

Chalmers Tekniska Högskola
Institutionen för Värmeteknik och maskinlära

Mätningar av drivtryck och tryckfall vid
adiabatisk tvåfasströmning av ånga och
vatten samt beräkningsmetod för cirkuleran-
de flöde i ångpannor med självcirkulation.

av

Roland Wimmerstedt

(Licentiatarbete)

Göteborg mars 1967

B 1044

Institutionen för
Värmeknik och maskinlära
Chalmers Tekniska Högskola

MÄTNINGAR AV DRIVTRYCK OCH TRYCKFALL VID
ADIABATISK TVÅFASSTRÖMNING AV ÅNGA OCH
VATTEN SAMT BERÄKNINGSMETOD FÖR CIRKULERANDE
FLÖDE I ÅNGPANNOR MED SJÄLVCIRKULATION.

Roland Wimmerstedt
1967

(licentiatarbete)

Innehåll:

Sammanfattning

Kapitel 1: Allmänt om tvåfasflöde av vatten och ånga.

Kapitel 2: Kort litteraturöversikt.

Kapitel 3: Försöksanläggningen

Kapitel 4: Resultat av undersökningarna.

Kapitel 5: Metod för beräkning av cirkulerande mängder vid ångpannor med själv-cirkulation.

Bilagor:

1. Litteraturstudie.
2. Anpassning av försöksdata till ekvationer.
3. Försöksresultat.

Sammanfattning.

En apparatur har byggts för mätning av effektivt drivtryck och tryckfall vid adiabatisk tvåfasströmning av ånga och vatten. Mätningar har gjorts i tryckområdet 25-50 bar och med rör av diametrarna 33, 51 och 70 mm.

Drivtrycket har bestämts på en vertikal mätsträcka men även inverkan av rörens lutningsvinklar med horisontalplanet har undersökts. Drivtrycket har i det undersökta tryckområdet och för de värden på teoretisk vattnehastighet, 0,3 - 0,9 m/s, och ånghastighet, 0,2 - 3,5 m/s, som undersökts visat sig vara i det närmaste tryckoberoende och endast ringa beroende av diametern.

Friktionstryckfallet över en horisontell sträcka har även uppmätts. En friktionsfaktor baserad på teoretiska hastigheter hos ångan och vattnet har bestämts. Härvid erhöles i medeltal 0,021 vid $d=51$ mm och 0,028 vid $d=33$ mm.

En metod har utarbetats för beräkning, baserad på de gjorda mätningarna, av flödet i själv-cirkulationskretsar vid ångpannor. Metoden är speciellt lämplig vid beräkningar på grenade kretsar.

Ett faktiskt beräkningsfall vid en enkel krets genomgås. Det har varit möjligt att jämföra det beräknade värdet med ett direkt uppmätt, varvid det visade sig att god överensstämmelse förelåg.

Använda beteckningar.

A	m^2	Yta
c	m^2/N	Självförångningskoefficient
d	mm, m	Diameter
f	--	Tolerans
g	m/s^2	Tyngdaccelerationen
G	$kg/m^2, s$	Massflöde
h	m	Höjd
I	$kg/m, s^2$	Impuls
i	kJ/kg	Entalpi
L	m	Längd
n	--	Cirkulationstal
p	bar	Tryck
$\dot{q}$	$kJ/m, s$	Värmebelastning
r	kJ/kg	Ångbildningsvärme
s	--	Slip
t	sek	Tid
v	m^3/kg	Specifik volym
w	m/s	Hastighet
x	kg/kg	Ånghalt
z	m	Längdkoordinat
α	--	Void
Δp	N/m^2	Differenstryck
$\Delta p'_{dr}$	$N/m^2, m$	Specifikt drivtryck
λ	--	Friktionsfaktor
ξ	--	Motståndstal
ρ	kg/m^3	Densitet
σ	--	Medelavvikelse
ϕ	grader	Lutningsvinkel

Index:

'	Vätska av mättningsstillstånd
"	Ånga " "
acc	Acceleration
dr	Driv
e	Effektiv
f	Fallrör
fr	Friktion
h	Hydraulisk
kr	Krök
m	Medel
mt	Medel teoretisk
r	Relativ
s	Stigrör
t	Teoretisk
t _o	I stigtubsinloppet

Kapitel 1.

Allmänt om tvåfasflöde av vatten och ånga.

Den drivande kraften för cirkulationen i ångpannor och reaktorer, som arbetar enligt självcirkulationsprincipen, utgöres av densitetsskillnaden mellan medierna i fallrör och stigrör. Densitetsskillnaden uppkommer genom att vattnet i stigtuben blir ånghaltigt vid värmetillförseln. En beräkning av densiteten i stigtuben med kännedom om enbart värmetillförseln låter sig ej göras, ty vattnet och ångan strömmar med olika hastighet. Man talar om en relativhastighet w_r mellan ångan och vattnet. För denna gäller

$$w_r = w'' - w' \quad (1:1)$$

Härvid avses med w'' och w' ångans och vattnets verkliga medelhastighet.

Ofta användes också begreppet slip, varvid slipfaktorn s definieras

$$s = \frac{w''}{w'} \quad (2:1)$$

Ytterligare några begrepp skall införas.

Voidfaktorn α definieras

$$\alpha = \frac{A''}{A' + A''} = \frac{A''}{A} \quad (3:1)$$

där A'' är den area av ett givet rörtvärnsnitt, som i medeltal upptas av ånga och A' den area som i medeltal upptas av vatten. Rörets totala genomströmningsarea betecknas A .

Ånghalten x ges av

$$x = \frac{G''}{G' + G''} = \frac{G''}{G} \quad (4:1)$$

G' och G'' avser därvid massflödet av vattnet och ångan och G det totala massflödet.

Inverterade värdet av ånghalten i tubutloppet brukar benämnas tubens cirkulationstal och betecknas n .

I stället för massflöden har det visat sig praktiskt att arbeta med de vatten- och ånghastigheter, w'_t och w''_t , som skulle föreligga, om vattnet och ångan var för sig uppfyllde hela rörtvärnsnittet. Sambandet mellan dessa teoretiska hastigheter (i engelskspråkig litteratur benämnda superficial velocities) och massflödena blir

$$w_t' = \frac{G' \cdot v'}{A} \quad (5a:1)$$

$$w_t'' = \frac{G'' \cdot v''}{A} \quad (5b:1)$$

där v' och v'' är vattnets och ångans specifika volym.

Med relativhastigheten noll skulle den totala hastigheten bli

$$w_t = w_t' + w_t'' \quad (6:1)$$

Vid förekomst av en relativhastighet utgör w_t däremot en fiktiv hastighet. En mot denna svarande teoretisk medeldensitet ρ_{mt} kan definieras

$$\rho_{mt} = \frac{w_t' \cdot \rho' + w_t'' \cdot \rho''}{w_t} \quad (7:1)$$

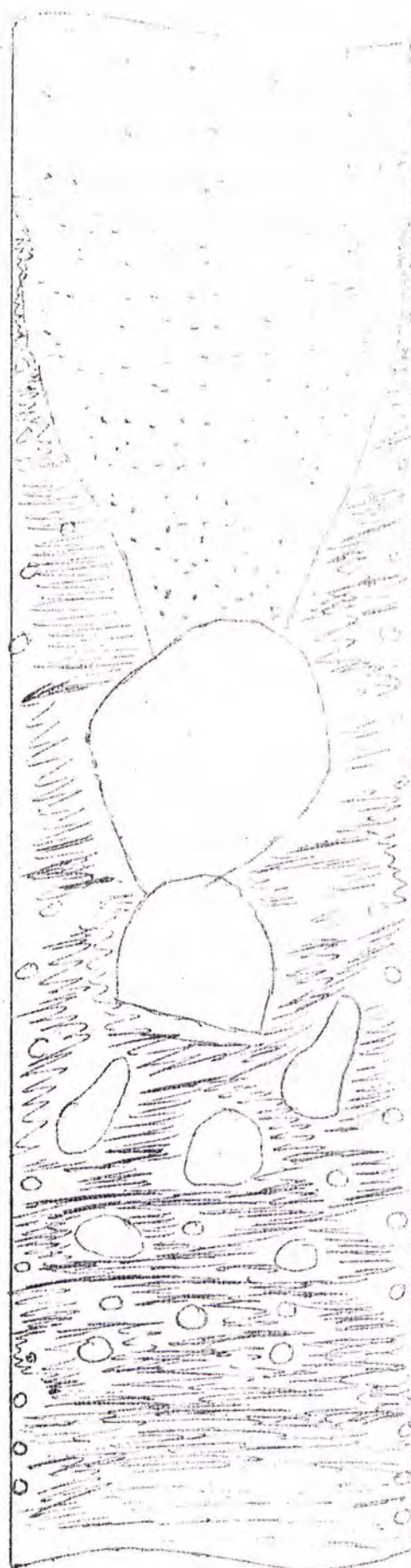
där ρ' och ρ'' är vattnets och ångans densiteter.

1.1 Flödesregimer.

Beroende på ånghalten, massflödet och trycket samt givetvis även rörets geometriska placering vertikalt snett eller horisontellt kan olika flödesregimer eller strömningsbilder uppträda. I det följande skall i anslutning till figur 1 diskuteras vilka flödesregimer, som kan uppträda vid uppåtriktad strömning i ett vertikalt värmebelastat rör, som nedtill tillföres underkyllt vatten.

Vid tillräckligt hög värmebelastning inträder även i det fall att bulkflödets temperatur är lägre än koktemperaturen vid det rådande trycket en lokal vätskeöverhettning vid rörväggen med åtföljande ångbildning. Detta är en form av ytkokning och de bildade ångblåsorna kan inte överleva, utan kollapsar vid kontakt med det kalla bulkflödet. Ånghalten är i detta avsnitt av röret noll. Är värmebelastningen mindre uppstår ingen ytkokning, utan värmes överföres konvektivt till vattnet.

Efter en viss sträcka blir emellertid i båda fallen bulkfluidet uppvärmt till koktemperaturen och de bildade ångblåsorna kan överleva och följer med den framströmmande vattenmängden och en tvåfasströmning uppstår. Blåsorna, som bildas vid rörväggen, slår sig samman till större bubblor vid strömningen uppåt i röret. Den flödesregim som nu råder benämnes bubbelflöde.



Dimströmning

Annulär strömning

Plaggströmning

Bubbelflöde

Underkyld kokning

Figur 1.

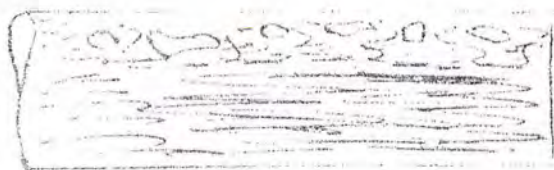
Efterhand blir bubblorna allt större och kommer att bilda ångpluggar. Dessa är normalt omgivna av ett vätskeskikt närmast väggen, men de kan under vissa villkor fylla ut hela rörtvärnsnittet medan vattnet strömmar mellan pluggarna. Pluggströmning inträder.

Med ökande ånghalt tilltar även den specifika medelvolympen och medieströmmens hastighet accelereras. Ångan får härigenom större impuls och förmår bryta igenom vattenskiktet mellan pluggarna. Strömningen övergår till annulär med ånga strömmande mitt i röret och vattnet i en ringspalt däromkring, härav namnet. Ångströmmen innehåller också en del vatten i form av dimma.

Vattenskiktet, som efterhand övergår till en tunn film, bryts småningom ner genom den skjuvkraft som uppträder mellan faserna och en dimströmning inträder innan strömningen övergår till en ren enfasströmning av ånga.

Vid horisontella rör uppkommer delvis andra strömningsbilder beroende på tyngdkraftens inverkan. Figur 2 återger de här vanligast förekommande typerna och någon närmre kommentar torde vara överflödig.

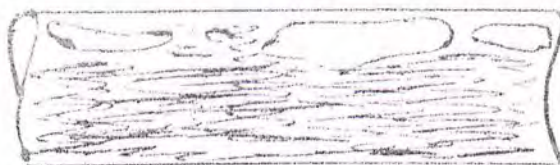
Tvåfasströmningens mekanik är mycket komplicerad och någon tillfredsställande teori, som klarlägger den i likhet med förhållandena vid laminär och turbulent strömning av en fas existerar inte. En enhetlig teori som täcker förhållandena för olika flödesregimer torde heller ej kunna uppställas eftersom exempelvis helt andra lagar måste gälla vid bubbelflöde jämfört med annulärt flöde. Redan att ur de kända storheterna ånghalt och tryck kunna avgöra vilken flödesregim, som råder, är en mycket vansklig uppgift. Såväl flödesdensiteten som flödets förhistoria har inverkan och några skarpa gränser för under vilka förhållanden en given flödesregim existerar är svåra att uppställa. Vissa försök har emellertid gjorts och mest känt är "Bakerdiagrammet", (1) baserat på data från vatten-luftblandningar i horisontella rör.



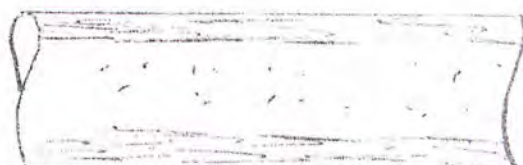
Bubbelflöde



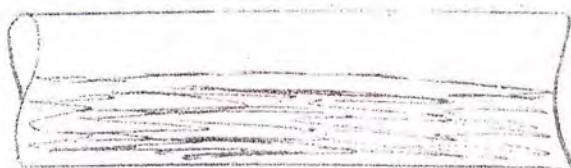
Slugflöde



Pluggströmning



Annulär strömning



Skiktad strömning



Dimströmning

Figur 2.

Kapitel 2.

Kort litteraturöversikt.

Ett stort antal artiklar över tvåfasströmning finns publicerade. I bilaga 1 finns en utförlig litteraturöversikt och här skall endast en sammanfattning av denna göras.

