska. En matematisk modell för värmefflödet genom tubväggarna anges i kapitel 3. Då dessa

förlopp är långsamma kan dynamiken ej försummas. Tidskonstanterna är av storleksordningen 10-100 sek. De tre delarna: förbränningsrummet, konvektionsdel I och konvektionsdel II bidrar med vardera en differentialekvation, eftersom vi antagit att värmeövergången styrs av medeltemperaturen. Kapitel 4 behandlar domen och ångstråket. Dynamiken i domen beskrivs av två differentialekvationer för domtryck resp. domvattenmängd medan dynamiken i ångstråket kan försummas. De erhållna resultaten har sammanfattats i kapitel 5 och kapitel 6 innehåller referenser. I Appendices A, B, C och D redovisas de överslagsräkningar, som ger uppskattningar på tidskonstanterna i den linjariserade dynamiken i gasstråk, ångstråk, material och dom. Uppskattningarna har baserats på mass- och energibalanser. Erhållna ekvationer har linjariserats och kopplingen mellan olika systemvariabler har eliminerats genom att antaga att vissa variabler har konstanta värden. Det har genomgående antagits att systemen kan approximeras med ändligt dimensionella dynamiska system. Uppskattningarna ligger till grund för de förenklingar som gjorts tidigare i rapporten. I Appendix E anges formler för beräkning av värmeövergångskoefficienter och Appendix F de nödvändiga termiska tillståndsekvationerna för vatten i vätske- och ångfas.

## 2. GASSTRÅKET

### 2.1 Tillförd värmeeffekt i förbränningsrummet

Förbränningen av bränslet är mycket snabb i förhållande till de dominerande tidsförloppen i ångpannan, varför denna dynamik försummas. Se t.ex. {1, sid 86}. Värme tillföres förbränningsrummet dels med oljan och dels med den förvärmade luften. Den med oljan tillförda värmeeffekten är

$$Q_B = m_B \cdot H + m_B c_{PB} (T_B - T_O) \quad (2.1)$$

Den med luften tillförda värmeeffekten är

$$Q_A = m_A \cdot c_{PA} (T_A - T_O) \quad (2.2)$$

Den andra termen i uttrycket (2.1) kan vanligtvis försummas då denna är liten i förhållande till  $m_B \cdot H$  och  $Q_A$ . Den totalt tillförda värmeeffekten i förbränningsrummet är

$$Q_{AB} = Q_B + Q_A \quad (2.3)$$

Luftfaktorn  $\lambda$  definieras som

$$\lambda = \frac{m_A}{m_{At}} \quad (2.4)$$

där  $m_{At}$  är det teoretiska luftbehovet.

Rökgasmängden kan uttryckas som

$$m_g = m_A + m_B = \lambda m_{At} + m_B \quad (2.5)$$

För att beräkna det teoretiska luftbehovet måste bränslets kemiska sammansättning vara känd. I stället för att anta en specifik kemisk sammansättning på oljan kan approximativa formler för att beräkna det teoretiska luftbehovet och den bildade rökgasmängden användas. T.ex. enligt Becker, se referens {4},

$$G_{At} = 0.9 \cdot \frac{H}{1000} + 1.9 \quad \text{Nm}^3/\text{kg bränsle} \quad (2.6)$$

$$G_{gt} = 1.145 \cdot \frac{H}{1000} \quad \text{Nm}^3/\text{kg bränsle} \quad (2.7)$$

Eftersom ett visst luftöverskott är nödvändigt för att förbränningsförlusterna skall vara minimum, bestäms den verkliga rökgasmängden av

$$G_g = G_{gt} + (\lambda - 1) \cdot G_{At} \quad \text{Nm}^3/\text{kg bränsle} \quad (2.8)$$

Rökgasflödet är då givet av

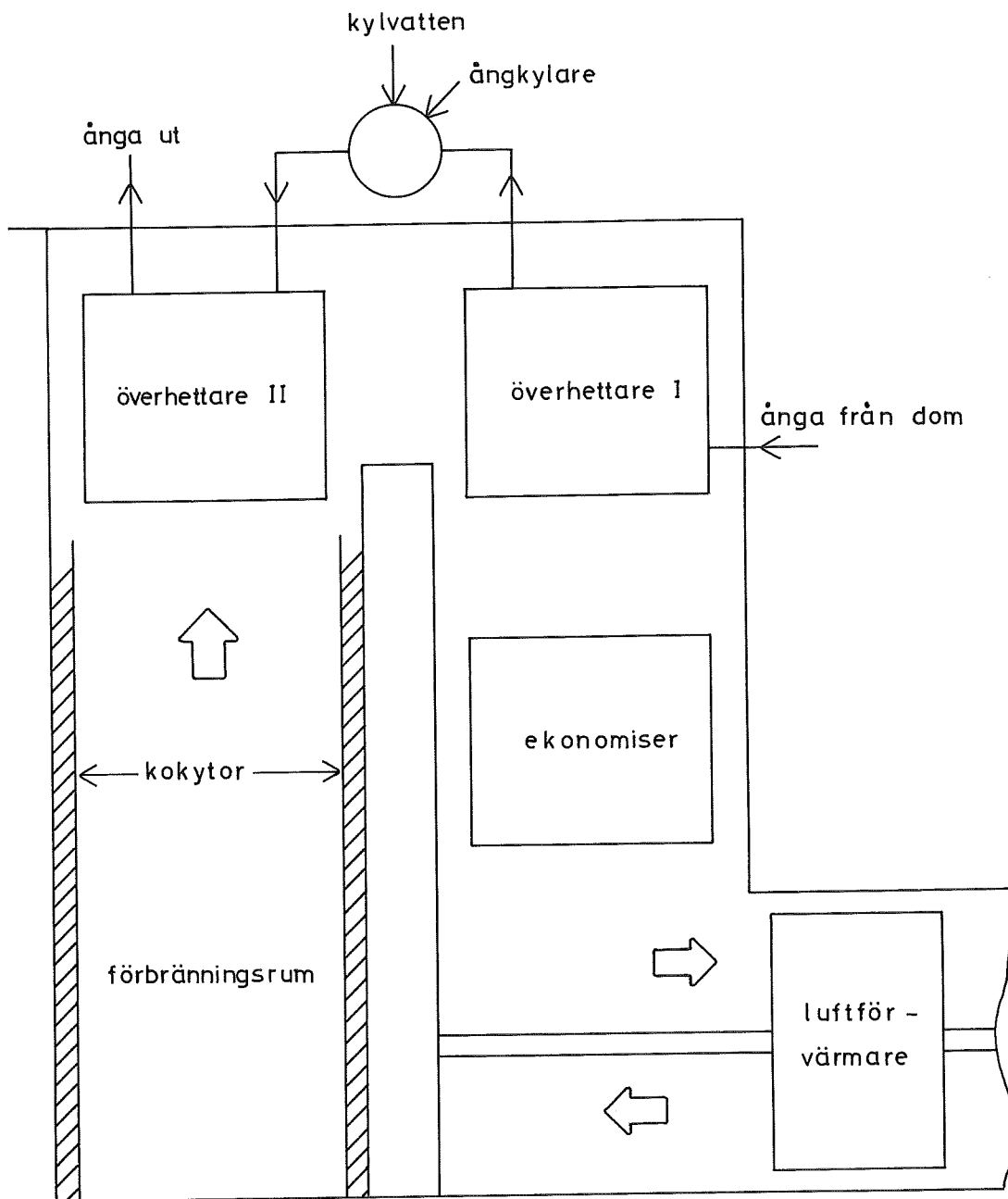
$$m_g = m_B (G_{gt} + (\lambda - 1) G_{At}) \quad \text{Nm}^3/\text{s} \quad (2.9)$$

Luftöverskottet vid oljeeldning är ungefär 5-7%.

## 2.2 Värmetransporter

Den för analysen av värmetransporterna i rökgasstråket nödvändiga informationen om tillförd värmeeffekt och bildad rökgasmängd är given av ekvationerna (2.3) och (2.9). I förbränningsrummet sker värmetransporten huvudsakligen genom strålning och i konvektionsdelen till största delen genom konvektion. Värmeytornas placering är oftast olika hos olika pannor och kan vara relativt invecklad. Så kan t.ex. en överhettarens värmeyta vara uppdelad på två, tre eller kanske flera ytor, som är placerade på olika platser i rökgasstråket. Vi gör följande förenklade antaganden:

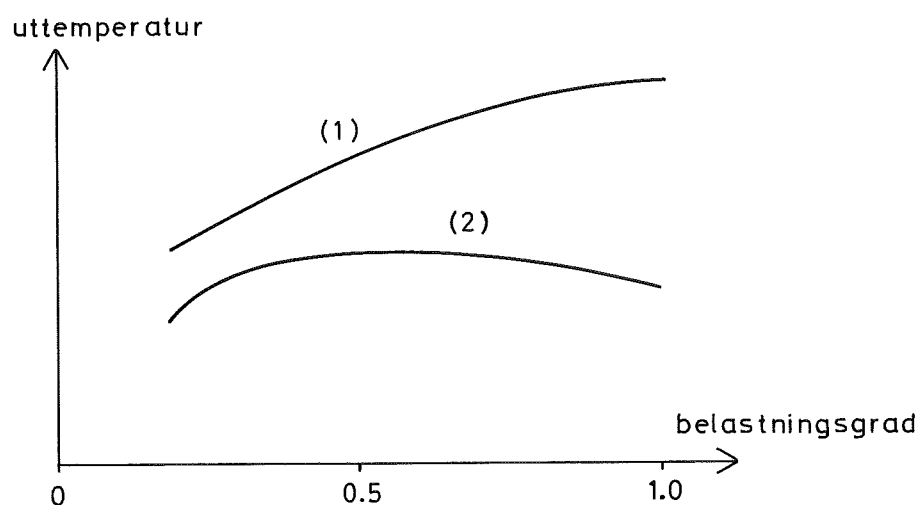
1. Värmeytorna är placerade enligt figur 1.
2. Till koktuberna överförs värme endast genom strålning och till överhettarna endast genom konvektion.
3. Värmetransporterna styrs av medeltemperaturer som i konvektionsdelen beräknas som aritmetiska medelvärdet för inlopps- och utloppstemperaturen både i rökgasstråket och ångstråket. I förbränningsrummet har koktuberna överallt samma temperatur. Rökgasmassans temperatur i förbränningsrummet är också lika överallt.



Figur 2 - Dompansans förenklade geometri

Kommentarer till antagandena.

1. En önskvärd egenskap hos modellen är naturligtvis att inverkan av värmeytornas placering på systemdynamiken kan undersökas. Detta kan ske genom att dela in värmeytan i konvektionsdelen i ett lämpligt antal sektioner och sedan jämföra resultatet av alternativa sammankopplingar. Men med antalet sektioner ökar det dynamiska systemets ordningstal. För att hålla detta så lågt som möjligt är värmeytan i modellen endast uppdelad i två sektioner, vilket med hänsyn till andra faktorer endast ger möjlighet att variera ångkylarens placering. Antalet sektioner kan lätt ökas om man accepterar systemets ökade ordningstal.
2. Ytan i förbränningsrummet är normalt tillräcklig för överföring av förångningsvärmets till vattnet. Fordras ytterligare kokytor i konvektionsdelen är den där upptagna värmeeffekten liten i förhållande till den totala. Överhettarna tillföres i den varmare delen av konvektionsdelen en relativt stor del av den totala värmeeffekten genom strålning. Figur 3 visar att överhettare vars värmeupptagning huvudsakligen sker genom konvektion (1) resp. strålning (2) har olika karakteristik.



Figur 3 - Uttemperaturens beroende av belastningsgraden för konvektionsöverhettare (1) och strålningsöverhettare (2).



Om punkt A markerar önskad maximal uttemperatur från konvektionsöverhettaren måste ångan kylas om belastningsgraden är större än 0.5, t.ex. genom insprutning av vatten efter överhettaren. Strålningsöverhettaren (2) ger en mer konstant uttemperatur än konvektionsöverhettaren (1) och kräver således en mindre kylvattenmängd för reglering av uttemperaturen. Detta utnyttjas vid mellanöverhettning av ångan då det efter mellanöverhettaren insprutade kylvattnet inte passerar högtrycksturbinen. En ökning av denna kylvattenmängd minskar anläggningens verkningsgrad.

Värmeövergången till överhettarna genom strålning försummas men detta bör inte påverka systemdynamiken avsevärt.

3. Vid höga temperaturer är skillnaden mellan de logaritmiska och aritmetiska medeltemperaturerna försumbar.

### 2.3 Förbränningsrummet

I Appendix B visas att kompressibiliteten och värmeackumuleringsförmågan hos rökgasen kan försummas då dessa tidsförlopp är mycket snabba i förhållande till tidsförloppen i domen och tubmaterialet.

Värmebalans i förbränningsrummet ger

$$Q_{AB} = Q_{gmc} + m_g \cdot c_{pgcf} \cdot T_{gcf} + G_{gc} \cdot c_{pgc} \cdot \frac{dT_{gc}}{dt} \quad (2.10a)$$

Värmeackumuleringsförmågan, dvs tredje termen på högra sidan, försummas

$$Q_{AB} = Q_{gmc} + m_g \cdot c_{pgcf} \cdot T_{gcf} \quad (2.10b)$$

Se Appendix B. Den avstrålade värmeeffekten  $Q_{gmc}$  bestäms av

$$Q_{gmc} = C \cdot A_{gmc} (T_{gc}^4 - T_{mc}^4) \quad (2.11a)$$

Temperaturen på koktuberna  $T_{mc}$  är liten i förhållande till rökgasernas medeltemperatur  $T_{gc}$  och eftersom  $Q_{gmc}$  bestäms av fjärde potensen av temperaturerna är inverkan av variationer i  $T_{mc}$  på  $Q_{gmc}$  mycket liten. Approximativt gäller då

$$Q_{gmc} = C A_{gmc} \cdot T_{gc}^4 - \text{konstant} \quad (2.11b)$$

Medeltemperaturen i förbränningsrummet är svår att uppskatta. Den teoretiska förbränningstemperatur, som kan bestämmas, uppnås inte. Detta beror på att förbränningsrummet är kylt och att vid temperaturer över  $\sim 1500^\circ\text{C}$  dissocieras  $\text{CO}_2$  och  $\text{H}_2\text{O}$  i stor utsträckning och binder på så sätt värme, som frigörs först när temperaturen sjunker. Med lämplig brännarplacering gäller emellertid approximativt

$$T_{gc} = T_{gcf} \quad (2.12)$$

Temperaturen vid utloppet ur förbränningsrummet  $T_{gcf}$  kan därefter bestämmas genom en värmebalans för förbränningsrummet.

