

SVF-7

ARKIVEXEMPLAR

STIFTELSEN FÖR
**VÄRMETEKNISK
FORSKNING**

VÄRMETEKNIK MATERIALTEKNIK VATTENKEMI

LITTERATURUNDERSÖKNING AVSEENDE
VÄRMEÖVERFÖRING OCH STRÖMNINGS-
MOTSTÅND I ELDSTADSTUBER

L Nilsson

Studsvik, Nyköping, September 1972

Arbetsrapport

Org enh
och nr

AE -

RL-1389

Titel och författare

Försöksångpannan i Studsvik
Litteraturundersökning avseende:

- A. Värmeöverföring i eldstadstuber
- B. Strömningsmotstånd i eldstadstuber

Uppdrag från Stiftelsen för Värmeteknisk Forskning
(Projekt 3 resp 2)

Lars Nilsson

Org enh och nr

AE - RL-1389

Antal ex/Antal sid

180/60

Datum

1972-08-30

Godkänd av

O. Skandberg

Utsändes till

CF
FB

1 ex
2 ex

Bil 1 till STU-rapport 711003/U812
SVF P3 och P2

Sammanfattning

Föreliggande litteraturstudie ingår som ett led i den undersökning av värmeöverföring och strömningsmotstånd i eldstadstuber, som görs vid försöksångpannan för överkritiskt tryck i Studsvik på uppdrag av Stiftelsen för Värmeteknisk Forskning. I en speciellt instrumenterad eldstadstub skall därvid särskilt inverkan av den ensidiga värmebelastningen och av långtidseffekter (beläggningar av korrosionsprodukter) studeras i tryckområdet 150 - 240 bar.

Litteraturundersökningen visar att det finns ett stort underlag, såväl experimentellt som teoretiskt, för beräkning av värmeövergången mellan ett uppvärmt rör och däri strömmande medium då mediet består av en fas eller kokar vid moderata underkritiska tryck. Ekvationsfloran är där mycket rikhaltig. Ekvationer för beräkning av värmeövergången vid tryck omkring det kritiska och däröver är emellertid ej så rikt dokumenterade. Man finner att korrelationer för enfasströmning, framtagna för underkritiska tryck, fungerar väl även vid överkritiska tryck under förutsättning att mediets temperatur ligger tillräckligt långt ifrån den sk pseudokritiska temperaturen och under förutsättning att man har små värmebelastningar. I områdena omkring kritiska punkten och pseudokritiska linjen kvarstår, trots många forskningsinsatser, betydande osäkerheter, både då det gäller att beskriva mekanismen för, som att beräkna värmetransporten. Definitionen av värme-

övergångstalet är där problematisk då de fysikaliska storheterna vid pseudokritiska förhållanden är starkt temperaturberoende och således påverkas av värmebelastningen.

Litteraturen om strömningsmotstånd vid höga och överkritiska tryck är sparsam och få experimentella undersökningar har påträffats. Då det gäller de tekniska tillämpningarnas problem, såsom inverkan av ensidig värmebelastning och av beläggningar, är dokumentationen ännu mer sällsynt. Tillgängligt beräkningsunderlag är osäkert och täcker endast begränsade områden, varför det kan synas angeläget med ökade forskningsinsatser.

Innehållsförteckning

	Sid
Sammanfattning	
1. INLEDNING	3
2. ALLMÄNT OM ÅNGA OCH VATTEN VID HÖGA OCH ÖVERKRITISKA TRYCK	4
3. VÄRMEÖVERFÖRING I ELDSTADSTUBER VID HÖGA TRYCK (PROJEKT 3)	6
3.1 Värmeöverföring vid höga underkritiska tryck	7
3.2 Värmeöverföring vid kritiskt och överkritiskt tryck	11
3.3 Inverkan av ensidig uppvärmning på värmeöverföringen	18
3.4 Inverkan av beläggningar (långtidseffekter) på värmeöverföringen	20
3.4.1 Teorier om beläggningars uppkomst och tillväxt	21
3.4.2 Beläggningarnas inverkan på värmeöverföringen	24
4. STRÖMNINGSMOTSTÅND I ELDSTADSTUBER VID HÖGA TRYCK (PROJEKT 2)	26
4.1 Allmänt om tryckfall i rör vid höga tryck	26
4.2 Inverkan av ensidig uppvärmning på strömningsmotståndet	30
4.3 Inverkan av beläggningar (långtidseffekter) på strömningsmotståndet	30
5. NOMENKLATUR	33
6. REFERENSER	35
7. LISTA ÖVER FIGURER	
8. FIGURER	

1. INLEDNING

Verkningsgraden för ångkraftverk kan teoretiskt sett ökas genom höjning av ångtryck och ångtemperatur upp till överkritiska värden. På grund av ökade förluster i hjälpsystemen får dock nettoverkningsgraden vid visst tryck ett maximum för en viss temperatur. De höga kostnaderna för austenitiskt material som skulle behövas vid mycket höga temperaturer gör att man i regel sätter en praktisk-ekonomisk gräns vid ca 550 - 600°C och ca 250 bar.

Ett flertal anläggningar med överkritiskt tryck finns sedan länge i drift utomlands, varav flertalet i USA men också i bl a Sovjetunionen, Japan, Västtyskland och Italien. Utvecklingen mot allt större aggregatstorlekar medför ökade krav på utnyttjningsgrad och därmed på tillförlitlighet. Höga drifttryck, upp till 300 bar, har medfört problem, vilket på senare tid bl a i USA lett till en minskning i antal beställningar av överkritiska anläggningar och en viss återgång till sådana med konventionella data.

Även om man nämligen nu kan säga att de flesta tekniska förutsättningar inom det överkritiska området är så pass väl klarlagda, att man kan bygga överkritiska anläggningar, kan man dock ej påstå att alla förutsättningar är tillfredsställande kända. Ofta måste man extrapolera beräkningsunderlaget för underkritiskt till överkritiskt tryck, där fortfarande experimentellt underlag saknas på många områden. Av dessa kan nämnas problem som beräkning av maximitemperaturer i eldstadsväggarna i ångpannan, som vid överkritiskt tryck i regel alltid är av genomströmningstyp s k "once-through" där eldstadens väggar utgörs av sida vid sida hopsvetsade tuber "paneler". Andra problem är bl a beräkning av tryckfall i cirkulationskretsen och utforskning av mekanismen för deposition av korrosionsprodukter på värmeöverförande ytor.

Följande litteraturundersökning är avsedd att utgöra bakgrund till två av de värme- och strömningstekniska experiment, som görs vid den överkritiska försöksångpannan i Studsvik. I en speciellt instrumenterad eldstadstub skall mätningar av värmeöverföring (Projekt 3) och tryckfall (Projekt 2) genomföras, varvid man särskilt skall stu-

dera inverkan av den ensidiga värmebelastningen och ev förändringar vid långtidsdrift genom beläggningar på vattensidan i provtuben. Provetrustningen medger att massflödes hastighet, inloppsentalpi och tryck kan varieras; tryckområdet 150 - 240 bar skall undersökas.

Litteraturen om värmeöverföring vid höga tryck är rikhaltig medan relativt litet finns dokumenterat om strömningsmotstånd vid tryck nära det kritiska. De flesta bidragen kommer från USA, Sovjetunionen, Japan och Västtyskland, de länder, som har överkritiska ångkraftverk i drift. Ett par av de mest omfattande sammanställningarna av experimentdata för överkritiska området, som påträffats var dock ej avsedda för ångkraftverk för fossilt bränsle, utan genomfördes i samband med en projektstudie av en överkritisk tryckvattenreaktor. Westinghouse har i ref (8) samlat en stor del av de erfarenheter, som gjorts fram till 1962, och i samband med uppförande av en försökskrets för överkritiskt tryck åren 1964 - 66 utgavs ytterligare en större rapport i sex delar (9).

Litteraturundersökningen kan av naturliga skäl ej göra anspråk på att vara komplett. Ansträngningar har gjorts att i första hand medtaga de mest citerade arbetena och nyare dokument. En fortlöpande uppföljning kommer att ske under projektens gång och som hjälp därvid anlitas bl a de datorbaserade sökrutiner, SDI (Selektiv Delgivning av Information), som är tillgängliga hos AB Atomenergi.

2. ALLMÄNT OM ÅNGA OCH VATTEN VID HÖGA TRYCK OCH TEMPERATURER

Kritiska temperaturen för ett ämne utgör definitionsmässigt den högsta temperaturen vid vilken dess ånga och vätska i jämvikt kan uppträda som distinkta faser. Kritiska trycket definieras på analogt sätt. Vid tryck resp temperaturer högre än de kritiska värdena existerar under jämviktsbetingelser endast en fas. Skärningspunkten mellan linjerna för kritisk temperatur och kritiskt tryck i Mollierdiagrammet benämnes den termodynamiska kritiska punkten. För vatten gäller då enl ref (51):

$$p_{cr} = 221,20 \text{ bar}$$

$$T_{cr} = 274,15^{\circ}\text{C}$$

I närheten av ett ämnes kritiska punkt antar vissa fysikaliska egenskaper värden, som är intressanta ur värmeöverföringssynpunkt. Mest karakteristiska är de höga värdena på specifikt värme, c_p , och volymutvidgningskoefficient, β . Det förra innebär hög energitransportförmåga, det senare stor drivkraft vid själv-cirkulation. Fig 1 - 6 illustrerar hur flera av de fysikaliska egenskaperna (ρ , i , c_p , λ , η och Pr) genomgår drastiska förändringar och visar ett starkt temperaturberoende i närheten av kritiska punkten. Distinkta extremvärden förekommer även då $p > p_{cr}$ men de blir mindre markerade då trycket ökar. Den temperatur, där specifika värmekapaciteten, c_p , har sitt maximum den s k pseudokritiska, ökar med stigande tryck, samtidigt som maximivärdet för c_p minskar.

En substans uppvisar helt olika egenskaper beroende på om temperaturen ligger under eller över den pseudokritiska. Vid låga temperaturer har man det för en vätska typiska temperaturberoendet hos de fysikaliska egenskaperna. Med stigande temperatur är specifika värmekapacitet relativt konstant, under det att täthet, viskositet och värmeledningsförmåga minskar. Vid passage av pseudokritiska temperaturen undergår tätheten en språngvis minskning för att vid högre temperaturer anta ett för gaser typiskt beroende av temperaturen. Viskositet och värmeledningsförmåga undergår efter passage av pseudokritiska temperaturen en fortsatt minskning till ett minimivärde. Därefter ökar bägge storheterna med temperaturen, liksom fallet är för de flesta gaser. Man ser ibland begreppen pseudovätska och pseudoångor användas för att karakterisera de olika tillstånden hos ett medium vid överkritiskt tryck. Ett överkritiskt medium är otvivelaktigt ett enfasigt system under jämviktsbetingelser, men behöver inte vara det vid icke-jämvikt, t ex vid värmeöverföring, då mycket väl två faser kan tänkas existera samtidigt. Värmeöverföringsmekanismen liknar då förhållandena vid kokning, s k "boiling-like phenomenon".

Skillnaden mellan vätska och ångtillståndet sammanhänger främst med avståndet mellan molekylerna och med bindningskrafterna. Av praktiska, systematiska skäl kan det vara motiverat med en tänkt gränslinje, mellan faserna, en förlängning av mättnadslinjen, även vid överkritiskt tryck, där fortfarande ett starkt temperaturberoende

finns hos de fysikaliska storheterna. Olika forskare definierar gränslinjen på olika sätt. Den gräns, som oftast nämns, är den tidigare berörda pseudokritiska temperaturen, den temperatur där c_p har sitt maximum. En annan gränslinje erhålls av den kritiska isochoren, dvs den linje för konstant specifik volym, som går genom kritiska punkten. Nowak & Grosh (42) har gjort en sammanställning av värden på volymutvidgningskoefficienten, β , för vatten varav i fig 7 visas några förlopp med tydliga maxima i närheten av kritiska punkten. Enl denna källa är specifika volymen för $\beta_{\max}$ något litet mindre än längs den kritiska isochoren (fig 8).

Zwickler (65) härleder gränslinjen för fasjämvikt vid överkritiskt tryck med utgångspunkt från Clasius - Clapeyron ekvation

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dp} = \frac{v'' - v'}{r} \quad (1)$$

som enl Zwickler då $p > p_{cr}$ övergår i

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dp} = \left(\frac{\partial v}{\partial i} \right)_p \quad (2)$$

Gränskurvan mellan vätska och gasfas enl Zwickler visas i fig 9.

Det är inte utelsutet att skiljaktigheter i olika forskares slutsatser i vissa fall till en del kan bero på att olika källor för de fysikaliska storheterna använts. Värdena för en del storheter kan skilja sig ej obetydligt mellan olika tabellverk. Bestämningar av storheternas värden i närheten av kritiska punkten stöter nämligen på mycket stora mättekniska problem, då man lätt får stora gradienter i mediet.

3. VÄRMEÖVERFÖRING I ELDSTADSTUBER VID HÖGA TRYCK (PROJEKT 3)

Inom det parameterområde, bl a tryckintervallet 150 - 240 bar, som skall täckas av de värmetekniska experimenten för projekt 2 och 3, kan värmeövergångstalet mellan den värmda tubväggen och det inuti tuberna strömmande kylmediet förväntas variera mycket starkt. Vid underkritiskt tryck passerar man från konvektiv uppvärmning av en-

enfasigt underkyllt vatten områdena med tvåfasströmning; begynnande bubbelkokning i underkylda området, bubbelkokning - nettokokning (nucleate boiling) och över till annulärströmning (annular flow) då man blandar in ånga i provtubens inlopp. Om möjligt skall försök med stora inloppsånghalter utföras, varvid eventuellt filmkokningsområdet kan passeras (postburnout, liquid deficient region) och man kan få kylning med överhettad ånga.

Då trycket närmar sig det kritiska blir gränserna mellan de olika strömningstyperna (flow regimes) diffusa för att vid överkritiska tryck utplånas, eftersom man där teoretiskt sett har endast en fas. Dock kan man även där komma in i ett område som påminner om kokning, vilket inträffar om mediets temperatur ligger nära den pseudo-kritiska. Är yteffekten tillräckligt hög kan väggtemperaturen och temperaturen i centrum av strömningen ligga på olika sidor om pseudo-kritiska linjen, och då omspännes ett område, där de fysikaliska storheterna varierar kraftigt.

3.1 Värmeöverföring vid höga underkritiska tryck

Lacey & Kirby (36) har gjort en sammanställning av experimenterfarenheter från studier av kokning vid strömning i rör och speciellt ägnat sig åt indelning i de olika strömningstyper, "flow regimes", man kan ha vid tvåfasströmning. I fig 10 visas det förlopp man antas ha vid vertikalt uppåtriktad strömning ($p \approx 70$ bar) och de därtill hörande variationerna i värmeövergångstalet, α (grova linjen). Läget för maximum för α förskjuts med ökade massflöde och ökande yteffekt mot lägre ånghalt. Med hjälp av s k "flow maps" illustrerar man hur gränserna mellan olika "flow regimes" oftast följer linjerna för antingen konstant massflöde eller konstant ånghalt. Hur strömningstypen beror av ånghalt och yteffekt visas i fig 11. Ref (36) innehåller inga ekvationer men väl ett stort antal (60 st) referenser, bland vilka beräkningsunderlag kan hämtas.

Bagley (4) har i en artikel sammanställt, förutom vissa grundläggande principer om konstruktion av genomströmningsspannor, en del ekvationer för praktisk beräkning av värmeövergången i tuber vid underkritiska tryck. Dessutom redovisas experiment vid Babcock & Wilcox

Ltd, där temperaturmätningar gjorts på en 2.3 m lång tub med 19 mm innerdiameter. Resultaten, som presenteras i form av diagram över väggtemperaturen som funktion av bulkens entalpi vid $p = 193$ bar och med yteffekt och massflöde, som parametrar, är speciellt intressanta eftersom mätningarna gjordes med provtuben monterad i en eldstad, dvs tuben var utsatt för ensidig värmebelastning.

För beräkning av värmeövergången i en panntub gör Bagley indelning i följande områden:

- a) Sub-cooled water heating
- b) " " nucleate boiling
- c) " " film boiling
- d) Nucleate boiling
- e) Forced convection film boiling
- f) Superheating

I område a) rekommenderas Dittus-Boelters ekvation:

$$Nu_b = 0.023 Re_b^{0.8} \cdot Pr_b^{0.4} \quad (1)$$

(Ekv 1 benämnes i ref (4) felaktigt för Colburns ekv.) Med hjälp av empiriska diagram förenklas utvärderingen av ekv 1 till

$$\alpha = F_1 \cdot F_2 \quad (2)$$

I område b) hänvisas till den klassiska Jens & Lottes ekvation: (Anglos enheter)

$$\Delta T = T_w - T_{sat} = 1.9 \cdot \varphi^{0.25} \cdot e^{-900/p} \quad (3)$$

För "Sub-cooled film boiling", område c) anger Bagley ingen ekvation utan avråder istället konstruktören från att tillåta så högt förhållande mellan yteffekt och massflöde att man riskerar att få underkyld filmkokning.

I praktiken torde det också vara orimligt att underkyld filmkokning eller s k underkyld burnout inträffar, då yteffekterna vid normala massflöden i en ångpannetub i regel ligger avsevärt under burnout-gränsen. (Burnout-värdet kan med god noggrannhet beräknas med t ex Tongs korrelation W-1 eller W-3 (60, 61).)

Vid "nucleate boiling" eller fullt utvecklad kokning, område d), då bulken nått mättnadstemperatur finns ett flertal ekvationer att välja på. Den mest fullständiga teorin anses Chen (14) svara för, men hans korrelation är komplicerad för ingenjörsmässiga tillämpningar. Bagley rekommenderar Rohsenows ekvation (47):

$$\frac{c_p (T_w - T_{sat})}{r} = \text{Konst} \left[\frac{\phi}{\eta' \cdot r} \sqrt{\frac{g_o \cdot \sigma}{g (\rho' - \rho'')}} \right]^{1/3} \cdot \text{Pr}_b^{1.7} \quad (4)$$

vilken har förenklats ytterligare till yttrycket:

$$\alpha = R \cdot (\Delta T)^2 \quad (5)$$

där konstanten R är funktion endast av trycket och kan avläsas ur diagram.

Med växande ånghalt når man så småningom enl Bagley område e) "Forced convection film boiling", där värmeövergångstalet sjunker och man får ett maximum för väggtemperaturen. Bagley talar om att ångfilmen på tubväggen blir sammanhängande och sålunda försämrar värmeövergången. Enl andra erfarenheter föregås sänkningen av värmeövergången vid måttliga yteffekter av ett område med annulärströmning "annular flow" överensstämmande med fig 10. Försämringen av värmeövergången förorsakas då av att vätskefilmen på väggen kokar bort och man får övergång till ångkylning, där de finfördelade dropparna i kärnströmmen ger ett försumbart bidrag till kylningen av väggen. Området kallas i regel för "postburnout" eller "liquid deficient region" (fig 11). Trots Bagleys förenklade synsätt erhålls dock troligen med hans för område d) anvisade beräkningsmetod rimliga resultat då den bygger på ett experimentellt underlag. Han anger för område e:

$$\alpha = F_1 \cdot F_2 \quad (5)$$

F_1 ges i diagramform som funktion av tryck och filmtemperatur, och F_2 är samma som i fall a) dvs prop mot $G^{0.8} \cdot D^{-0.2}$.

Värmeövergången vid överhettad ånga beräknas enl Bagley som vid 1-fas vätska dvs enl samma metod som a) men med faktor F_1 given i diagramform s f a tryck och ångtemperatur.