Den första större experimentella undersökningen genomfördes år 1933 av E. Schmidt et al. Ångans stighastighet i stillastående vatten uppmättes vid olika tryck och rördiametrar. Den så mätta uppdriften betraktades som den relativhastighet mellan vatten och ånga som uppträder vid strömning av båda faserna i ett rör. Här beaktades således endast den gravimetriska uppdriften enligt Arkimedes princip. Vid mätningar med cirkulerande vatten fann man helt andra värden på relativhastigheten, men dessa senare försök förde ej till några användbara och enhetliga resultat. De relativhastigheter som bestämts i stillastående vatten låg under ett antal år som grund för metoder, publicerade i olika artiklar och läroböcker, att beräkna den cirkulerande mediemängden i ångpannor. Friktionstryckfall och tryckfall vid engångsmotstånd beräknades som för enfasströmning.

I slutet på 1940-talet presenterades i U.S.A. av Martinelli et al. en korrelation för beräkning av friktionstryckfall vid tvåfasströmning. Denna var uppbyggd på basis av mätningar på olika tvåfassystem gas-vätska strömmande i horisontella rör. Här påvisades en kraftig relativhastighet även i horisontella rör, vilket alltså tydde på att också andra faktorer än gravitationskraften är orsak till relativhastigheten.

Relativhastighet i horisontella rör vid strömning av ånga och vatten vid olika tryck påvisades av K. Schwarz i en år 1954 framlagd doktorsavhandling. Schwarz var veterligen den förste, som använde sig av en metod att på radioaktiv väg bestämma medelensiteten och medelvöden. Mätningarna omfattade även vertikala rör. Schwarz fann vid låga ånghalter en betydligt lägre relativhastighet jämfört med Schmidts värden och vid höga ånghalter en större.

Vid mätningar av friktionstryckfallet befanns detta vara betydligt större än vad man dithills räknat med.

I en några år senare framlagd avhandling av F. Brandt rapporterades ytterligare mätningar över ett större område av ång- och vattenhastigheter.

I Storbritannien utfördes under senare hälften av 50-talet mätningar på en tvångscirkulationskrets. På grundval av dessa mätningar utarbetades av J. Thom en synnerligen enkel men mycket approximativ metod för cirkulationsberäkningar.

Under 1960-talet har ett antal teoretiska studier över tvåfasströmning publicerats. De mätningar som gjorts har i första hand varit inriktade på förhållanden vid kärnreaktorer med de speciella geometrier som dessa medför.

Levy uppställde en impulsutbytesmodell. Han förutsatte att det statiska tryckfallet för såväl ång- som vattenfasen var lika och uppställde på grundval härav impulsekvationer för vardera fasen. Levy förutsatte att impuls utbytes mellan vattenfas och ångfas varje gång en lokal ändring i ånghalt och void sker, och på ett sådant sätt att det statiska tryckfallet blir lika för båda faserna. Så fås en ekvation som ger ett samband mellan void och ånghalt med trycket som parameter. Jämfört med existerande empiriska data gav korrelationen betydligt för små voidvärden.

Bankoff betraktade ång-vattenblandningen som ett fluidum men med variabel densitet över genomströmningsarean. Relativhastigheten förutsattes alltså helt bero på förekomsten av koncentrations- och hastighetsprofiler. Den lokala relativhastigheten orsakad av densitetsskillnaden försumrades däremot. Enligt dessa förutsättningar och med uttryck för koncentrations- och hastighetsprofilerna ansatta i exponentform nåddes uttrycket

$$\alpha = K \cdot \frac{w_t''}{w_t' + w_t''} \quad (1:2)$$

där värdet på K beror på de antagna exponenterna. Denna ekvation hade tidigare uppställts av ryssen Armand för korrelering av egna och andra ryska försöksdata.

Levys och Bankoffs modeller kan anses gälla för två olika flödesregimer, nämligen annulärt flöde och bubbelflöde. För området däremellan, pluggflöde, har undersökningar utförts av Griffith och Wallis samt Nicklins et al. Vid försöken, som gjorts med

luft och vatten vid atmosfärstryck uppmättes stighastigheten hos luftpluggar, som helt fyllde röret. För fullt utbildat pluggflöde anger Nicklins följande formel

$$w'' = 1,2(w_t' + w_t'') + 0,35 \sqrt{g \cdot D'} \quad (2:2)$$

där D är rörets diameter.

För stighastigheten i stillastående vatten gavs formeln

$$w'' = 0,35 \sqrt{g \cdot D'} \quad (3:2)$$

För medelhastigheten w' gäller vid fullt utbildad pluggströmning av kontinuitetsskäl

$$w' = w_t' + w_t'' \quad (4:2)$$

Relativhastigheten blir alltså

$$w_r = w'' - w' = 0,2(w_t' + w_t'') + 0,35 \sqrt{g \cdot D'} \quad (5:2)$$

Enligt dessa mätningar är således relativhastigheten vid pluggflöde mycket starkt beroende av massflödet.

Zuber och Findlay har gjort en analys som skulle kunna tillämpas över alla flödesregimer. Författarna inför ett nytt begrepp nämligen drifhastigheten för ångan och vattnet, definierad på följande sätt.

$$w_j' = w' - (w_t' + w_t'') \quad (6:2)$$

$$w_j'' = w'' - (w_t' + w_t'') \quad (7:2)$$

Som ett allmänt uttryck för voidfaktorn erhölls

$$\frac{w_t''}{\alpha} = C_o \cdot (w_t' + w_t'') + \frac{\langle \alpha \cdot w_j'' \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (8:2)$$

Beteckningen $\langle \rangle$ avser en medelvärdesbildning över rörtvärnsnittet som för storheten F kan tecknas

$$\langle F \rangle = \frac{1}{A} \int_A F \cdot dA \quad (9:2)$$

Parametern C_o är $= \frac{1}{K}$ där K är Bankoffs flödesparameter, och tar alltså hänsyn till slip orsakat av densitets- och hastighetsprofiler. Den lokala relativhastigheten beaktas genom införandet

av drifhastigheten.

Om värdena på C_0 och w_j'' betraktas som konstanta inom en given flödesregim, vilket är rimligt, skulle i ett diagram över $\frac{w_t''}{\alpha}$ mot $w_t' + w_t''$ rätta linjer erhållas, vars lutning blir C_0 och avskärning på $\frac{w_t''}{\alpha}$ -axeln blir $\frac{\langle \alpha \cdot w_j'' \rangle}{\langle \alpha \rangle}$.

I ryskspråkig litteratur finns ett antal artiklar behandlande experimentella och teoretiska studier över tvåfasströmning. Någon översättning av dessa till tyska eller engelska har inte stått att få varför någon ordentlig genomgång av den ryska litteraturen ej gjorts här. Ett par arbeten finns emellertid refererade i bilaga 1.

Sammanfattningsvis torde man kunna säga, att forskningen över tvåfasflöde ännu befinner sig i sin begynnelse. Stort intresse har emellertid speciellt under det sista årtiondet ägnats åt ämnet.

Någon till fullo acceptabel teoretisk behandling finns inte. Enligt mitt förmenande är den teori, som framlagts av Zuber och Findlay den mest lovande. Det är dock att märka, att den knappast är mera än en metod att korrelera data.

Ett ganska stort antal experimentella undersökningar har gjorts, men det är ofta undersökningar som inskränkt sig till begränsade områden, och de data som finns publicerade är knapphändiga. De resultat som framkommit är icke entydiga, utan varierar de olika undersökningarna emellan.

Kapitel 3.

Försöksanläggningen.

Trots att det har gjorts flera olika undersökningar över tvåfasflöde av vatten och ånga för rördimensioner, som är aktuella inom ångpannetekniken, har det visat sig svårt att finna lämpliga data för cirkulationsberäkningar.

För den skull har en försöksanläggning uppförts på vilken egna mätningar utförts. Mätningarna har gjorts vid i det närmaste adiabatisk strömning i ångpannetuber av handelskvalitet och i olika dimensioner. Anläggningen dimensionerades för NT-64, varför högsta tillåtna tryck med hänsyn tagen till temperaturen blev 52 bar.

3:1

Beskrivning av försöksapparaturen.

Flödesprincip.

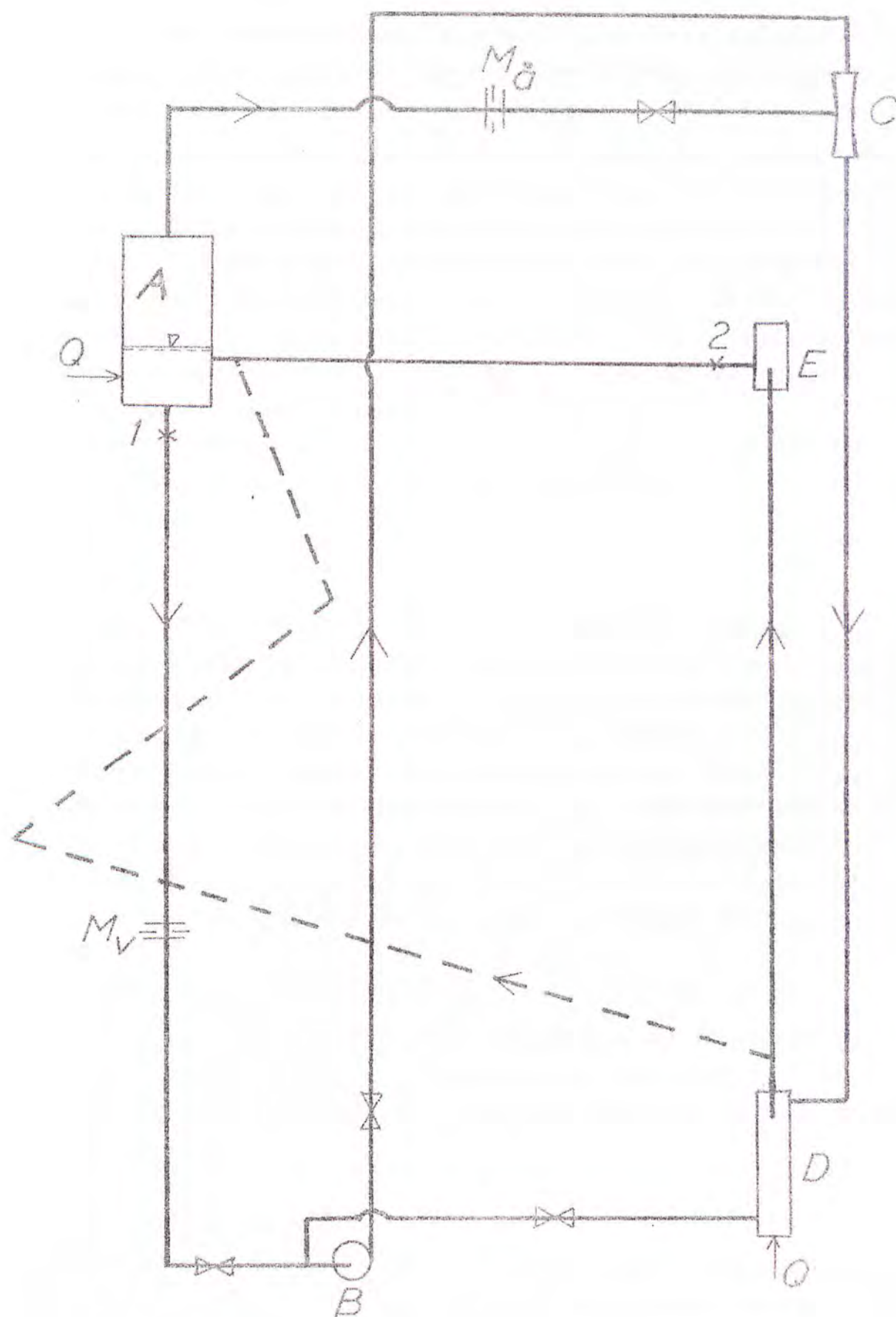
En schematisk skiss av försöksapparaturen finns i figur 3.

Kärlet A tjänstgör som dom och är alltså vattenfyllt i sin undre del. Härifrån ledes vattnet, som är av mättningsstemperatur vid rådande tryck, ned till en cirkulationspump B placerad på golvet cirka 7 meter under vattennivån i domen. Härvid blir risken för kavitation mycket liten även vid hård strypning. Före pumpen finns en mätfläns M_v för mätning av den cirkulerande vattenmängden.

Från pumpen tryckes vattnet upp till en ejektor C i vilken ånga suges av från domens överdel. Hetvattnet utgör härvid arbetsmediet. I ångledningen mellan domen och ejektorn finns ävenledes en mätfläns för mätning av den avsugna ångmängden.

I röret efter ejektorn finns alltså en ång-vatten emulsion, som får strömma ned till behållaren D. Från denna ledes vattnet genom mätrören tillbaka till domen. Mätrören har dels bestått av en vertikal och en horisontell del förbundna med en behållare E, dels av tre lutande rör.

Genom pumpen cirkulerar hela tiden en konstant mängd, vilket möjliggöres genom en by-pass ledning från behållaren D till pumpens sug sida. Som framgår av figuren kan de ång- och vattenmängder, som tillföres mätröret regleras genom ett antal ventiler.



Figur 3.

Värmetillförsel.

Värme tillfördes systemet via elektriska motståndselement placerade i domen och behållaren D. Den effekt, som kunde tillföras i domen var $3 \cdot 3 + 1 \cdot 2$ kW. I behållaren C kunde tillföras $3 \cdot 4$ kW. Vid uppkörning till önskat tryck var samtliga element inkopplade. När önskat tryck uppnåtts tillfördes värme endast i domen. Trycket kunde hållas konstant genom att samtliga fyra element i domen kunde kopplas in vart för sig. Från början var avsikten att reglera genom tillförsel av värme i överskott, varefter överskottsvärmet skulle kylas bort med tryckluft i en kylslinga utanför domen. Mängden tryckluft skulle regleras med en tryckregulator, som kände trycket i domen. Vid igångsättningen av apparaturen befanns emellertid, att någon ytterligare reglering utöver värmetillförseln ej behövdes för att tillräckligt stabilt tillstånd skulle nås.