Rökgasens specifika värme  $c_{pg}$  för olika temperaturer kan bestämmas om rökgasens kemiska sammansättning är känd. För en blandning med  $n$  komponenter  $A_1, A_2 \dots A_n$  gäller

$$c_{pg} = c_{pbland} = \left\{ \sum_{i=1}^n c_{pi} \cdot \text{Mol } A_i \right\} \cdot \frac{1}{\sum \text{Mol}} \quad (2.13)$$

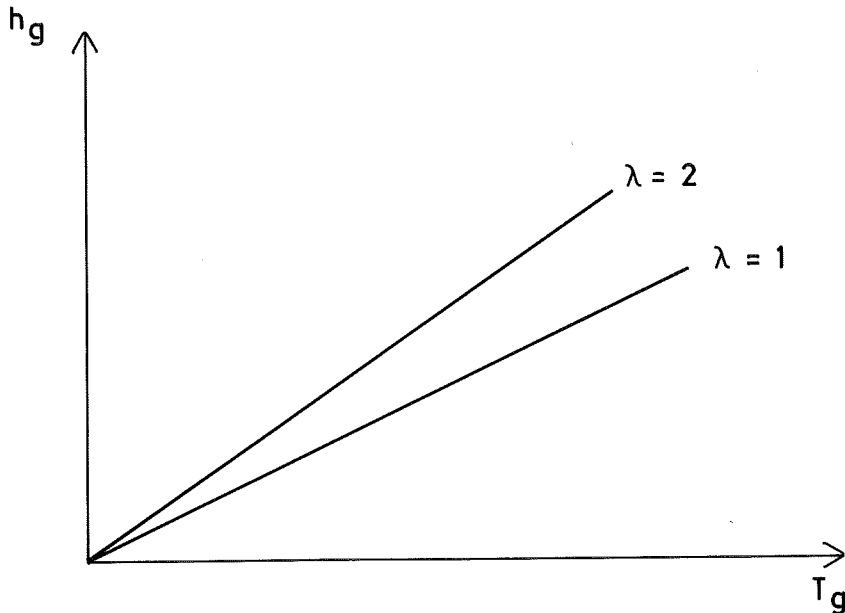
Då  $c_{pg} = f(T, \lambda)$  är bestämd fås rökgasentalpin  $h_g$  som

$$h_g = c_{pg} \cdot T_g = f(T, \lambda) \cdot T_g \quad (2.14)$$

Sambandet (2.14) kan med mycket god noggrannhet approximeras med en skara räta linjer, dvs  $c_{pg}$  kan antas oberoende av temperaturen. Se Figur 2.

$$h_g = k(\lambda) \cdot T_g \quad (2.15)$$

Om kurvan  $h_{g1} = k(1) \cdot T_g$  är bestämd erhålles entalpin hos rökgasen för t.ex.  $\lambda = 1.2$  genom att summera  $h_{g1}$  och entalpin hos  $(\lambda - 1) \cdot G_{at}$



Figur 4 - Rökgasentalpin som funktion av temperaturen.

#### 2.4 Konvektionsdel 1 (ÖH 2)

Låt  $m_g'$  och  $m_g''$  beteckna massflöden in i resp. ut ur konvektionsdel 1. Värmebalans för konvektionsdel 1 ger

$$m_g' \cdot c_{pgcf} \cdot T_{gcf} = Q_{gmf} + m_g'' \cdot c_{pgfd} \cdot T_{gfd} + G_{gf} \cdot c_{pgf} \cdot \frac{dT_{gf}}{dt} \quad (2.16a)$$

Massbalans ger

$$m_g' - m_g'' = \frac{d}{dt} G_{gf} \quad (2.17)$$

Eftersom kompressibilitet och värmelagringsförmågan hos rökgasen försummas fås

$$m_g \cdot c_{pgcf} \cdot T_{gcf} = Q_{gmf} + m_g \cdot c_{pgfd} \cdot T_{gfd} \quad (2.16b)$$

Värmeeffekten  $Q_{gmf}$  bestäms av

$$Q_{gmf} = U_{gmf} \cdot A_{gmf} (T_{gf} - T_{mf}) \quad (2.18)$$

där

$$U_{gmf} = K_{gmf} \cdot m_g^{0.6} \quad (2.19)$$

Medeltemperaturen är

$$T_{gf} = \frac{T_{gcf} + T_{gfd}}{2} \quad (2.20)$$

Värmeövergångskoefficienter som t.ex.  $C$  och  $U_{gmf}$  i ekvationerna (2.11) och (2.18) behandlas i Appendix E.

## 2.5 Konvektionsdel 2 (ÖH 1)

Analogt med avsnitt 2.4 fås följande uppsättning ekvationer för konvektionsdelen 2.

$$m_g \cdot c_{pgfd} \cdot T_{gfd} = Q_{gmd} + m_g \cdot c_{pgda} \cdot T_{gda} \quad (2.21)$$

$$Q_{gmd} = U_{gmd} \cdot A_{gmd} (T_{gd} - T_{md}) \quad (2.22)$$

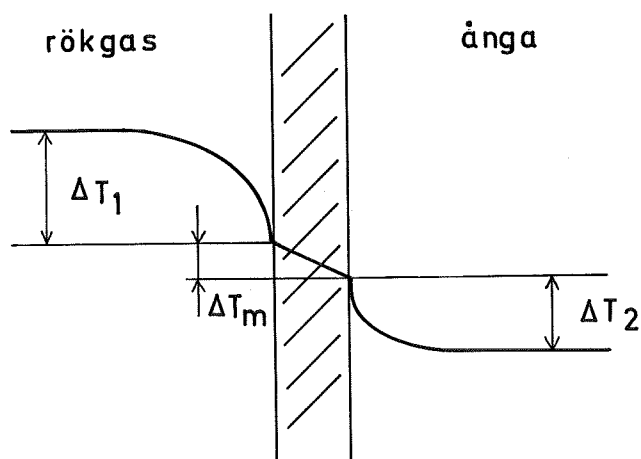
$$U_{gmd} = K_{gmd} \cdot m_g^{0.6} \quad (2.23)$$

$$T_{gd} = \frac{T_{gfd} + T_{gda}}{2} \quad (2.24)$$

### 3. TUBMATERIAL

I Appendix C visas att tidskonstanten för värmeackumuleringen i tubmaterialet är ett par tio-potenser större än för ånga och rökgas, varför dessa inte försummas. För att förenkla analysen har antagits

1. Värmetransporter till och från materialet styrs av en medeltemperatur.
2. Temperaturprofilen i tubväggen är konstant och lika med medeltemperaturen. Värmeledningen i tubväggen har således försumrats. Figur 5 visar det principiella utseendet på temperaturprofilen för värmetransport från rökgas till ånga.



Figur 5 - Temperaturprofil vid rörvägg. Temperaturdifferensen  $\Delta T_m$  är av storleksordningen  $10^\circ\text{C}$  och eftersom  $\Delta T_1$  och  $\Delta T_2$  är av storleksordningen  $100\text{--}300^\circ\text{C}$  är det introducerade felet endast någon procent.

### 3.1 Tuber i förbränningsrummet

Värmebalans för koktuber ger

$$Q_{gmc} = Q_{mfc} + G_{mc} \cdot c_{pmc} \cdot \frac{d T_{mc}}{dt} \quad (3.1)$$

Värmeeffekten  $Q_{mfc}$  bestäms av

$$Q_{mfc} = U_{mfc} \cdot A_{mfc} (T_{mc} - T_{fwsc}) \quad (3.2)$$

där

$$U_{mfc} = K_{mfc} \quad (3.3)$$

$T_{fwsc}$  antages vara konstant och lika med mättnadstemperaturen för det aktuella trycket. Då är temperaturen på ånga- vatten- blandningen  $T_{fwsc}$  i koktuberna en entydig funktion av trycket i domen , dvs

$$T_{fwsc} = f_{Tfc} (p_b) \quad (3.4)$$

### 3.2 Tuber i konvektionsdel 1

Värmebalans för överhettartuber ger

$$Q_{gmf} = Q_{mff} + G_{mf} \cdot c_{pmf} \cdot \frac{d T_{mf}}{dt} \quad (3.5)$$

Värmeeffekten till ångan bestäms av

$$Q_{mff} = U_{mff} \cdot A_{mff} \cdot (T_{mf} - T_{fsf}) \quad (3.6)$$

där

$$U_{mff} = K_{mff} \cdot m_{fsl}^{0.8} \quad (3.7)$$

Medeltemperaturen  $T_{fsf}$  på ångan i area f beräknas enligt

$$T_{fsf} = \frac{T_{fsl} + T_{fsef}}{2} \quad (3.8)$$

där  $T_{fsl}$  är temperaturen på den ånga som lämnar ånggeneratorm.

### 3.3 Tuber i konvektionsdel 2

Analogt med tidigare avsnitt erhålles

$$Q_{gmd} = Q_{mfd} + G_{md} \cdot c_{pmd} \cdot \frac{d T_{md}}{dt} \quad (3.9)$$

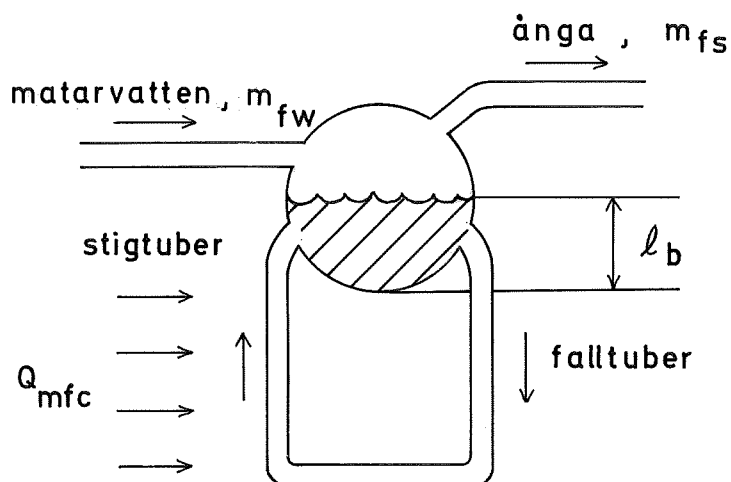
$$Q_{mfd} = U_{mfd} \cdot A_{mfd} (T_{md} - T_{fsd}) \quad (3.10)$$

$$U_{mfd} = K_{mfd} \cdot m_{fs}^{0.8} \quad (3.11)$$

$$T_{fsd} = \frac{T_{fsbd} + T_{fsde}}{2} \quad (3.12)$$

#### 4. ARBETSMEDIESTRÅKET

##### 4.1 Domen



Figur 6 - Schematisk bild av domen med koktuber.

I domen är tidsderivatan av trycket  $p_b$  och nivån  $l_b$  storheter av primärt intresse. Vid ändringar av tillståndet i domen måste tryckgradientens storlek begränsas, dels för att dommaterialet inte skall utsättas för otillåtna påkänningar och dels för att cirkulationen i det slutna systemet dom-falltuber-stigtuber-dom inte skall äventyras. Domnivån kan endast tillåtas variera inom vissa gränser, där den övre gränsen bestäms av att fukt inte bör föras med ångan till överhettarna och den undre av risken för otillräcklig kylning av koktuber.

För att förenkla analysen antages:

1. Termodynamisk jämvikt råder i dom och stig- och falltuber, dvs bl.a. tryckderivatan är densamma i alla punkter.
2. Cirkulationen i fall- och stigtuber är tillfredsställande.



Massbalans ger

$$m_{fw} - m_{fs} = \frac{d}{dt} (G_{fwb} + G_{fsb}) \quad (4.1)$$

Om  $Q$  är värmeeffekt till ånga-vatten i domen ger termodynamikens 1:a huvudsats

$$dQ = d(G_{fwb} \cdot h_{fwb} + G_{fsb} \cdot h_{fsb}) - A_m V \cdot dp_b \quad (4.2)$$

där  $A_m$  är den mekaniska värmeekvivalenten 1/102 kJ/kg och  $V$  är domens inre volym.

Värmebalans ger

$$Q_{mfc} + m_{fw} \cdot h_{fwab} - m_{fs} \cdot h_{fsb} - c_{mb} \cdot G_{mb} \cdot \frac{dT_{mb}}{dt} = \frac{d}{dt} Q \quad (4.3)$$

Värmebalansen i domen förutsätter att den ånga som bildas i koktuberna omedelbart är tillgänglig vid utloppet ur domen. Detta villkor kan anses uppfyllt om man antar att en bildad ångbubbla med volymen  $V^0$ , som undantränger en lika stor volym vatten, omedelbart ökar volymen av vattnet i domen med samma belopp. En ångmängd av volymen  $V^0$  kan då avtappas från domen utan att trycket sjunker.