En analys av data och korrelationer för överhettad ånga vid höga underkritiska tryck har gjorts av Bailey (5). Han pekar där särskilt på svårigheten att extrapolera ekvationer av typen McAdams, Dittus-Boelter eller Heinemann till höga tryck, där Pr är avsevärt mycket större än 1. Är Pr nära 1 spelar ju exponenten för Pr inte så stor roll. Bailey anser den bästa korrelationen vara den av Bishop et al (8), som ger bättre överensstämmelse än Miropolskys vid höga tryck:

$$Nu_f = 0,0073 Re_f^{0,886} \cdot Pr_f^{0,61} (1 + 2,76 D/L) \quad (6)$$

Dock anges skillnaden i α vid 170 bar och $T = 550^\circ\text{C}$ enl. Bishops eller enl Heinemann ekvationer blott till 4 %.

Bennet et al (7) har uppställt en teori för beräkning av värmeövergången vid "postburnout", där det antages att värmeövergången sker i två steg, först från rörvägg till överhettad ånga och sedan från den överhettade ångan till vattendroppar strömmande i ångan i kanalens centrum ("Mist flow"). Metoden är omständig för handberäkningar men datorberäkningar har visat sig ge god överensstämmelse med experimentdata.

Herkenrath m fl har gjort en stor mängd mätningar av värmeövergången i elektriskt upphettade rör med homogen effektfördelning och kyllda med vertikalt uppåt strömmande vatten. Resultaten, som täcker dels området 170 - 215 bar (32, 29, 30) men även överkritiska området till 250 bar (28, 31), presenteras i form av diagram med väggtemperaturen som funktion av medelentalpin längs röret för olika konstanta värden på tryck, massflöde och yteffekt. Mätsträckan har varit så lång att hela området från underkylt vatten till området efter "critical heat flux, CHF" täckts. Resultaten visar hur maximivärdet för väggtemperaturen växer och rör sig mot lägre entalpier, då yteffekten ökar. Med ökande tryck blir maximipunkten mindre utpräglad för att i regel försvinna vid överkritiska tryck (fig 12). Förloppet är samma som i de diagram som presenterades av Bagley.

Bähr et al (13) har gjort en speciell undersökning av tryckområdet 200 - 220 bar, dvs omedelbart under kritiska trycket, och visat att

värmeövergångstalet där är starkt tryckberoende (fig 13). Minimum för det lokala värmeövergångstalet, vilket inträffar vid viss ånghalt, växer först med trycket till ett största värde vid 200 - 210 bar, beroende av yteffekten, för att sedan brant avta vid 210 - 215 bar, se fig 13. Då trycket ytterligare närmar sig det kritiska ökar åter värmeövergångstalets minimivärde. Författarna förklarar fenomenet så att värmeövergångskrisen, "burnout", vid tryck lägre än 210 - 215 bar föregås av annulärströmning och orsakas av att vattenfilmen på den värmda väggen kokar bort, "dryout", varvid man istället får "mist flow" eller "Tropfenströmung". Vid högre tryck än 210 - 215 bar får man istället en isolerande ångfilm "Blasenströmung" nära väggen och man får förhållanden som mer påminner om underkyld burnout, "DNB" (Departure from Nucleate Boiling). Man anser förklaringen vara dels att förhållandet mellan vattnets specifika volym och ångbildningsvärmets v'/r ökar starkt med trycket, vilket försämrar värmeövergången, men att denna försämring vid ytterligare ökning av trycket motverkas av en ännu större ökning av specifika värmets. Liknande iakttagelser har tidigare gjorts av Schmidt (52) vid försök med horisontella rör.

3.2 Värmeöverföring vid kritiskt och överkritiskt tryck

Studier av problemen kring värmeöverföring vid kritiska och överkritiska tryck har bedrivits ganska rikhaltigt, såväl teoretiskt som experimentellt. En stor del av de experimentella undersökningar, som gjorts har dock utförts med ämnen med låga värden på kritiskt tryck och temperatur som t ex med koldioxid och Freon-12 (23, 58, 59, 22, 53, 11, 1, 45, 34). Här kommer dock främst undersökningar med vatten som medium att refereras. Experimentanordningens testsektion har i regel utgjorts av ett runt rör, som värmts elektriskt, och strömningen har i de flesta fall varit vertikalt, uppåtriktad, inuti röret. Höga tryck upp till 450 bar finns redovisade, men de flesta undersökningar avser tryck närmast över det kritiska.

Bl a Domin (18) har utfört experiment av ovannämnda slag, dock med horisontella rör med 2 och 4 mm innerdiameter i tryckområdet 216 - 255 bar. Han har speciellt undersökt förhållanden omkring den sk pseudokritiska linjen, orten för maximipunkten för c_p i ett $T-c_p$ - diagram. På den stora temperaturkänsligheten hos framför allt

värmeledningsförmågan och specifika värmets omkring den pseudo-kritiska temperaturen blir värmeövergångstalet starkt beroende av yteffekten, eftersom denna bestämmer temperaturgradienten i gränsskiktet. Domin har anpassat konstanter och exponenter i ekvationen av typen

$$Nu = c \cdot Re^m \cdot Pr^n \left(\frac{\eta_w}{\eta} \right)^\ell \quad (7)$$

till mätvärdena. De termodynamiska storheterna ges värden vid gränsskiktstemperaturen, som här är medelvärdet mellan vägg och balktemperatur.

Domin anger följande värden för konstanterna vid trycken 225 - 255 bar och yteffekten 58 - 455 W/cm²:

	c	m	n	ℓ
$T_w < 350^\circ\text{C}$	0.036	0.80	0.40	1
$T_w \geq 350^\circ\text{C}$	0.1	0.66	1.20	0

Experimenten visade att den försämring av värmetransporten, som inträdde vid och närmast under kritiska trycket ej fortsatte in i överkritiska området, utan att man vid pseudokritiska temperaturen fick en avsevärd ökning av värmeövergångstalet. Trycksvängningar registrerades vid passage av pseudokritiska punkten.

I en tidigare undersökning av Dickinson & Welch (16) anser dessa att för ingenjörsmässiga beräkningar tillfresställande resultat erhålls med den konventionella Dittus & Boelters ekvation:

$$Nu = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \quad (8)$$

Storheternas värden anges vid bulktemperaturen, som förutsatts ej ligga över 350°C. Övre gräns för yteffekten är 190 W/cm². Det undersökta tryckområdet är 240 - 310 bar.

Till samma slutsats har Ornatsky et al (43) kommit i ett senare arbete, där man mätt värmeöverföringen i 5 parallellkopplade, $\varnothing$ 3 mm rör vid trycken 226 - 294 bar, och yteffekter < 300 W/cm². Mätvärdena kunde korreleras inom ± 20 % med Diffus-Boelters ekvation (ekv 8) i de fall temperaturerna låg under den pseudokritiska.

Swenson et al (57) har i ett omfattande experiment med nära 3000 mätpunkter ytterligare belyst värmeövergångens starka beroende av yteffekten. Parameterområdet var följande, bl a:

$$\begin{aligned} \text{Tryck, } p &= 228 - 414 \text{ bar} \\ \text{Yteffekt, } \varphi &= 20 - 182 \text{ W/cm}^2 \end{aligned}$$

Experimentresultaten visar att vid låga yteffekter har värmeövergångstalet ett utpräglad maximum nära pseudokritiska temperaturen, men att detta blir mindre märkbart då yteffekten ökas. Värmeövergångstalet, α , varierar också med trycket på liknande sätt som specifika värmnet. Maximumvärdet har α minskar och inträffar vid högre temperatur, då trycket ökar. Dessa förhållanden illustreras bra av fig 14 - 16.

Swenson et al anser ett samband av Dittus-Boelter-typ (ekv 8) olämpligt i överkritiska området p g a de stora variationerna i gränsskiktet hos de ingående storheterna. Emellertid har författarna utgått från denna ekvation, men introducerat ett medelvärde för c_p enl Petukhov (45), som på grundval av sina experiment med CO_2 infört storheten

$$\bar{c}_p = \frac{1}{T_w - T_b} \int_{T_b}^{T_w} c_p dT = \frac{i_w - i_b}{T_w - T_b} \quad (9)$$

För att ytterligare ta hänsyn till de termodynamiska storheternas variation med temperaturen i gränsskiktet infördes förhållandet v_b/v_w mellan spec volymen vid temperaturen för bulken och för väggen. Slutgiltiga ekvationen blir då enl ref (57)

$$\frac{\alpha D}{\lambda_w} = 0.00459 \left[\frac{DG}{\eta_w} \right]^{0.923} \left[\bar{c}_p \left(\frac{\eta}{\lambda} \right)_w \right]^{0.613} \left[\frac{v_b}{v_w} \right]^{0.231} \quad (10)$$

Författarna anger att deras data korreleras med en standardavvikelse av 3.8 % av ekv 10.

Då mediets medeltemperatur befinner sig nära den pseudokritiska kan man som tidigare nämnts få stora variationer i de termodynamiska storheterna över gränsskiktet vid höga yteffekter. Goldmann

(20) har ytterligare sökt analysera inverkan härav med hjälp av experimentdata för vatten i tryckområdet 276 - 448 bar. Även Goldmann kommer till den slutsatsen att vid måttliga yteffekter blir överensstämmelsen god med beräknade värden enl de konventionella ekvationerna för enfasströmning med data vid bulktemperaturen. Mc Adams samband rekommenderas här:

$$Nu_b = 0.0214 Re_b^{0.8} \cdot Re_b^{1/3} \quad (11)$$

Detta kallar Goldmann "normal värmeöverföring".

Vid höga yteffekter och därmed större temperaturgradienter i gränsskiktet uppstår en mer våldsam form av värmetransport, ifall bulktemperaturen är lägre än den pseudokritiska. Skillanderna i bl a tät-
het vid värmda väggen och i strömningens centrum blir då så stora att man, liksom vid underkritiskt tryck kan tala om gas- och vätskeliknande faser. Vid t ex 345 bar definierar Goldmann vatten som vätska vid 40°C under och som gas 40°C över pseudokritiska temperaturen. Man får enl (20) ett kokningsliknande förlopp, och även om det inte i egentlig mening finns någon fasgräns, uppstår trycksvängningar, vilket även Domin (18) observerade. Svängningarna är mer högfrekventa, än de man får vid underkritisk kokning, och förorsakar ett visslande ljud. Goldmann kallar också denna typ av värmeöverföring för "Heat Transfer with Whistle". Gränsen mellan de två typerna av värmeöverföring är som synes av fig 17 ganska väldefinierad och med där angivna data ligger den vid en yteffekt av 350 - 370 W/cm².

Likheten med kokförloppet vid underkritiskt tryck framgår ytterligare vid studier av arbeten av bl a Shitsman (54), Yamagata et al (63), Shiralkar & Griffith (53) och Ackerman (2). De har visat att om man i inloppet i en värmd testsektion har "överkritisk vätska" kan man vid tillräckligt stor yteffekt i kombination med lågt massflöde få en lokal sänkning av värmeövergången och en "pseudokritisk filmkokning". Detta påminner om burnout-fenomenet och s k "blanketing" vid underkritiskt tryck dvs den värmeöverförande ytan täcks av en isolerad överkritisk ångfilm. Vid lägre yteffekter och större massflöden får man istället ett slags underkyld "nucleate boiling" med följande ökning av värmeövergångstalet genom den starka konvektionen inom

gränsskiktet. Massflödets inverkan enl Ackerman (2) visas i fig 18. Andra likheter med burnout-gränsen vid underkritiskt tryck illustreras av fig 19. Med ökande massflöde inträffar pseudokritisk filmkokning ("Heat Transfer with whistle") vid högre yteffekter (jfr fig 17). Ökande rördiameter minskar yteffekten där pseudofilmkokning inträffar. Maximitemperaturen i "filmkokningspunkten" blir däremot mindre utpräglad då trycket ökar. Då inloppsentalpin ökar erhålls först en höjning av maximiväggtemperaturen till inloppsentalpin närmar sig den pseudokritiska punkten. Ytterligare ökning förorsakar emellertid en minskande skillnad mellan vägg- och medietemperatur tills temperaturmaximum så småningom utjämnas.

Shiralkar & Griffith (53) har visat att "pseudokritisk filmkokning kan uppstå oavsett om strömningsriktningen är uppåt eller nedåtriktad.

I en rapport till symposiet "Heat Transfer and Fluid Dynamics of Near Critical Fluids" i Bristol 1968 har Hall et al (25) gjort en kritisk granskning av vissa tidigare arbeten om värmeöverföring vid överkritiskt tryck. Hall et al anser där att ekvationer, som baseras på konstanta värden hos de termodynamiska storheterna är olämpliga vid överkritiska tryck och grundar detta påstående på svårigheten att korrelera data i närheten av pseudokritiska temperaturen. Dessutom framhålls att i vissa fall har olika tendenser erhållits i experimentresultat vid olika laboratorier, vilket troligen berott på att alla för experimenten viktiga parametrar ej hafts under kontroll. Man föreslår ytterligare systematiska experiment, där man särskilt studerar inloppseffekter och gör turbulensmätningar. Hall et al misstänker också att strömningsriktningen (gravitationen) inverkar på den plötsliga minskningen i värmeövergången i närheten av pseudokritiska temperaturen, men detta beläggs ej av ovanstående resultat av Shiralkar & Griffith.

Hall et al gör också ett försök att jämföra olika teoretiska värmeöverföringsmodeller, som grundar sig på turbulent mixing. Vissa existerande modeller t ex Van Driests ger god överensstämmelse vid adiabatisk strömning, men ej vid värmning. De teoretiska modellerna ger oftast för låga värmeövergångstal jämfört med uppmätta värden, samtidigt som teorin ej kan förutsäga den försämring i α man får vid överkritisk filmkokning.

I en annan rapport (24) till symposiet i Bristol vidareutvecklar Hall sin teori, där han anser att de stora variationerna hos α kan vara förorsakade av de drivkrafter man får p g a naturlig konvektion inom gränsskiktet. Vid pseudokritiska temperaturen är ju volymutvidgningskoefficienten stor vilket ger stora Gr-tal. Enl Halls beräkningar kan drivkrafterna i gränsskiktet under vissa förhållanden överstiga friktionen vid väggen, varför skjuvspänningen mot kärnströmmen kan bli noll i en vertikal kanal med uppåtriktad strömning. Gränsskiktet skulle sålunda kunna komma i självcirkulation och dess tjocklek växa med därmed följande minskning av Nu-talet. Så småningom, medströms kanalen eller vid ökande yteffekt blir gränsskiktets Re-tal så stort att turbulens uppstår och Nu ökar åter. Enl Hall skulle man alltså få ett beroende av strömningens riktning. Någon kvantitativ bedömning av teorins tillämpbarhet görs ej, vilket skylls av bristen på tillförlitliga experimentvärden.

En avvikande teori om orsaken till de erhållna maxima och minima i värmeövergångstalet diskuteras av Bourke & Denton (10). Dessa antar att energin från en värmd vägg i ett rör, då pseudokritisk temperatur råder inom gränsskiktet, till största delen upptas i den "sänka" där c_p har sitt maximum. Denna sänka bildar en koaxial konisk yta i röret allteftersom radien för pseudokritiska isotermin minskar medströms. P g a stora täthetsgradienter vid isotermin uppstår där virvlar vid expansionen. Man hävdar att virvellivslängden och expansionshastigheten är större vid höga yteffekter än vid låga, vilket skulle orsaka maximum resp minimum i väggtemperaturen. Vid lång livslängd hos virvlarna skulle de nämligen kunna upphettas genom hela den kritiska volymändringen.

En del undersökningar av mixing och skiktning av strömmande vatten vid överkritiskt tryck har gjort av Krasyakova et al (35). Dessa visade att man inte har någon täthetsgradient vid isothermisk strömning. Vid icke-isothermisk strömning, där man i inloppet har täthetsvariationer, avtar entalpiskillnaden exponentiellt med L/D och blandningen sker långsammast då c_p har maximum. I ånggeneratorer för överkritiskt tryck rekommenderas därför att speciella mixing-anordningar insätts i inloppet om entalpifördelningen där är inhomogen med större differenser än ca 150 kJ/kg.

Ornatsky et al (44) anknyter åter till Halls teori, att variationerna i α kring pseudokritiska området orsakas av naturlig konvektion i gränsskiktet, genom att undersöka strömningsriktningens inverkan. Vid experiment med klena rör, $D = 3$ mm, har man visat att minskningen i α vid pseudokritiska förhållanden kan fås vid såväl nedått- som uppåtriktad strömning, i överensstämmelse med Shiralkar & Griffiths resultat (53). Ornatsky har dessutom kvantitativt bestämt skillnaden i parametrar som yteffekt och massflöde vid given inlopps-entalpi mellan värmeöverföringskrisen, "deterioration" vid uppåt och nedåtriktad strömning.

Större yteffekter och mindre massflöden har erhållits vid uppåt- än vid nedåtriktad strömning, åtminstone vid $G > 800 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ (fig 20). Man förklarar resultaten med stöd av Halls teori och med antaganden om hastighetsprofiler enl fig 21. Fördelningen enl a) avser uppåtriktad strömning, b) och c) nedåtriktad strömning, varvid i fall c) antages att man kan få en motriktad strömning i gränsskiktet, om drivkrafterna p g a naturlig konvektion är tillräckligt stora. Inom det undersökta tryckområdet, 226 - 294 bar, var inverkan av trycket ringa, men en viss reduktion av väggtemperaturmaximum kunde noteras med ökade tryck.

En modell som förefaller ge god överensstämmelse med experimentresultat över hela området kring pseudokritiska temperaturen, uppställs av Grass et al (21). Man utgår från Prandtls gränsskiktsmodell, och delar in värmemotståndet, $1/\alpha$ i en del för det laminära gränsskiktet och en del för den turbulenta kärnströmmen, och inför de av Petukhov (45) empiriskt funna värdena på konstanterna C_1 resp C_2 för värmemotståndet i kärnan resp gränsskiktet:

$$\frac{1}{\alpha \cdot v} = C_1 \left(\frac{1}{c_p} \right) + C_2 \left(\frac{\eta}{\lambda} \right)$$

$$C_1 = 1,07 - 12,7 \sqrt{f/8}$$

$$C_2 = 12,7 \sqrt{f/8} \cdot \text{Pr}^{1/3} \quad (12)$$

Därvid ges c_p värdet vid medeltemperaturen i kärnströmmen medan η och λ bör ges värden vid gränsskiktets medeltemperatur. Enl Prandtl ger detta

$$\frac{f/8}{St} = 1.07 + 12.7 \sqrt{f/8} (Pr_f^{2/3} \cdot \frac{c_{pk}}{c_{pf}} - 1) \quad (13)$$

Då Pr kan variera starkt i pseudokritiska området (t ex med en faktor 50 vid 5°C temp ändring omkring $T_{pc} = 375^\circ\text{C}$ vid $p = 225$ bar) blir Prandtl-talets fördelning över strömningstvärnsnittet avgörande för vid vilken temperatur gränsskiktets fysikaliska data skall definieras. Grass et al framställer i fig 22 och 23 Pr -s radiella fördelning vid låga resp höga yteffekter. (I fig 22 anger Fall 1 värmning och Fall 2 kylning) samt i fig 22 den axiella fördelningen. Man inför ett effektivt Prandtl-tal för gränsskiktet, vilket vid små temperaturgradienter ligger något närmare kärnströmmens Pr än aritmetiska medelvärdet vid kärn- och väggtemperatur. Vid högre yteffekter, dvs större temperaturgradienter definieras approximativt gränsskiktets Pr vid kärnströmmens temperatur vid fördelning enl Fall 1 eller 3 i fig 23 eller vid väggtemperaturen om fördelningen enl Fall 2 uppstår. Jämförelsen av beräknade värden på $(f/8)/St$ ger enl rapporten god överensstämmelse, inom $\pm 10\%$, mellan teori och experiment inom ett stort område kring det pseudokritiska.