Domen.

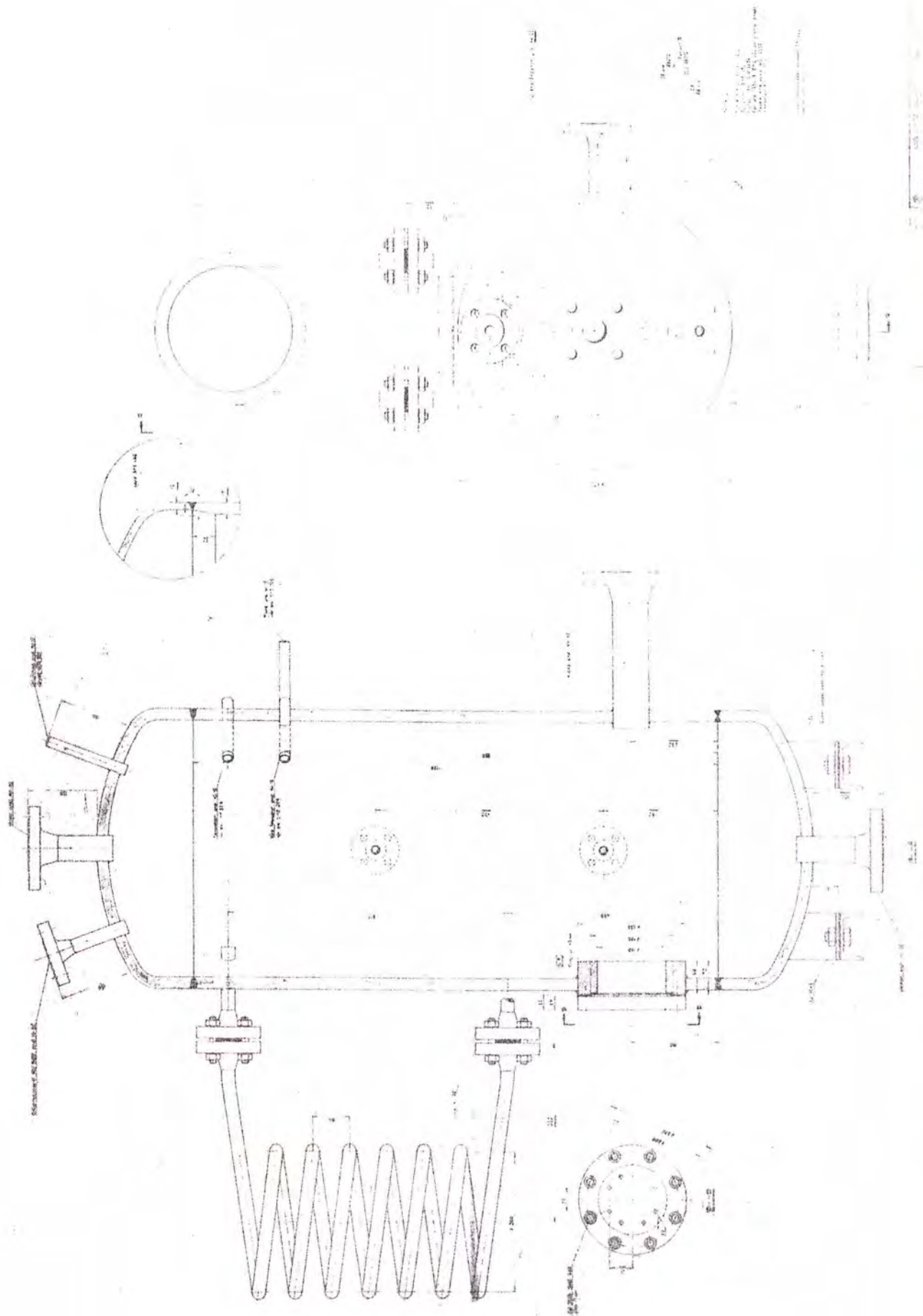
Domens volym var $0,35 \text{ m}^3$. Vattenståndet inställdes så att ångrummets volym i intet fall underskred $0,20 \text{ m}^3$. Då högsta ångrumsbelastningen låg på cirka $30 \text{ m}^3/\text{h}$, fås en maximal specifik ångrumsbelastning på $150 \text{ m}^3/\text{m}^3, \text{h}$. Enligt Ledinegg (?) kan i ångpannedomar en specifik ångrumsbelastning av $400 \text{ m}^3/\text{m}^3, \text{h}$ tolereras vid 50 bar. En god marginal mot vätskemedryckning kan därmed anses ha förelegat, speciellt som ångrumsbelastningen i de allra flesta fall vida understeg $150 \text{ m}^3/\text{m}^3, \text{h}$. Domens utseende samt den armatur den var försedd med framgår av fig. 4.

Cirkulationspump.

Cirkulationspumpen var en hetvätskepump av fabrikat API. Uppfordringshöjden var 40 m vätskepelare vid mängden 300 liter/min. Pumpen var vattenkyld och den i medeltal bortkylda värmeeffekten var 2,4 kW.

Behållarna D och E.

Behållarnas utseende och storlek framgår av konstruktionsritningen figur 5. By-pass ledningen över pumpen uttogs i botten på kärlet D. Avståndet mellan inloppet i behållaren och by-pass ledningens uttag var dimensionerat så att ingen ångmedryckning



Figur 4.

i by-pass ledningen skulle ske även vid den högsta förekommande vätskehastigheten nedåt i behållaren. Det vertikala mät-röret var instuckat cirka 200 mm i behållaren D och cirka 150 mm i behållaren E.

Behållarens E uppgift var att ta bort de effekter, som en normal 90° -krök kunde fört med sig i form av centrifugalkrafter på det strömmande mediet.

Ejektorn.

Vid förfrågningar hos firmor såväl inom som utom landet befunns ingen ha någon erfarenhet från tillverkning av en sådan ejektor, som vi önskade. I litteraturen finns några referenser från arbeten med vätske-gas ejektorer, dock i fall där vätskan och gasen är av olika komponenter.

Vi byggde därför några olika modeller, vilka provades med systemet kallt vatten- luft. Då ejektorn i princip ej var avsedd att arbeta med något mottryck, utfördes provningarna så att vatten-luft blandningen efter en kort utloppssträcka fick gå direkt ut i ett avlopp.

De bästa resultaten nåddes med en ejektor enligt figur 6. Munstycket, som ej är utritat på figuren, bestod av en sil-liknande skiva, som spännes fast och tätas mot vatteninloppsröret. I skivans centrum var ett antal små hål borrarade i given geometrisk konfiguration beroende av hålantalet. Hålen var borrarade vinkelrätt mot skivan och utan rundningar i in- och utlopp.

Då ejektorn placerades på plats i försöksapparaturen visade det sig emellertid, att den ej fungerade tillfredsställande. Starka pulseringar uppträdde och vatten sköljde baklänges ut genom ånginloppet. Detta berodde förmodligen på den blandningschock med åtföljande tryckstegring, som uppträder i utloppet från ejektorer och vars verkningar undersökts av Witte (3).

Efter en del försök med olika insatser i utloppsröret lyckades vi emellertid få ejektorn att arbeta på önskvärt sätt. Insatsröret bestod därvid av ett rör med innerdiameter 32 mm och längden 700 mm. Detta rör fick sedan via en svarvad och slipad diffusor med toppvinkeln 5° övergå i 50 mm:s röret. Efter

denna förändring arbetade ejektorn invändningsfritt och utan pulsationer.

Ejektorns sugförmåga kunde varieras genom att olika munstycken användes samt genom strypning i ånginloppet. Hålen i munstyckena borrades med diametern 3 mm och antalet varierade mellan 7 och 13.

Tryckuttag.

Stor omsorg ägnades tryckuttagens utformning. Speciellt vid det horisontella röret, där små tryckdifferenser enbart orsakade av friktionstryckfallet uppmättes, kunde en felaktig utformning gett avsevärda fel.

Uttagen borrades med diametern 4 mm. Enligt Thuresson (4) bör tryckuttagen ha konstant diameter under minst en sträcka av dubbla diametern. Då vägg tjockleken hos samtliga mätrör var 3 mm byggdes denna före borrarbningen upp till 8 mm genom att lägga på svetsmaterial.

Borrarbningen kunde med hjälp av en specialtillverkad schablon göras helt vinkelrät mot röret. Eventuella borrarspån på rörets insida avlägsnades och kanterna rundades. Tryckuttaget anslöts till differenstryckmätaren via en till rörväggen svetsad nippel på 100 mm, en avstängningsventil samt en 9-11 mm kopparledning. Denna var dragen så att den hela tiden lutade nedåt.

Uttagen till de horisontella rören var borrade i 45° vinkel mot horisontalplanet.

Mätflänsar.

För bestämning av till mätröret förda vatten- och ångmängder användes ringkammarmätflänsar av normerat utförande (VDI Durchflussmessregeln DIN 1952). Flänsarna var gjorda i rostfritt stål och med löstagbara strypskivor. Genom att variera strypskivorna kunde varierande mängder uppmätas med de tryckfall, som var önskvärda.

Vid så låga hastigheter och därmed Reynoldstal, att toleransgränsen ej uppnåddes, kalibrerades flänsarna. Kalibreringen

utfördes vid de aktuella Reynoldstalen med flänsarna på plats i apparaturen och med kallt vatten som genomströmmande medium. Vattenmängden bestämdes genom vägning. De genomströmningstal, som erhöles vid kalibreringarna, visade sig stämma väl överens med dem, som kan avläsas under toleransgränsen i DIN-normerna.

Enligt normerna skall ånga som mätes vara överhettad vid strypflänsen. Orsaken härtill är, att det mätta mediets specifika volym måste vara känd. Vid mättad ånga finns risk för att vätskedroppar skall finnas med, varvid den specifika volymen avviker från den, som gäller för mättad ånga. I detta fall kan räknas med en torr ånga, då ångrumsbelastningen är låg. Rören var också väl isolerade så att någon nämnvärd kondensation knappast bör hunnit ske. En viss osäkerhetsmarginal finns emellertid och denna skall beaktas i det försök till uppskattning av feltoleransen vid mängdmätningen, som fortsättningsvis skall göras.

Den totala feltoleransen blir enligt normerna

$$f = \pm \sqrt{f_1^2 + f_2^2 + f_3^2 + f_4^2 + f_5^2} \quad (1:3)$$

f_1 utgör en feltolerans för genomströmningstalet och ges av uttrycket

$$f_1 = \sqrt{f_{1a}^2 + f_{1b}^2 + f_{1c}^2} \quad (2:3)$$

Här är f_{1a} en grundtolerans, som vid ett Re-tal på toleransgränser är 0,01. f_{1b} är en tolerans för rörråhet, som i sämsta fall kan uppgå till 0,015. f_{1c} är en tolerans för kantoskärpa på strypskivan. Med de omsorgsfullt tillverkade strypbrickor, som i detta fall använts, kan denna tolerans anses = 0. För f_1 fås alltså i sämsta fall

$$f_1 = \pm \sqrt{0,01^2 + 0,015^2} = 0,018$$

f_2 är en tolerans för expansionskorrektion. Vid de små tryckdifferenser, ej överstigande 2000 N/m^2 , samt höga totaltryck, som här använts kan f_2 sättas till noll.

f_3 är en tolerans för mätning av specifika volymen, i detta fall mätning av totaltrycket. Denna kan i sämsta fall uppskattas till $f_3 = 0,01$, motsvarande ett fel på 0,25 bar.

f_4 är en tolerans för avläsningsnoggrannheten. Vid en noggrannhet av 1 mm på ett minsta utslag av 100 mm blir även $f_4 = 0,01$.

f_5 slutligen är en tolerans för mätning av mättad ånga. Storleken av denna tolerans är svår att avgöra, men ett värde av 0,02 antas. Totaltoleransen blir då

$$f = \sqrt{0,018^2 + 0,01^2 + 0,01^2 + 0,02^2} = \pm 0,03$$

Det bör återigen betonas, att dessa toleranser avser sämsta förhållanden och att normalt en mindre felmarginal bör föreligga. Ovanstående uppskattning är gjord för ånga. För vatten ger en motsvarande uppskattning

$$f = \pm 0,02.$$

Tryckmätare.

För mätning av totaltryck användes precisionsmanometrar typ NAF. Dessa kalibrerades med jämna mellanrum med kontrollmanometer.

Som differenstryckmanometrar användes STAL-precisionsångmätare. Manometervätskan utgjordes av kvicksilver, tetrabrometan och koltetraklorid, alltefter de differenstryck som skulle uppmätas. Tetrabrometans densitet vid 20 °C är 2960 kg/m³ och koltetraklorids 1580 kg/m³. Impulsledningarna var i några fall långa, varför en noggrann urluftning var nödvändig. Vidare kontrollerades för^e varje mätning att vätskepelarna var i jämvikt då cirkulationen genom systemet avstannats.

3:2

Kalibreringar och dylikt.Bestämning av mät Rörens diametrar.

En direkt mätning av rörens diameter med mikrometer var ej möjlig. Istället förfors på följande sätt: Det vertikala mät-röret avstängdes från behållaren C med en blindfläns, varefter kallt vatten baklänges fylldes i röret via domen. Därefter öppnades ventilen till övre tryckuttaget och fick stå öppen tills nivån i röret ställt sig i jämnhöjd med tryckuttaget. Ventilen till det undre uttaget öppnades sedan och den utström-made vattenmängden mättes. Med kännedom om avståndet mellan tryckuttagen kunde en medeldiameter över den aktuella rörläng-den bestämmas. Diametern bestämdes som ett medelvärde av tre mätningar. För de tre vertikala rör som användes erhöles medel-diametrarna

32,8 ; 51,0 ; 70,3 mm.

För de horisontella delarna bestämdes ingen medeldiameter, utan samma som för de vertikala antogs gälla.