Domens inre volym är konstant dvs

$$G_{fwb} \cdot v_{fwb} + G_{fsb} \cdot v_{fsb} = \text{konstant} = V \quad (4.4)$$

Ekvationerna (4.2) och (4.3) ger

$$\begin{aligned} Q_{mfc} + m_{fw} \cdot h_{fwab} - m_{fs} \cdot h_{fsb} - c_{mb} \cdot G_{mb} \cdot \frac{dT_{mb}}{dt} = \\ = \frac{d}{dt} (G_{fwb} \cdot h_{fwb} + G_{fsb} \cdot h_{fsb}) - A_m \cdot V \cdot \frac{dp_b}{dt} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Mättnadstillstånd råder i domen varför samtliga termiska storheter kan uttryckas som funktioner av domtrycket  $p_b$

$$h_{fwb} = f_{hfwb}(p_b) \quad (4.6a)$$

$$h_{fsb} = f_{hfsb}(p_b) \quad (4.6b)$$

$$v_{fwb} = f_{vfwb}(p_b) \quad (4.6c)$$

$$v_{fsb} = f_{vfsb}(p_b) \quad (4.6d)$$

Ifortsättningen betecknas derivator m.a.p. domtrycket  $p_b$  med primtecken och tidsderivator med prick om derivatorna ej utskrivs explicit.

En väsentlig förenkling av ekvation (4.5) kan göras om dommaterialet ersätts med en ekvivalent mängd vatten. Antag alltså att termen  $c_{mb} \cdot G_{mb} \cdot dT_{mb}/dt$  kan ersättas med en bråkdel  $\xi$  av värmeinnehållet i vattnet i domen dvs

$$c_{mb} G_{mb} \cdot \frac{dT_{mb}}{dt} \approx \xi \frac{d}{dt} (G_{fwb} \cdot h_{fwb}) \quad (4.7)$$

Talet  $\xi$  är av storleksordningen 0.1 - 0.2.

Ur ekvationerna (4.1) och (4.4) kan  $G_{fsb}$  och  $\dot{G}_{fsb}$  elimineras. Detta ger

$$\dot{G}_{fwb} = F_{G1} \cdot G_{fwb} \cdot \dot{p}_b + F_{G2} \cdot (m_{fw} - m_{fs}) + F_{G3} \cdot \dot{p}_b \quad (4.8)$$

där

$$F_{G1} = \frac{f'_{vfwb} \cdot f_{vfsb} - f'_{vfsb} \cdot f_{vfwb}}{f_{vfsb}(f_{vfsb} - f_{vfwb})} \quad (4.9a)$$

$$F_{G2} = \frac{f_{vfsb}}{f_{vfsb} - f_{vfw}} \quad (4.9b)$$

$$F_{G3} = - \frac{V \cdot f'_{vfsb}}{f_{vfsb} (f_{vfsb} - f_{vfw})} \quad (4.9c)$$

Vidare erhåller vi

$$\dot{G}_{fsb} = (1 - F_{G2})(m_{fw} - m_{fs}) - F_{G1} \cdot G_{fwb} \cdot \dot{P}_b - F_{G3} \cdot \dot{P}_b \quad (4.10)$$

$$G_{fsb} = \frac{V}{f_{vfsb}} - G_{fwb} \cdot \frac{f_{vfw}}{f_{vfsb}} \quad (4.11)$$

Vi kan nu uttrycka tryckderivatan som funktion av  $G_{fwb}$ . Ekvationerna (4.8), (4.10), (4.11) och värmebalansen (4.5) ger

$$\dot{P}_b = \frac{Q_{mfc}}{F_{p1} + G_{fwb} \cdot F_{p2}} + m_{fw} \cdot \frac{h_{fwab} - F_{p3}}{F_{p1} + G_{fwb} \cdot F_{p2}} + m_{fs} \cdot \frac{F_{p4}}{F_{p1} + G_{fwb} \cdot F_{p2}} \quad (4.12)$$

där

$$F_{p1} = (1 + \xi) f_{hfw} \cdot F_{G3} - f_{hfsb} \cdot F_{G3} + \frac{f'_{hfsb}}{f_{vfsb}} \cdot V - A_m \cdot V \quad (4.13a)$$

$$F_{p2} = (1 + \xi) f_{hfw} \cdot F_{G1} + (1 + \xi) f'_{hfw} - f_{hfsb} - F_{G1} - \frac{f'_{hfsb} \cdot f_{vfw}}{f_{vfsb}} \quad (4.13b)$$

$$F_{p3} = (1 + \xi) f_{hfw} \cdot F_{G2} + f_{hfsb} (1 - F_{G2}) \quad (4.13c)$$

$$F_{p4} = (1 + \xi) f_{hfw} \cdot F_{G2} + f_{hfsb} (1 - F_{G2}) - f_{hfsb} = F_{p3} - f_{hfsb} \quad (4.13d)$$

Enligt referens {4} är termen  $A_m V$  i ekvation (4.13a) liten i förhållande till värdet av  $F_{pl}$  utom vid mycket höga tryck. Termen kan således försummas. Av ekvation (4.12) framgår att  $\dot{p}_b$  är oberoende av strömningshastigheten i stig- och falltuberna. Detta beror på antagandet att  $\dot{p}_b$  är densamma i alla punkter i kretsen. Experimentella data givna i referens {3} visar att detta antagande är rimligt.

Approximativa formler för de nödvändiga tillståndsfunktionerna ges i Appendix F. De givna formlerna är väl lämpade för numeriska beräkningar, varför funktionsvärdet och derivatan lätt kan bestämmas för ett givet tryck.

Mängden vatten i domen anges av ekvation (4.8). För att bestämma domnivån måste man emellertid även känna mängden ånga i vattnet. Låt  $\rho_{fwb}$  beteckna domvattnets medeltäthet och  $V_{fwb}$  volymen av domvattnet.

Då är

$$V_{fwb} = \frac{G_{fwb}}{\rho_{fwb}} \quad (4.14)$$

dvs

$$\frac{d V_{fwb}}{dt} = \frac{\partial V_{fwb}}{\partial G_{fwb}} \cdot \frac{d G_{fwb}}{dt} + \frac{\partial V_{fwb}}{\partial \rho_{fwb}} \cdot \frac{d \rho_{fwb}}{dt} \quad (4.15)$$

Ekvation (4.14) ger

$$\dot{V}_{fwb} = \frac{1}{\rho_{fwb}} \cdot \dot{G}_{fwb} - \frac{G_{fwb}}{\rho_{fwb}^2} \cdot \dot{\rho}_{fwb} \quad (4.16)$$

Om domens krökning försummas gäller

$$\dot{V}_{fwb} = A_D \cdot \dot{l}_D \quad (4.17)$$

där  $A_b$  är arean av vattenytan i domen

$$\dot{i}_b = \frac{1}{A_b \rho_{fwb}} \cdot \dot{G}_{fwb} - \frac{G_{fwb}}{2 \rho_{fwb} \cdot A_b} \cdot \dot{\rho}_{fwb} \quad (4.18)$$

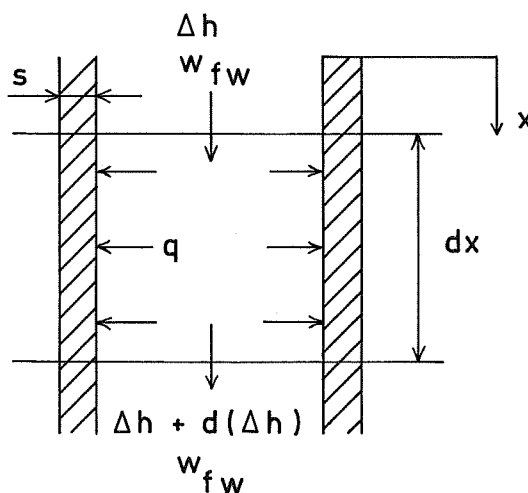
Nivån i domen påverkas således dels av hur mängden vatten i domen ändras och dels av ändringar i medeltätheten, dvs huvudsakligen ändringar i mängden ånga i vattnet. Ångmängden i vattnet i dom och stigtuber beror av tryckgradienten och belastningsgraden. Inverkan av dessa storheter varierar med pannans konstruktion. Det är således svårt att härleda ett analytiskt uttryck för medeltätheten som funktion av belastningsgraden och tryckgradienten. I det enskilda fallet är det möjligt att mäta upp medeltätheten som funktion av tryckgradienten och belastningsgraden. I referens {1} anges det principiella utseendet hos en sådan kurvskara.

Även matarvattenentälpin påverkar domnivån, då matarvattnet normalt är underkyllt. Om matarvattnet införes så att den för uppvärmning av matarvattnet till mättnadstemperatur nödvändiga värmemängden tas från ångan sjunker trycket. Detta medför att mängden ånga i domvattnet ökar. Om matarvattnet direkt tillföres domvattnet orsakas en förskjutning av begynnelsepunkten för kokningen i stigtuberna och en del av den utifrån tillförda värmeeffekten åtgår för att höja temperaturen hos domvattnet. Följden blir två varandra motverkande effekter. Förskjutningen av begynnelsepunkten för kokning orsakar en minskning av ångmängden i vattnet. Samtidigt minskas emellertid den bildade ångmängden, vilket ger en trycksänkning i domen. Detta medför en ökning av ångmängden i vattnet, varför de två effekterna i viss mån tar ut varandra.

En begränsning på domtryckets tidsderivata  $\dot{p}_D$

Den naturliga cirkulationen i dompannor beror på ångbildningen i stigtuberna. Ångbildning i falltuberna medför en minskad cirkulationshastighet, vilket kan leda till lokal överhettning i stigtuber.

Då trycket sjunker i domen, sjunker även mättnadstemperaturen och om tryckgradienten är tillräckligt stor kan ångbildning i falltuberna bli möjlig. För att undvika denna ångbildning måste tryckgradienten begränsas på ett sådant sätt att entalpidifferensen  $\Delta h$  mellan vattnets mättnadsentalpi vid gällande tryck och vattnets i falltuberna entalpi alltid är positiv. Ändringar i den ovan definierade entalpidifferensen  $\Delta h$  längs en tub orsakas av tryckändringar, dvs tryckgradienter i domen och tryckfallet i tuben, den utifrån tillförda värmeeffekten och ändringar i värmeinnehåll av vatten och tubmaterial. Betrakta en vertikalt monterad tub enligt Fig. 7:



Figur 7 - Tvärsnitt av falltub

Den entalpiändring som orsakas av tryckfallet i tuben bestäms separat. Tryckfallet  $dp$  över elementet  $dx$  är

$$dp = \gamma_{fw} dx - N \cdot \frac{w_{fw}^2 \gamma_{fw}}{2dg} dx \quad (4.19)$$

där

$\gamma_{fw}$  domvattnets spec. vikt

$w_{fw}$  strömningshastigheten i tuben

$d$  tubens inre diameter

$h_{fw}$  vattnets entalpi

Entalpiändringen är

$$\frac{\partial h_{fw}}{\partial x} = \frac{\partial h_{fw}}{\partial p} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4.20)$$

Denna ändring ökar  $\Delta h$  varför bidraget är positivt. Övrig inverkan på  $\Delta h$  bestäms med en värmebalans för det betraktade elementet.

$$m_{fw} \cdot (\Delta h + d(\Delta h)) - m_{fw} \cdot \Delta h = -\pi \cdot d \cdot q \, dx - G_{fw} \cdot \frac{\partial h_{fw}}{\partial t} - c_m G_m \cdot \frac{\partial T_m}{\partial t} \quad (4.21)$$

där

$G_{fw}$  mängden vatten i elementet  $dx$

$G_m$  " tubmaterial i elementet  $dx$

$c_m$  tubmaterialets spec. värme

$T_m$  en medeltemperatur

Enligt referens {3} kan  $T_m$  sättas till

$$T_m = \frac{T(\text{tubvägg}) + T(\text{mättnadstemperatur})}{2}$$

där T (tubvägg) kan betraktas som konstant, dvs

$$\frac{\partial T_m}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial T(\text{mättnadstemp})}{\partial t} = \frac{1}{2} \frac{\partial T_{tsb}}{\partial t} \quad (4.22)$$

Summeras bidraget (4.20) till (4.21) fås

$$\begin{aligned} \frac{\pi d^2}{4} \gamma_{fw} w_{fw} d(\Delta h) &= \frac{\pi d^2}{4} \gamma_{fw} w_{fw} \frac{\partial h_{fw}}{\partial p} (\gamma_{fw} - N \frac{w_{fw}^2 \gamma_{fw}}{2dg}) dx \\ &- \pi d q dx - \frac{\pi d^2}{4} \gamma_{fw} \frac{\partial h_{fw}}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} dx - \\ &- c_m \gamma_m \frac{\pi}{4} (d + 2s)^2 - d^2 \cdot \frac{1}{2} \frac{\partial T_{tsb}}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} \cdot dx \quad (4.23) \end{aligned}$$

där  $\gamma_m$  = tubmaterialets spec. vikt.

Integrera från  $x = 0$  till  $x = L$ . Antag att  $\partial p / \partial t$  är konstant och att underkylningen av domvattnet vid inloppet till falltuberna är  $\Delta h_0$ .