3.3 Inverkan av ensidig uppvärmning på värmeöverföringen

I så gott som samtliga i kap 3.2 refererade experiment har testsektionen bestått av ett elektriskt (motståndsuppvärmt) rör, varvid rörmaterialiet självt utgjort motståndet, och man har fått en runt periferin jämnt fördelad yteffekt. Endast ett fåtal undersökningar är tillgängliga, som behandlar inverkan av en azimuthalt varierande yteffekt, dvs för tuberna i en panelångpanna realistisk belastning.

Buzina et al presenterar i (12) erfarenheter från ett värmeöverföringsexperiment, där ett vertikalt, $\varnothing 25/5$, rör försett med korta längsgående flänsar värmts ensidigt i en speciell strålugn. Uppvärmningen var alltså indirekt och skedde med hjälp av ett halvrör av grafit, som i sin tur värmdes elektriskt. Mätningarna utfördes vid underkritiskt tryck, 206 bar och med positiv inloppsånghalt (förvärmare). Tyvärr redogörs endast summariskt för försöksresultaten och mest kvalitativa, få kvantitativa erfarenheter förmedlas. I sammanfattningen sägs emellertid bl a att uppvärmning över 180° eller 360° av omkretsen "spelar en oväsentlig roll" och att "kända beräkningsgrunder utgör ett säkert underlag vid konstruktion av ångpannor".

Kamenetsky & Shitsman (33) har simulerat den ensidiga belastningen hos en ångpannetub genom att låta godstjockleken hos elektriskt värmda tuber med $L = 3$ m, $D_i = 20 - 22$ mm variera runt periferin. För att ytterligare höja yteffekten på ena sidan hade i ett fall en kopparskena fastlötts i ett längsgående spår på tjockaste sidan, varigenom effektförhållande 2:1 och 5:1 mellan högsta och lägsta yteffekt erhöles. Försöksprogrammet var mångsidigt. Termoelement fanns i 20 axiella positioner och i vissa fall på var 90° runt periferin. Mätningen gjordes vid såväl uppåt som nedåtriktad strömning, men även vid horisontell strömning. Parameterområdet var $p = 225 - 245$, $G = 50 - 1750 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$, $i_{in} = 80 - 2300 \text{ kJ/kg}$ samt yteffekter upp till 130 W/cm^2 .

Liksom vid likformig radiell effektfördelning erhöles under vissa förhållanden kring pseudokritisk temperatur maximivärden hos väggtemperaturen. Lokalt högre värmeövergångstal erhöles vid "ensidig" än vid jämnt fördelad belastning. För samma temperaturförhöjning kunde lokala yteffekten tillåtas bli mer än dubbelt så hög vid effektförhållandet 5:1 som vid homogen effektfördelning, fig 23. Vid given yteffekt erhöles temperaturmaximum först vid homogen fördelning. (Jämföres totaleffekten blir skillnaderna troligen avsevärt mindre.)

Nedåtriktad strömning gav här i flera fall bättre värmeöverföring än uppåtriktad vilket är motsatt resultat än flertalet av Ornatskys (44) mätningar visade. Dock erhöles också Ornatsky en tendens till omvända förhållandet vid de låga massflöden $< 800 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ det här är fråga om.

Mätningar på horisontell tub visade att högsta väggtemperaturen uppträdde på ovansidan även då undersidan har dubbla yteffekten, vilket visar det kraftiga inflytandet av naturliga konvektionen. En empirisk korrelation för data vid horisontell strömning presenteras och visar liten spridning i Nu .

Prov med turbulatorer "twisted tapes" av full längd visade sig ha en väsentlig förbättrande inverkan på värmeövergången vid vertikal men framför allt vid horisontell strömning.

I Bagleys (4) översikt över beräkningsunderlag för värmeöverföring i ångpannor, som refererats i kap 3.1, presenteras i diagramform experimentresultat från Babcock & Wilcox. Deras försöksvärden är av särskilt värde eftersom mätningarna gjorts på en provtub monterad i en försöksångpanna och man haft en realistisk ensidig uppvärmning.

Det är emellertid svårt att dra några slutsatser om inverkan på värmeövergången av den ensidiga belastningen då Bagleys artikel i övrigt endast visar resultat med jämförbara data från Schmidts (52) försök med jämnt belastade horisontella rör. Ur de något ofullständiga uppgifterna förefaller det dock som om horisontella rör vid samma maximala yteffekt och given bulkentalpi får lägre temperaturtoppar med ensidig belastning, åtminstone vid måttliga yteffekter.

En teoretisk modell för beräkning av temperaturvariationen i en rörvägg med godtycklig azimuthal effektfördelning har uppställts av Rapier (46). Beräkningsmetoden, som gäller vid påtvingad turbulent enfasströmning utgår från förhållanden vid homogen effektfördelning och en därpå överlagrad variabel fördelning. Under förutsättning att "eddy diffusivity" för värme kan uppskattas, får man ett enkelt uttryck för differensen i den dimensionslösa temperaturen $S = 2/Nu$ mellan azimuthalt varierande och konstant effektfördelning. Även om praktiska värden för "eddy diffusivitet" ges, som anpassats till experimentdata för luft, torde det vara för komplicerat att tillämpa Rapiers metod vid tvåfasströmning för ingenjörsmässiga beräkningar.

3.4 Inverkan av beläggningar (långtidseffekter) på värmeöverföringen

Eftersom det i en ångpanna cirkulerande vattnet trots behandling och rening alltid ofrånkomligen innehåller en viss mängd föroreningar, uppslammade partiklar och salter, kommer de vattenberörda och särskilt de värmeöverförande ytorna efter en tids drift att beläggas med diverse avlagringar. I de flesta ångpannor används ferritiskt material även vid höga temperaturer, vilket medför risk för hög koncentration av korrosionsprodukter. Dessa innehåller främst järn men enl (3) kan man med hög grad av rening av hela kondensatmängden komma ned till järnhalter av 10 - 20 ppb (Siemens). Koppars löslighet vid överkritiska data, gör att man försöker undvika kopparlegeringar i t ex värmeväxlare för höga överkritiska tryck.

Ytorna i de högt värmebelastade delarna av en ångpanna kommer vid högtemperaturdrift att beläggas med framför allt magnetit men också med mindre mängder av andra ämnen. Beläggningarna tillväxer särskilt snabbt i kokzonerna och adderas till tubmaterialets egen korrosion, vilket kommer att förändra värmegenomgången i tuberna. Utfällningarna sker i början av ytråhetsfördjupningarna i väggen, varför ytan först blir slätare, vilket visar sig genom en minskad friktionsfaktor. Vid enfasströmning bör detta i sin tur leda till försämrade värmeövergång. Då beläggningarna ökar fås däremot en isolerande inverkan och ytan kan åter få högre ytråhet.

Värmeledningstalet för magnetitskiktet är lägre än hos tubmaterialet och beror starkt på graden av porositet. T Rooth et al (48) har i en undersökning i Studsvik uppmätt värmeledningstal vid 70 - 90 % porositet till 0,14 - 1,5 W/m°C. Andra värden kan ev fås vid mera realistiska förhållanden, då koncentrationen av korrosionsprodukter vid försöket var avsiktligt hög. Porositeten blev därför också stor, men enl en sammanställning (55) har man i sodahuspannor i Sverige erhållit $\lambda = 0,17 - 3,5 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ och porositeter på upp till 90 %.

3.4.1 Teorier om beläggningars uppkomst och tillväxt

Mekanismen för bildandet av beläggningar har undersökts ganska väl, både beträffande korrosion och deposition och såväl vid underkritiskt som vid överkritiskt tryck. En omfattande undersökning av kolståls oxidation vid höga temperaturer och av ytbeskaffenhetens inverkan på värmetransporten har utförts av Eriksen & Seip (19). Glödskalbildning och oxidation har enl (19) oftast ett förlopp enligt:

$$A = \text{konst} \sqrt{t} \quad (14)$$

Värmeledningstalet för oxiderna, mest Fe_3O_4 har uppmätts till 1,5 - 6 W/m°C. Bilder av olika oxidskikts tvärsnitt, upptagna med hjälp av svepelektronmikroskop visas i rapporten.

Enl Lacey & Kirby (36) sker depositioner förutsatt små koncentrationer av föroreningar huvudsakligen inom två områden vid underkritiskt tryck, nämligen där bubbelkokning startar och där "annular flow" upphör, dvs läget för begynnande post-burnout. Vid "nucleate boiling"

uppstår kring "foten" av varje bubbla en ring av avlagringar, som snabbt växer i tjocklek omkring punkten för nukleering, där en kavitet uppstår. I "post-burnout"-området fås däremot en sammanhängande beläggning som lämnas kvar där den tunna vattenfilmen kokar bort.

I en experimentell undersökning av Hankina (27) har mekanismen för depositioner studerats i ett $\varnothing$ 8 mm eluppvärmt rör vid 176 bar, varvid faktorer som järnhalt, pH mm varierats. Tillväxten av järnoxider visade sig därvid öka med yteffekten enl

$$A = \text{konst: } C_{\text{Fe}} \cdot \varphi^2 \quad (15)$$

Då pH ökade till så höga värden som pH = 12 upphörde så gott som tillväxten av järnoxider. Valensen hos järnjonerna inverkar ej på förloppet vid högt pH (= 10,7). Tillsatsen av reduktionsmedel, varvid natriumnitrit och natriumsulfit var mest effektiva, minskade tillväxten liksom fallet var vid tillsats av hydrazin, vilket överensstämmer med de erfarenheter, som kunde hämtas vid Siemens (3).

Vid överkritiskt tryck blir tillväxthastigheten för beläggningarna beroende av närheten till pseudokritiska temperaturen, vilket utretts av bl a Tret'yakov (62) men också nämnts i arbeten av Dickinson et al (17) och Zwickler (64). Enl Tret'yakov kan man vid överkritiskt tryck få tre områden längs en kanal, där tillväxthastigheten av beläggningar är hög. Första området fås då väggtemperaturen T_w är lägre än pseudokritiska temperaturen T_{pc} . Då $T_w = T_{pc}$ får tillväxthastigheten ett minimum, beroende på att diffusionskoefficienten avtar. Koncentrationen av föroreningar ökar istället i gränsskiktet, vilket leder till ökad deposition på kanalväggarna tills temperaturen T_k i den turbulenta kärnströmmen når T_{pc} . Då får tillväxthastigheten av beläggningar på väggen ett nytt minimum. På grund av minskad löslighet blir kärnströmmen så småningom övermättad på lösta salter, vilka under gynnsamma betingelser t o m kan utfalla i kylmediet. Då $T_k > T_{pc}$ ökar åter tillväxten av depositioner på grund av övermättnad i kärnan. En experimentell undersökning stöder påståendena. Tillväxthastigheten visade sig därvid vara oberoende av yteffekten i de första och tredje områdena, men i andra området dvs då $T_w > T_{pc} > T_k$ ökade tillväxten snabbt med yteffekten.

Andra faktorer, som inverdade var inloppsentalpin och givetvis koncentrationen av föroreningar. Tillväxthastigheten avtog svagt med ökande tryck från 240 till 300 bar.

Zwickler (64) har härlett ett uttryck för depositionshastigheten, A , vilket förutses gälla för överkritiska tryck:

$$A = (C_M \cdot v)_{in} \cdot \varphi \cdot \frac{\rho}{v} \frac{dv}{di} \quad (16)$$

Genom integrering fås beläggningens tjocklek, s :

$$s = \frac{A \cdot t}{(1 - \Psi) \rho_M} \quad (17)$$

Man får enl ekv 16 maximum för A då dv/di har maximum, vilket inträffar för högre entalpier då trycket ökar. Absolut maximum fås vid $p = p_{cr}$. Uttrycket $(1/v) \cdot dv/di$ benämnes "specific caloric exchange mass". Zwicklers förutsättningar överensstämmer troligen med område 2 enl Tret'yakov (62) och med Dickinsons (17) slutsats om att depositionshastigheten är störst kring kritiska isochoren.

Haller et al (26) varnar emellertid för att tillämpa erfarenheter från laboratorieprov med depositioner på verkliga förhållanden i ångpannor, där man i regel har mycket låg halt av föroreningar, som avsätts långsamt men under lång drifttid. Enl Haller et al har man "high purity water" då järnhalten är högst 10 - 50 ppb och syrehalten < 7 ppb. Haller redovisar istället undersökningar av eldstadstuber som varit i drift. Beläggningarna i dessa tuber uppvisar på vattensidan ett tydligt vågmönster ("Ripples") tvärs emot strömningsriktningen. I tvärsnitt genom magnetitbeläggningen framträder två olika skikt, ett inre, tätt lager, ca 10 μm tjockt och ett yttre porösare lager, vars tjocklek varierar.

Detaljerade förstoringar, där beläggningars topografi och tvärsnitt i olika delar av en överkritisk ångpanna tydligt framgår, presenteras i en rapport av Schock et al (50). Magnetitbeläggningarna i "förångaren" uppvisar tydliga vågmönster tvärs emot strömningsriktningen med en "våglängd" av 0.2 - 0.3 mm. Enl Schock et al är tillväxthastigheten logaritmisk med tiden.

3.4.2 Beläggningarnas inverkan på värmeöverföringen

Av de tuber, som Haller et al (26) undersökt, redovisas värden för ett par, som varit i drift 18 månader vid 276 bar. Dessa tuber hade fått olika beläggningstjocklek runt periferin, på värmda sidan 6.1 resp 4.7 g/ft² och på icke värmda sidan 3.2 resp 1.2 g/ft². Hos andra tuber med längre driftstid varierade tjockleken från 29 till 6 g/ft². Inverkan på värmeövergången hos de med magnetit belagda tuberna mättes sedan i en särskild försökskrets vid tryck 227 - 276 bar och med varierande inloppsentalpier, massflöden och yteffekter. Experimenten visade att beläggningarna ej alltid försämrade värmeöverföringen, utan tvärtom i många fall gav ett större α . Som förklaring här till anges att en ökad ytråhet i vissa fall förbättrar värmeövergången mer än som motsvaras av försämringen i värmeledningen p g a magnetitskiktets isolerande effekt.

Värmeledningstalet för beläggningen beräknades enl en modifierad Pethukov-ekvation för sambandet mellan Nu_b och friktionsfaktorn. Därvid antogs en konfiguration enl fig 26, dvs att magnetiten är varvad med H₂O-fyllda porer och ordnad i ett skikt med porerna parallellt med tubväggen närmast denna och i ett inre skikt med porerna vinkelräta däremot. Genom analogi med serie och parallellkopplade motstånd erhålls

$$\lambda = \frac{\gamma \cdot \lambda_M [(1 - \psi)(1 - \gamma)]}{\gamma \cdot S_2 + S_1 [(1 - \psi)(1 - \gamma)] [\gamma + \psi(1 - \gamma)]} \quad (18)$$

$$\gamma = \lambda_{H_2O} / \lambda_M, \quad \lambda_M = \lambda \text{ för magnetit}$$

$$S_1 \text{ och } S_2 = \text{relativa tjockleken hos de två skikten (} S_2 = A \text{ i fig 24)}$$

Data från experimenten i (26) gav $\lambda = 7 \text{ W/m}^{\circ}\text{C}$ och $S_2 = 0.94$.

Zwickler (64) anger ett enklare uttryck för beläggningens värmeledningsförmåga med en förenklad konfiguration av endast med väggen parallella skikt av magnetit och porer vilket ger

$$\lambda = \frac{1}{(1 - \psi)/\lambda_M + \psi/\lambda_{H_2O}} \quad (19)$$

Genom insättning i 16 och 17 erhålls temperaturdifferensen över beläggningen:

$$\Delta T = (C_M \cdot v)_{in} \frac{\varphi^2}{\rho_M} \cdot \frac{\rho}{v} \cdot \frac{dv}{di} \left[\frac{1}{\lambda_M} + \frac{\psi}{(1-\psi) \cdot \lambda_{H_2O}} \right] t \quad (20)$$

En uppfattning om realistiska värden vid olika driftstider får man av Dickinsons et al (17) diagram över temperatur som funktion av uppvärmd längd vid olika driftstider och varierande vattenmiljö. Värdena härstammar från mätningar i Babcock & Wilcox experimentångpanna för upp till 380 bar.

Oaktat att de flesta av ovan citerade avhandlingar anger en försämring av värmegenomgången p g a beläggningar, som också erfarenhetsmässigt kan leda till haverier genom övertemperaturer kan beläggningar under vissa betingelser leda till förbättrad värmetransport, vilket finns dokumenterat i flera fall bl a i (26, 56, 38). En förklaring enl (26) har getts ovan, nämligen att den försämrade värmeledningen uppvägs av den ökade ytråhetens positiva effekt.

En annan hypotes, som vidareutvecklas av Macbeth (37) bygger på att man har s k "wick boiling" dvs kokning i kapillärer som penetrerar beläggningen. Större kapillärer skulle därvid utgöra ett slags "skorsten" och vatten antas sugas in till "skorstenen" botten genom flera mindre kapillärer. Denna mekanism förefaller dock mindre sannolik vid höga och överkritiska tryck.

Macbeth (37) har också noterat att burnout-effekten vid "annular flow" sänks ca 5 - 10 % p g a beläggningar där "wick boiling" antas råda, vilket sägs bero på att vattenfilmen störs och bryts upp av kapillärkokningen. Vid underkyld burnout (DNB), däremot förefaller det troligt att en yta som p g a beläggningar fått ökad råhet kan höja burnout-effekten och försena uppkomsten av filmkokning, dvs ha samma inverkan som räfflade ytor, och denna positiva effekt skulle då erhållas även vid överkritiskt tryck. Ackerman (2) har gjort undersökningar av inverkan av tvär-räfflade rörytor "ribbed tubes" och funnit att värmeövergången vid överkritiskt tryck avsevärt kunde förbättras, men att samtidigt också tryckfallet ökade.

4. STRÖMNINGSMOTSTÅND I ELDSTADSTUBER VID HÖGA TRYCK (PROJEKT 2)

Tryckfallet genom en fullstor genomströmningsångpanna kan uppgå till mycket höga värden, storleksordningen 50 bar, vid normal drift. Detta medför att även en liten relativ ändring av strömningsmotståndet får stora konsekvenser för pannans driftsekonomi genom inverkan på pumpeffekt och ångtryck vid turbinen. Beläggningar med korrosionsprodukter ger lätt så stor ökning av tryckförlusterna att betning av tuberna måste tillgripas.

4.1 Allmänt om tryckfall i rör vid höga tryck

Tryckfallet i ett rakt rör kan tänkas sammansatt av tre komponenter, accelerations-, elevations- och friktionstryckfall, motsvarande tre termer i Bernoullis ekvation.

$$\Delta p_{\text{Tot}} = \Delta p_a + \Delta p_e + \Delta p_f \quad (21)$$

Accelerationstryckfall uppstår p g a volymutvidgning hos mediet och är ofta försumbart vid låga hastigheter och små yteffekter, då man ej har kokning.

$$\begin{aligned} \Delta p_a &= \int_L \rho (u) du \quad \text{eller} \\ &= G^2 (v_2 - v_1) \end{aligned} \quad (22)$$

Elevationstryckfallet fås ur:

$$\Delta p_e = \int_L g \cdot \rho (z) \cdot dz \quad (23)$$

Friktionstryckfallet vid enfasströmning:

$$\Delta p_f = f \frac{L}{D} \frac{\rho u^2}{2} \quad (24)$$

Friktionsfaktorn, f , framställs i regel som funktion av Reynolds tal, Re för teoretiskt glatta rör. Klassisk är Blasius ekvation för turbulenta området till $Re \leq 8 \cdot 10^4$:

$$f = 0.3164 \operatorname{Re}^{-0.25}, \quad (25)$$

eller enl Mc Adam då $5 \cdot 10^3 < \operatorname{Re} < 2 \cdot 10^5$:

$$f = 0.184 \cdot \operatorname{Re}^{-0.2} \quad (26)$$

I kommersiellt framställda rör finns alltid en viss ytråhet som gör inverkan av Re mindre vid turbulent strömning. Problemet blir att bestämma ytråheten, vilken i t ex en ångpanna varierar med driftstiden. En ofta använd sammanställning av uttryck för friktionsfaktorn som funktion av Re och ytråheten, ϵ/D har framtagits av Moody (41). Uttrycken är ofta i implicit form men f ges också i diagram.