Det bör påpekas, att såväl diametrarna som avstånden mellan tryckuttagen bestämdes vid rumstemperatur, och att ingen korrektion för värmeutvidgningen gjorts då de teoretiska ång- och vattenhastigheterna beräknats.

Bestämning av de lutande tubdelarnas vinklar.

Mätningar på lutande tubdelar gjordes enbart vid diametern 70,3 mm.

Mätningar gjordes på tre tubdelar enligt figur 3 med de unge-färliga lutningsvinklarna 15° , 45° och 75° med horisontalplanet. För mätning av det vertikala avståndet mellan tryckuttagen i respektive tubdel fylldes systemet med kallt vatten. Impulsled-ningarna från tryckuttagen till STAL-mätarna urluftades nog-grannt. Därefter tömdes vattnet från systemet, men vattnet i impulsledningarna stod kvar och nivåskillnaden kunde bestämmas ur mätarnas utslag.

Även en direkt mätning med en lodlina och två kommunicerande kärl gjordes. Resultaten i medelvärde framgår ur nedanstående tabell.

Avstånd efter röret mm	Vertikalt avstånd mm	Vinkel °
2330	575	14,3°
1585	1125	45,1°
1175	1125	73,2°

Tabell 1.

Bestämning av utstrålningsförlusten.

Rörledningar och behållare var isolerade med 70 mm tjocka rockwoolmattor. Även ventiler, mätflänsar och vanliga flänsar var väl isolerade. Trots detta förekom givetvis en del utstrålningsförluster. Vidare bortföres i pumpen en del värme med kylvattnet medan å andra sidan energi tillföres genom pumparbetet.

För att få en korrekt uppfattning om den teoretiska ångastigheten i mätröret är det av största betydelse att känna den utstrålade värmemängden från punkt 1 till punkt 2 enligt figur 3. Av den uppmätta ångmängden kommer ju nämligen en del att förloras genom kondensation vid blandningen med det något underkylda vattnet.

En direkt mätning ansågs ge det säkraste resultatet. Temperaturmätfickor monterades därför in på de ställen, som anges med 1 och 2 i figur 3. Differenstemperaturen uppmättes mellan dessa punkter med hetvatten av mättningstemperatur cirkulerande i systemet. Temperaturfallet bestämdes dels med tiondelsgraderade termometrar, dels med 6 termoelement kopplade i serie. Den cirkulerande vattenmängden bestämdes med den befintliga mätflänsen M_V . Närmre redogörelse för dessa mätningar återfinnes i (5). Här skall endast redovisas resultaten gällande vid en omgivningstemperatur av 25 °C.

P bar	Förlorad värmeeffekt mellan punkt 1 och 2 kW
23	2,3
36	2,6

Tabell 2.

Ur dessa värden kunde sedan en korrektionsterm för ånghastigheten i de olika rören beräknas vid de aktuella trycken.

Kapitel 4.

Resultat av undersökningarna.

4.1

Undersökta parametrar. Mätmetodik.

Gravitations- och friktionstryckfallet över en given sträcka vid adiabatisk strömning av en tvåfasblandning av ånga och vatten i ett rör bör vara en funktion av trycket, rördiametern, rörets lutningsvinkel, ånghalten och massflödet. Inverkan av dessa olika parametrar har undersökts var för sig.

Försöksmetodiken har härvid varit: Vid ett givet tryck, given rördiameter och lutningsvinkel har tryckfall uppmätts för ett konstant värde på den teoretiska vattenhastigheten vid varierande ånghastigheter. Detta har gjorts för 4-6 olika vattenhastigheter och för varje vattenhastighet vid 8-10 ånghastigheter. Vattenhastigheterna har härvid varierat från 0,2 till 0,9 m/s och ånghastigheterna från 0,15 till 3,5 m/s.

Mätningar har gjorts vid trycken 25, 35 och 48 bar. Rörinnerdiametrarna har varit 32,8, 51,0 och 70,3 mm. Vid den sistnämnda diametern har tryckfallen undersökts förutom vid vertikalt rör även vid vinklarna 15, 45 och 75° med horisontalplanet.

Vid samtliga diametrar har mätningarna gjorts på dels en vertikal sträcka av längden 2,5 m, dels på en horisontell sträcka med längden 1,5 m.

Mätningarna på röret med innerdiametern 32,8 mm finns även rapporterade i ett examensarbete, utfört vid institutionen av L.Nelson (5).

Det använda vattnet har varit av vattenledningskvalitet med ett pH av cirka 7, tillsatt med något hydrazinhydrat för att förhindra korrosion. Vid några mätningar har undersökts om vattnets pH har inverkan på mätresultatet.

Det vertikala mätröret var totalt 4,8 m långt. Fyra tryckuttag fanns, det första efter en inströmningssträcka av 1,5 m. Differensstrycket per längdenhet visade inget beroende av mellan vilka tryckuttag mätningarna gjordes. Givetvis var emellertid mätresultaten betydligt mera spridda vid kortare avstånd mellan tryckuttagen.

Starka pulseringar uppträdde vid mätningarna i det vertikala röret. Genom strypning i impulsledningarna kunde emellertid ett nästan konstant manometerutslag fås.

4:2

Mätresultat vid vertikala rör.

Den uppmätta tryckdifferensen mellan två punkter på röret innefattade såväl friktionstryckfallet mellan punkterna som det gravimetriska tryckfallet. Eftersom resultaten från mätningarna var avsedda att användas för cirkulationsberäkningar i ångpannor fanns det, som närmre skall motiveras i nästa kapitel, ingen orsak att skilja mellan dessa båda tryckfall.

Representation av försöksvärdena.

Det uppmätta tryckfallet över en sträcka av 1 m förutsattes vara $\Delta p \text{ N/m}^2$. En "medeldensitet" ρ_m i röret under denna sträcka kan definieras ur nedanstående ekvation.

$$\Delta p = l \cdot g \cdot \rho_m \quad (1:4)$$

Citationstecknet beror på att i tryckfallet Δp även ingår ett friktionstryckfall. En teoretisk medeldensitet i röret kan definieras enligt (7:1). Förhållandet ρ_m/ρ_{mt} avsattes i diagram mot w_t'' och med w_t' som parameter vid givet tryck, given rördiameter och lutningsvinkel.

Kurvorna för olika diametrar sammanföll ganska väl. En viss tendens till avvikelse förekom vid den minsta diametern så att särskilt vid stora massflöden kvoten ρ_m/ρ_{mt} tenderade att bli större än motsvarande vid de större diametrarna.

Kvoten visade sig däremot vara avsevärt tryckberoende. Den antog mindre värden vid högre tryck.

Även en representation genom ett effektivt voidvärde α_e definierat ur sambandet

$$g \cdot l \cdot [(1 - \alpha_e) \cdot \rho' + \alpha_e \cdot \rho''] = \Delta p \quad (2:4)$$

prövades.

Denna faktor visade sig ävenledes vara tämligen diameterberoende, men däremot avsevärt beroende av trycket. I diagram 1 och 2 visas de båda faktorerna definierade enligt ovan för den teoretiska vattenhastigheten 0,5 m/s och diametern 70 mm.

Till slut valdes en representation av försöksdata genom att faktorn $g(\rho' - \rho_m)$ avsattes mot w_t'' . Denna faktor, som har dimensionen N/m^2 , kan ses som ett effektivt specifikt drivtryck vid självceirkulation och betecknas i fortsättningen $\Delta p_{dr}'$. I diagram 3 finns denna faktor avsatt som funktion av trycket för ett godtyckligt valt värde på den teoretiska vattenhastigheten. Som framgår är faktorn inom det undersökta området i det närmaste tryckoberoende. Något diameterinflytande är heller ej märkbart. Däremot erhöles något lägre värden vid diametern 33 mm. Tryckets och diameters ringa inflytande på denna faktor är en fördel och den är även mycket bekväm att arbeta med vid drivtrycksberäkningar, vilket skall närmre belysas i nästa kapitel.

Samtliga försöksvärden återfinnes i bilaga 3.

För att på ett objektivt sätt representera försöksvärdena i diagramform anpassades de till ekvationer av typen

$$\Delta p_{dr}' = a + b \cdot (w_t'')^m$$

Denna typ av ekvation valdes för att den visade sig vara matematiskt lämplig och ej efter något fysikaliskt betraktelsesätt. Konstanterna a , b och m bestämdes med datamaskinräkningar. Förfaringssättet härför finns närmre diskuterat i bilaga 2.

Ur de värden, som erhöles från ekvationerna kunde sedan kurvorna uppritas och resultatet återfinnes i diagram 4 och 5.

För ett givet värde på w_t' har samhörande värden på w_t'' och $\Delta p_{dr}'$, erhållna från samtliga tryck, använts för att fastslå ekvationskoefficienterna.

Ur datamaskinräkningarna erhöles även en uppfattning om försöksvärdenas spridning runt kurvorna. I nedanstående tabell ges försöksvärdenas medelavvikelse från kurvorna så som den definierats i bilaga 2.

Tryck bar	Rördiameter mm	w'_t m/s	Medelavvikelse ± %
25-48	70	0,2	2,6
"	51-70	0,3	3,0
"	" "	0,5	2,8
"	70	0,7	2,5
"	"	0,9	3,2
"	33	0,3	2,8
"	"	0,5	3,1
"	"	0,7	3,4
"	"	0,9	3,6
25	70	0,9	2,4
35	"	0,9	1,9
48	"	0,9	2,9

Tabell 3

De i tabellen sist angivna värdena för $w'_t = 0,9$ m/s har medtagits för att visa vilken ökning i medelavvikelsen, som uppstår genom att en gemensam kurva bestämts för alla tre trycken gentemot en kurva för varje tryck. För ånghastigheter över 2,5 m/s och diametern 33 mm fanns en trend till minskat drivtryck med högre totaltryck. En viss försiktighet vid användande av diagram 5 vid höga ånghastigheter är därför att rekommendera.

Jämförelse med andras mätningar.

De mätvärden, som ligger närmast till hands att jämföra med är Schwarz' och Brandts mätningar. Från de förra finns resultat rapporterade i (bil. 1, 23) och från de senare i (bil. 1, 3). Brandts resultat är delvis givna som voidvärden i diagramform och då de här omräknats till drivtryck har en viss osäkerhetsmarginal ej kunnat undvikas. I nedanstående tabell finns de mätvärden, som rapporterats inom det här aktuella tryckområdet.

Tryck bar	w_t' m/s	w_t'' m/s	$\Delta p_{dr}'$ $N/m^2, m$	Rördiam. mm	Anm.	$\Delta p_{dr}'$ ur diagr. 4
40	0,83	0,79	2740	59,5	Schwarz	2400
"	0,86	1,12	3230	"	"	2850
"	0,85	1,26	3280	"	"	3050
"	0,85	1,62	3580	"	"	3450
"	0,47	2,70	5500	57,5	Brandt	--
"	0,50	2,46	5160	"	"	5050
"	0,54	1,80	4570	"	"	4300
"	0,68	1,86	4180	"	"	4100
"	0,70	2,40	4630	"	"	4500
"	0,81	1,19	3180	"	"	3050
"	0,86	1,88	3980	"	"	3700
"	0,87	2,40	4210	"	"	4100

Tabell 4

Som synes är samtliga här mätta värden mindre än tyskarnas. Avvikelsen är särskilt stor vid de första två värdena. Schwarz använde sig emellertid av en mycket diskutabel metod för att mäta ångmängden, som speciellt vid små ångmängder kan ha gett avsevärda fel. Detta har även påpekats av Brandt. Trenden att de tyska mätningarna gett högre drivtryck än de här gjorda är emellertid klar. Orsaken kan vara att mätzonen i de tyska mätningarna föregicks av en mycket lång störningsfri sträcka. Detta kan ha resulterat i skillnader i strömningsregimer gentemot våra mätningar.

En jämförelse kan även göras med de ryska data, som återges i figur 13, bilaga 1.

Det skall påpekas, att den parameter som använts vid representationen av dessa är w_{to}' , det vill säga vattnets inloppshastighet i tuberna vid ånghalten noll, medan den i våra resultat är den aktuella teoretiska vattenhastigheten vid en viss ånghalt. Vid 35 bar motsvarar exempelvis $w_{to}' = 0,30$ m/s ett värde på w_t' av 0,26 vid $w_t'' = 2$ m/s. Då detta beaktas föreligger en mycket god överensstämmelse mellan våra och de ryska resultaten.

Diskussion av olika faktorerers inverkan på resultaten.

a. Diametern.

En förklaring till det relativa diameterberoende som konstaterats torde vara, att relativhastigheten ökar med diametern, vilket medför minskat drivtryck. Däremot är friktionstryckfallet inverst proportionellt mot diametern. Dessa faktorer tar förmodligen ut varandras verkan vid diametrarna 70 och 51 mm. Vid diametern 33 mm och stora massflöden blir däremot friktionstryckfallet av en sådan storleksordning, att det totala drivtrycket minskar.

b. Trycket.

Det funna tryckoberoendet i det aktuella tryckområdet är att tillskriva valet av representationssätt. Den med trycket avtagande densiteten ρ' uppvägs av en minskning i relativhastigheten med ökande tryck. Givetvis måste drivtrycket vid höga tryck minska för att vid det kritiska trycket bli noll. (Drivande kraft för en cirkulation torde emellertid finnas även över kritiska trycket, men då närmast orsakad av en ren termosifonverkan.) Det är däremot ingalunda säkert att denna drivkraft skulle vara monotont avtagande genom hela tryckområdet. De här föreliggande resultaten pekar ju på i det närmaste konstans mellan 25-50 bar. Vissa mätresultat från litteraturen ger en antydning om att i tryckområdet 25-100 bar ingen större variation förekommer i det specifika drivtrycket. Tryckberoendet är emellertid en sak, som bör bli föremål för ytterligare undersökningar.

c. Massflödet.