Då erhålles

$$\begin{aligned} \frac{\pi d^2}{4} \gamma_{fw} w_{fw} (\Delta h_L - \Delta h_0) &= \frac{\pi d^2}{4} \gamma_{fw}^2 \cdot w_{fw} \frac{\partial h_{fw}}{\partial p} (1 - N \frac{w_{fw}^2}{2dg}) \cdot L \\ &- \pi d \cdot q \cdot L - \frac{\pi d^2}{4} \gamma_{fw} \cdot L \frac{\partial h_{fw}}{\partial p} \frac{\partial p}{\partial t} - \\ &- \frac{1}{2} c_m \gamma_m \frac{\pi}{4} (d + 2s)^2 - d^2 \cdot \frac{\partial T_{tsb}}{\partial p} \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \cdot L \quad (4.24) \end{aligned}$$

För att ångbildning inte skall inträffa skall  $h_L \geq 0$ . Sätt  $h_L = 0$  vilket ger

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial p}{\partial t} \right)_{\max} &= \frac{\Delta h_0 + \gamma_{fw} \cdot L (1 - N \cdot \frac{w_{fw}^2}{2dg}) \cdot \frac{\partial h_{fw}}{\partial p} - \frac{4qL}{\gamma_{fw} \cdot w_{fw} \cdot d}}{\frac{L}{w_{fw}} \cdot \frac{\partial h_{fw}}{\partial p} + \frac{2L c_m \gamma_m}{\gamma_{fw} \cdot w_{fw}} \frac{s}{d} (1 + \frac{s}{d}) \frac{\partial T_{tsb}}{\partial p}} \quad (4.25) \end{aligned}$$



Tryckgradienten i domen  $dp_d/dt$  skall således vara mindre än  $(\partial p/\partial t)_{\max}$  för att cirkulationen inte skall störas. För att beräkna  $(\partial p/\partial t)_{\max}$  fordras att strömningshastigheten  $W_{fw}$  och underkylningen  $\Delta h_o$  är kända. Av ekv. (4.25) framgår att den tillåtna maximala tryckgradienten växer om underkylningen ökar eller om strömningshastigheten ökar. Som tidigare nämnts begränsas också tryckgradienten av domens hållfasthet varför det av ekv. (4.25) givna maximalvärdet kan vara irrelevant. Någon hållfasthetsberäkning görs emellertid inte här. Tidskonstanten för domens dynamik har i Appendix D uppskattats till ca 100 sek vid full belastning. Tidskonstanten är omvänt proportionell mot belastningen.

#### 4.2 Konvektionsdel 2

I Appendix A visas att de tidsförlopp som beskriver ångans kompressibilitet och värmeackumuleringsförmåga är så snabba att de kan försummas i jämförelse med 100 sek ( $T \sim 1$  sek).

Låt  $m'_{fs}$  och  $m''_{fs}$  beteckna massflöde in i resp. ut ur konvektionsdel 2. Värmebalans för konvektionsdel 2 ger

$$m'_{fs} \cdot h_{fsbd} + Q_{mfd} = m''_{fs} \cdot h_{fsde} + G_{fsd} \cdot \frac{d}{dt} h_{fsd} \quad (4.26a)$$

Massbalans ger

$$m'_{fs} - m''_{fs} = \frac{d}{dt} G_{fsd} \quad (4.27)$$

Försummas dynamiken kan värmebalansen skrivas som

$$m_{fs} \cdot h_{fsbd} + Q_{mfd} = m_{fs} \cdot h_{fsde} \quad (4.26b)$$

Strömningsmotståndet i tuberna ger ett tryckfall över konvektionsdel 2, vilket uppskattas med en mekanisk energibalans

$$P_{bd} - P_{de} = N_1 \cdot m_{fs}^2 + N_1' \cdot \frac{d}{dt} m_{fs} \quad (4.28a)$$

Tryckfallet på grund av accelerationen försummas då detta är litet i förhållande till tryckfallet som orsakas av friktionen

$$P_{bd} - P_{de} = N_1 \cdot m_{fs}^2 \quad (4.28b)$$

Eftersom tillståndet på ångan vid utloppet ur domen och inloppet till konvektionsdel 2 är detsamma som tillståndet i domen gäller

$$P_{bd} = P_b \quad (4.29)$$

$$h_{fsb} = h_{fsbd} \quad (4.30)$$

För att beräkna värmeeffekten  $Q_{mfd}$  behöver vi ångans medeltemperatur i konvektionsdel 2, dvs ekv. (3.12)

$$T_{fsd} = \frac{T_{fsbd} + T_{fsde}}{2}$$

där

$$T_{fsde} = f_{Tfsde}(h_{fsde}, P_{de}) \quad (4.31)$$

Tillståndsekvationen  $T = f(h,p)$  är inte given utan den implicita ekvationen  $h = f(T,p)$  måste i stället lösas för att bestämma  $T$  då  $h$  och  $p$  är givna.

### 4.3 Ångkylare

En schematisk bild av ångkylaren framgår av Fig. 8.

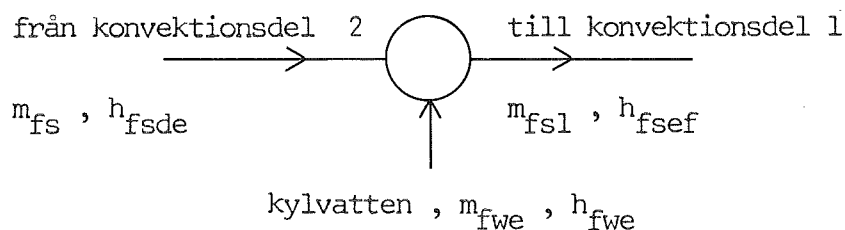


Fig. 8 - Massflöden och entalpier till och från ångkylaren

Volymen av ångkylaren och ångmassan i densamma är mindre än motsvarande storheter i en överhettartub. Tidsförloppen för ångans kompressibilitet och värmelagringsförmåga i ångkylaren kan då försummas eftersom motsvarande tidsförlopp i en överhettartub visade sig försumbara. Värmebalans för ångkylaren ger

$$m_{fs} \cdot h_{fsde} + m_{fwe} \cdot h_{fwe} = m_{fsl} \cdot h_{fsef} + \frac{d}{dt} (G_{me} \cdot c_{pme} \cdot T_{me} + G_{fse} \cdot h_{fse}) \quad (4.32a)$$

Massbalans ger

$$m_{fs} + m_{fwe} = m_{fsl} + \frac{d}{dt} G_{fse} \quad (4.33a)$$

Eftersom dynamiken är försumbar gäller

$$m_{fs} \cdot h_{fsde} + m_{fwe} \cdot h_{fwe} = m_{fsl} \cdot h_{fsef} \quad (4.32b)$$

$$m_{fs} + m_{fwe} = m_{fsl} \quad (4.33b)$$

Mekanisk energibalans ger

$$P_{de} - P_{ef} = N_2 \cdot m_{fsl}^2 \quad (4.34)$$

Tillståndsekvation för ångan ger

$$h_{fsef} = f_{hfsef} (p_{ef}, T_{fsef}) \quad (4.35)$$

Om en del av matarvattnet till domen används för kylvatten, vilket är vanligt gäller

$$h_{fwe} = h_{fwab} \quad (4.36)$$

#### 4.4 Konvektionsdel 1

På samma sätt som i avsnitt 4.2 fås följande ekvationer

$$m_{fs1} \cdot h_{fsef} + Q_{mff} = m_{fs1} \cdot h_{fs1} \quad (4.37)$$

$$p_{ef} - p_1 = N_3 \cdot m_{fs1}^2 \quad (4.38)$$

$$h_{fs1} = f_{hfs1}(p_1, T_{fs1}) \quad (4.39)$$

$$T_{fs1} = f_{Tfs1}(h_{fs1}, p_1) \quad (4.40)$$

## 5. SAMMANFATTNING

Analysen leder till att dompannan kan beskrivas som ett olinjärt dynamiskt system av 5:e ordningen,

$$\dot{x} = f(x,u)$$

$$y = g(x,u)$$

där tillståndsvariablerna  $x$  har följande fysikaliska betydelse:

$x_1$  domtryck,  $p_b$

$x_2$  mängd vatten i domen,  $G_{fwb}$

$x_3$  tubmaterialets medeltemperatur i förbränningsrummet,  $T_{mc}$

$x_4$  tubmaterialets medeltemperatur i konvektionsdel 2,  $T_{md}$

$x_5$  tubmaterialets medeltemperatur i konvektionsdel 1,  $T_{mf}$

och insignalerna:

$u_1$  oljeflöde,  $m_B$

$u_2$  luftfaktor,  $\lambda$

$u_3$  ångflöde,  $m_{fs1}$

$u_4$  matarvattenflöde,  $m_{fw}$

$u_5$  matarvattenentalpi,  $h_{fwab}$

$u_6$  kylvattenflöde,  $m_{fwe}$

och utsignalerna:

$y_1$  domtryck,  $p_b$

$y_2$  mängden vatten i domen,  $G_{fwb}$

$y_3$  ångans temperatur vid utloppet ur pannan,  $T_{fs1}$

$y_4$  ångans tryck vid utloppet ur pannan,  $p_1$

Den olinjära strukturen på vektorns  $f(x,u)$  komponenter beror huvudsakligen på de olinjära uttrycken för värmeövergångskoefficienter och de termiska tillståndsekvationerna. För funktionens  $f(x,u)$  olika komponenter gäller

$$f_1(x,u) = f_1(x_1, x_2, x_3, u_1, u_2, u_3, u_4, u_5)$$

$$f_2(x,u) = f_2(x_1, x_2, x_3, u_1, u_2, u_3, u_4, u_5)$$

$$f_3(x,u) = f_3(x_1, x_3, u_1, u_2)$$

$$f_4(x,u) = f_4(x_1, x_4, u_1, u_2, u_3)$$

$$f_5(x,u) = f_5(x_1, x_4, x_5, u_1, u_2, u_3, u_6)$$

För funktionens  $g(x,u)$  olika komponenter gäller

$$g_1(x,u) = x_1$$

$$g_2(x,u) = x_2$$

$$g_3(x,u) = g_3(x_1, x_4, x_5, u_3, u_6)$$

$$g_4(x,u) = g_4(x_1, u_3, u_6)$$

Argumenten i vektorernas  $f(x,u)$  och  $g(x,u)$  komponenter ger en kvalitativ bild av korskopplingen i systemet, dvs vilka övriga tillstånd som påverkas då något tillstånd ändras, och hur systemets insignaler påverkar dess tillstånd och utsignaler. Betrakta t.ex.  $f_5(x,u)$ . En ändring av kylvattenflödet ( $u_6$ ) medför att medeltemperaturen på tubmaterialet i konvektionsdel 1 ( $x_5$ ) och ångans tryck ( $y_4$ ) och temperatur ( $y_3$ ) vid utloppet ur pannan ändras medan övriga tillstånd och utsignaler inte påverkas. I denna form ger således de uppställda sambanden information om systemets struktur. Detta är värdefullt vid beräkning av det linjariserade systemets dynamik ur mätningar eftersom antalet ansatta överföringsfunktion kan minimeras.

6. REFERENSER

1. Profos P. : Die Regelung von Dampfanlagen. Springer Verlag, Berlin/  
Göttingen/Heidelberg 1962
2. Dolezal R. : Durchlaufkessel, Theorie, Bau, Betrieb und Regelung.  
Vulkan Verlag, Dr. W. Classen, Essen 1962
3. Kutateladze S.S. : Heat Transfer in Condensation and Boiling.  
Translation Series AEC-tr-3770. United States Atomic Energy  
Commission 1959
4. Hammar O.G. : Kompendium i Ångteknik. Chalmers Tekniska Högskola
5. Thal-Larsen H. : Dynamics of Heat Exchangers and their Models.  
ASME, Journal of Basic Engineering, June 1960, s. 489-504
6. Enns M. : Comparison of Dynamic Models of a Superheater. ASME,  
Journal of Heat Transfer, Nov 1962, s. 375-385
7. Chien K.L., Ergin E.T., Ling C., Lee A. : Dynamic Analysis of a  
Boiler. Paper 58-IRD-4 ASME Instruments and Regulators Con-  
ference Newark, Del, April 1958
8. Ergin E.I., Ling C. : Some Practical Considerations in the Appli-  
cation of a Non-interacting Controller to Boilers. Paper  
No. PFT-7-58. ISA Proceedings. 13th Annual Instrumentation  
Automation Conference and Exhibit. Sept 1958
9. Ergin E.I., Ling C. : Development of a Non-interacting Controller  
for Boilers. Proceedings of the first international congress  
of IFAC, Moscow 1960
10. Schack A. : Der Industrielle Wärmeübergang. Verlag Stahleisen  
M.B.H./Düsseldorf 1962
11. Rengholt U. : Värmeöverföring vid kokning. Teknisk Tidskrift 1959  
s. 285-290
12. Levy S. : Generalized Correlation of Boiling Heat Transfer. ASME  
Journal of Heat Transfer. Febr 1959, s. 37-42

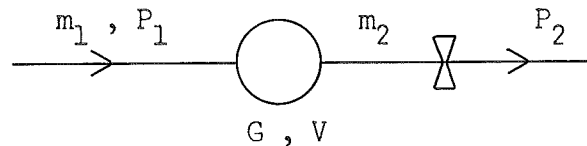
13. Ledinegg M. : Die Filmverdampfung. VDI Düsseldorf. Forsch. Ing.-  
Wes. Bd 30 (1964) Nr 4 s. 97-104
14. Widell T. : Värmeövergång vid överhettad vattenånga. Teknisk  
Tidskrift 1950, s. 1165-1166
15. VDI - Wasserdampftaffeln, 6:e auflage (B), Springer Verlag  
Berlin/Göttingen/Heidelberg 1963
16. Vesper H. : Näherungsgleichungen für die Zustandsgrößen des  
Wassers und des Dampfes an den Grenzkurven zur Verwendung  
in elektronischen Rechenmaschinen. BWK 15(1963) Nr 1 s. 20-23
17. Tratz H. : Neue Zustandgleichungen für flüssiges Wasser und eine  
Verbesserte Gleichung der Dampfdruckkurve, BWK 14 (1962)  
Nr 8, s. 379-383, Berichtigung in Nr 10, s. 504
18. Mayinger F., Schmidt E., Tratz H. : Neue Zustandgleichungen für  
Wasserdampf unter Berücksichtigung ihre Verwendung in elektro-  
nische Rechenanlagen. BWK 14 (1962) Nr 6, s. 261-266, Berich-  
tigung in Nr 7, s. 360
19. Oldenburg J. : Teoretisk utredning av regleringsförlopp hos  
jagaren Hallands eldningsautomatik. Navalatom. ROO-125. 1963.



A. UPPSKATTNING AV TIDSFÖRLOPPEN PÅ ÅNGSIDAN I EN GODTYCKLIG KONVEKTIONSDEL

A1 Kompressibilitet

Approximera överhettaren, t.ex. ÖH2, med följande system



Tubsystemet med kontinuerlig lagringsförmåga och tryckfall har ersatts med en volym och en strypning. Denna approximation är tillräckligt bra, åtminstone vid låga frekvenser. Se ref. [1].