Vid beräkning av strömningssmotståndet för tvåfasströmning, liksom vid överkritiska tryck i närheten av pseudokritiska temperaturen, stöter man på problemet att hastighet och termodynamiska storheter såsom bl a täthet och viskositet varierar mycket starkt längs strömningen. Man kan även ha hastighetsskillnader mellan ånga och vatten, "slip". För ingenjörsmässiga behov baserar man därför ofta beräkningarna på förhållandena för vätskan vid mättnadstemperaturen och inför empiriska korrekationer som funktion av t ex ånghalt och tryck.

Den mest beprövade tvåfaskorrelationen är sannolikt den av Martinelli & Nelson (39). Deras modell bygger på experiment med horisontella rör vid isotermisk strömning av luftvätskeblandningar, men har visat sig gälla även för ånga - vatten inom vida gränser. Martinelli & Nelson inför en tvåfasfaktor, ϕ^2 för friktionstryckfallet

$$\left(\frac{\Delta p_f}{\Delta L}\right)_{\text{TPF}} = \left(\frac{\Delta p_f}{\Delta L}\right)_{\text{SPF}} \cdot \phi^2 \quad (27)$$

ϕ^2 framställs i (39) som funktion av Lockhart - Martinellis parameter X_{tt} , vilken i sin tur är funktion av specifika volymerna, och viskositeterna för ånga och vatten samt ånghalten x . Enklast erhålles ϕ^2 grafiskt. Man kan i princip extrapolera till kritiska punkten, där man får:

$$X_{tt} = \left(\frac{1}{x} - 1\right)$$

$$\phi = \left(1 + \frac{1}{X_{tt}}\right)^{1.75} \quad (28)$$

Becker (6) har försökt bestämma tvåfasfaktorn vid icke adiabatisk strömning genom en rad experiment med vertikalt uppåtströmmande vatten i rör, som värmts elektriskt. Följande enkla samband erhöles för experimentdata upp till ca 42 bar

$$\phi^2 = 1 + 2500 \left(\frac{x}{p}\right)^{0.96} \quad (29)$$

I (6) gör emellertid Becker jämförelse mellan försöksvärden för höga tryck och Martinelli & Nelsons tvåfasfaktorn. Där framgår att ett massflödesberoende finns vid $p = 100 - 170$ bar och att ϕ^2 där avtar med ökande massflöde, men att ϕ^2 enl Martinelli & Nelson överensstämmer med experimentdata för $G \approx 1000 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$. Vid högre tryck minskar åter massflödesberoendet och spridningen blir mindre mellan experimentella och beräknade värden.

En sammanställning av beräkningsgrunder för icke adiabatisk tvåfasströmning i horisontella rör har gjorts av Schack (49). Han har bl a undersökt hur skillnaden mellan beräknade och experimentella värden på friktionstryckfallet varierar med tryck och ånghalt. Martinelli & Nelsons modell visade sig ge bäst överensstämmelse inom ett vidsträckt område i p och x .

För snabb överslagsberäkning av tvåfasystryckfall vid adiabatisk strömning har Chisholm & Sutherland (15) sammanställt nomogram för strömning i rör och för areaändringar, rörkrökar m m.

Blott ett fåtal referenser, där strömningssmotstånd vid överkritiska tryck behandlas, har kunnat hittats. Inget tycks emellertid tyda på att inte enfasekvationerna skulle gälla även där så länge mediets temperatur ej är nära pseudokritisk. Enl bl a Goldman (20) definieras H_2O som enfas vätska då $T < (T_{pc} - 40)^\circ\text{C}$ och som enfas ånga då $T > (T_{pc} + 40)^\circ\text{C}$. För tryckfallsberäkningar kan man troligen behandla mediet som enfas ännu närmare pseudokritiska temperaturen om temperaturgradienterna är små dvs under nära adiabatiska förhållanden.

Miropolsky & Kivinzon (40) har anpassat en korrektion för friktionsfaktorn, f_o , enl Nikuradzes formel för råa rör.

$$\frac{1}{f_o} = 1.74 - 2 \log \left(\frac{2 \epsilon}{D} \right) \quad (30)$$

De har försökt ta hänsyn till viskositetens variation i strömningens tvärsnitt i närheten av pseudokritiska temperaturen, då man har icke isothermisk strömning.

$$f = f_o \left(\frac{\eta_w}{\eta_k} \right)^{0.22} \quad (31)$$

Väggtemperaturen bestäms genom Miropolskys ekvation:

$$Nu_b = 0.023 \cdot Re_b^{0.8} \cdot Pr_{\min}^{0.8} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b} \right) \quad (32)$$

($Pr_{\min}$ är minimum av Pr_b och Pr_w .)

Värden beräknade på ovanstående sätt har jämförts med aktuella tryckfallsdata från en överkritisk ångpanna för 230 - 300 bar och yteffekter av ca 10 - 23 W/cm². Vid stora tublängder rekommenderas en indelning i kortare delar vid tillämpning av ekv 31.

Westinghouse har i samband med sina ambitiösa program för att framtaga data för överkritisk PWR, också funnit att ytterst sparsamma uppgifter om tryckfall vid överkritiskt tryck stod att finna (1962 - 66). Bishop et al gör i (8) en jämförelse av friktionsfaktorn för överkritiskt tryck enl Pratt & Whitney, Goldmann och Deissler men man finner att friktionsfaktorn enl Moody (41) beräknad vid bulktemperaturen utgör ett acceptabelt medelvärde. Då man senare får tillgång till egna mätningar rapporterar Bishop i (9) att man med en standardavvikelse på 18 % erhållit följande friktionsfaktor:

$$f = 0.335 \cdot Re_b^{-0.245} \quad (33)$$

Parameterområdet var troligen samma som vid värmeöverföringsexperimenten dvs $p = 228 - 276$ bar och $t_b = 287 - 544^\circ\text{C}$. Inget nämns, tyvärr, om rörets ytråhet.

4.2 Inverkan av ensidig uppvärmning på strömningsmotståndet

Ingenting dokumenterat har tyvärr gått att finna, som beskriver ovan nämnda problem. Troligen har ensidig uppvärmning liten inverkan makroskopiskt sett och beräkningar, som baseras på azimuthala medelvärden av yteffekten ger sannolikt acceptabel noggrannhet. Man kan vänta sig att sekundärströmningar i tvärsnittet uppstår vid ensidig belastning, vilket förändrar den annars rotationssymmetriska hastighetsprofilen. Särskilt i kritiska punkten och vid pseudokritiska temperaturen där egenkonvektionen är starkast kan detta bli märkbart och eventuellt leda till någon liten förhöjning av friktionsfaktorn. En sekundär effekt av den ensidiga uppvärmningen är att beläggningarna vid längre tids drift fördelas ojämnt så att de blir tjockare där yteffekten är störst. Således rapporterar Haller et al (26) uppmätta variationer i beläggningstjocklek med en faktor 2 - 4 i beläggningens tjocklek från ouppvärmda till värmda sidan hos verkliga ångpannetuber. Friktionsfaktorn kommer sålunda att variera runt periferin, vilket troligen ger en sned hastighetsprofil och man kan möjligen förvänta sig en någon större total friktionsfaktor än den, som beräknas som medelvärde ur den erhållna ytråheten.

4.3 Inverkan av beläggningar (långtidseffekter) på strömningsmotståndet

Troligen kan man i praktiska fall bortse från den tryckfallsökning, som uppstår, då genomströmningsarean minskar p g a beläggningar på väggarna, då skiktets tjocklek i regel är försumbart i förhållande till diametern i strömningskanalen. Orsaken till beläggningars inverkan på strömningsmotståndet är istället att söka i den förändring, som sker av ytråhet och möjligen i hastighetsgradient i strömnings-tvärsnittet. Förändringen i friktionsfaktorn kommer då att bero av ytråheten på den ursprungliga rena ytan. Med den skrovlighet man i regel har i nya, kommersiella rör, fås ofta efter en kort driftstid en slätare yta då beläggningarna fyller ut fördjupningarna. Detta leder till en början till minskad friktion och sämre värmeövergång. Snart inträder emellertid en ökning av friktionsfaktorn då beläggningens tjocklek ökar ytterligare. Schock et al (50) har gjort en grundlig undersökning av struktur och topografi hos magnetitbeläggningar på rörväggar från olika delar av en Benson-ångpanna med ett ångtryck

av ca 255 bar. Anläggningen hade då en driftstid av 44 000 h och bet-
ning av economizer och "förångare" hade behövt tillgripas tre gånger
p g a för stort tryckfall, trots fullflödesrening av kondensat och högt
pH = 9.4. Ingen inverkan av yteffekten kunde märkas på beläggningar-
nas struktur hos denna ångpannas hårt fastvuxna magnetit, medan
undersökning av porösare avlagringar från andra ångpannor visat
tjockare skikt på värmda än på ouppvärmda ytor. Tryckfallet upp-
mättes under drift i sex tuber och i fig 27 visas friktionsfaktorns
variation med driftstiden för tre tuber i "förångningsdelen med olika
begynnelsevärden". Uppmätningen av tryckfallet gjordes då troligen
utanför pannan och utan värmning. Tyvärr saknas uppgifter om väsent-
liga parametrar, varför inga slutsatser om inverkan av värmning vid
överkritiskt tryck kan dragas.

Fig 28 från (50) visar hur f (Re) ändras med tiden för en vid inbyggnad-
den obehandlad tub. Genom räffelstrukturen hos magnetiten, erhöles
sålunda en avsevärt ökad friktionsfaktor, som dessutom ökade med
Re. Avvikelsen från värden baserade på konventionella korrelationer
för ytråhet framgår av fig 29. Schock ger en förklaring enl Gessner,
som antar att friktionsfaktorn är sammansatt av en term, f_F , för
ytråhetens form, summan av en kringströmmad kropps sug och tryck-
krafter, samt en term, f_{ob} , för ytmotståndet, som tänkes samman-
satt av på ojämnheterna verkande skjuvspänningar.

$$f = f_F + f_{ob} \quad (34)$$

En annan undersökning av långtidseffekter på strömningsmotstånd
och värmetransport under autentiska förhållanden har gjorts av Haller
et al (26) vid Babcock & Wilcox. Testsektioner för mätning av frik-
tionsfaktorn hade tagits från eldstadstuber från olika anläggningar
för överkritiskt tryck och med olika driftstid. De beläggningar av
magnetit som erhållits hade typiskt vågmönster "ripples" vinkelrät mot
strömningsriktningen. Den uppmätta friktionsfaktorn för en av prov-
tuberna visas i fig 30. P g a den ensidiga värmebelastningen varierade
beläggningens ytvikt från 5.1 g/ft² på värmda till 1.4 g/ft² på oupp-
värmda sidan. Friktionsfaktorns värde och karakteristik överensstäm-
mer mycket väl med Schocks resultat; även här medför beläggningens-
vågstruktur att f växer med Re. Haller et al kommer liksom Schock

fram till att den experimentellt uppmätta friktionsfaktorn vida överstiger det värde som erhålls med beräkningar om våghöjden, R , sätts lika med "sandråhetens", ϵ , höjd t ex enl Nikuradzes ekvation. Haller får emellertid god överensstämmelse om råheten $\epsilon = 4 R$. Denna ansats gav gott resultat och fel $< 10 \%$ jämfört med uppmätta värden för 8 tuber. En annan erfarenhet var att friktionsfaktorn växte direkt proportionellt mot våghöjden, vars maximivärde uppmättes till ca 25 - 40 μm .

Haller et al säger sammanfattningsvis att beläggningar av "ripple"-karaktär numera ej medför problem med ökning av strömningsmotståndet, vilket var fallet i tidigare genomströmningspannor med stort inre tryckfall. Tryckfallsökningen efter 1 1/2 - 2 års drift uppges vara så liten som 3,5 - 7 bar (50 - 100 psi). Av långt större betydelse anses beläggningarnas inverkan på värmetransporten vara. Därför installerar man numera termoelement för övervakning av känsliga tuber och får då indikation på när kemisk rengöring behöver sättas in.

5. NOMENKLATUR

A	$\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$	Tillväxthastighet för beläggningar
C	kg/m^3	Koncentration av föroreningar i kylmediet
c_p	$\text{J/kg } ^\circ\text{C}$	Specifikt värme (Isobar värmekapacitet)
D	m	Diameter
f	-	Friktionsfaktor ($f = \frac{2 \cdot \Delta p \cdot D}{\rho \cdot u^2 \cdot L}$)
G	$\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$	Massflödestäthet
g	m/s^2	Tyngdacceleration
g_o	-"-	Normalaccelerationen ($= 9.80665 \text{ m/s}^2$, 32.17 ft/s^2)
i	J/kg	Entalpi
L	m	Rörlängd
p	N/m^2 (bar)	Tryck
r	J/kg	Ångbildningsvärme
s	m	Tjocklek hos beläggningar
T	$^\circ\text{C}$	Temperatur
t	s	Tid
u	m/s	Hastighet
v	m^3/kg	Specifik volym
x	-	Ånghalt
X_{tt}	-	Lockhart-Martinellis parameter ($= (\frac{1-x}{x})^{0.9} (\frac{\rho}{\rho'})^{0.5} (\frac{\eta}{\eta'})^{0.1}$)
z	m	Längd, lodrät
α	$\text{W/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$	Värmeövergångstal
β	$^\circ\text{C}^{-1}$	Volymutvidgningskoefficient
e	m	Höjd hos ytråhet
η	$\text{kg/s} \cdot \text{m}$	Dynamisk viskositet

λ	$W/m \cdot ^\circ C$	Värmeledningsförmåga
ν	m^2/s	Kinematisk viskositet
ρ	kg/m^3	Täthet
σ	N/m	Ytspänning
τ	N/m^2	Skjuvspänning
ϕ^2	-	Multiplikationsfaktor vid tvåfastryckfall (Ekv 27)
φ	W/m^2	Värmeflödestäthet (yteffekt)
ψ	-	Porositet (volymförhållande)

Index

b	Bulk
cr	Kritisk
f	Film, gränsskikt (p 26 och 27, = friktion)
in	Inlopp
k	Kärnström
M	Magnetit
pc	Pseudokritisk
SPF	Enfasströmning
TPF	Tvåfasströmning
w	Vägg (Insidan av rörvägg)
,	Vätskefas (Vatten)
,,	Gasfas (Ånga)

Dimensionslösa tal

$$Gr = \frac{g \cdot \beta (T_w - T) \cdot z^3}{\nu^2}, \text{ Grashofs tal}$$

$$Nu = \frac{\alpha \cdot D}{\lambda}, \text{ Nusselts tal}$$

$$Pr = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda}, \text{ Prandtls tal}$$

$$Re = \frac{u \cdot D}{\nu}, \text{ Reynolds' tal}$$

$$St = \frac{\alpha}{u \cdot \rho \cdot c_p} = \frac{Nu}{Re \cdot Pr}, \text{ Stantons tal}$$

6. REFERENCES

1. ABADZIC E. , GOLDSTEIN R. J.
Film boiling and free convection heat transfer to carbon dioxide near the critical state.
Int. J. Heat Mass Transfer 13 (1970) 1163 - 1175
2. ACKERMAN J. W.
Pseudoboiling heat transfer to supercritical pressure water in smooth and ribbed tubes.
Journal of Heat Transfer, Aug. 1970, 490 - 498
3. ARVESEN J. m fl
Studiebesök vid Siemens' Forskningscentrum i Erlangen.
Fredagen den 4. 6. 1971.
AB Atomenergi. Intern rapport TPM-RL-1310/MK-213 (1971)
4. BAGLEY R.
The application of heat transfer data to the design of once-through boiler furnaces.
Proc Instn Mech Engrs (1965 - 66) Vol 180 Pt 36, 51 - 62
5. BAILEY N. A.
A review of data on heat transfer to superheated steam at high subcritical pressure.
AEEW-R 678 (1970)
6. BECKER K. M. , BODE M.
Measurements of pressure gradients for flow of boiling water at elevated pressures.
AB Atomenergi. Intern rapport AE-RL-1222 (1970)
7. BENNET A. W. , et al
Heat transfer to steam-water mixtures flowing in uniformly heated tubes in which the critical heat flux has been exceeded.
AERE-R 5373 (1967)
8. BISHOP A. A. , EFFERDING L. E. , TONG L. S.
A review of heat transfer and fluid flow of water in the supercritical region and during "once-through" operation.
WCAP-2040 (1962)
9. BISHOP A. A. , SANDBERG R. O. , TONG L. S.
High temperature supercritical pressure water loop.
Part IV: Forced convection heat transfer to water at near-critical temperatures and supercritical pressures
Part V: Forced convection heat transfer to water after the critical heat flux at high subcritical pressures.
WCAP-2056 (1964)
10. BOURKE P. J. , DENTON W. H.
An unusual phenomenon of heat transfer near the critical point.
AERE-M-1946

11. BOURKE P. J. , et al
Forced convective heat transfer to turbulent CO₂ in the super-critical region,
AERE-R 5952
12. BUZINA M. , FRÖHLICH P. , SHARAN H.
Versuch zur Feststellung der Wärmeübertragungsverhältnisse an einem beflussten Verdampferrohr bei einseitiger Strahlungsbeheizung.
Wärme Bd. 78, Heft 1/2 (1972) 43 - 50
13. BÄHR A. , HERKENRATH H. , MÖRK-MÖRKENSTEIN P.
Anomale Druckabhängigkeit der Wärmeübertragung im Zweiphasengebiet bei Annäherung an den kritischen Druck.
Brennst. -Wärme-Kraft (BWK) Bd. 21, Nr 12 (1969) 631 - 633
14. CHEN J. C.
A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow.
ASME Paper 63-HT-34 (1963)
15. CHISHOLM D. , SUTHERLAND L. A.
Prediction of pressure gradients in pipeline systems during two-phase flow.
Symp. on Two-Phase Flow Systems, Leeds Sept. 24 - 25, 1969, Paper 4
16. DICKINSON N. L. , WELCH C. P.
Heat transfer to supercritical water.
Trans of the ASME, April, 1958, 746 - 752
17. DICKINSON N. L. , KEILBAUGH W. A. , POCOCK F. J.
Some physico-chemical phenomena in supercritical water.
ASME Paper 58-A-267 (1958)
18. DOMIN G.
Wärmeübergang in kritischen und überkritischen Bereichen von Wasser in Rohren.
Brennst. -Wärme-Kraft (BWK) Bd. 15, Nr 11 (1963) 527 - 532
19. ERIKSEN J. H. , SEIP K.
Overflatebeskaffenhetens innvirkning på materialets varmeoptak.
Jernkontorets Forskning D 34 (1971)
20. GOLDMANN K.
Heat transfer to supercritical water at 5000 psi flowing at high mass flow rates through round tubes.
Int. Developments in Heat Transfer, Part III. Paper 66, 561 - 568, ASME (1961)
21. GRASS G. , HERKENRATH H. , HUFSCHMIDT W.
Anwendung des Prandtlschen Grenzschichtmodells auf den Wärmeübergang an Flüssigkeiten mit stark temperaturabhängigen Stoffeigenschaften bei erzwungener Strömung.
Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 4 (1971), 113 - 119