Om relativhastigheten vore beroende endast av den teoretiska medeldensiteten eller ånghalten och oberoende av masshastigheten skulle även drivtrycket bli samma för samma ånghalt. Detta förutsätter att friktionstryckfallet är borträknat. Detta är ju nämligen i hög grad beroende av massflödet. Drivtrycket med friktionen inräknad skulle i så fall vara något mindre vid exempelvis $w_t' = 0,9$ m/s, $w_t'' = 2,0$ m/s än vid $w_t' = 0,45$ m/s, $w_t'' = 1,0$ m/s, vilka värdepar ju ger samma ånghalt. Ur diagram 4, gällande för diametrarna 70 och 51 mm,

framgår att detta icke är fallet, utan att det omvända förhållandet föreligger. Ur diagram 5, gällande vid diametern 33 mm, finner man, att drivtrycken vid båda masshastigheterna är ungefär samma. För $w_t' = 0,4$ m/s, $w_t'' = 1,0$ m/s och $w_t' = 0,2$ m/s, $w_t'' = 0,5$ m/s kan samma trend utläsas i än högre grad i diagram 4. Jämför man däremot i diagram 5 $w_t' = 0,9$ m/s, $w_t'' = 3,0$ m/s och $w_t' = 0,3$ m/s, $w_t'' = 1,0$ m/s finner man ett mindre drivtryck vid den högre masshastigheten.

Detta innebär, att drivtrycket vid samma ånghalt i fall där friktionens inverkan är liten stiger med masshastigheten, vilket pekar mot att relativhastigheten är massberoende så att den avtar vid ökat massflöde. Detta stämmer väl överens med Schwarz' iakttagelser (bil.1, 23) och även med Marchaterres korrelation (bil.1, 15). Däremot motsäger det Nicklins och Griffiths iakttagelser vid mätningar på vatten-luft blandningar och rent pluggflöde. Förklaringen till det omvända förhållandet i det sista exemplet är förmodligen att friktionen här har en stor inverkan.

Luttillsats.

Som tidigare nämnts har mätningarna gjorts på vattenledningsvatten. I en ångpanna föreligger en alkalisk miljö. Vissa forskare har hävdat, att relativhastigheten även beror på vattnets ytspänning. Denna påverkas av en luttillsats, varför några prov utfördes vid högre pH än 7,0. Vattnet försattes därvid med natronlut så att pH upp till 10 nåddes. På grund av apparativa svårigheter vid de aktuella höga trycken kunde ingen mätning av ytspänningens absolutvärde göras. Som framgår av nedanstående tabell fann vi ingen ändring i drivtryck vid luttillsatsen. Mätningarna gjordes vid rördiametern 70 mm.

pH	Tryck bar	w_t' m/s	w_t'' m/s	$\Delta p_{dr}'$ N/m ² , m	$\Delta p_{dr}'$ ur diagr. 4
9,0	25	0,68	0,69	2400	2450
"	"	"	1,20	3240	3275
"	"	"	1,37	3570	3525
9,8	"	0,50	1,21	3740	3725
"	"	"	0,77	3010	2950

Tabell 5

Nedåtriktad strömning.

Vid nedåtriktad strömning kan man förvänta sig en negativ relativhastighet så att vattnet går före ångan. Då detta strömningsfall är av praktiskt underordnad betydelse har några egentliga mätningar på detta fall ej gjorts. Ett par mätvärden skall dock rapporteras. Mätningarna är gjorda i röret mellan ejektorn och behållaren D. Under mätningarna var by-pass ledningen mellan behållaren D och pumpen helt avstängd. Mätningarna gjordes på en 2,5 m lång sträcka på ett avstånd av cirka 5 m från ejektorn. Rördiametern var 51 mm.

Som framgår av resultaten från nedanstående tabell, som ger dels de uppmätta värdena på ρ_m definierad ur (1:4), dels ρ_{mt} , har den negativa relativhastigheten varit avsevärd. Det skall påpekas, att friktions- och gravitationstryckfallet vid nedåtriktad strömning verkar åt olika håll. Den verkliga medeldensiteten är alltså större än den här uppmätta ρ_m . En viss risk finns emellertid att störningar från ejektorn kan ha påverkat resultaten.

Tryck bar	w_t' m/s	w_t'' m/s	ρ_m kg/m ³	ρ_{mt} kg/m ³
25	0,67	0,64	259	431
35	0,69	0,57	322	452
"	"	0,78	248	397

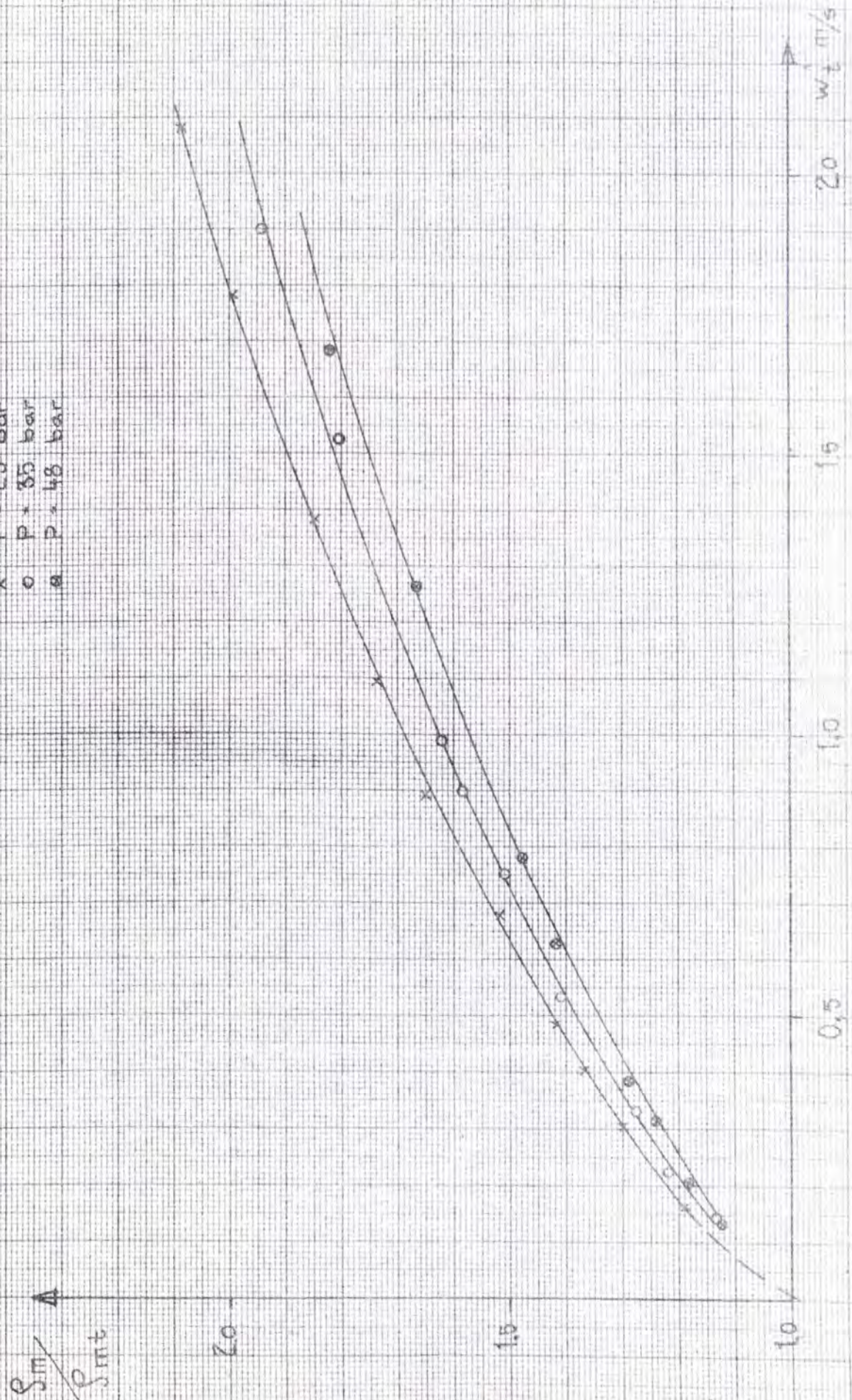
Tabell 6

V&M CTH
 DIAGRAM 1
 29.12.66

$\frac{\rho_m}{\rho_{mt}}$ VID OLIKA TRYCK

$w_t = 0,5 \text{ m/s}$
 $d = 70 \text{ mm}$
 $\varphi = 90^\circ$

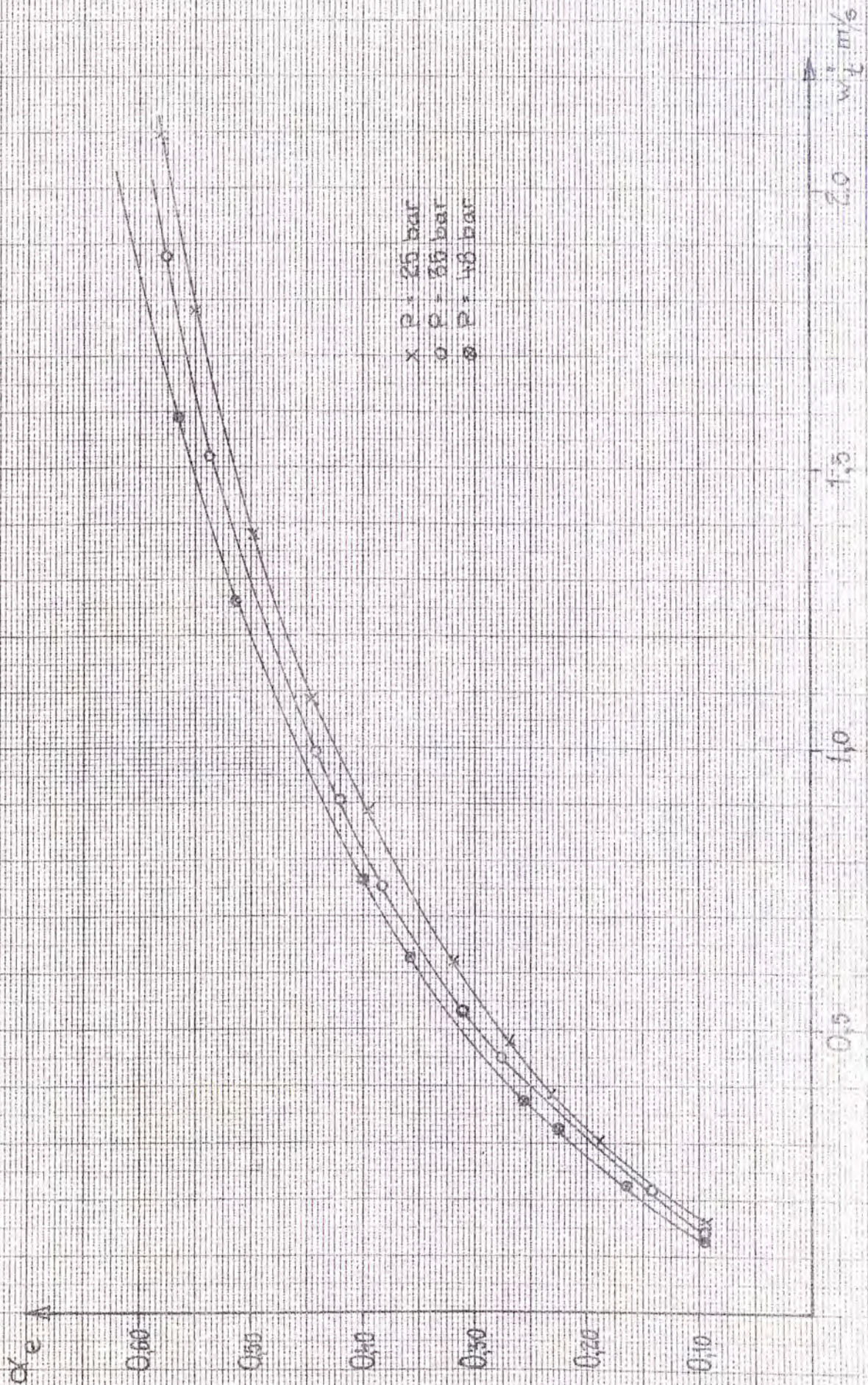
x $P = 25 \text{ bar}$
 o $P = 35 \text{ bar}$
 e $P = 48 \text{ bar}$