Antag polytropisk tillståndsändring

$$p \cdot v^n = k = \text{konstant} \quad (1)$$

Inför tätheten  $\rho$  i stället för  $v$  och vi får

$$p \cdot \frac{1}{\rho^n} = k \rightarrow \rho = \left( \frac{p}{k} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (2)$$

En massbalans för volymen  $V$  ger

$$m_1 - m_2 = \frac{dG}{dt} \quad (3)$$

men

$$G = \rho \cdot V = V \cdot \left( \frac{p}{k} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (4)$$

$$\frac{dG}{dt} = \frac{V}{k^{\frac{1}{n}}} \cdot \frac{p^{\frac{1-n}{n}}}{n} \cdot \frac{dp}{dt} = \frac{V}{n \cdot k^{\frac{1}{n}}} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dt} = \frac{G}{n \cdot p} \frac{dp}{dt} \quad (5)$$

För små ändringar i  $p_1$  och  $G$  kan  $G/n \cdot p_1$  betraktas som konstant

$$\frac{dG}{dt} = \frac{G}{n \cdot \bar{p}_1} \Delta \dot{p}_1 \quad (6)$$

Linjarisera (3)

$$\Delta m_1 - \Delta m_2 = \frac{dG}{dt} \quad (7)$$

Vidare gäller approximativt för tryckfallet

$$P_1 - P_2 = k_1 \cdot m_2^2 \quad (8)$$

Linjarisera

$$\Delta P_1 - \Delta P_2 = k_1 \cdot 2\bar{m}_2 \cdot \Delta m_2 \quad (9)$$

och då

$$k_1 = \frac{\bar{P}_1 - \bar{P}_2}{\bar{m}_2^2}$$

fås

$$\Delta P_1 - \Delta P_2 = 2 \frac{\bar{P}_1 - \bar{P}_2}{\bar{m}_2} \cdot \Delta m_2 \quad (10)$$

Derivera (10) och eliminera  $dG/dt$  och  $\dot{\Delta p}$  ur (6) och (7). Detta ger

$$\Delta m_1 - \Delta m_2 = 2 \frac{\bar{G}}{n\bar{P}_1} \cdot \frac{\bar{P}_1 - \bar{P}_2}{\bar{m}_2} \cdot \dot{\Delta m}_2 + \frac{\bar{G}}{n \cdot \bar{P}_1} \cdot \dot{\Delta P}_2 \quad (11)$$

Antag nu att utgående trycket  $p_2$  är konstant, dvs  $\dot{\Delta p}_2 = 0$ . Vi får då följande överföringsfunktion för massflödet

$$\frac{\Delta m_2}{\Delta m_1} = \frac{1}{1 + Ts} \quad (12)$$

där tidskonstanten  $T$  är given av

$$T = \frac{2\bar{G}}{n \cdot \bar{P}_1} \cdot \frac{\bar{P}_1 - \bar{P}_2}{\bar{m}_2} \quad (13)$$

där

$$G = \frac{V}{v}$$

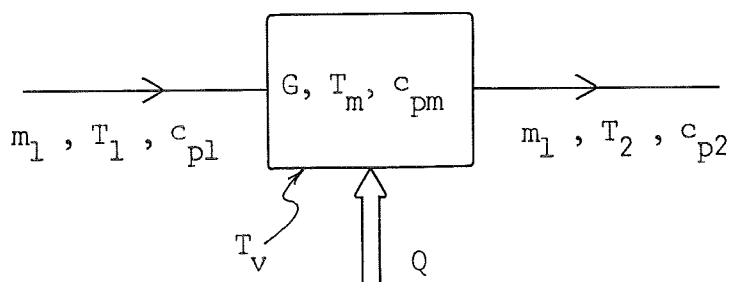
Insättes numeriska värden enligt tabell I erhålles

$$T_{400 \text{ t/h}} \approx 0.2 \text{ s}$$

$$T_{80 \text{ t/h}} \approx 1.0 \text{ s}$$

## A2 Värmeackumulering

Betrakta volymen i approximationen av överhettaren enligt A1.



Värmebalans ger

$$m_1 \cdot c_{p1} \cdot T_1 + Q - m_1 c_{p2} T_2 = G c_{pm} \frac{d T_m}{dt} \quad (1)$$

där

$$Q = U \cdot A(T_v - T_m) \quad (2)$$

$$m_1 c_{p1} T_1 - m_1 c_{p2} T_2 + U \cdot A \cdot T_v - U \cdot A \cdot T_m = G c_{pm} \frac{d T_m}{dt} \quad (3)$$

Linjarisera

$$m_1 c_{p1} \Delta T_1 - m_1 c_{p2} \Delta T_2 + U \cdot A \Delta T_v - U \cdot A \Delta T_m = G c_{pm} \cdot \dot{\Delta T}_m \quad (4)$$

Vidare är

$$T_m = \frac{T_1}{2} + \frac{T_2}{2} \quad (5)$$

dvs

$$\Delta T_m = \frac{1}{2} \Delta T_1 + \frac{1}{2} \Delta T_2 \quad (6)$$

(4) och (6) ger

$$\begin{aligned} \Delta T_1 \left( m_1 c_{p1} - \frac{1}{2} U \cdot A \right) - \Delta T_2 \left( m_1 c_{p2} + \frac{1}{2} U \cdot A \right) + U \cdot A \Delta T_v &= \\ &= \frac{1}{2} G c_{pm} \Delta \dot{T}_1 + \frac{1}{2} G c_{pm} \cdot \dot{\Delta T}_2 \end{aligned} \quad (7)$$

Sambandet mellan  $\Delta T_v$  och  $\Delta T_2$  fås genom att betrakta  $T_1$  som konstant, dvs följande gäller

$$- \Delta T_2 \left( m_1 c_{p2} + \frac{1}{2} U \cdot A \right) + U \cdot A \Delta T_v = \frac{1}{2} G c_{pm} \Delta \dot{T}_2 \quad (8)$$

Detta ger

$$\frac{\Delta T_2}{\Delta T_v} = K_1 \cdot \frac{1}{1 + T_1 s} \quad (9)$$

där

$$K_1 = \frac{U \cdot A}{m_1 c_{p2} + \frac{1}{2} U \cdot A} \quad (10)$$

$$T_1 = \frac{1}{2} \frac{G c_{pm}}{m_1 c_{p2} + \frac{1}{2} U \cdot A} \quad (11)$$

I ref. {4} anges följande formel för värmeövergångstalet U

$$U = \frac{C \cdot m_1^{0.8}}{d^{1.8}} \left( 1 + \frac{2.3}{L/d} \right) \approx \frac{C \cdot m_1^{0.8}}{d^{1.8}} \quad (12)$$

Även ett diagram över funktionen C ges i ref. {4}.

Numeriska värden enligt Tabell I ger

$$T_1 \text{ 400t/h} \approx 0.12 \text{ s} \quad (13)$$

$$T_1 \text{ 80t/h} \approx 0.45 \text{ s} \quad (14)$$

För att uttrycka ett samband mellan  $\Delta T_1$  och  $\Delta T_2$  kan antingen Q eller  $\Delta T_v$  betraktas som konstant.

a) Sätt Q = konstant, dvs inverkan av variationer i ångans medeltemperatur på värmeflödet försummas.

$$m_1 \cdot c_{p1} \Delta T_1 - m_1 c_{p2} \Delta T_2 = \frac{1}{2} G c_{pm} \dot{\Delta T}_1 + \frac{1}{2} G c_{pm} \dot{\Delta T}_2 \quad (15)$$

$$\frac{\Delta T_2}{\Delta T_1} = K_2 \frac{1 - T_2 s}{1 + T_3 s} \quad (16)$$

där

$$K_2 = \frac{c_{p1}}{c_{p2}} \quad (17)$$

$$T_2 = \frac{1}{2} \frac{G c_{pm}}{m_1 c_{p1}} \quad (18)$$

$$T_3 = \frac{1}{2} \frac{G c_{pm}}{m_1 c_{p2}} \quad (19)$$

Överföringsfunktionen (16) är således icke minimum-fas. Detta sammanhänger med de gjorda approximationerna, dvs vi har approximerat ett system som beskrivs av partiella differentialekvationer med ett ändligt dimensionellt system av låg ordning. Numeriska värden enligt Tabell I ger:

$K_2 \text{ 400t/h} \approx 1.25$	$K_2 \text{ 80t/h} = K_2 \text{ 400t/h}$
$T_2 \text{ 400t/h} \approx 1.7 \text{ s}$	$T_2 \text{ 80t/h} \approx 8.5 \text{ s}$
$T_3 \text{ 400t/h} \approx 2.1 \text{ s}$	$T_3 \text{ 80t/h} \approx 10.1 \text{ s}$

Låt  $\Delta T_1(s) = \frac{1}{s}$ , dvs en stegstörning. Detta ger

$$\Delta T_2(s) = \frac{K_2}{s(1 + T_3 s)} - \frac{K_2 T_2}{1 + T_3 s} \quad (20)$$

eller som tidsfunktion

$$\Delta T_2(t) = K_2 - (1 + K_2) e^{-t/T_3} \quad (21)$$

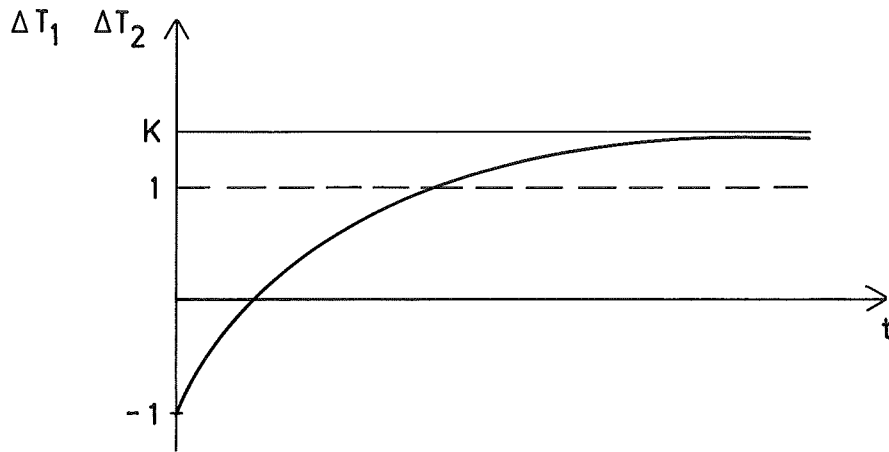


Fig. 1 - Utsignalen  $\Delta T_2$  då insignalen  $\Delta T_1$  är en stegfunktion

Av figuren framgår att en stegstörning i intemperaturen  $\Delta T_1$  omedelbart orsakar en till beloppet lika stor ändring i  $\Delta T_2$  men med motsatt tecken. Denna egenskap hos modellen har ingen fysikalisk motsvarighet utan är en följd av att värmelagringen i ångmassan sätts proportionell mot summan av ändringarna i in- och uttemperatur. Se ref. {5}

b) Betrakta  $T_v$  som konstant. Ekvation (7) ger då

$$\Delta T_1 \left( m_1 c_{p1} - \frac{1}{2} UA \right) - \frac{1}{2} G c_{pm} \dot{\Delta T}_1 = \Delta T_2 \left( m_1 c_{p2} + \frac{1}{2} UA \right) + \frac{1}{2} G c_{pm} \dot{\Delta T}_2 \quad (22)$$

Då erhålles

$$\frac{\Delta T_2}{\Delta T_1} = K_3 \cdot \frac{1 + T_4 s}{1 + T_5 s} \quad (23)$$

där

$$K_3 = - \frac{\frac{1}{2} UA - m_1 c_{p1}}{\frac{1}{2} UA + m_1 c_{p2}} \quad (24)$$

$$T_4 = \frac{\frac{1}{2} G c_{pm}}{\frac{1}{2} UA - m_1 c_{p1}} \quad (25)$$

$$T_5 = \frac{\frac{1}{2} G c_{pm}}{\frac{1}{2} UA + m_1 c_{p2}} \quad (26)$$

Numeriska värden enligt Tabell I ger:

$K_3$ 400t/h	= - 0.87	$K_3$ 80t/h	= - 0.9
$T_4$ 400t/h	= 0.15 s	$T_4$ 80t/h	= 0.51 s
$T_5$ 400t/h	= 0.12 s	$T_5$ 80t/h	= 0.45 s

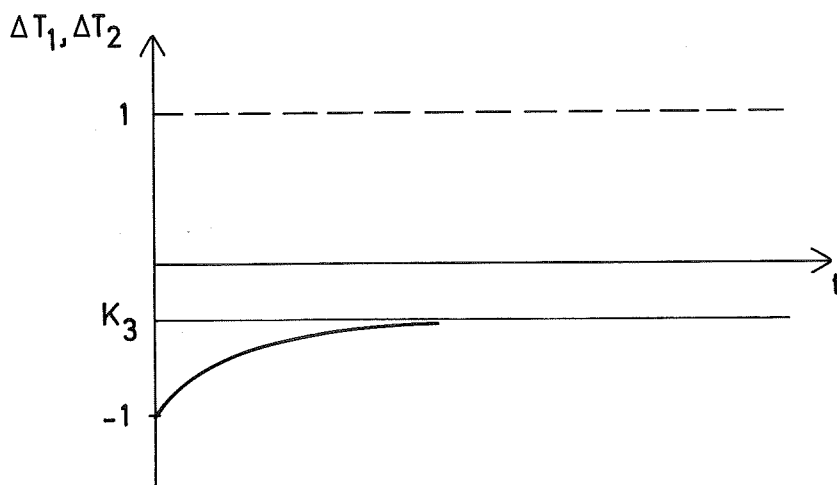


Fig. 2 - Utsignalen  $\Delta T_2$  då insignalen  $\Delta T_1$  är en stegfunktion

Överföringsfunktionen (23) är i vårt fall minimum-fas eftersom  $\frac{1}{2} UA > m_1 c_{p1}$ . Förstärkningsfaktorn  $K_3$  blir således negativ. En stegstörning i insignalen  $\Delta T_1$  orsakar därför momentant en till beloppet lika stor ändring i utsignalen  $\Delta T_2$ . Utsignalen växer sedan men når inte upp till sitt ursprungliga värde. Detta beror fysikaliskt på att minskningen i värmeeffekt till ångan från väggen när medeltemperaturen på ångan ökar, är större än ökningen av värmeeffekt med den inströmmande ångan. Den totalt tillförda värmeeffekten minskar således.