22. GREEN J. R., HAUPTMANN E. G.
Forced convection heat transfer from a cylinder in carbon dioxide near the thermodynamic critical point.
Journal of Heat Transfer, Aug. 1971, 290 - 296
23. HAFFNER H.
Zum Wärmeübergang an Kältemittel bei hohen Drücken.
Chemie-Ing. -Techn. 44 (1972) Nr 5, 286 - 291
24. HALL W. B.
The effect of buoyancy forces on forced convection heat transfer in a vertical pipe.
University of Manchester, Dept. Nucl. Eng. Research Re. N. E. 1 (1968)
25. HALL W. B., JACKSON J. D., WATSON A.
A review of forced convection heat transfer to fluids at supercritical pressures.
Symp. on Heat Transfer and Fluid Dynamics of Near Critical Fluids.
Bristol 27-29 th March 1968, Paper 3
26. HALLER K. H., et al
Heat transfer and friction characteristics of porous magnetite layers in once-through boilers.
Paper to ASME Winter Annual Meeting Wash. DC, Nov 28 - Dec 2, 1971
27. HANKINA N. N.
Investigation of conditions of formation of iron oxide deposits.
Transl. from Teploenergetika, No 3 (1960) 8 - 12
28. HERKENRATH H., et al
Wärmeübergang an Wasser bei erzwungener Strömung im Druckbereich von 140 bis 250 bar.
EUR 3658 d (1967)
29. HERKENRATH H., MÖRK-MÖRKENSTEIN P.
Die Wärmeübergangskrise von Wasser bei erzwungener Strömung unter hohen Drücken, Teil 1 Darstellung und Vorausbestimmung der kritischen Wärmestromdichte für Drücke von 170 bis 215 bar.
Atomkernenergie (ATKE) 14 Jg., H. 3 (1969), 163 - 170
30. HERKENRATH H., MÖRK-MÖRKENSTEIN P.
Die Wärmeübergangskrise von Wasser bei erzwungener Strömung unter hohen Drücken, Teil 2, Der Wärmeübergang im Bereich der Krise.
Atomkernenergie (ATKE) 14 Jg., H. 6 (1969), 403 - 407
31. HERKENRATH H.
Über den Wärmeübergang an Wasser bei erzwungener Rohrströmung und überkritischen Druck.
Doktorsavh, Technische Hochschule, Aachen, Juli 1969

32. HERKENRATH H. MÖRK-MÖRKENSTEIN P.
Wärmeübergangszahlen an Wasser in Dampferzeugen mit
Zwangdurchlauf und Reaktorkanälen von 170 bis 215 bar.
Atomkernenergie (ATKE) Bd. 16, Lfg 3 (1970), 207 - 211
33. KAMENETSKY B., SHITSMAN M.
Experimental investigation of turbulent heat transfer to super-
critical water in a tube with circumferentially varying heat
fluxes.
Fourth Int. Heat Transfer Conference, Paris-Versailles 1970.
Paper B 8, 10
34. KOPPEL L. B., SMITH J. M.
Turbulent heat transfer in the critical region.
Int. Developments in Heat Transfer. Part III. Paper 69. 585 -
590 ASME (1961)
35. KRASYAKOVA L. Yu.
Some features of the medium under supercritical conditions in
steam boilers.
Teploenergetika, (1970), 17 (12), 90 - 94
36. LACEY P. M. C., KIRBY G. J.
Review of experimental progress in the study of convective
boiling.
Proc. Instn. Mech. Engrs (1965 - 66) Vol 180, Pt 2C, 101 - 111
37. MACBETH R. V., TRENBERTH R., WOOD R. W.
An investigation into the effect of "crud" deposits on surface
temperature, dry-out and pressure drop, with forced convec-
tion boiling of water at 69 bar in an annular test section.
AEEW-R 705 (1971)
38. MACBETH R. V.
The effect of crud deposits on frictional pressure drop in a boiling
channel.
AEEW-R 767
39. MARTINELLI R. C., NELSON D. B.
Prediction of pressure drop during forced-circulation boiling
of water.
Trans. of the ASME, Aug. 1948, 695 - 702
40. MIROPOL'SKY Z. L., KIVINSON L. M.
Influence of nonisothermality of the flow on the hydraulic charac-
teristics of the elements of supercritical boilers.
Teploenergetika, (1971) 18 (2), 91 - 92
41. MOODY L. F.
Friction factors for pipe flow.
Trans. of the ASME, Nov. 1944, 671 - 684
42. NOWAK E. S., GROSH R. J.
The coefficient of volume expansion for water and water vapor
in the critical region.
ANL-6404 (1961)

43. ORNATSKY A. P., et al
The research of temperature condition of small diameter parallel tubes cooled by water under supercritical pressures.
Fourth Int. Heat Transfer Conference, Paris-Versailles 1970, Paper B 8.11
44. ORNATSKY A. P., GLUSHSHENKO L. F., KALACHEV S. I.
Heat transfer with rising and falling flow of water in tubes of small diameter at supercritical pressures.
Teploenergetika (1971), 18 (5), 91 - 93
45. PETHUKOV B. S., KRASNOSCHEKOV E. V., PROTOPOPOV V. S.
An investigation of heat transfer to fluids flowing in pipes under supercritical conditions.
Int. Developments in Heat Transfer. Part III. Paper 67, 569 - 578, ASME (1961)
46. RAPIER A. C.
Forced convection heat transfer in a circular tube with non-uniform heat flux around the circumference.
Int. J. Heat Mass Transfer Vol 15, No 3 (1972), 527 - 537
47. ROHSENOW W. M., CHOI H.
Heat, mass and momentum transfer.
Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey (1961)
48. ROTH Th., KELEN T., ARVESEN J.
Deposition of impurities on heat transfer surfaces.
The thermal conductivity of magnetite deposits.
AB Atomenergi. Intern rapport AE-AR-MK-254 (1971)
49. SCHACK K.
Zur Berechnung des Druckverlusts bei Zwephasenströmung.
VDI-z 113 (1971) Nr 13 - Sept 1001 - 1006
50. SCHÖCH W., et al
Magnetitbildung und Druckverlustanstieg in einem Bensonkessel.
Mitteilungen der VGB 52, H. 3, Juni 1972, 228 - 242
51. SCHMIDT E.
Properties of water and steam in SI-units.
Springer-Verlag, Berlin (1969)
52. SCHMIDT K. R.
Wärmetechnische Untersuchungen an hochbelasteten Kesselheizflächen.
Mitteilungen der VGB, Heft 63, dez 1959.
53. SHIRALKAR B. S., GRIFFITH P.
Deterioration in heat transfer to fluids at supercritical pressure and high heat fluxes.
Journal of Heat Transfer, Febr 1969, 27 - 36

54. SHITSMAN M. E.
Impairment of heat transmission at supercritical pressures.
Teplofizika Vysokikh Temperatur, Vol 1, No 2 (1963), 267 - 275
55. STRANDBERG O., ARVESEN J., DAHL L.
Studies concerning water-surface deposits in recovery boilers.
AE-438 (1971)
56. STRANDBERG O.
Reserapport från besök vid EURATOM:s värmelaboratorium i
ISPRA 29. 7 - 9. 8. 68, VGB i Essen 24. 7. 68 samt Geb. Sulzer
i Winterthur 13. 8. 68.
AB Atomenergi. Intern rapport. AE-RL-1127 (1968)
57. SWENSON H. S., CARVER J. R., KAKARALA C. R.
Heat transfer to supercritical water in smooth-bore tubes.
Journal of Heat Transfer, Nov. 1965, 477 - 484
58. TANAKA H., NISHIWAKI N., HIRATA M.
Turbulent heat transfer to supercritical carbon dioxide.
JSME 1967 Semi-International Symp., Sept 4 - 8, 1967. Tokyo
Paper 267 (127 - 134)
59. TANAKA H., et al
Forced convection heat transfer to fluid near critical point
flowing in circular tube.
Int. J. Heat Mass Transfer Vol 14, (1971), 739 - 750
60. TONG L. S.
Boiling heat transfer and two-phase flow.
John Wiley & Sons Inc. (1965)
61. TONG L. S.
An evaluation of the departure from nucleate boiling in bundles
of reactor fuel rods.
Nuclear Sc. and Eng. 33, (1968), 7 - 15
62. TRET'YAKOV Yu. M.
Investigation of the deposition rate of impurities in steam gen-
erating channels at supercritical pressure of the heat carrier.
Teploenergetika (1971), 18 (2), 44 - 47
63. YAMAGATA K., et al
Forced convective heat transfer in the critical region.
JSME 1967 Semi-International Symp., Sept 4 - 8, 1967. Tokyo
Paper 269 (145 - 154)
64. ZWICKLER R.
Heat and mass transfer problems in the region of critical and
supercritical pressure.
JSME 1967 Semi-International Symp., Sept 4 - 8, 1967. Tokyo
Paper 268 (135 - 144)
65. ZWICKLER R.
Die Unterscheidung eines flüssigen und gasförmigen Zustands
oberhalb des kritischen Punktes.
ENERGIE, Jahrg 20, Nr 7/8 (1968), 223 - 227

7. LISTA ÖVER FIGURER

1. Tätheten som funktion av temperaturen för vatten enl Schmidt (51)
2. Entalpin - " -
3. Specifika värmnet - " -
4. Värmeledningsförmågan - " -
5. Dynamiska viskositeten - " -
6. Prandtls tal - " -
7. Volymutvidgningskoefficienten som funktion av temperaturen för vatten enl Nowak & Grosh (42)
8. Jämförelse kritisk isochor och linjen för max volymutvidgningskoefficient enl Nowak & Grosh (42)
9. Gränskurva för fasjämvikt enl Zwickler (65)
10. Värmeövergångstalets variation med strömningstypen vid kokning enl Lacey & Kirby (36)
11. Indelning i olika typer av värmeöverföring enl Lacey & Kirby (36)
12. Uppmätta väggtemperaturer vid $G = 1000 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ för olika tryck enl Herkenrath (28)
13. Minimivärdet för värmeövergångstalet som funktion av trycket vid höga underkritiska tryck enl Bähr et al (13)
14. Inverkan av yteffekten på värmeövergångstalet vid 310 bar enl Swenson et al (57)
15. Jämförelse av värmeövergångstal vid 228 och 310 bar enl Swenson et al (57)
16. Inverkan av inloppstemperaturen på värmeövergångstalet vid 310 bar enl Swenson et al (57)
17. Väggtemperaturer vid låg och hög yteffekt enl Goldman (20)
18. Massflödestäthetens inverkan på väggtemperaturen enl Ackerman (2)
19. Gränser för "pseudokokning" vid olika rördiametrar enl Ackerman (2)
20. Gränser där värmeövergångstalet minskar (Deterioration) vid "pseudokokning" i upp- och nedåtriktad strömning enl Ornatsky (44)

21. Antagna hastighetsfördelningar enl Ornatsky (44) vid upp- och nedåtriktad strömning
22. Radiell fördelning av Prandtls tal vid underkritiska tryck eller vid små yteffekter och överkritiska tryck enl Grass (21)
23. Olika radiella fördelningar av Pr vid överkritiska tryck och höga yteffekter enl Grass (21)
24. Axiella Pr-fördelningar vid överkritiska tryck enl Grass
25. Inverkan av runt periferin varierande yteffekt enl Kamenetsky & Shitsman
26. Förenklad modell av magnetitskikt enl Haller
27. Friktionsfaktorns ökning med driftstiden för rör med olika utgångsbetingelser enl Schoch (50)
28. Friktionsfaktorn som funktion av Reynolds tal för ren och belagd tub enl Schoch (50)
29. Jämförelse mellan friktionsfaktor vid "vågråhet" och beräknade värden enl Schoch (50)
30. Jämförelse mellan friktionsfaktor för ren och belagd tub enl Haller (26)

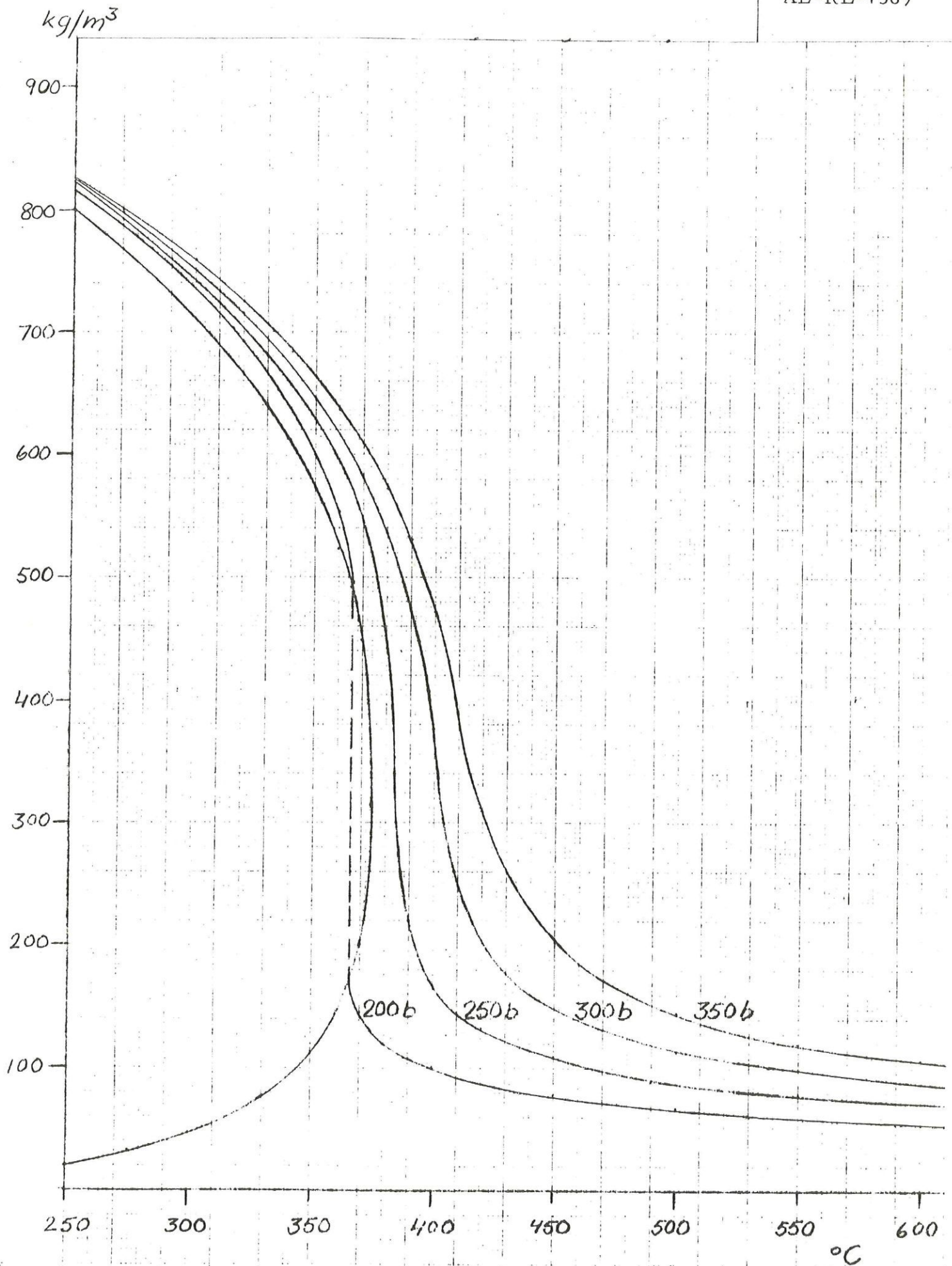
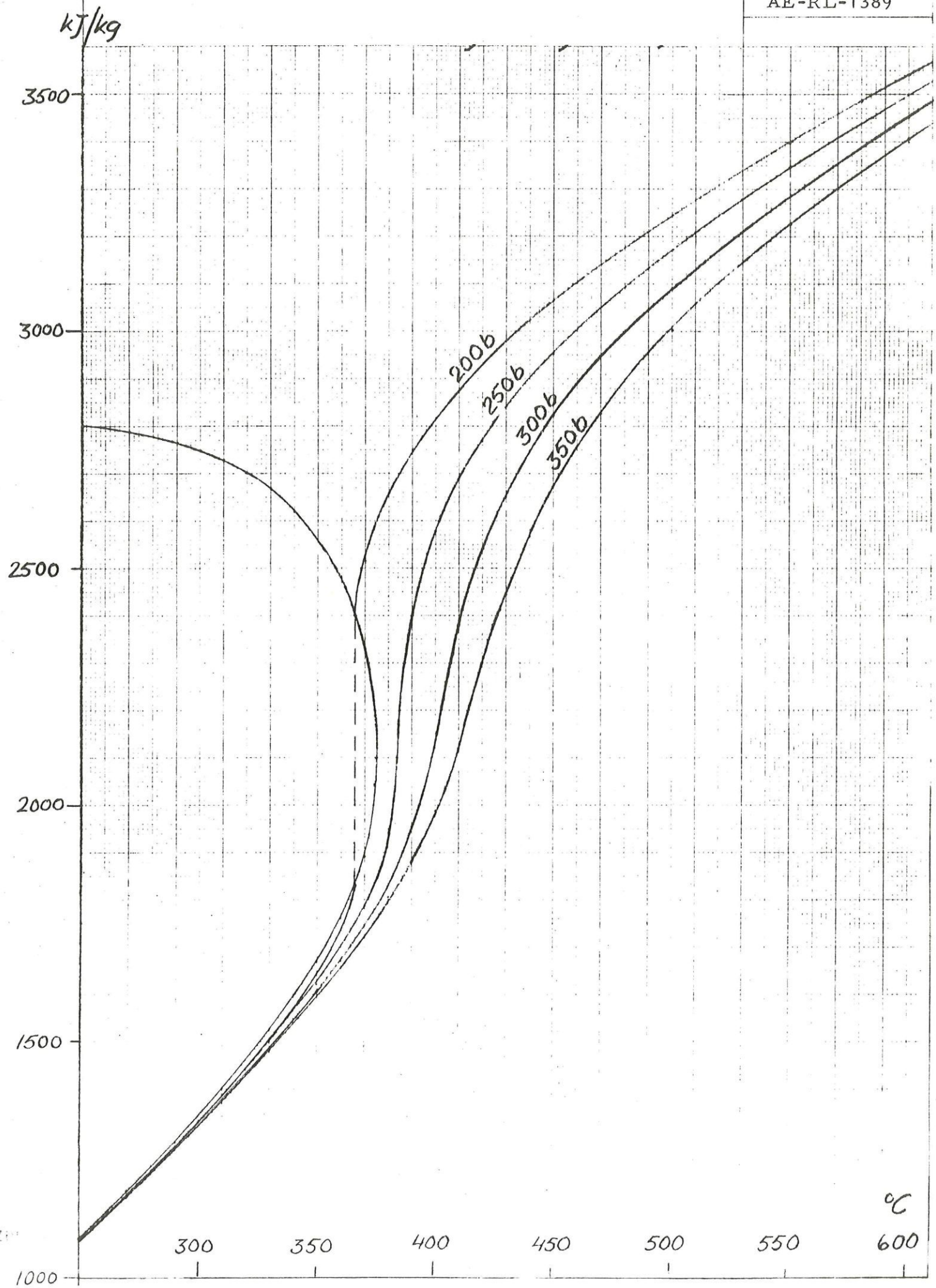