V & M CTH
 DIAGRAM 2
 29.12.66

α_e VID OLIKA TRYCK

$w_L = 0,5 \text{ m/s}$
 $d = 70 \text{ mm}$
 $\varphi = 90^\circ$



V & M CTH
 DIAGRAM 3
 29.12.66

ΔP_{dr} VID OLIKA TRYCK

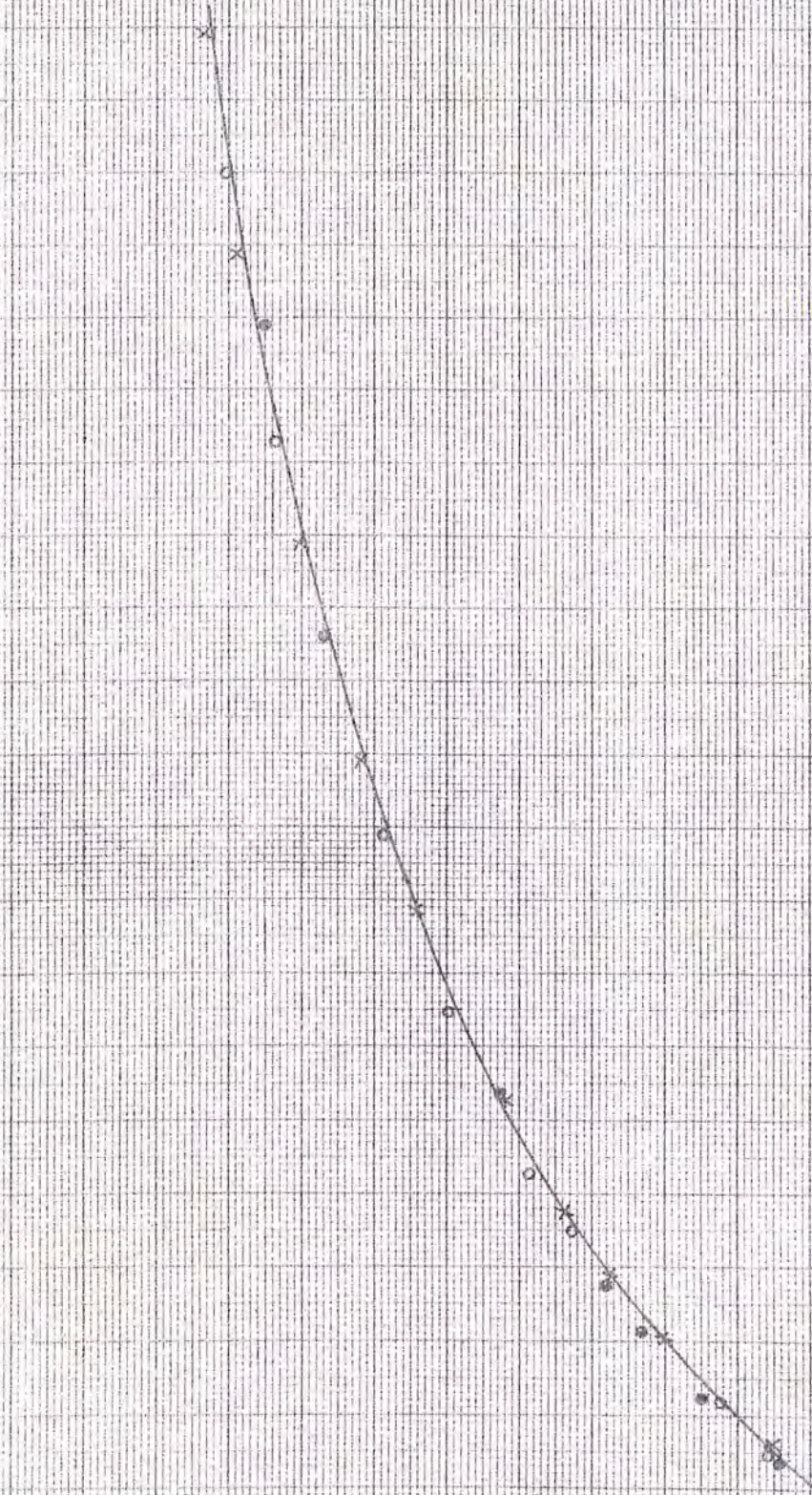
$w_t^i = 0,5 \text{ m/s}$
 $d = 70 \text{ mm}$
 $\varphi = 90^\circ$

x $P = 25 \text{ bar}$
 o $P = 35 \text{ bar}$
 • $P = 45 \text{ bar}$

$\Delta P_{dr} \text{ N/m}^2, \text{ m}$

$w_t^i \text{ m/s}$
 2,0
 1,5
 1,0
 0,5

5000
 4000
 3000
 2000
 1000



V&M CTH
 DIAGRAM 4
 18.10.66

SPECIFIKT DRIVTRYCK SOM
 FUNKTION AV w_t'' .

$\varphi = 90^\circ$
 $d = 70-50 \text{ mm}$
 $P = 25-48 \text{ bar}$

$\Delta p \text{ dr } \text{N/m}^2, \text{ m}$

A

5000

4000

3000

2000

1000

0.5

0.6

0.7

0.8

$w_t'' = 0.2 \text{ m/s}$

$w_t'' \text{ m/s}$

2.0

1.5

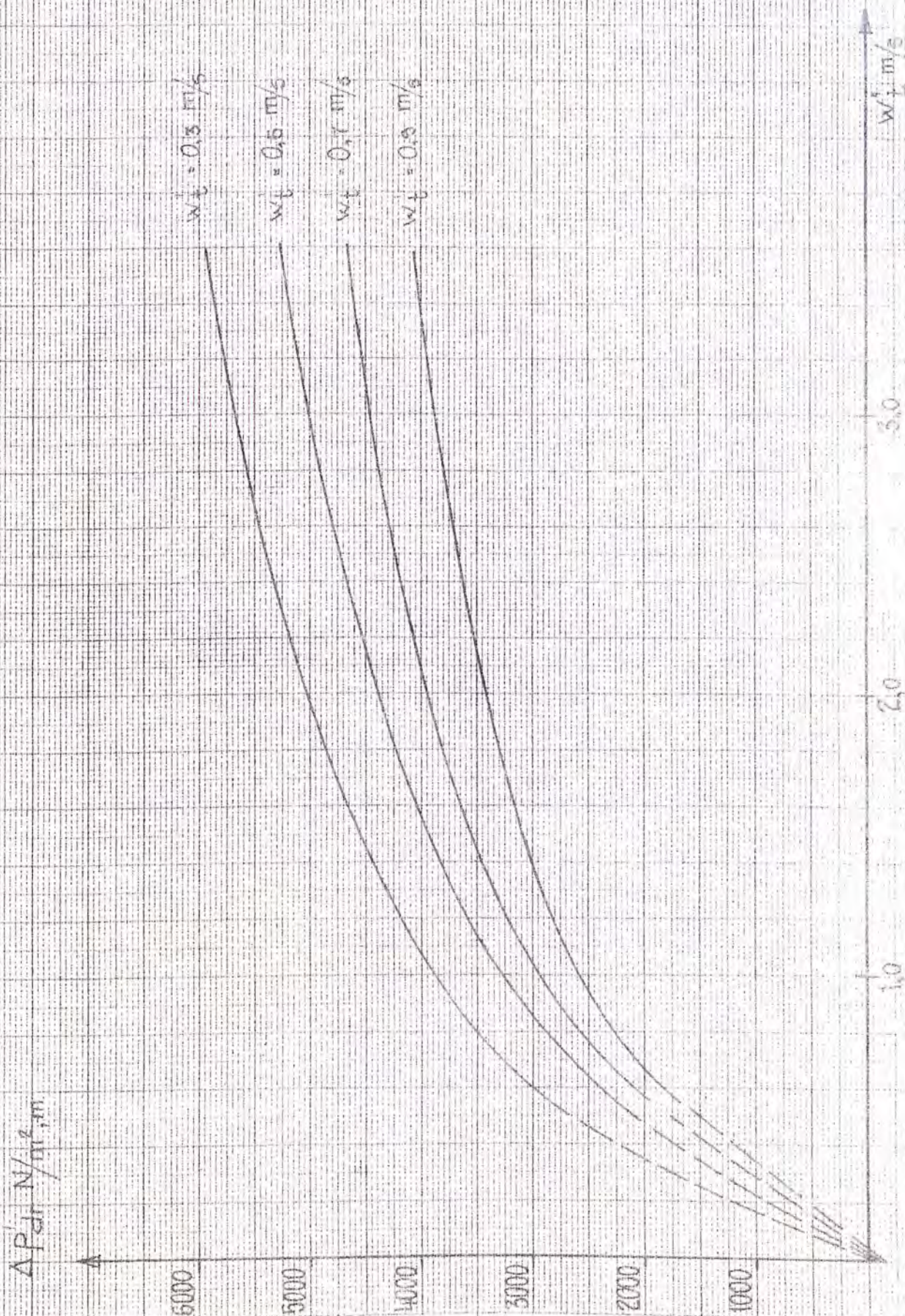
1.0

0.5

V & M CTH
 DIAGRAM 5
 6.12.66

SPECIFIKT DRIVTRYCK SOM
 FUNKTION AV w_t^* .

$\phi = 90^\circ$
 $d = 32,8 \text{ mm}$
 $P = 25-48 \text{ bar}$



4:3

Mätresultat vid lutande rör.

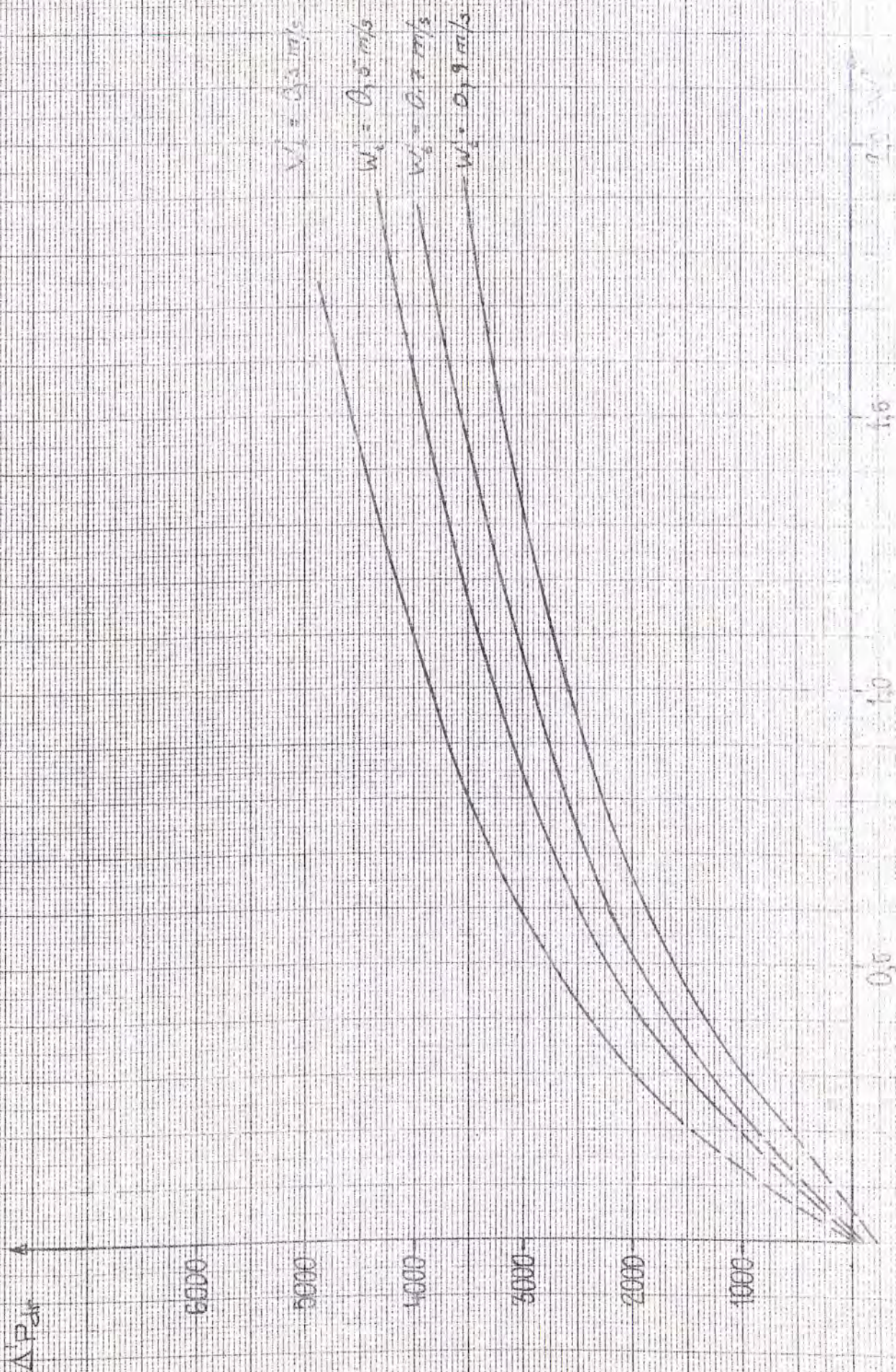
I ångpannor förekommer i vissa fall snedställda tuber, varför det ansågs vara av intresse att få en uppfattning om drivtryckets beroende av tubens vinkel mot horisontalplanet. Mätningar har därför utförts på tuber, som bildat vinklarna 15, 45 och 75° med horisontalplanet. Dessa mätningar utfördes endast vid diametern 70 mm. Tubarrangemanget vid mätningarna framgår av de streckade linjerna i figur 3. De mätsträckor som erhöles blev förhållandevis korta. De exakta längderna framgår av tabell 1. För att få bibehållen avläsningsnoggrannhet användes tetrabrometan som manometervätska vid vinklarna 45 och 75° och koltetraklorid vid vinkeln 15°.

I diagram 6, 7 och 8 har en representation av resultaten gjorts på samma sätt som vid vertikala rör. Som framgår avtar drivtrycken med lutningsvinkeln. För vinkeln 75° är avvikelserna mot ett lodrätt rör försumbar. För de båda andra vinklarna har kvoten mellan drivtrycken vid lutande och vertikalt rör avsatts mot w_t'' i diagram 9. Förklaringen till det minskade drivtrycket vid minskande vinkel är förmodligen att en alltmer skiktad strömning uppstår, som blir mest utpräglad vid ett horisontellt rör. Vid ökande skiktning bör också relativhastigheten öka. En annan faktor, som bidrar till det minskande drivtrycket är att den verkliga tublängden per meter stighöjd ökar då lutningsvinkeln minskar. Härigenom blir naturligtvis friktionen också större. Den verkliga tublängden per meter stighöjd blir exempelvis vid 15° lutningsvinkel 3,9 m.

V&M CTH
DIAGRAM 6
23.10.66

SPECIFIKT DRIVTRYCK
SOM FUNKTION AV w_t''

$P = 25-48 \text{ bar}$
 $d = 70,3 \text{ mm}$
 $\varphi = 75^\circ$



V&M CTH
DIAGRAM 7
22.10.66

SPECIFIKT DRIVTRYCK SOM
FUNKTION AV w_t'' .