Storleken på tidskonstanterna i fall a) och fall b) skiljer sig med ungefär en faktor 10. Den fysikaliskt mest relevanta approximationen bör emellertid vara fall b).



Överföringsfunktionerna (9), (16) och (23) är således en alltför grov approximation om vi vill undersöka systemets dynamiska egenskaper i detalj. Observera dock att vi endast utnyttjar (9), (16) och (23) för att få en uppskattning på hur snabbt en störning avklingar. För detta ändamål är approximationen tillfyllest.

För att få numeriska värden på de tidskonstanter som uppskattas i Appendix A, B, C och D utnyttjas data givna i Tabell I nedan. Denna tabell ger rimliga värden på nödvändiga storheter för en antagen ångpanna vilken maximalt kan generera 400 ton ånga per timme.

Tabell I - Data för pannan

Konvektionsdel

Ångsida

Ångmängd	400 t/h
Tryck före konvektionsdel	150 bar
Tryck efter konvektionsdel	145 bar
Ångflöde per tub vid totalt 400 t/h	1.5 kg/s
80 t/h	0.3 kg/s
Tubvolym (d = 0.04 m, L = 100 m)	0.12 m <sup>3</sup>
Polytropexponent	1.3
Ångans medeltemperatur	485 °C
Ångans utloppstemperatur	530 °C
Tubmateriallets medeltemperatur	550 °C

Rökgassida

Tryck före konvektionsdel	1 bar
Tryck efter konvektionsdel	0.995 bar
Rökgasflöde	140 kg/s
Rökgasmassa i konvektionsdel	20 kg
Polytropexponent	1.3
Rökgasens medeltemperatur	1000 °C
Rökgasens utloppstemperatur	800 °C
Rökgasens medelspecifika värme	1.22 kJ/kg °C
Rökgashastigt, medelhastighet	15 m/s

Tubmaterial

Massan av en tub	800 kg
Specifikt värme	0.55 kJ/kg °C

Domen

Volymen av vattnet i domen	15(20) m <sup>3</sup>
----------------------------	-----------------------

B. UPPSKATTNING AV TIDSFÖRLOPPEN PÅ RÖKGASSIDAN I EN GODTYCKLIG KONVEKTIONSDEL

B1 Kompressibilitet

Om vi gör samma antaganden som vid undersökningen av ångans kompressibilitet leder detta till samma uttryck för tidskonstanten. Alltså

$$T = \frac{2G}{n \cdot p_1} \cdot \frac{\bar{p}_1 - \bar{p}_2}{\bar{m}_2}$$

a) Numeriska värden enligt Tabell I i appendix A ger vid 400t/h

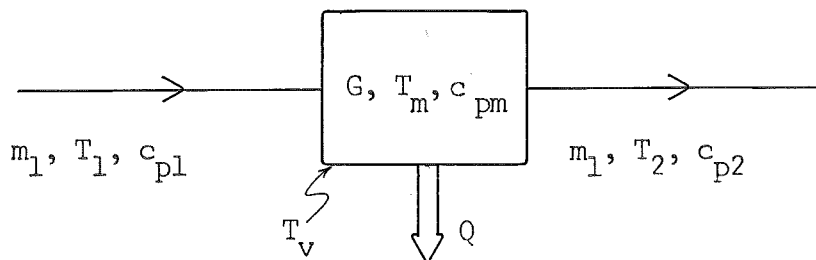
$$T \approx 0.001 \text{ s}$$

b) Konvektionsdel 2

Tidskonstanten är av ungefär samma storleksordning som ovan.

B2 Värmeackumulering

Betrakta volymen i approximationen av konvektionsdelen



Värmebalans ger

$$m_1 \cdot c_{p1} \cdot T_1 - m_1 \cdot c_{p2} \cdot T_2 - Q = G \cdot c_{pm} \cdot \frac{d T_m}{dt} \quad (1)$$

där

$$Q = U \cdot A (T_m - T_v) \quad (2)$$

$$T_m = \frac{T_1 + T_2}{2} \quad (3)$$

Linjarisera

$$\begin{aligned} \Delta T_1 (m_1 c_{p1} - \frac{1}{2} U \cdot A) - \Delta T_2 (m_1 c_{p2} + \frac{1}{2} U \cdot A) + U \cdot A \Delta T_v &= \\ &= \frac{1}{2} G c_{pm} \dot{\Delta T}_1 + \frac{1}{2} G c_{pm} \cdot \dot{\Delta T}_2 \end{aligned} \quad (4)$$

Ekvation (4) är identisk med (7) i avsnitt A2. Vi får då

a)  $T_1 =$  konstant ger

$$\frac{\Delta T_2}{\Delta T_v} = K_1 \cdot \frac{1}{1 + T_1 s} \quad (5)$$

där

$$K_1 = \frac{UA}{m_1 c_{p2} + \frac{1}{2} UA} \quad (6)$$

$$T_1 = \frac{\frac{1}{2} G c_{pm}}{m_1 c_{p2} + \frac{1}{2} UA} \quad (7)$$

Numeriska värden enligt Tabell I i appendix A ger vid 400t/h

$$T_1 \approx 0.05 \text{ s}$$

b)  $Q =$  konstant ger

$$\frac{\Delta T_2}{\Delta T_1} = K_2 \cdot \frac{1 - T_2 s}{1 + T_3 s} \quad (8)$$

där

$$K_2 = \frac{c_{p1}}{c_{p2}} \quad (9)$$

$$T_2 = \frac{1}{2} \frac{G c_{pm}}{m_1 c_{p1}} \quad (10)$$

$$T_3 = \frac{1}{2} \frac{G c_{pm}}{m_1 c_{p2}} \quad (11)$$

Observera att överföringsfunktionen (8) är icke minimum-fas.

Numeriska värden enligt Tabell I i appendix A ger vid 400t/h

$$K_2 \approx 1$$

$$T_2 \approx 0.07 \text{ s}$$

$$T_3 \approx 0.07 \text{ s}$$

c)  $T_v =$  konstant ger

$$\frac{\Delta T_2}{\Delta T_1} = K_3 \cdot \frac{1 - T_4 s}{1 + T_5 s} \quad (12)$$

där

$$K_3 = \frac{m_1 c_{p1} - \frac{1}{2} UA}{m_1 c_{p2} + \frac{1}{2} UA} \quad (13)$$

$$T_4 = \frac{\frac{1}{2} G c_{pm}}{m_1 c_{p1} - \frac{1}{2} UA} \quad (14)$$

$$T_5 = \frac{\frac{1}{2} G c_{pm}}{m_1 c_{p2} + \frac{1}{2} UA} \quad (15)$$

I detta fall är överföringsfunktionen (12) icke minimum-fas eftersom  $m_1 c_{p1} > \frac{1}{2} UA$ . Skillnaden i storleksordning mellan massflöde och värmeövergångstal är här väsentligt annorlunda än på ångsidan.

U uppskattas med följande formel angiven på CTH

$$U = 4.84 \cdot \epsilon_g \cdot \epsilon_p \cdot \epsilon_n \cdot \epsilon_s \cdot w_o^{0.61} \cdot d^{-0.39} \left( \frac{T_1}{100} \right)^{0.35} \cdot \left( \frac{T_1}{T_v} \right)^{0.1} \quad (16)$$

De fyra korrektionsfaktorerna är av storleksordningen 1 och antas därför i förenklande syfte samtliga vara lika med 1. Vidare betyder  $w_o$  den till 0 °C reducerade gashastigheten, dvs

$$w_o = \frac{w \cdot 273}{T_1} \text{ m/s} \quad (17)$$

Med numeriska värden enligt Tabell I i appendix A erhålles

$$U_{400t/h} \approx 90 \text{ kcal} / \text{m}^2\text{h}^\circ\text{C} = 378 \text{ kJ/m}^2\text{h}^\circ\text{C} \quad (18)$$

vilket är ett realistiskt värde.

För parametrarna i överföringsfunktionen (12) får vi följande ungefärliga värden vid 400t/h:

$$K_3 = 0.53$$

$$T_4 = 0.10 \text{ s}$$

$$T_5 = 0.05 \text{ s}$$

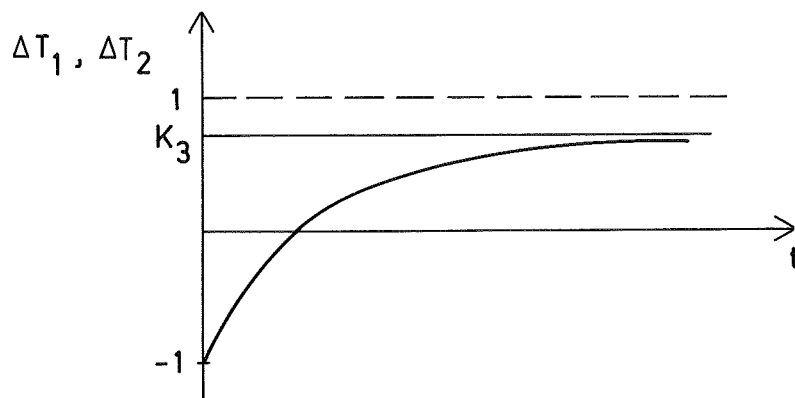
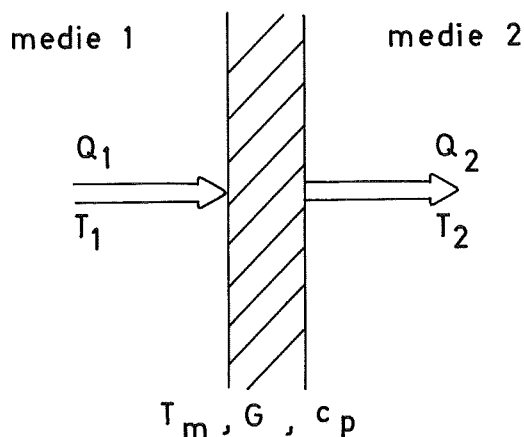


Fig. 1 - Utsignalen  $\Delta T_2$  då insignalen  $\Delta T_1$  är en stegfunktion

I detta fall är således ökningen av värmeeffekten till tuberna mindre än ökningen i rökgasens värmeinhåll genom höjningen av inloppstemperaturen  $\Delta T_1$ . Uttemperaturen  $\Delta T_2$  kommer följaktligen att öka och stegsvaret får det utseende som visas i Figur 1. Vad som avslutningsvis påpekades under avsnitt A2 beträffande giltigheten av de härledda överföringsfunktionerna gäller även för givna överföringsfunktioner i detta avsnitt.

C. UPSKATTNING AV TIDSFÖRLOPPEN I TUBMATERIALET I EN GODTYCKLIG KONVEKTIONSDEL

Betrakta en tub i konvektionsdel 1. Interna beteckningar enligt nedanstående figur.



Värmebalans ger

$$Q_1 - Q_2 = G c_p \cdot \frac{d T_m}{dt} \quad (1)$$

där

$$Q_1 = U_1 A_1 (T_1 - T_m) = U_1 A_1 T_1 - U_1 A_1 T_m \quad (2)$$

$$Q_2 = U_2 A_2 (T_m - T_2) = U_2 A_2 T_m - U_2 A_2 T_2$$

Linjarisera och Laplacetransformera

$$U_1 A_1 \Delta T_1 - U_1 A_1 \Delta T_m - U_2 A_2 \Delta T_m + U_2 A_2 \Delta T_2 = G c_p s \Delta T_m \quad (3)$$

Antag  $T_2 = \text{konstant}$ . Detta ger

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_1} = K \cdot \frac{1}{1 + Ts} \quad (4)$$

där



$$K = \frac{U_1 A_1}{U_1 A_1 + U_2 A_2} \quad (5)$$

$$T = \frac{G c_p}{U_1 A_1 + U_2 A_2} \quad (6)$$

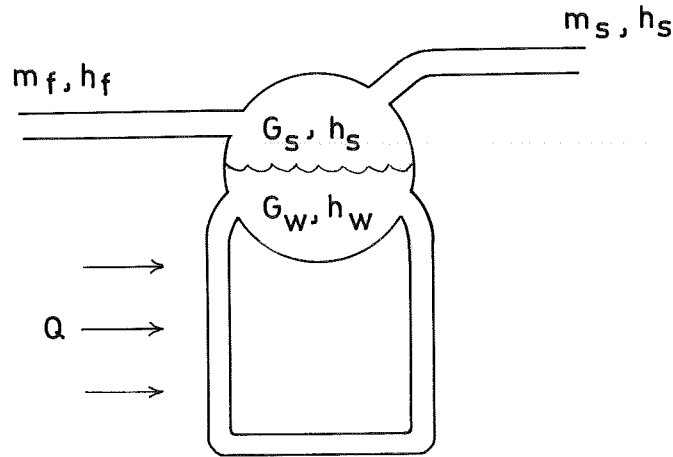
Insättes numeriska värden enligt Tabell I i Appendix A erhålles vid 400 t/h

$$K \approx 0.05$$

$$T \approx 15 \text{ s}$$

Tidskonstanten bestäms således väsentligen av järnmassorna i överhettaren och värmeövergångstalet från rökgas till tubmaterial resp. från tubmaterial till ånga. Tidskonstantens storleksordning är sådan att den inte kan försummas.