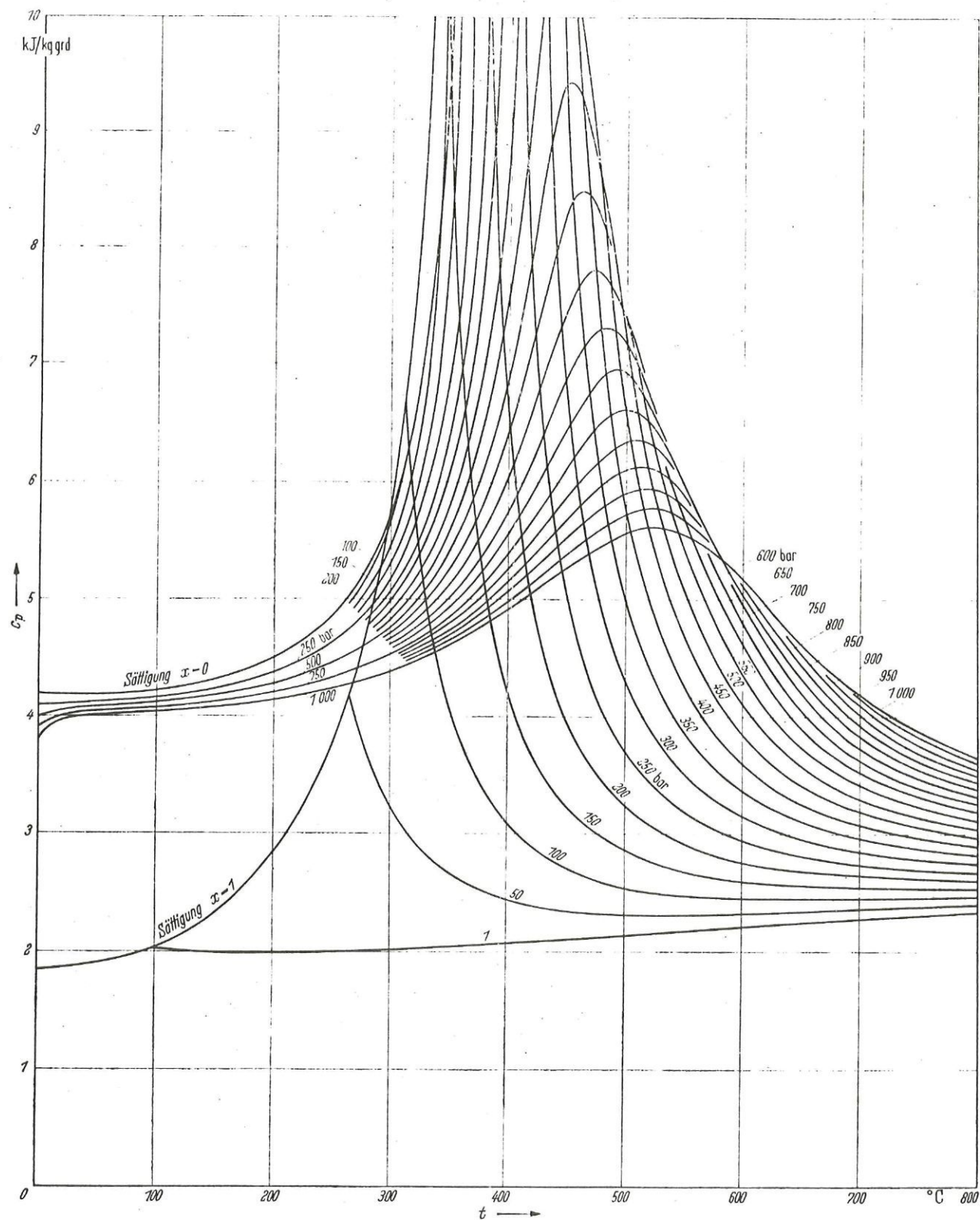
Fig 2

Entalpi i (T) för vatten ur ref (51)

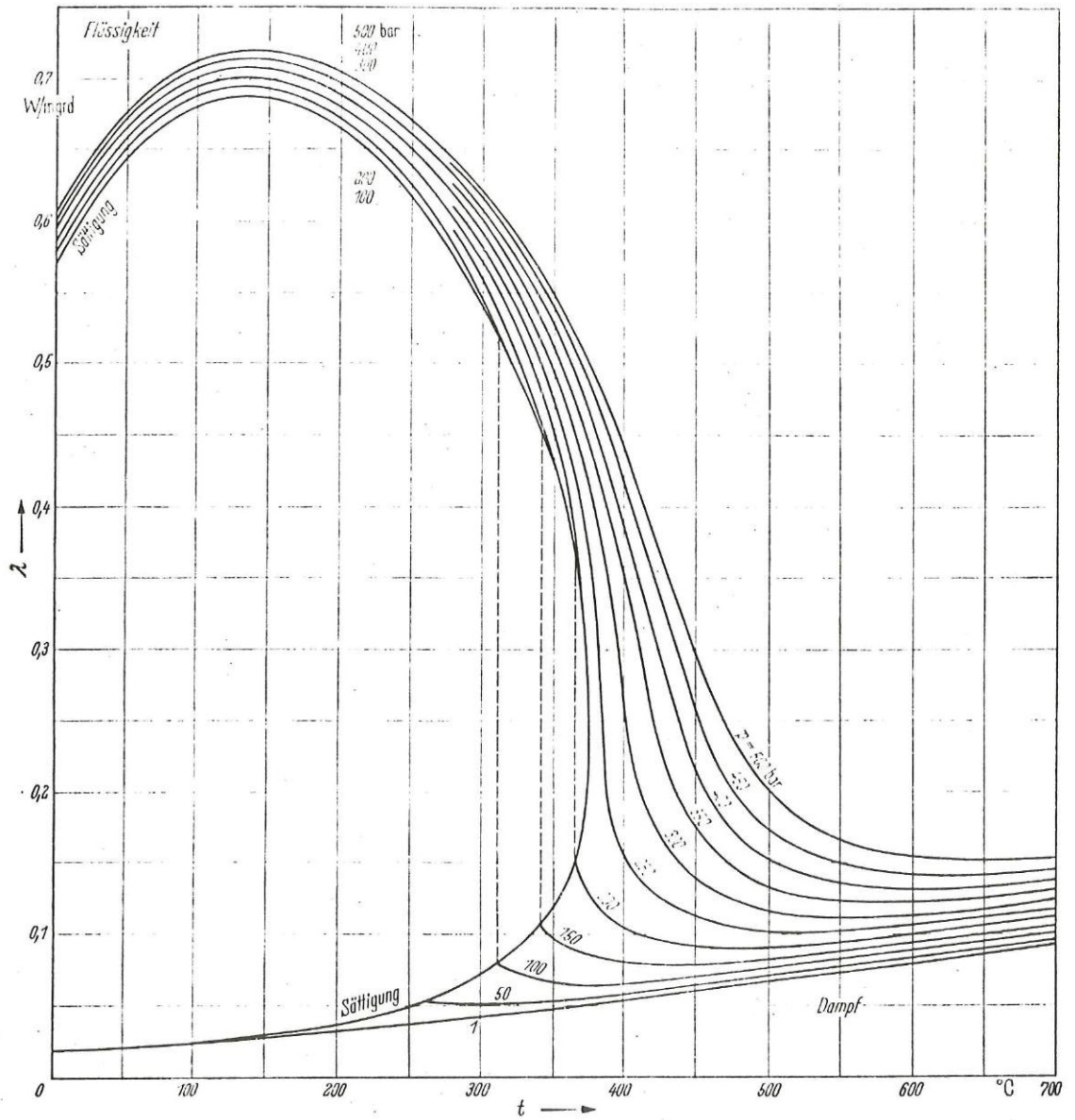
AE-RL-1389



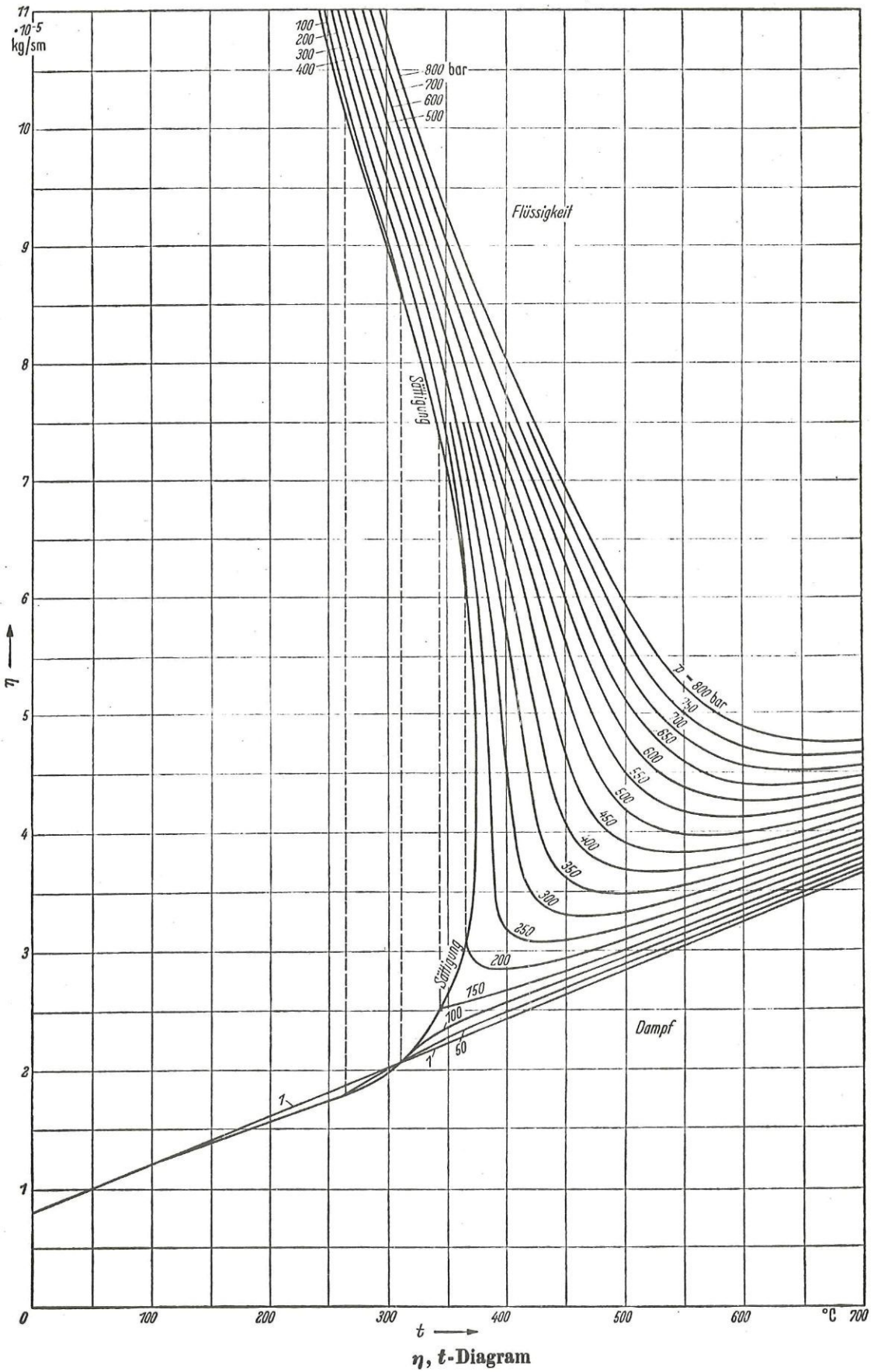
Specifikt värme c_p (T) för vatten ur ref (51)



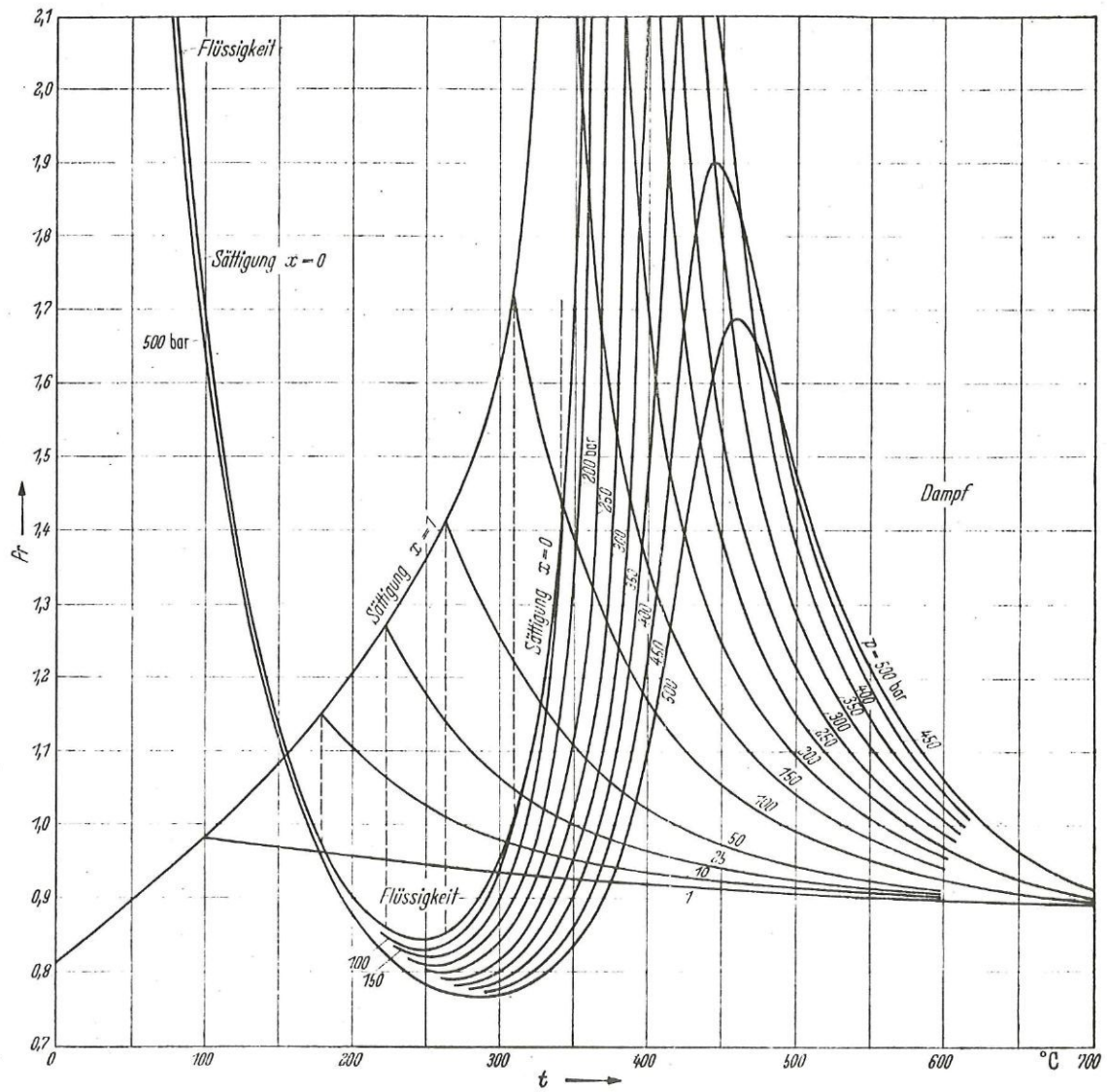
Värmeledningsförmåga λ (T) för vatten ur ref (51)



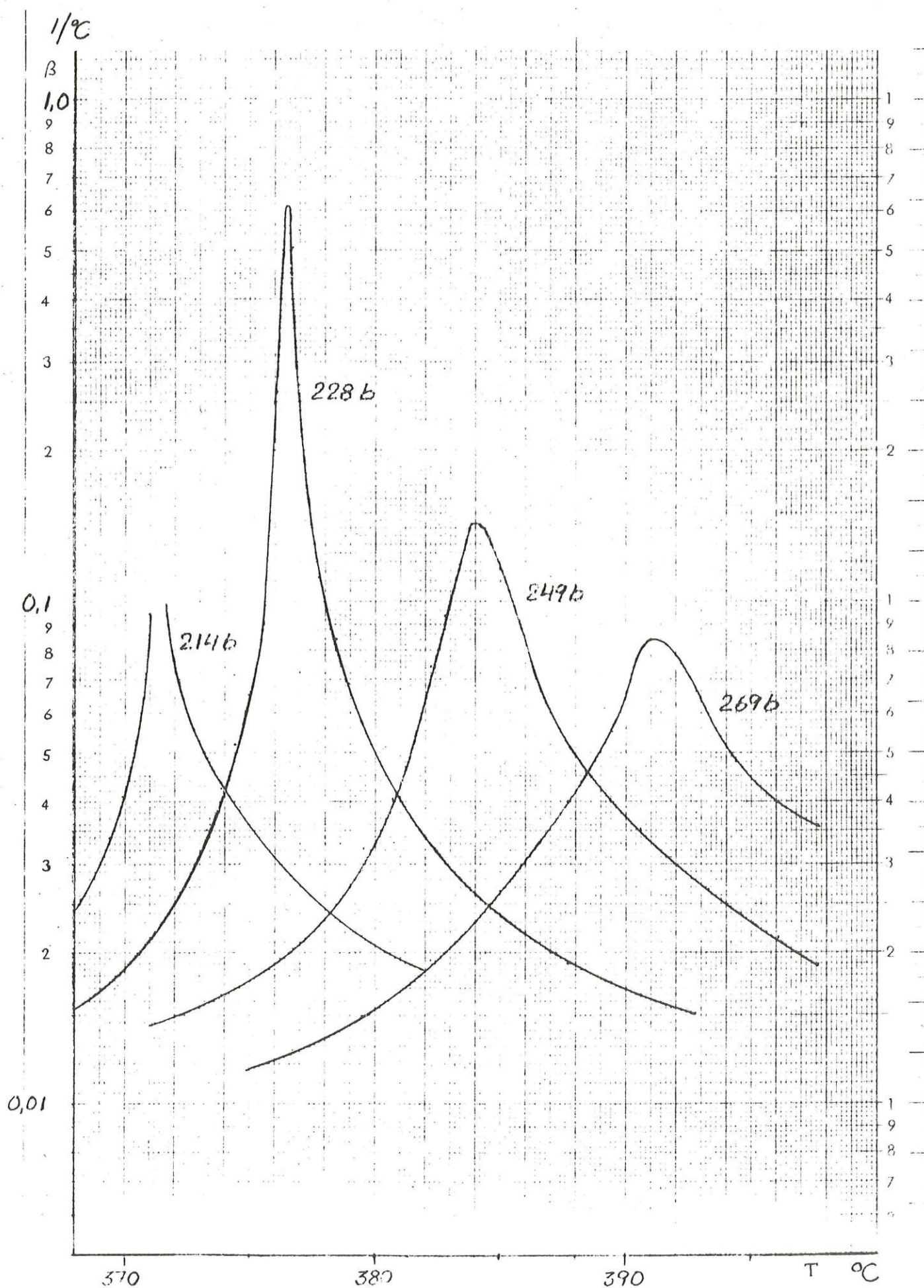
Dynamisk viskositet η (T) för vatten ur ref (51)



Prandtl's tal Pr (T) för vatten ur ref (51)



Volymutvidgningskoefficient β (T) för vatten enl Nowak & Grosh (42)