$P = 25-48 \text{ bar}$
 $d = 70.3 \text{ mm}$

$\phi = 45^\circ$

$\Delta P_{dr} \text{ N/m}^2, \text{ m}$

7000
6000
5000
4000
3000
2000
1000

$w_t'' = 0.1 \text{ m/s}$

$w_t'' = 0.3 \text{ m/s}$

$w_t'' = 0.7 \text{ m/s}$

$w_t'' = 0.9 \text{ m/s}$

$w_t'' = 1.0 \text{ m/s}$

1.0

1.0

1.0

0.5

V & M CTH
 DIAGRAM 8
 25.10.66

SPECIFIKT DRIVTRYCK SOM
 FUNKTION AV w_t

$P = 25-48 \text{ bar}$
 $d = 70,3 \text{ mm}$

$\varphi = 15^\circ$

Δp_{dr}
 $N/m^2, m$

6000

5000

4000

3000

2000

1000

$w_t = 0,4 \text{ m/s}$
 $w_t = 0,8 \text{ m/s}$
 $w_t = 0,3 \text{ m/s}$

$w_t \text{ m/s}$

1,5

1,0

0,5

4:4

Mätresultat vid horisontella rör.

Separata friktionstryckfall har som tidigare nämnts endast uppmätts under en horisontell rörsträcka. Avståndet mellan tryckkuttagen var 1,5 m. Denna sträcka hade bort vara längre så att större tryckfall erhållits, men detta gick ej att ordna av utrymmesskäl.

Differenstrycken uppmättes med en STAL-mätare med koltetra-
klorid som manometervätska. Härvid betyder vid 20 °C varje
mm:s utslag endast 5,7 N/m² eller 0,58 mm vattenpelare. Även
mycket små tryckdifferenser kunde alltså avläsas med god nog-
grannhet. Trots detta blev utslagen vid det grövsta röret,
d = 70 mm, så små att någon meningsfull representation av mät-
resultaten ej varit möjlig. Vid röret med d = 51 mm har mät-
värden från ej alltför små massflöden kunnat användas, vilket
även varit fallet vid 33 mm röret. Tyvärr uppstod något fel
på differenstryckmanometern vid mätningar på det senare röret.
De ursprungligen uppmätta värdena visade vid bearbetning ett
egenartat beteende och då de skulle reproduceras erhöles helt
andra värden (5). Ett antal nya mätningar gjordes emellertid
och resultat från dessa skall redovisas.

Ur de uppmätta friktionstryckfallen bestämdes en friktions-
faktor λ genom nedanstående ekvation.

$$\Delta P_{fr} = \lambda \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho_{mt}(w'_t + w''_t)^2}{2} \quad (4:4)$$

De beräknade värdena på friktionsfaktorn vid olika tryck och
diametrar finns representerade i diagram 10-14 som funktion
av $w'_t + w''_t = w_t$.

Som framgår av diagrammen visar friktionsfaktorn inget direkt
beroende av den totala hastigheten. Vattenhastighetens inverkan
är också svår att spåra enhetligt. Vid röret med d = 51 mm
skulle man möjligen kunna iaktta en tendens till högre λ -värden
vid små vattenhastigheter. Denna tendens är dock helt omvänd
vid d = 33 mm och 25 bar. Vid 48 bar och samma diameter är
egentligen endast värdena från $w'_t = 0,7$ och 0,9 m/s att anse

som representativa. Värdena för $w_t' = 0,3$ och $0,5$ m/s är osäkra, då de härstammar från de ursprungliga mätningarna.

En viss ökning av λ -värdena med trycket tycks föreligga. Tendensen är mest påfallande i det grövre röret.

Diametern tycks ha ett stort inflytande, så att λ -värdena ökar kraftigt vid den mindre diametern. De resultat, som kan fås från mätningarna på röret med $d = 70$ mm, pekar mot värden på friktionsfaktorn omkring $0,015$, alltså betydligt mindre än för röret med $d = 51$ mm. Detta antyder, att de uppmätta värdena är farliga att extrapolera för olika diametrar.

Ett försök att förklara det kraftiga diameterberoendet skall göras. Man kan anta, att strömningen i det horisontella röret vid här aktuella förhållanden är skiktad med ånga strömmande upptill i röret och vatten nedtill. Relativhastighet uppkommer eftersom tryckfallet måste vara samma i båda skikten och de har olika densitet. Att man vid samma totaltryck och teoretiska ång- och vattenhastigheter får större λ -värde vid ett mindre rör innebär, att tryckfallet ökar utöver vad som ges av diameters inversa inverkan. Detta är det normala även vid enfasströmning, beroende på råhetens större inverkan vid en mindre diameter. Dock är skillnaderna här större än vid enfasströmning. Vid full turbulens och diametrarna 50 och 30 mm blir λ -värdena enligt (6) $0,018$ och $0,021$ vid enfasströmning och i rör av här använd typ. De uppmätta värdena vid tvåfasströmning är $0,020$ och $0,028$. Det är emellertid enligt det föregående resonemang- et tveksamt om diametrarna 50 och 30 mm skall användas vid en jämförelse. Vid exempelvis ett rör som är till hälften fyllt med ånga och till hälften med vatten blir hydrauliska diametrarna för vardera mediet $d_h = \frac{\pi \cdot d}{\pi + 2}$ och diametrarna 50 och 30 mm motsvaras av de hydrauliska diametrarna 30 och 18 mm. För dessa skulle vid enfasströmning gälla $\lambda = 0,021$ och $0,027$. Diameterinflytandet blir på så sätt avsevärt större. Ovanstående resonemang är endast avsett att antyda en förklaring till det ökade diameterinflytandet vid tvåfasströmning. Andra faktorer kan givetvis också inverka, exempelvis skjuvkrafterna i kontaktytan gas-vätska.

Jämförelse med Martinelli-Nelsons korrelation.

I bilaga 1 diskuteras den metod för korrelering av friktionstryckfall, som föreslagits av Martinelli-Nelson. Korrelationen ger kvoten mellan tryckfallet vid tvåfasströmning och tryckfallet med hela flödet i vätskefas $(\Delta p)_{TF}/(\Delta p)_1 = \phi$. I nedanstående tabell ges en jämförelse mellan några godtyckligt valda resultat från våra mätningar och motsvarande bestämda enligt Martinelli-Nelsons korrelation (7).

Tryck bar	Rördiameter mm	w'_t m/s	Ånghalt	ϕ Egna mätn.	ϕ Martinelli-Nelson
25	51	0,50	0,055	4,8	7,(5)
"	33	0,50	0,051	4,8	7
"	"	0,90	0,025	3,1	5
48	51	0,30	0,20	9,0	11
"	"	0,80	0,040	2,4	3,(5)
"	"	0,80	0,074	3,9	5,(5)
"	33	0,70	0,069	3,7	5

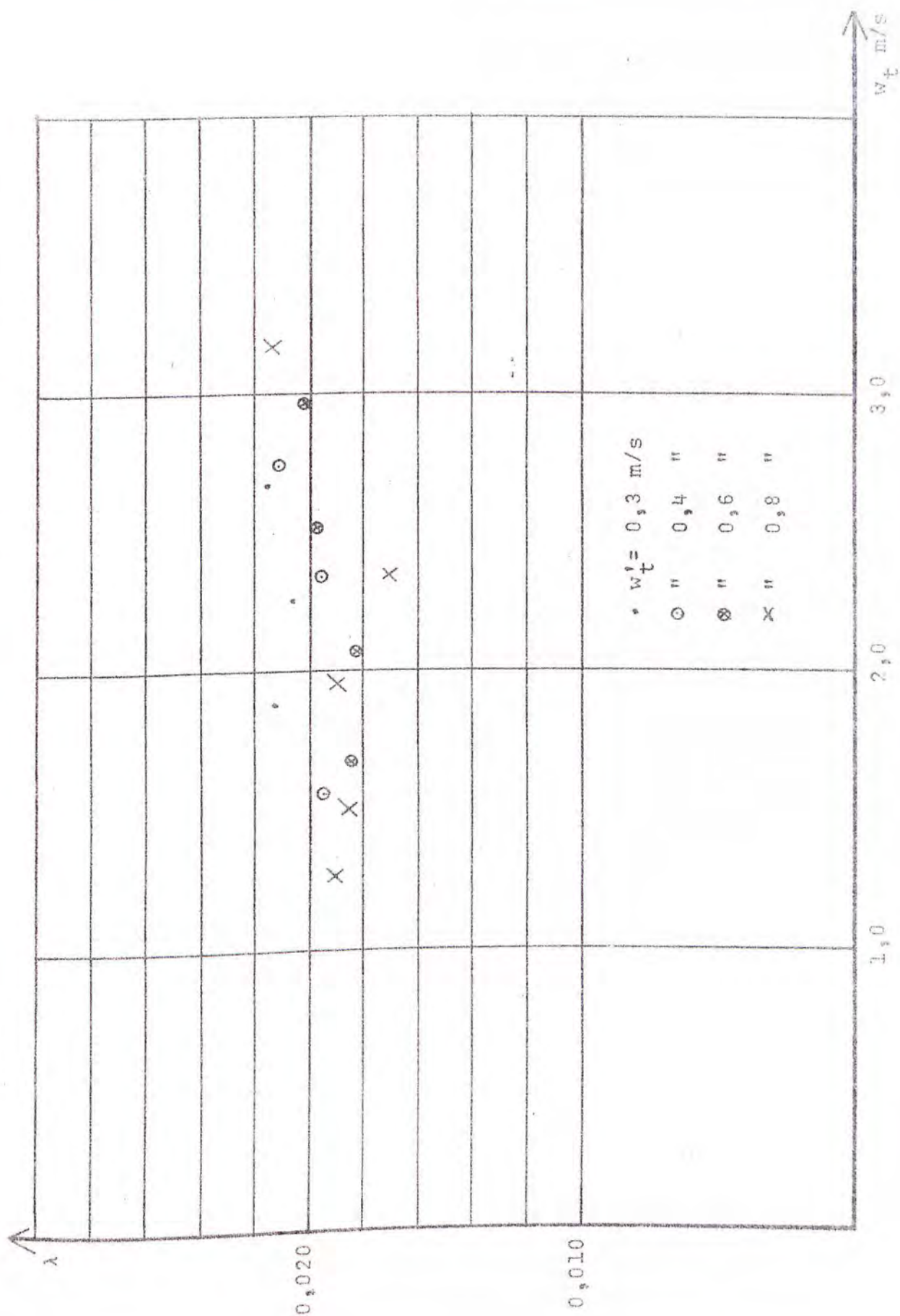
Tabell 7

Som synes är överensstämmelsen dålig, speciellt vid låga ånghalter. Avvikelser från Martinelli-Nelsons värden har också rapporterats från ett antal andra undersökningar, exempelvis (8, 9). Något annat är heller inte att vänta, då korrelationen är uppgjord på basis av mätningar på system som luft-vatten, luft-olika oljor, samt dessutom i rör med mindre diameter än 25 mm. Man kan inte undgå reflektionen att försiktighet måste rekommenderas vid användning av Martinelli-Nelsons korrelation för beräkning av friktionstryckfall på systemet ånga-vatten, speciellt vid låga ånghalter.

V&M CTH
Diagram 10
21.12.66

Friktionsfaktorn som funktion av den
teoretiska hastigheten.

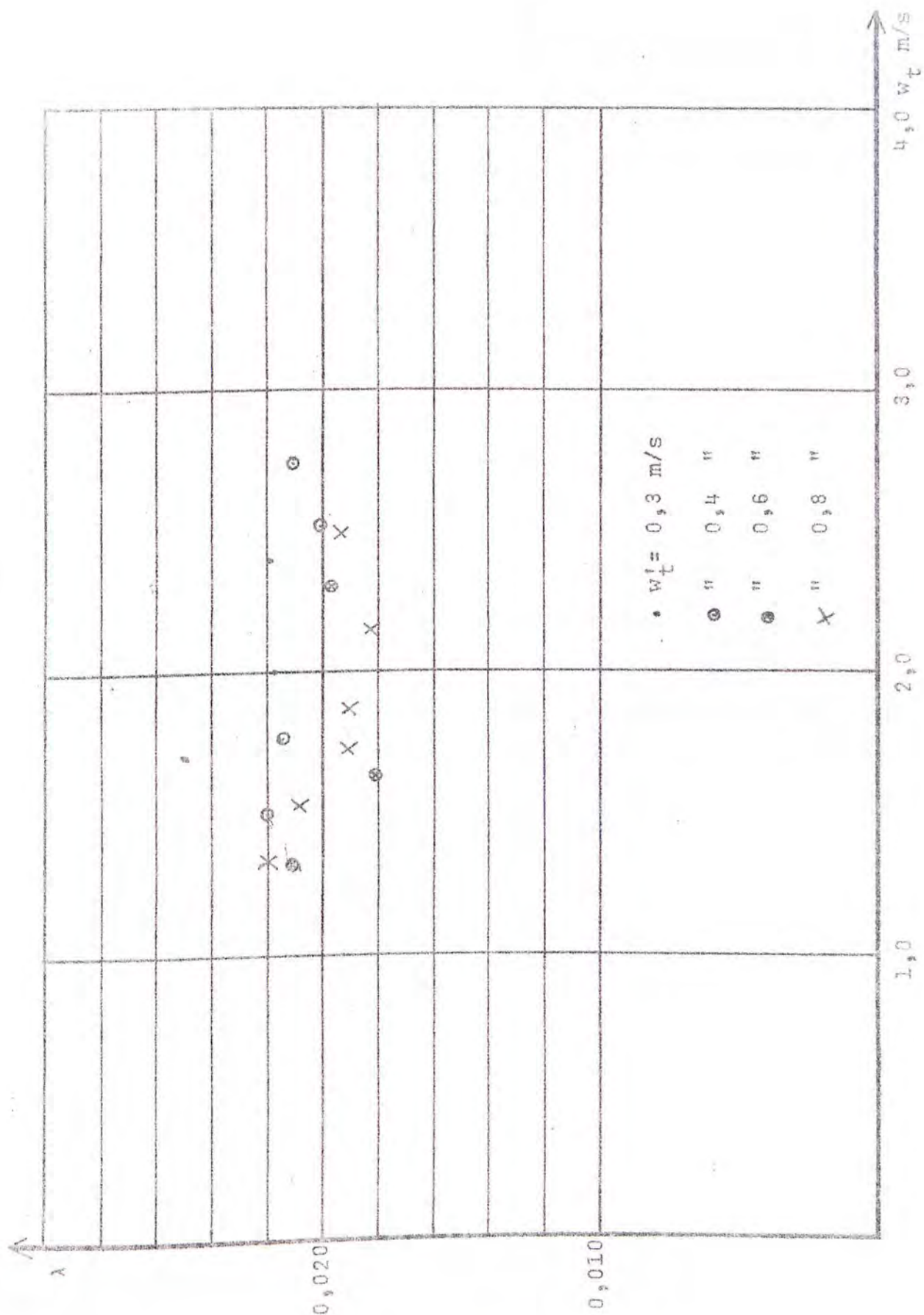
$d = 51 \text{ mm}$
 $p = 25 \text{ bar}$