D. UPPSKATTNING AV TIDSKONSTANTER I DOMEN. APPROXIMATIONER.



Beteckningarna framgår av figuren ovan. Antag att ångans massa och värmeinhåll kan betraktas som en bråkdel  $\xi$  resp.  $\eta$  av vattnets massa resp. värmeinhåll. Värmeinhållet i dommaterialet försummas. Mass- och värmebalans för domen ger

$$m_f - m_s = (1 + \xi) \dot{G}_w \quad (1)$$

$$Q + m_f \cdot h_f - m_s \cdot h_s = \frac{d}{dt} \{ (1 + \eta) G_w \cdot h_w \} \quad (2)$$

Linjarisera och eliminera  $\dot{G}_w$

$$\begin{aligned} \Delta Q + \bar{m}_f \Delta h_f + \left( \bar{h}_f - \frac{1+\eta}{1+\xi} \cdot \bar{h}_w \right) \Delta m_f - \left( \bar{h}_s - \frac{1+\eta}{1+\xi} \bar{h}_w \right) \Delta m_s = \\ = \bar{m}_s \Delta h_s + (1 + \eta) \bar{G}_w \cdot \dot{h}_w \end{aligned} \quad (3)$$

Men  $h_w = h_s - r$ ;  $r =$  ångbildningsvärme. Antag att  $r =$  konstant.

$$\Delta h_w = \Delta h_s \quad \dot{\Delta h}_w = \dot{\Delta h}_s \quad (4)$$

Laplacetransformera och betrakta  $h_s$  som utsignal

$$\Delta h_s = K_Q \cdot G(s) \Delta Q + K_{hf} G(s) \cdot \Delta h_f + K_{mf} \cdot G(s) \Delta m_f + K_{ms} \cdot G(s) \Delta m_s \quad (5)$$

där

$$G = \frac{1}{1 + Ts} = \frac{1}{1 + \frac{(1+\eta) \bar{G}_w \cdot s}{\bar{m}_s}} \quad (6)$$

$$K_Q = \frac{1}{\bar{m}_s} \quad (7)$$

$$K_{hf} = \frac{\bar{m}_f}{\bar{m}_s} \quad (8)$$

$$K_{mf} = \frac{\frac{1+\eta}{1+\xi} \cdot \bar{h}_w - \bar{h}_f}{\bar{m}_s} \quad (9)$$

$$K_{ms} = \frac{\bar{h}_s - \frac{1+\eta}{1+\xi} \cdot \bar{h}_w}{\bar{m}_s} \quad (10)$$

Dynamiken för samtliga överföringsfunktioner i ekvation (5) ges av  $G(s)$  som karakteriseras av tidskonstanten  $T$ .

Antag att  $\eta = 0.2$ ,  $\xi = 0.1$  och utnyttja givna numeriska värden enligt Tabell I. Vi erhåller då

$$T = 98 \text{ s} \quad (130 \text{ s}) \quad (11)$$

$$K_Q = 0.009$$

$$K_{hf} = 1$$

$$K_{mf} = - 7.3$$

$$K_{ms} = - 7.7$$

Tidskonstanten i domen är således ett par tiopotenser större än försummade tidskonstanter.

Bidragen till den avgivna ångans entalpi är positiva för en ökning av tillförd värmeeffekt  $\Delta Q$  och matarvatten entalpi  $\Delta h_f$ , och negativa för en ökning av matarvattenmängd  $\Delta m_f$  och uttagen ångmängd  $\Delta m_s$ .

Vid denna uppskattning har viss hänsyn tagits till ångans i domen massa och värmeinhåll genom att öka motsvarande storheter för vatt-  
net med  $\eta$  resp.  $\xi$ . Vid de aktuella trycken ( $p \approx 150$  bar) är enligt Dia-  
gram 1 ångmassan  $G_{\text{ånga}}$  ungefär 16% av vattenmassan  $G_{\text{vatten}}$ . Ångans vär-  
meinhåll blir då ungefär 25% av vattnets. Vid analysen av domen, av-  
snitt 4, har följdaktligen inverkan på dynamiken av ångan inte försum-  
mats.

Vid beräkning av vatten- och ångmängden i domen för en given panna bör  
man observera att ungefär 20% av domvolymen upptas av dominredning. Vid  
analysen har antagits att blandningen är fullständig, dvs allt vatten i  
domen har samma temperatur. Vidtas emellertid inte särskilda åtgärder  
för att få god cirkulation kan man räkna med att vissa zoner, t.ex. vatt-  
net i gavlarna, inte deltar i de snabbare tidsförloppen, ty temperatur-  
utjämnningen måste då ske huvudsakligen genom värmeledning.

Tidskonstanten i domen ges ungefärligen av förhållandet mellan mängden  
vatten i domen och den genererade ångmängden. Det internt cirkulerade  
massflödet i kretsen dom-falltuber-stigtuber-dom är emellertid 3-6 ggr  
större. Sannolikt ger därför denna approximation ett något högt värde  
på tidskonstanten.

### E. VÄRMEÖVERGÅNGSTAL

El. Värmeöverföring genom strålning.

a) Följande empiriska formel ger den överförda värmeeffekten genom strålning i förbränningsrummet

$$Q = C \cdot F(T_{gm}^4 - T_v^4)$$

där

C = 3.8 för olja

F = ytan av koktuber i förbränningsrummet m<sup>2</sup>

T<sub>gm</sub> = rökgasernas medeltemperatur i förbränningsrummet °K

T<sub>v</sub> = tubväggens temperatur °K

Om brännarna placeras lämpligt kan T<sub>g</sub> sättas lika med rökgasernas temperatur vid utloppet ur förbränningsrummet.

b)

$$Q = \epsilon \cdot \varphi \cdot F_e (T_g^4 - T_v^4)$$

där

T<sub>g</sub> = rökgasens temperatur vid utloppet ur förbränningsrummet °K

F<sub>e</sub> = ekvivalent strålningsyta, bestäms av tubplacering, diameter och delningar, m<sup>2</sup>

Vid oljeeldning kan funktionen  $\epsilon \cdot \varphi$  enligt prof. Lindmark, se ref. {4}, sättas till

$$\epsilon \cdot \varphi = 3.6 \cdot V_F^{0.2} (0.015 \cdot q^{0.25} + 0.15)$$

där

V<sub>F</sub> = förbränningsrummets volym i m<sup>3</sup>

q = " belastning i kcal/m<sup>3</sup>

E2. Värmeövergångstalet för ånga strömmande i raka cylindriska rör.

a) Enligt ref. {10} kan värmeövergångstalet U sättas till

$$U = \left( 3.8 + 0.26 \cdot \frac{T}{100} \right) \frac{w_o^{0.75}}{d^{0.25}} \text{ kcal/m}^2 \text{ h } ^\circ\text{C} \quad (1)$$

där

T = ångans temperatur  $^\circ\text{C}$

$w_o$  = till  $^\circ\text{C}$  och 760 mm Hg reducerad medellånghastighet. m/s

d = tubens inre diameter m

$w_o$  bestäms av

$$w \cdot \rho = w_o \cdot \rho_o \quad (2)$$

där

$\rho_o$  = täthet vid  $0^\circ\text{C}$  och 760 mm Hg  $\text{kg/m}^3$

$\rho$  = täthet  $\text{kg/m}^3$

w = ångans medelhastighet m/s

b) I ref. {4} och {14} anges följande uttryck för värmeövergångstalet U

$$U = C \cdot \frac{(w\rho)^{0.8}}{d^{0.2}} \left( 1 + \frac{2.3}{L/d} \right) \text{ W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (3)$$

eller

$$U = C^1 \cdot \frac{m^{0.8}}{d^{1.8}} \left( 1 + \frac{2.3}{L/d} \right) \text{ kcal/m}^2 \text{ h } ^\circ\text{C} \quad (4)$$

där

m = ångflöde  $\text{kg/s}$

d = tubens inre diameter m

L = tubens längd m

$$C = 0.0214 \cdot \lambda \cdot p_r^{1/3} \cdot \left(\frac{1}{n}\right)^{0.8} \quad (5)$$

$$C^1 = 1.043 \cdot C$$

I ekvation (5) skall materialvärden för medelvärdet  $v_f$  av ångans och väggens temperatur användas. Funktionen C för olika tryck och temperatur ges i ref. {4} och {14}.

E3. Värmeövergångstalet för rökgas strömmande tvärs tubsatser.

Enligt ref. {11} gäller följande formel för värmeövergångstalet U

$$U = C \cdot 4 T \cdot f_a \frac{w_o^{0.61}}{d^{0.39}} \quad \text{kcal/m}^2 \text{ h } ^\circ\text{C}$$

där

C = konstant

T = medeltemperatur för rökgas  $^\circ\text{K}$

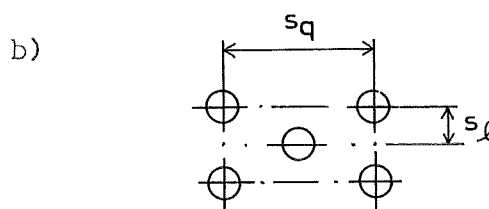
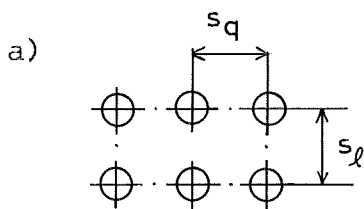
$w_o$  = till  $^\circ\text{C}$  och 760 mm Hg reducerad rökgashastighet m/s

d = tubens yttre diameter m

För luft C = 1.38

kolavgaser C = 1.48

Korrektionsfaktorn  $f_a$  beror av tubplaceringen.



$$f_{aa} = 1.07 - 0.65 \frac{\left(\frac{s_q}{d}\right)^{1.5}}{\left(\frac{s_l}{d}\right)^4}$$

$$f_{ab} = 0.874 + \frac{0.286}{\left(\frac{s_l}{d}\right)^2} + 0.084 \frac{s_q}{d}$$

$f_{aa}$  och  $f_{ab}$  gäller vid luft och rökgas för  $w_o \cdot d < 0.2 \text{ m}^2/\text{s}$ .

E4. Värmeövergångstalet vid kokning.

a) Enligt ref. {2} och {14} kan värmeövergångstalet  $U$  vid punktkokning uttryckas som

$$U = 6150 U_{\text{kons}} \cdot \left( \frac{q}{w \cdot r \cdot \rho} \right)^{0.7} \cdot \left( \frac{r}{c_p \cdot T'} \right)^{0.23} \cdot \left( \frac{\rho''}{\rho'} \right) \text{ kcal/m}^2 \text{ h grad}$$

där

$U_{\text{kons}}$  = värmeövergångstalet för vatten av mättnadstemperatur

$q$  = specifikt värmeflöde  $\text{kcal/m}^2 \text{ h}$

$w$  = medelströmningshastigheten  $\text{m/s}$

$r$  = ångbildningsvärme  $\text{kcal/kg}$

$T'$  = mättnadstemperaturen  $^{\circ}\text{C}$

$\rho'$ ,  $\rho''$  = täthet för vatten resp. ånga  $\text{kg/m}^3$

b) Enligt ref. {12} och {13} kan värmeövergångstalet vid ytkokning, vilket kan betraktas som en form av punktkokning vid en plan yta sättas till

$$U = \frac{\lambda_L \cdot c_p \cdot \rho_L^2}{\sigma T'(\rho_L - \rho_V)} \cdot \frac{1}{B_L} \cdot (\Delta T)^3$$

där

$\lambda_L$  = den mättade vätskans värmeledningsförmåga

$\rho_L$  = vätskans täthet

$\rho_V$  = ångans täthet

$T'$  = mättnadstemperaturer

$\sigma$  = ytspänningen hos vätska, ånga

$\Delta T$  = temperaturskillnaden mellan ytans temperatur och vätskans medeltemperatur

$B_L$  = en empirisk funktion

Observera att den överförda värmeeffekten är proportionell mot 3:e potensen av temperaturdifferensen.



## F. TERMISKA TILLSTÅNDEKVIATIONER

Mättnadskurvan. Samtliga approximativa formler angivna nedan för beräkning av entalpi, tryck, temperatur och specifik volym vid mättnadstillstånd, givet tryck eller temperatur, är angivna av H. Vesper ref. {16}. Felkurvan för samtliga approximativa formler i respektive giltighetsområden anges även. Giltighetsområdena för de approximativa formlerna för mättnadskurvan och entalpi, entropi och specifik volym för vatten i mättnadstillstånd är tillräckliga för våra ändamål, medan desamma för mättad ånga endast gäller i intervallet  $0 \leq t \leq 313 \text{ }^\circ\text{C}$ . Detta motsvarar tryckintervallet  $0.006 \leq p \leq 102.8 \text{ bar}$ , vilket är otillräckligt. För att täcka hela intervallet  $0 \leq t \leq 374.15 \text{ }^\circ\text{C}$  fordras enligt {16} polynom av avsevärt högre gradtal för samtliga approximativa tillståndsekvationer för vatten och ånga än i de angivna intervallen, samtidigt som noggrannheten i hela intervallet minskar. För tryck över 102.8 bar får man således använda tabeller för att bestämma data för den mättade ångan.

De nedan angivna maximala felen för de approximativa formlerna är för tryck och temperatur angivna relativt värden givna av den förbättrade ångtryckkurvan av Osborne och Myers, ref. {17} och för övrigt relativt värden givna av de nya tillståndsekvationerna på gränskurvorna, ref. {17} och {18}.