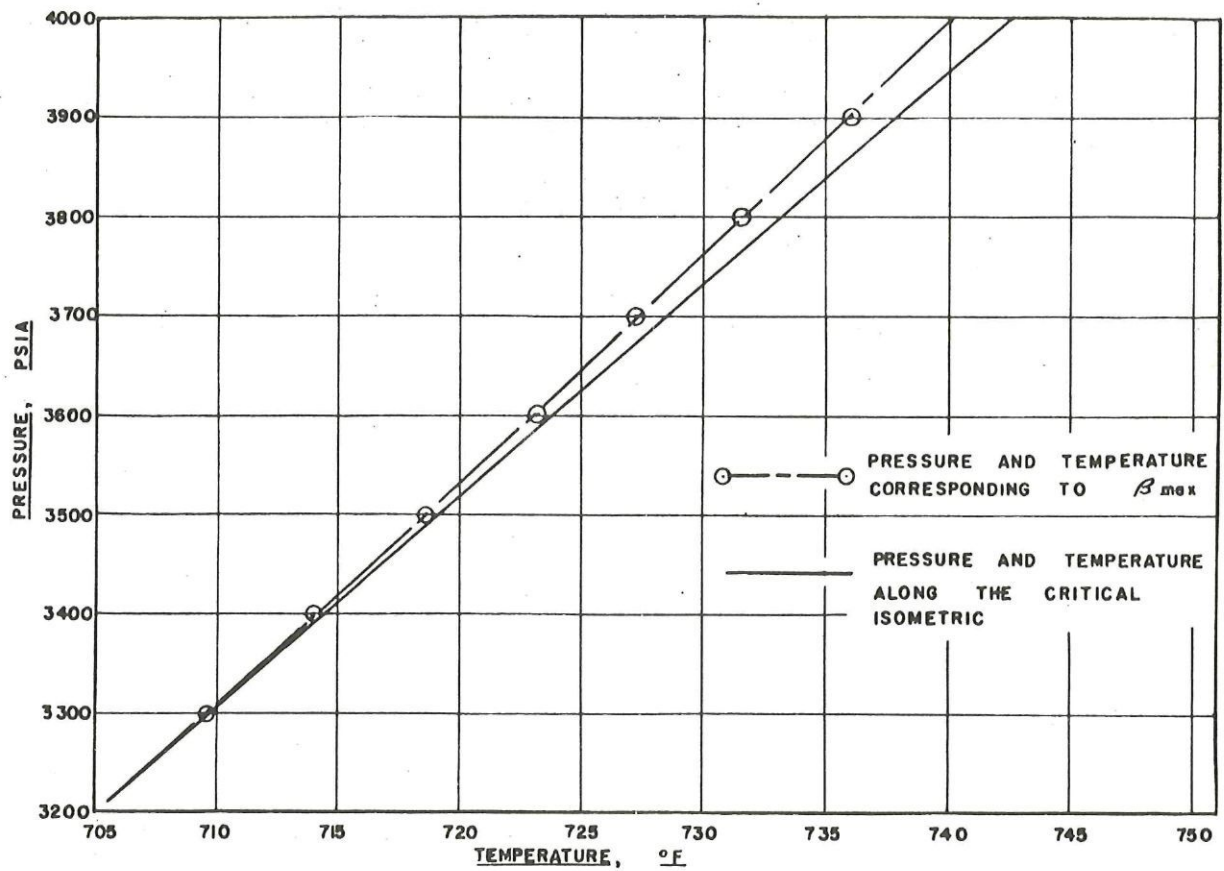
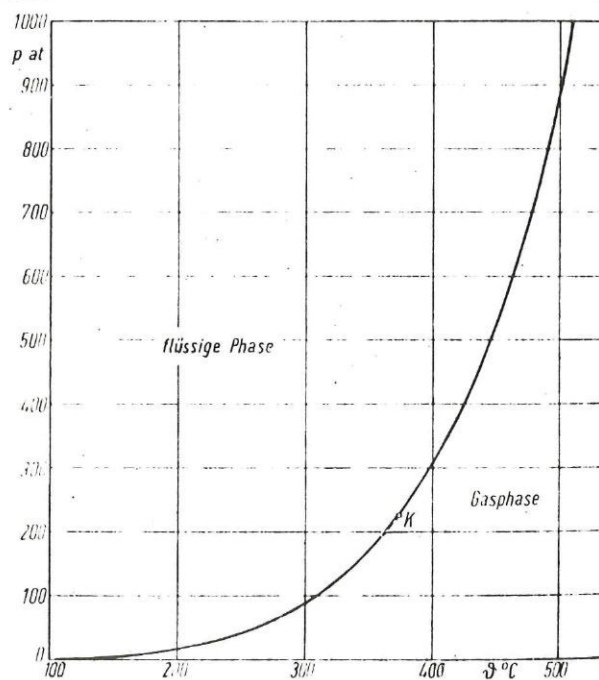
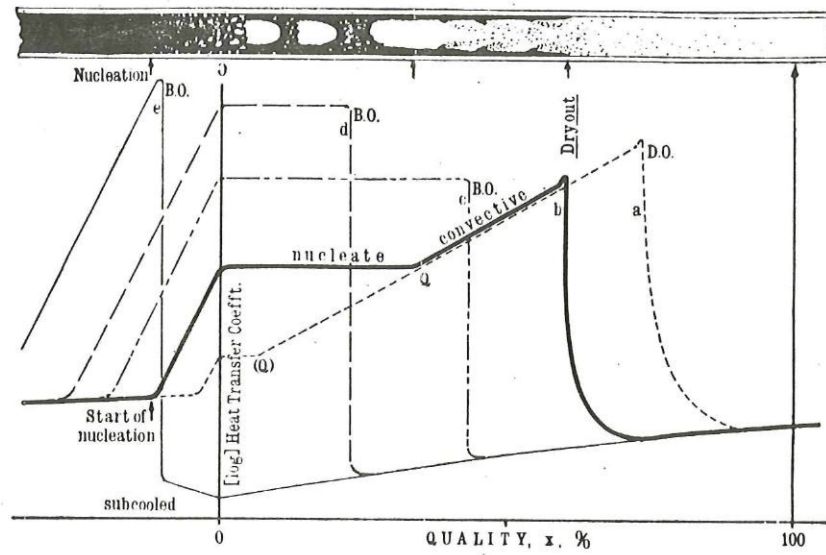


Fig 8 Jämförelse mellan kritisk isochor och linjen för β_{max} enl Nowak & Grosh



Allgemeine Phasengleichgewichtskurve
 $\frac{1}{T} \frac{dT}{dp} = \frac{dv}{d\bar{v}_p}$ für H_2O . K = Kritischer Punkt

Fig 9 Gränskurva för fasjämvikt enl Zwickler



Variation of heat transfer coefficient at constant mass flow rate

Fig 10 Värmeövergångstal och strömningstyp vid kokning enl Lacey & Kirby

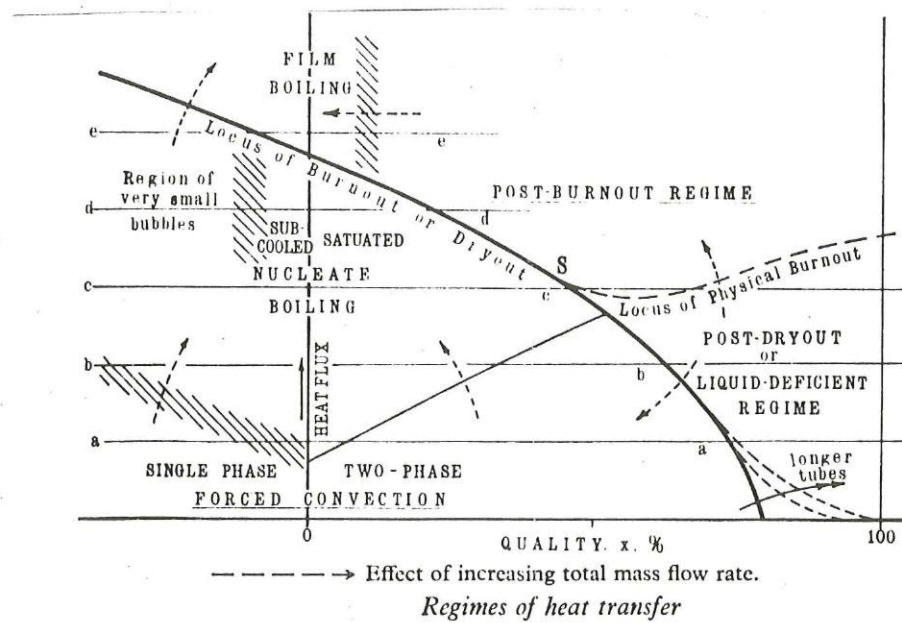
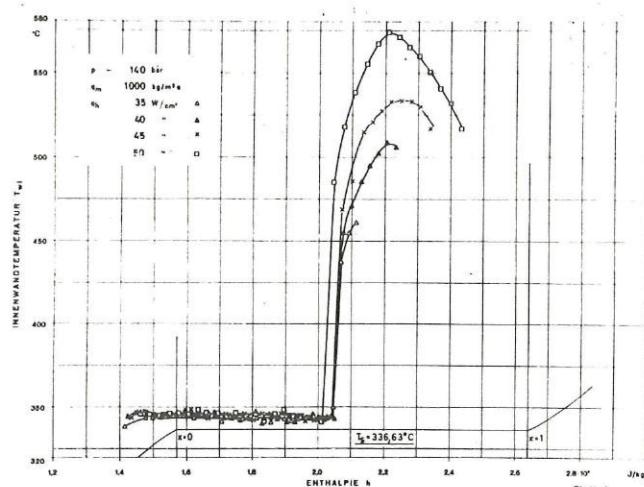
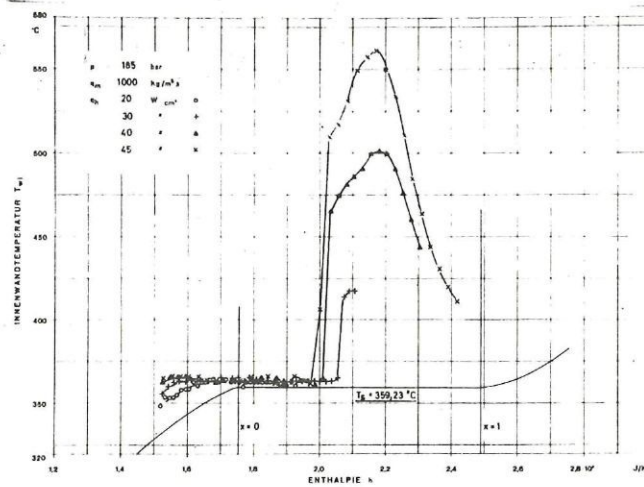


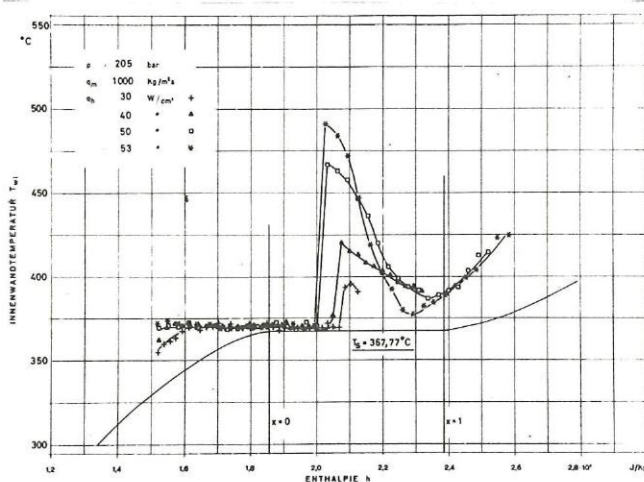
Fig 11 Olika typer av värmeöverföring enl Lacey & Kirby



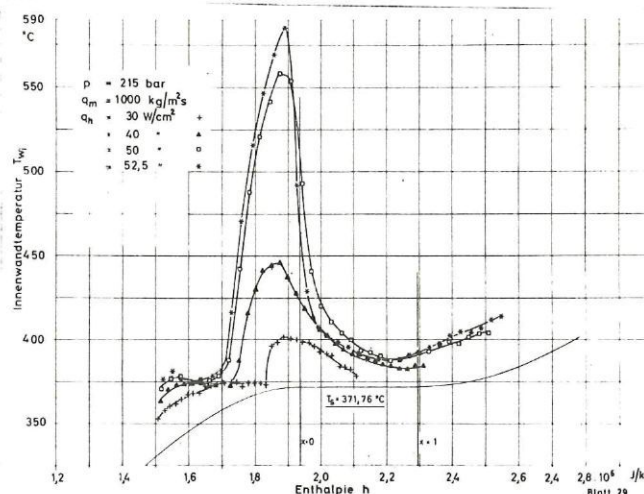
$p = 140 \text{ bar}$



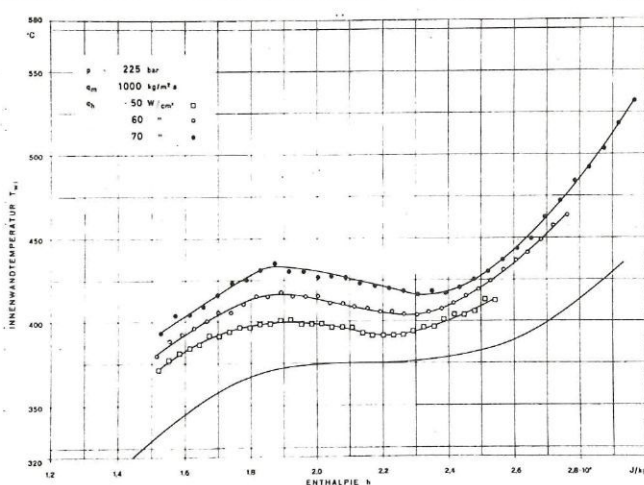
185 bar



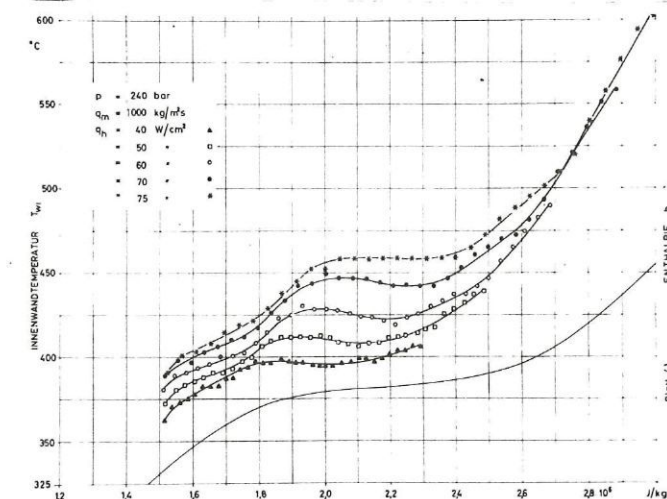
205 bar



215 bar



225 bar



240 bar

Fig 12 Uppmätta väggtemperaturer vid $G = 1000 \text{ kg/m}^2 \cdot \text{s}$ för olika tryck enl Herkenrath

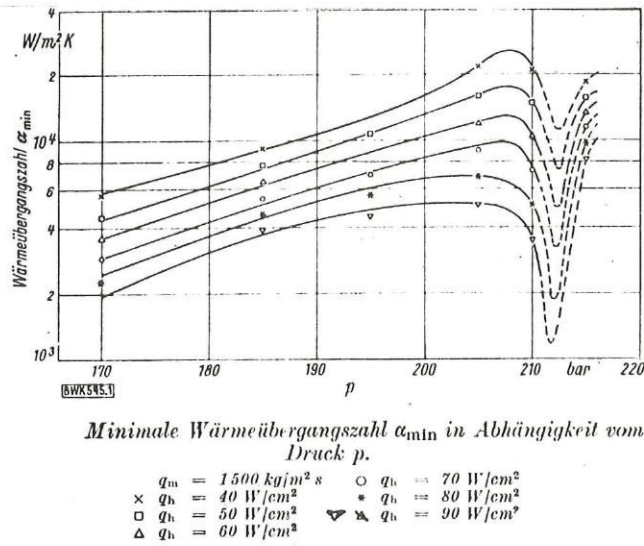


Fig 13 Minimivärdet för α s f a trycket enl Bähr et al

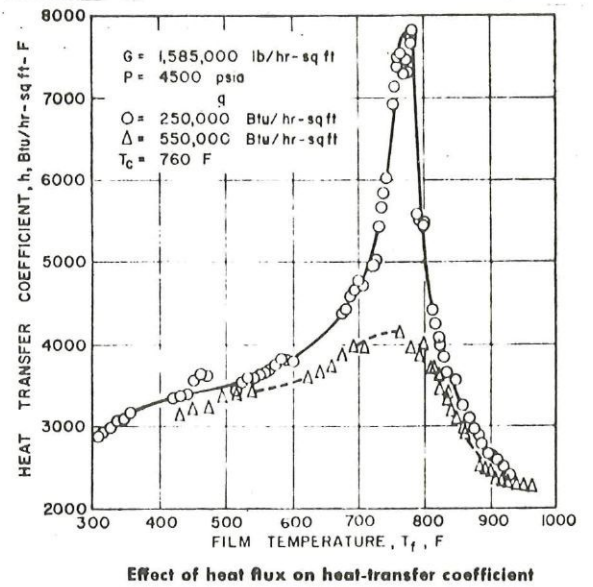


Fig 14 Inverkan av yteffekten på α enl Swenson et al

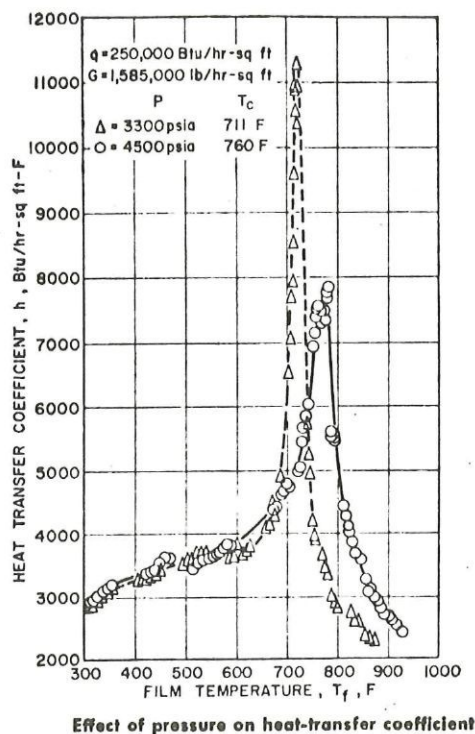


Fig 15 Inverkan av trycket på α enl Swenson et al

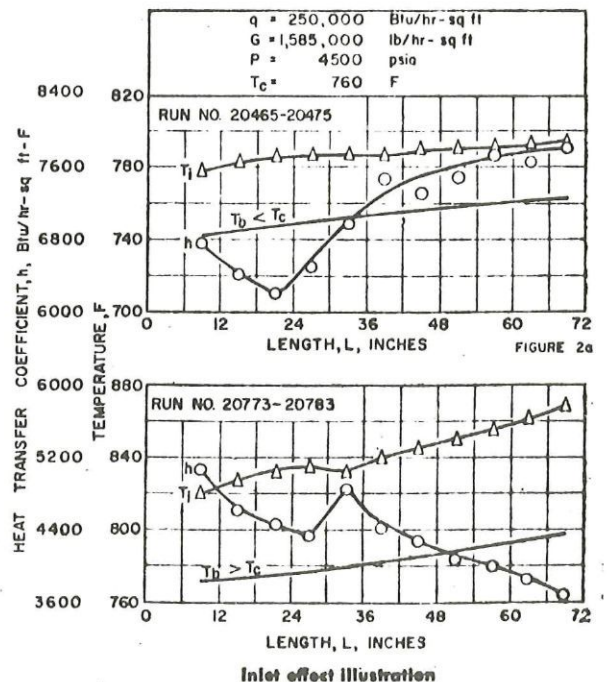
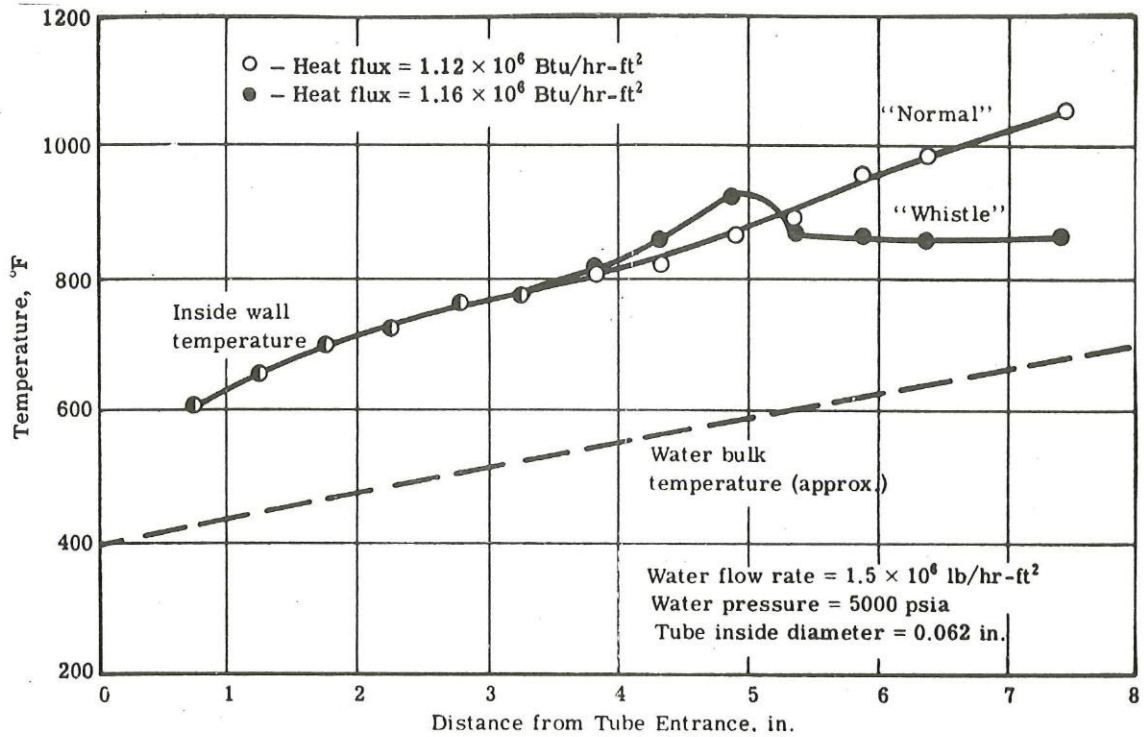