### Tryck

$$h \left( \frac{p}{at} \right) = \sum_{v=0}^g a_v \cdot \left( \frac{T}{100 \text{ }^\circ\text{C}} \right)^v \quad (1)$$

där

$$\begin{array}{ll} a_0 = - 5.078709984 & a_5 = + 2.477563380 \cdot 10^{-1} \\ a_1 = + 7.270489907 & a_6 = - 8.659024966 \cdot 10^{-2} \\ a_2 = - 3.033726807 & a_7 = + 2.015339284 \cdot 10^{-2} \\ a_3 = + 1.256759065 & a_8 = - 2.693452728 \cdot 10^{-3} \\ a_4 = - 5.608659370 \cdot 10^{-1} & a_9 = + 1.553179872 \cdot 10^{-4} \end{array}$$

Giltighetsområde:  $0 \leq T \leq 374.15 \text{ } ^\circ\text{C}$

Maximalt relativt fel  $\Delta p/p: \pm 0.2 \text{ } ^\circ/\infty$

### Temperatur

$$\frac{T}{^\circ\text{C}} = \sum_{v=0}^{11} a_v h \left( \frac{p}{\text{at}} \right)^v = T(p) \quad (2)$$

där

$$\begin{aligned} a_0 &= + 9.909271199 \cdot 10^1 & a_6 &= - 3.739348425 \cdot 10^{-4} \\ a_1 &= + 2.785424215 \cdot 10^1 & a_7 &= - 1.741775190 \cdot 10^{-5} \\ a_2 &= + 2.375357647 & a_8 &= + 2.207171179 \cdot 10^{-5} \\ a_3 &= + 2.107780463 \cdot 10^{-1} & a_9 &= + 1.534373134 \cdot 10^{-6} \\ a_4 &= + 2.129682011 \cdot 10^{-2} & a_{10} &= - 4.268568510 \cdot 10^{-7} \\ a_5 &= + 1.328377290 \cdot 10^{-3} & a_{11} &= - 4.292460291 \cdot 10^{-8} \end{aligned}$$

Giltighetsområde:  $0.006228 \leq p \leq 210 \text{ at}$

Maximalt fel  $\Delta t: \pm 0.02 \text{ } ^\circ\text{C}$

### Vatten

Specifik volym

$$\frac{v}{\text{m}^3/\text{kg}} = \sum_{v=0}^9 a_v \cdot \left( \frac{T}{100 \text{ } ^\circ\text{C}} \right)^v = v(T(p)) \quad (3)$$

där

$$\begin{aligned} a_0 &= + 1.000118915 \cdot 10^{-3} & a_5 &= + 5.242887504 \cdot 10^{-4} \\ a_1 &= + 5.374053255 \cdot 10^{-6} & a_6 &= - 2.865244952 \cdot 10^{-4} \\ a_2 &= - 2.679147093 \cdot 10^{-5} & a_7 &= + 9.066492599 \cdot 10^{-5} \\ a_3 &= + 3.023771808 \cdot 10^{-4} & a_8 &= - 1.543704125 \cdot 10^{-5} \\ a_4 &= - 5.512656898 \cdot 10^{-4} & a_9 &= + 1.096835734 \cdot 10^{-6} \end{aligned}$$

Giltighetsområde:  $0 \leq T \leq 350 \text{ } ^\circ\text{C}$

Maximalt fel  $\Delta v: \pm 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3/\text{kg}$

Funktionen  $f_{\text{vfwb}}(p_b)$  erhålls genom sammanställning av (2) och (3).

För  $f'_{\text{vfw}}(p_b)$  gäller

$$f'_{\text{vfw}}(p_b) = \frac{d}{dp_b} f_{\text{vfw}}(p_b) = \frac{dv(T(p))}{dT} \cdot \frac{dT(p)}{dp} \quad (4)$$

### Entalpi

$$\frac{h}{\text{kcal/kg}} = \sum_{v=0}^g a_v \cdot \left( \frac{T}{100 \text{ } ^\circ\text{C}} \right)^v = h(T(p)) \quad (5)$$

där

$$\begin{aligned} a_0 &= - 1.135796422 \cdot 10^{-2} & a_5 &= + 3.620722280 \cdot 10^1 \\ a_1 &= + 1.014852419 \cdot 10^2 & a_6 &= - 1.868388840 \cdot 10^1 \\ a_2 &= - 1.063325361 \cdot 10^1 & a_7 &= + 5.700027955 \\ a_3 &= + 2.885444361 \cdot 10^1 & a_8 &= - 9.465226031 \cdot 10^{-1} \\ a_4 &= - 4.198634420 \cdot 10^1 & a_9 &= + 6.607297878 \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

Giltighetsområde:  $0 \leq T \leq 350 \text{ } ^\circ\text{C}$

Maximalt fel  $\Delta h$ :  $\pm 0.06 \text{ kcal/kg}$

Funktionen  $f_{\text{hfw}}(p_b)$  erhålls genom sammanställning av (2) och (5). För  $f'_{\text{hfw}}(p_b)$  gäller

$$f'_{\text{hfw}}(p_b) = \frac{d}{dp_b} f_{\text{hfw}}(p_b) = \frac{dh(T(p))}{dT} \cdot \frac{dT(p)}{dp} \quad (6)$$

### Entropi

$$\frac{s}{\text{kcal/kg grad}} = \sum_{v=0}^g a_v \cdot \left( \frac{T}{100 \text{ } ^\circ\text{C}} \right)^v \quad (7)$$

där

$$\begin{aligned} a_0 &= - 1.467084797 \cdot 10^{-5} & a_5 &= + 7.286116864 \cdot 10^{-2} \\ a_1 &= + 3.699525820 \cdot 10^{-1} & a_6 &= - 3.597725941 \cdot 10^{-2} \\ a_2 &= - 9.276089545 \cdot 10^{-2} & a_7 &= + 1.063445516 \cdot 10^{-2} \\ a_3 &= + 8.060741368 \cdot 10^{-2} & a_8 &= - 1.722292449 \cdot 10^{-3} \\ a_4 &= - 9.168241651 \cdot 10^{-2} & a_9 &= + 1.176894419 \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

Giltighetsområde:  $0 \leq T \leq 350 \text{ } ^\circ\text{C}$

Maximalt fel  $\Delta s$ :  $\pm 10^{-4}$  kcal/kg grd.

### Ånga

Specifik volym

$$\frac{p \cdot v}{\text{at m}^3/\text{kg}} = \sum_{v=0}^8 a_v \left( \frac{T}{100 \text{ } ^\circ\text{C}} \right)^v = p \cdot v(T(p)) \quad (8)$$

där

$$\begin{aligned} a_0 &= + 1.285055584 & a_5 &= + 3.414894206 \cdot 10^{-2} \\ a_1 &= + 4.681031176 \cdot 10^{-1} & a_6 &= - 1.538536066 \cdot 10^{-2} \\ a_2 &= - 7.180810661 \cdot 10^{-3} & a_7 &= + 3.218779827 \cdot 10^{-3} \\ a_3 &= + 1.170245910 \cdot 10^{-4} & a_8 &= - 2.538089179 \cdot 10^{-4} \\ a_4 &= - 3.940971350 \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

Giltighetsområde:  $0 \leq T \leq 313 \text{ } ^\circ\text{C}$

Maximalt relativt fel  $\Delta v/v$ :  $\pm 0.02 \text{ } ^\circ/\infty$

Funktionen  $f_{\text{vfsb}}(p_b)$  erhålls genom sammanställning av (2) och (8). För  $f'_{\text{vfsb}}(p_b)$  gäller

$$f'_{\text{vfsb}}(p_b) = \frac{d}{dp_b} f_{\text{vfsb}}(p_b) = \frac{1}{p^2} \left( p \frac{d(pv(T(p)))}{dT} \frac{dT(p)}{dp} - pv(T(p)) \right) \quad (9)$$

### Entalpi

$$\frac{h}{\text{kcal/kg}} = \sum_{v=0}^6 a_v \left( \frac{T}{100 \text{ } ^\circ\text{C}} \right)^v = h(T(p)) \quad (10)$$

där

$$\begin{aligned} a_0 &= + 5.972570406 \cdot 10^2 \\ a_1 &= + 4.335160398 \cdot 10^1 \\ a_2 &= + 3.761675570 \\ a_3 &= - 1.028883620 \cdot 10^1 \\ a_4 &= + 6.681528737 \\ a_5 &= - 2.252469249 \\ a_6 &= + 2.456728183 \cdot 10^{-1} \end{aligned}$$

Giltighetsområde:  $0 \leq T \leq 313 \text{ } ^\circ\text{C}$

Maximalt fel  $\Delta h$  :  $\pm 0.04 \text{ kcal/kg}$

Funktionen  $f_{\text{hfsb}}(p_b)$  erhålls genom att sammanställa (2) och (10). För  $f'_{\text{hfsb}}(p_b)$  gäller

$$f'_{\text{hfsb}}(p_b) = \frac{d}{dp_b} f_{\text{hfsb}} = \frac{d h(T(p))}{dT} \cdot \frac{dT(p)}{dp} \quad (11)$$

### Entropi

$$\frac{s}{\text{kcal/kg grad}} = \sum_{v=0}^7 a_v \left( \frac{T}{100 \text{ } ^\circ\text{C}} \right)^v \quad (12)$$

där

$$\begin{aligned} a_0 &= + 2.186523255 & a_4 &= + 6.525540478 \cdot 10^{-2} \\ a_1 &= - 6.413150601 \cdot 10^{-1} & a_5 &= - 2.065495781 \cdot 10^{-2} \\ a_2 &= + 3.115571289 \cdot 10^{-1} & a_6 &= + 3.575235841 \cdot 10^{-3} \\ a_3 &= - 1.492069748 \cdot 10^{-1} & a_7 &= - 2.510018689 \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

Giltighetsområde:  $0 \leq T \leq 313 \text{ } ^\circ\text{C}$

Maximalt fel  $\Delta s$ :  $\pm 0.4 \cdot 10^{-4} \text{ kcal/kg grad}$

### Överhettad ånga

I det överhettade området vill man beräkna temperaturen då tryck och entalpi är givna. Ett approximativt uttryck för  $T = T(p_1, h)$  är dock inte tillgängligt. Det finns då två möjligheter för att beräkna T:

- Dels för beräkningsfallet aktuella zonen i det överhettade området läses in i datamaskinen i tabellform. Värden mellan två punkter i tabellen fås genom interpolation.
- Någon av de i litteraturen angivna i temperaturen implicita tillståndsekvationerna, t.ex.  $h = h(p_1, T)$  löses iterativt.

Eftersom metod a) kräver en datamaskin med större kärnminne än metod b) medan metod b) kräver kortare räknetid än metod a) kommer valet av metod att påverkas av den för beräkningarna tillgängliga datamaskinen.

Enligt ref. {15} gäller följande approximativa formler för överhettad ånga.

Spec. volym

Sätt

$$\tau = \frac{T}{T_k} \quad ; \quad T_k = 647.3 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\sigma = \frac{P}{P_k} \quad ; \quad P_k = 221.287 \text{ bar}$$

$$\frac{v}{\text{m}^3/\text{kg}} = \frac{\bar{R} \tau}{\sigma} - \frac{A - E(c - \sigma)\tau^{2 \cdot 2.82}}{\tau^{2 \cdot 2.82}} - \frac{B - (d\sigma - \tau^3)D\sigma}{\tau^{14}} + \frac{C}{\tau^{32}} \sigma^2 - (1 - e\sigma) F \cdot \tau \quad (1)$$

där

$$\begin{array}{lll} \bar{R} = 1.34992 \cdot 10^{-2} & D = 6.70126 \cdot 10^{-4} & c = 1.55108 \\ A = 4.7331 \cdot 10^{-3} & E = 3.17362 \cdot 10^{-5} & d = 1.265591 \\ B = 2.93945 \cdot 10^{-3} & F = 8.06867 \cdot 10^{-5} & e = 1.32735 \\ C = 4.35507 \cdot 10^{-6} & & \end{array}$$

Entalpi

$$\frac{h}{\text{kJ/kg}} = \frac{h_o}{\text{kJ/kg}} - I_h \left( \frac{3.82A}{\tau^{2.82}} + 1.82E \left( c - \frac{\sigma}{2} \right) \cdot \tau^{2.82} \right) + \left( \frac{5B - 3(d\sigma - \tau^3)D\sigma}{\tau^{14}} + \frac{11C}{\tau^{32}} \right) \sigma^3 \quad (2)$$

där

$$I_h = 221.287 \cdot 10^2$$

$$\frac{h_o}{\text{kJ/kg}} = \sum_{v=0}^4 a_{hv} \tau^v$$

där

$$\begin{aligned}
 a_{ho} &= 20.033277 \cdot 10^2 & a_{h4} &= -13.02668 \\
 a_{h1} &= 11.698648 \cdot 10^2 \\
 a_{h2} &= -8.05536 \\
 a_{h3} &= 73.76581
 \end{aligned}$$

Övriga konstanter som tidigare.

### Entropi

$$\begin{aligned}
 \frac{s}{\text{kJ/kg } ^\circ\text{K}} &= \frac{s_o}{\text{kJ/kg } ^\circ\text{K}} - I_s \bar{R} \ln \frac{\sigma}{\sigma_o} - \\
 &- I_s \frac{2.82A}{\tau} + 2.82E \left( c - \frac{\sigma}{2} \right) \cdot \tau^{1.82} - F \left( 1 - e^{\frac{\sigma}{2}} \right) \sigma + \\
 &+ \frac{\frac{14}{3} B - \left( \frac{14}{5} d\sigma - \frac{11}{4} \tau^3 \right) D\sigma}{\tau^{15}} + \frac{32C}{3\tau^{33}} \sigma^3 \quad (4)
 \end{aligned}$$

där

$$I_s = 34.1862$$

$$\frac{s_o}{\text{kJ/kg } ^\circ\text{K}} = a_s \ln \tau + \sum_{v=0}^3 a_{sv} \cdot \tau^v \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
 a_s &= 1.807299 & a_{s1} &= -2.488914 \cdot 10^{-2} \\
 a_{so} &= 10.696236 & a_{s2} &= 1.709387 \cdot 10^{-1} \\
 & & a_{s3} &= 2.683287 \cdot 10^{-2}
 \end{aligned}$$

Övriga konstanter som tidigare.