Fig 16 Inverkan av inlopps-temperaturen på α enl Swenson et al
 $T_b < T_{cr}$ resp $T_b > T_{cr}$



WALL TEMPERATURES WITH "NORMAL" HEAT TRANSFER AND WITH "WHISTLE"

Fig 17 Väggtemperaturer vid låg och hög yteffekt enl Goldman
p = 345 bar

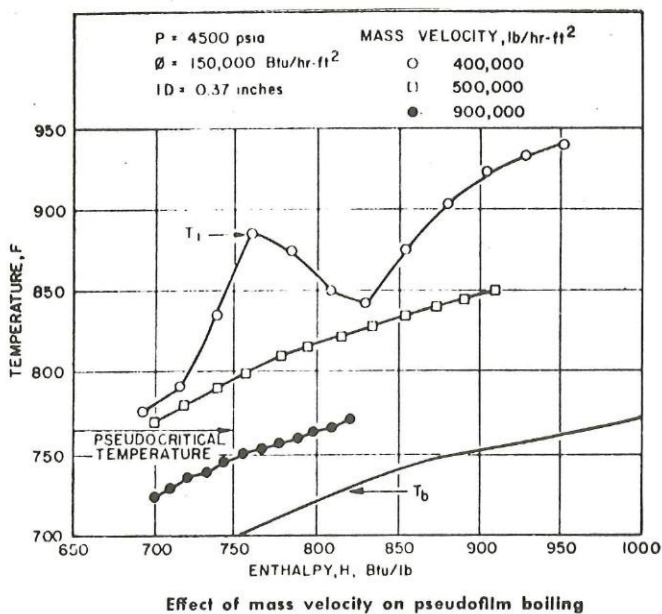


Fig 18 Massflödestäthetens inverkan på väggtemperaturen enl Ackerman
p = 310 bar

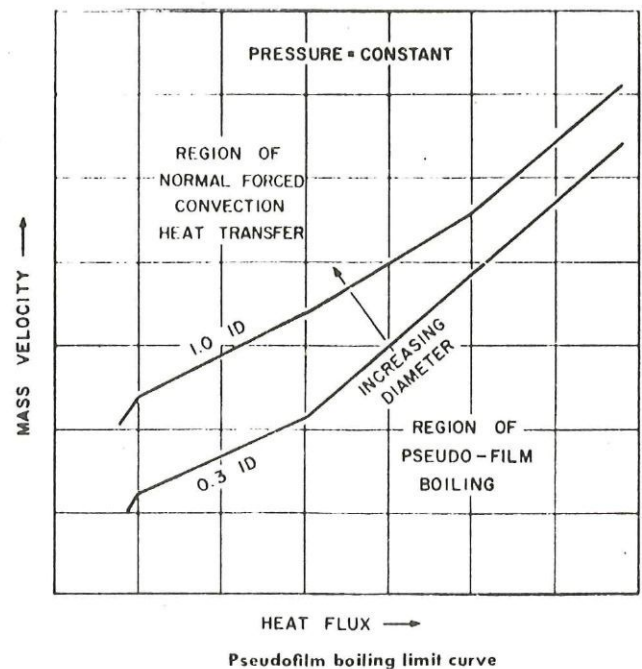
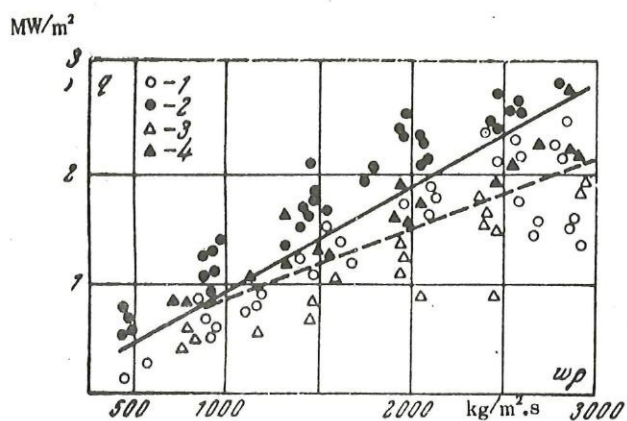


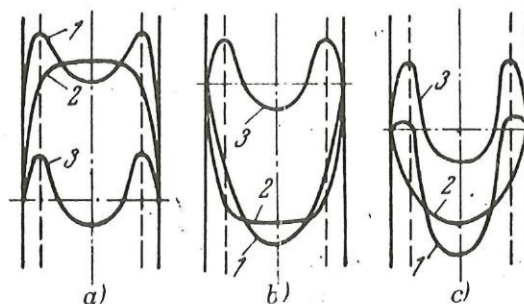
Fig 19 Gränser för "pseudokokning" vid olika rördiametrar (D = 7,6 och 25,4 mm) enl Ackerman



Boundaries of onset of deteriorated heat transfer regimes.

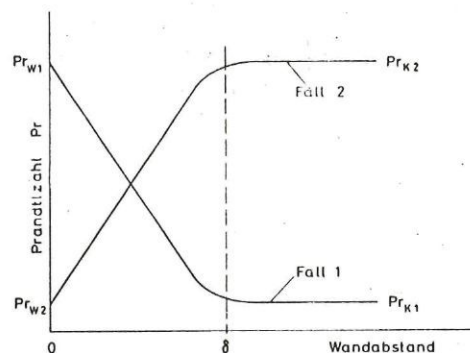
Rising flow: 1 - without deterioration; 2 - deteriorated heat transfer regime. Falling flow: 3 - without deterioration; 4 - deteriorated heat transfer regime.

Fig 20 Gränser där q minskar vid upp- och nedåtriktad strömning enl Ornatsky (Heldragen linje = uppåtriktad, streckad linje = nedåtriktad strömning)



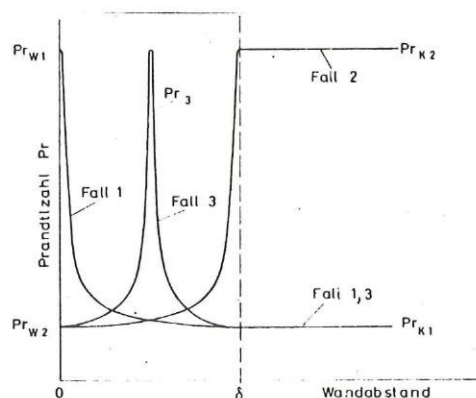
Velocity distributions over tube cross sections. 1 - overall velocity; 2 - forced flow velocity; 3 - free flow velocity.

Fig 21 Antagna hastighetsfördelningar enl Ornatsky a) uppåtriktad, b) och c) nedåtriktad strömning



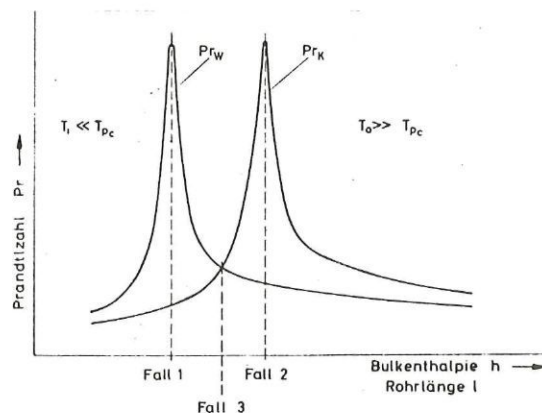
Verteilung der Prandtlzahlen über den Kanalquerschnitt von Wasser unter normalen Drücken oder unter überkritischen Drücken mit niedrigen Wärmestromdichten.

Fig 22 Radiell fördelning av Pr vid underkritiska tryck eller små yteffekter och överkritiska tryck enl Grass (Fall 1 värmning, Fall 2 kylning)



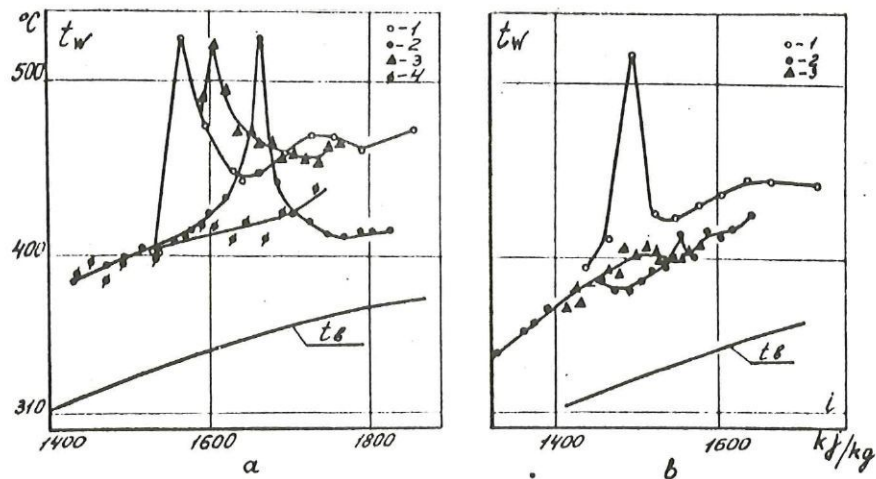
Verteilung der Prandtlzahl über den Kanalquerschnitt von Wasser bei überkritischen Drücken und hohen Wärmestromdichten.

Fig 23 Olika radiella fördelningar av Pr vid överkritiska tryck och höga yteffekter enl Grass



Verteilung der Prandtlzahl über der Rohrlänge bzw. der Bulkenthalpie von Wasser bei überkritischen Drücken.

Fig 24 Axiell Pr -fördelning vid väggen och i kärnströmmen vid överkritiska tryck enl Grass



Influence of non-uniform heating around the tube circumference on the wall temperature distribution in case of upward flow.

a) 1. Symmetrical heating $W\rho = 493 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 0.41 \text{ MW/m}^2$,
 $d_{in} = 20.4 \text{ mm}$, $p = 225 \text{ bars}$ (4).

2. $\frac{q_{fr}}{q_r} = 2$, $p = 245 \text{ bars}$, $W\rho = 467 \text{ kg/m}^2\text{s}$,
 $q_{fr} = 0.505 \text{ MW/m}^2$,

3. $\frac{q_{fr}}{q_r} \approx 5$, $p = 245 \text{ bars}$, $W\rho = 456 \text{ kg/m}^2\text{s}$,
 $q_{fr} = 0.87 \text{ MW/m}^2$

4. Downward flow, $\frac{q_{fr}}{q_r} = 2$

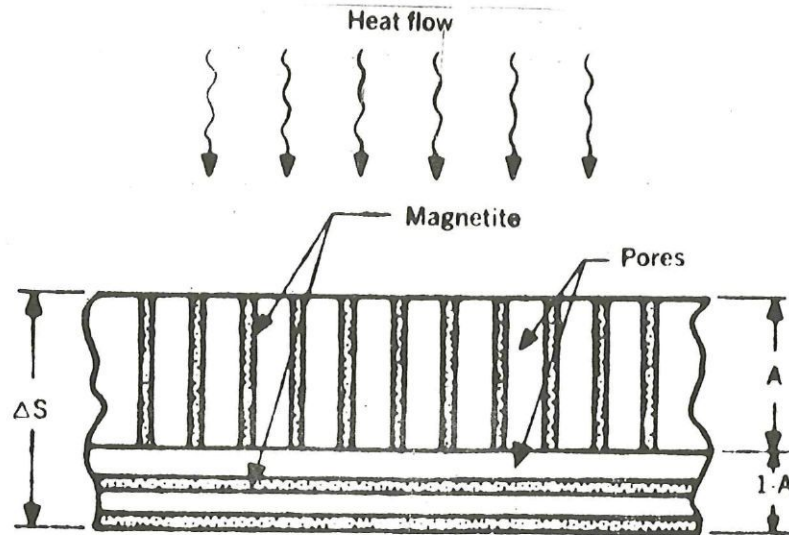
$W\rho = 485 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_{fr} = 0.505 \text{ MW/m}^2$.

b) 1. Uniform heating, $d_{in} = 20.4 \text{ mm}$, $p = 245 \text{ bars}$,
 $W\rho = 513 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q = 0.386 \text{ MW/m}^2$ (4).

2. $\frac{q_{fr}}{q_r} = 2$, $W\rho = 468 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_{fr} = 0.435 \text{ MW/m}^2$,

3. $\frac{q_{fr}}{q_r} \sim 5$, $W\rho = 444 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q_{fr} = 0.42 \text{ MW/m}^2$.

Fig 25 Inverkan av runt periferin varierande yteffekt enl Kamenetsky & Shitsman



Conductivity model

ΔS — increment of deposit thickness
A — arrangement factor

Fig 26 Förenklad modell av magnetitskikt enl Haller

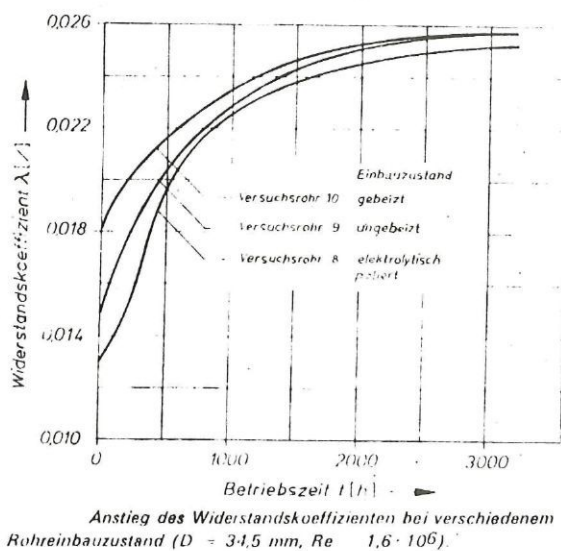
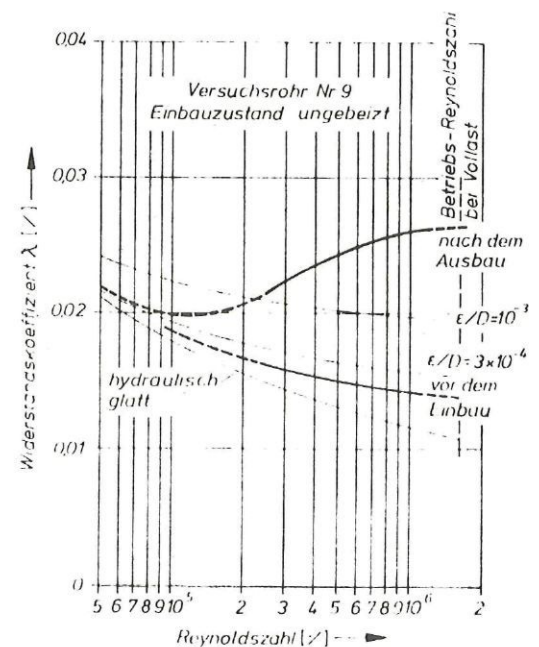


Fig 27 Friktionsfaktorns ökning med driftstiden för rör med olika utgångsbetingelser enl Schoch



Widerstandskoeffizient als Funktion der Reynoldszahl (Versuchsrohr Nr 9, $D = 34.5$ mm, $t = 3550$ h).

- a) Messung vor dem Einbau: ungebeiztes, technisch raues Rohr;
b) Messung nach dem Ausbau: mit rillförmigem Belag
Rillenhöhe $\epsilon \approx 25$ μ m, $\epsilon/D \approx 7 \cdot 10^{-4}$.

Fig 28 Friktionsfaktorns s f a Re för ren och belagd tub enl Schoch

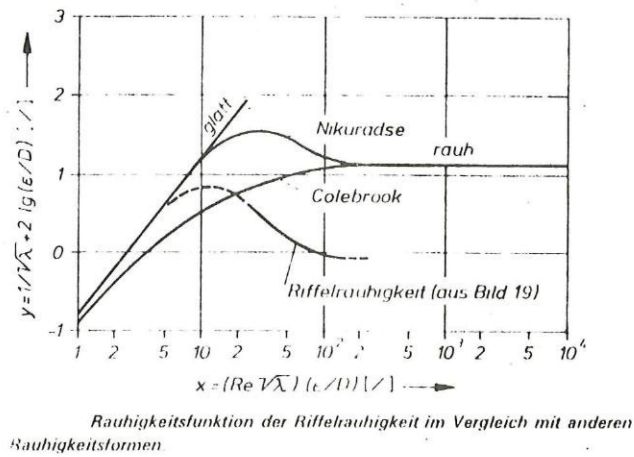
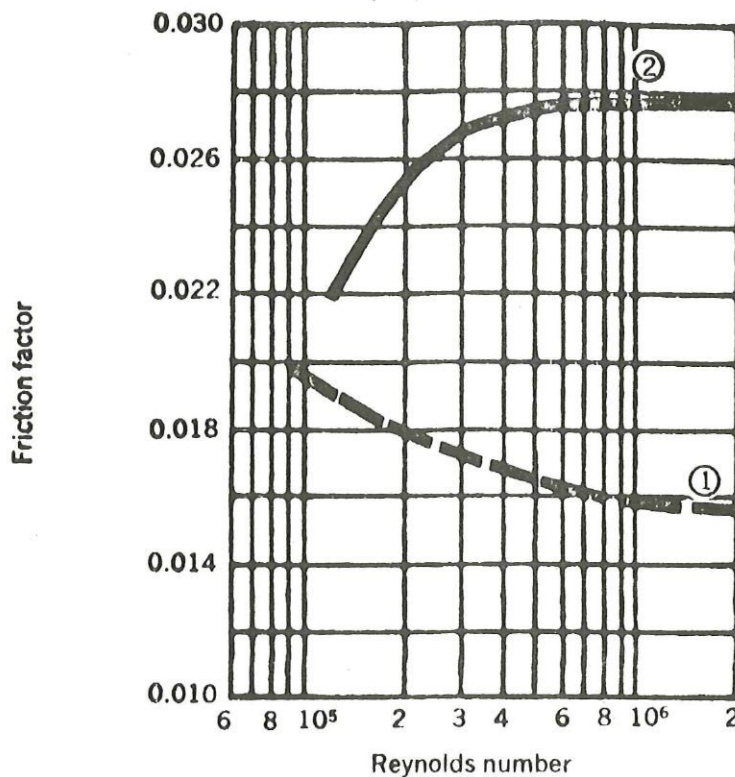


Fig 29 Jämförelse mellan friktionsfaktor vid "vågråhet" och beräknade värden enl Schoch



Friction factor comparison

- ① 0.62 in. diameter cold drawn tube
- ② Tube with ripple deposit, 0.62 in. diameter, $E_s = 0.00223$ inches

Fig 30 Jämförelse mellan friktionsfaktor för ren och belagd tub enl Haller