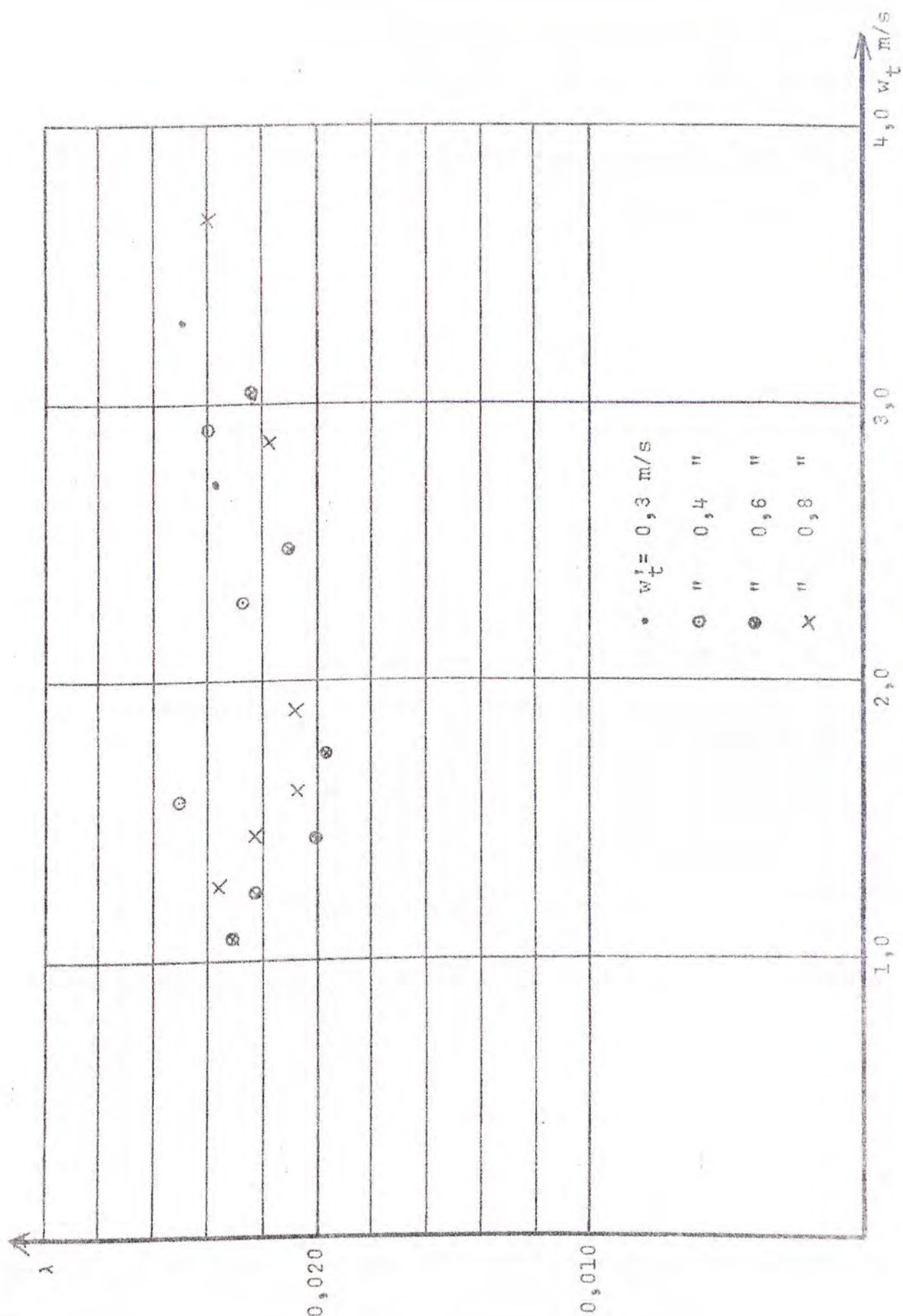
V&M CTH
Diagram 11
21.12.66

Friktionsfaktorn som funktion av den
teoretiska hastigheten.

$d = 51 \text{ mm}$
 $p = 35 \text{ bar}$



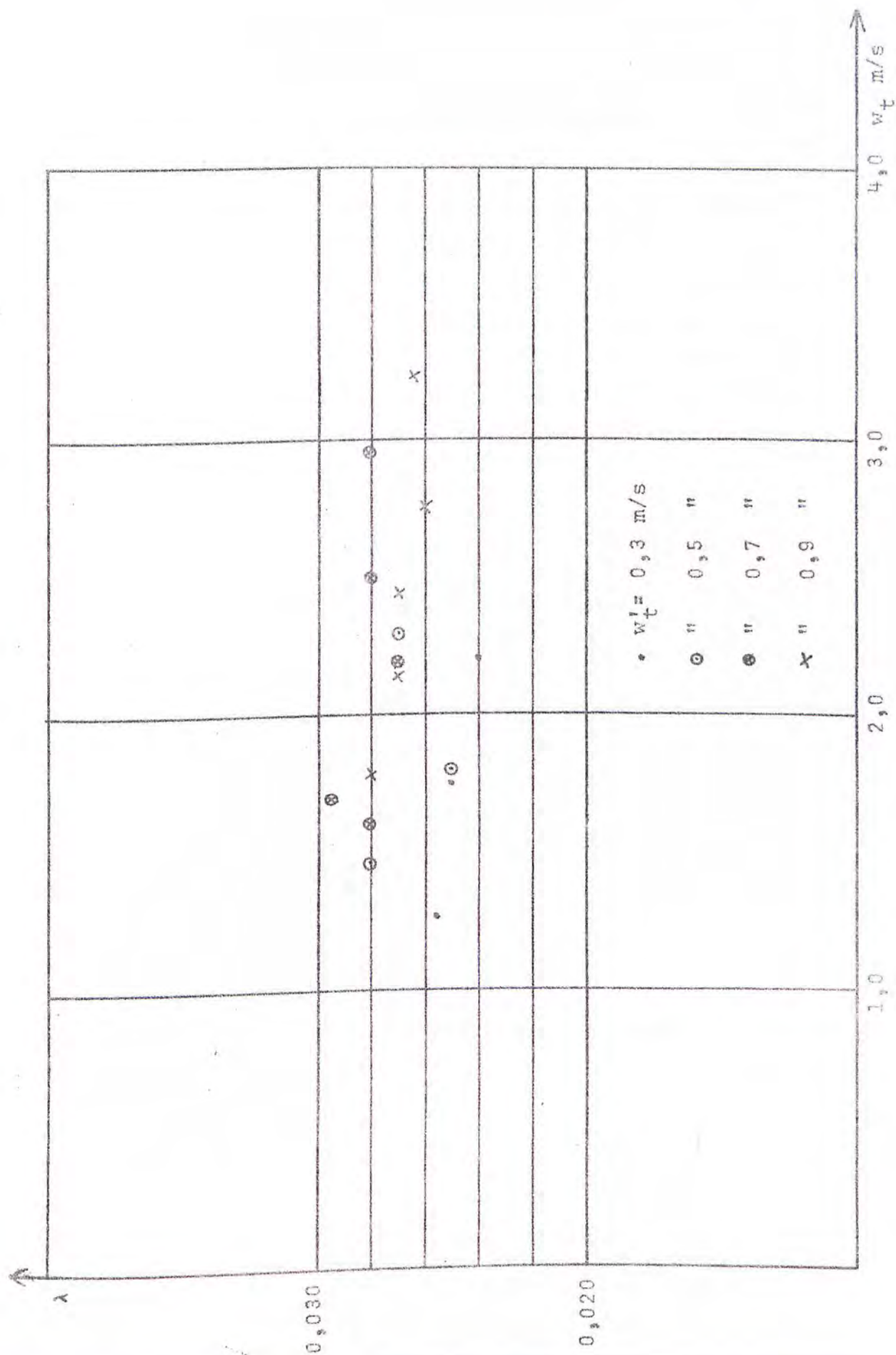
V&M CTH Diagram 12 21.12.66	Friktionsfaktorn som funktion av den teoretiska hastigheten.	d = 51 mm p = 48 bar
-----------------------------------	---	-------------------------



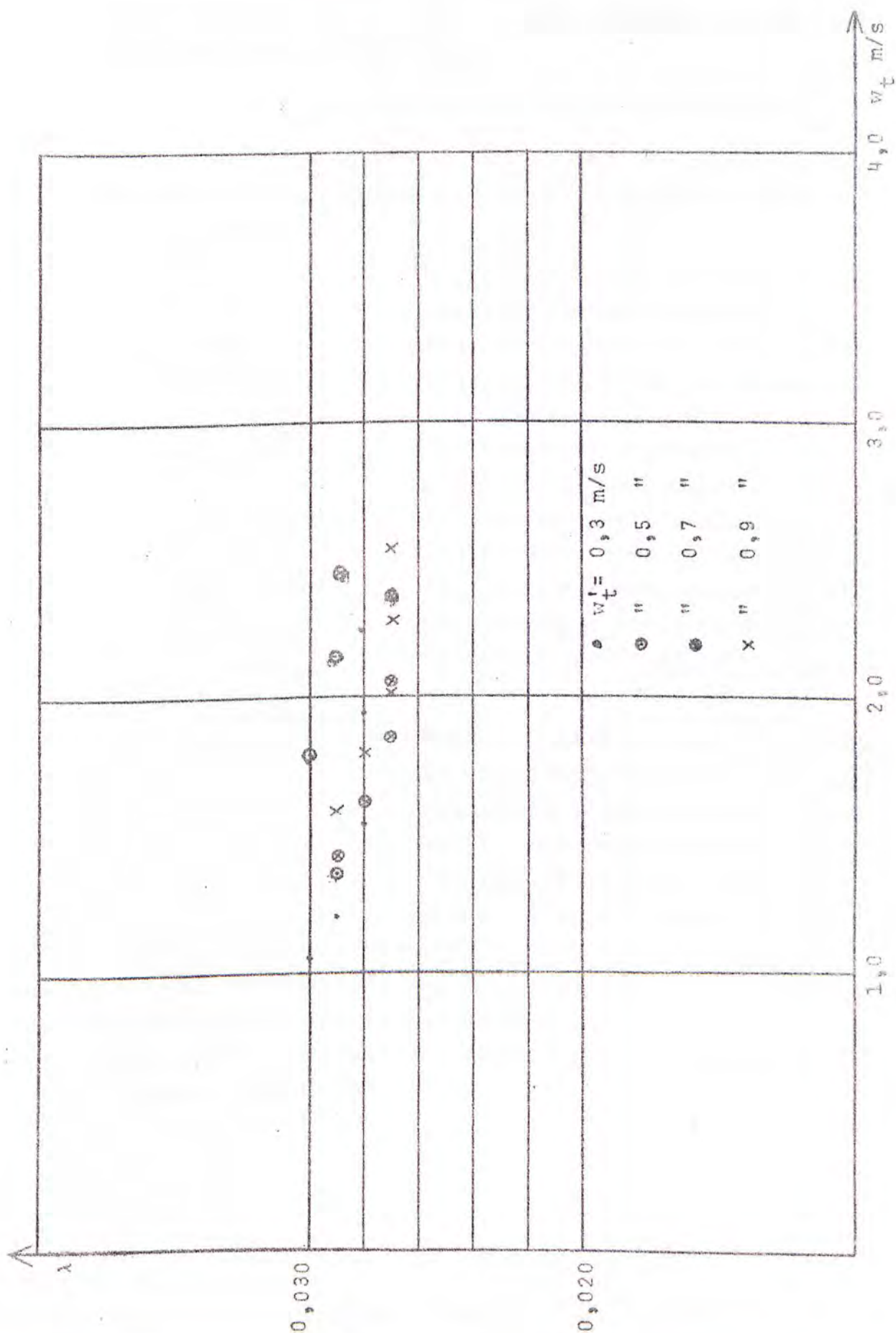
V&M CTH
Diagram 13
21.12.66

Friktionsfaktorn som funktion av den
teoretiska hastigheten

$d = 33 \text{ mm}$
 $p = 25 \text{ bar}$



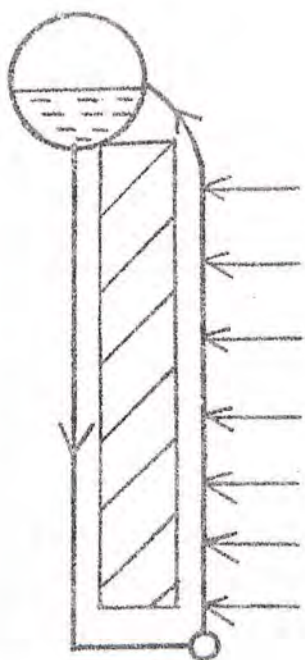
V&M CTH Diagram 14 21.12.66	Friktionsfaktorn som funktion av den teoretiska hastigheten	d = 33 mm p = 48 bar
-----------------------------------	--	-------------------------



Kapitel 5.

Metod för beräkning av cirkulerande vattenmängder vid ångpannor med självcirkulation.

Vi betraktar till en början den enklast tänkbara cirkulationskretsen, bestående av en dom, ett fallrör och en värmebelastad stigtub, enligt figur 7.

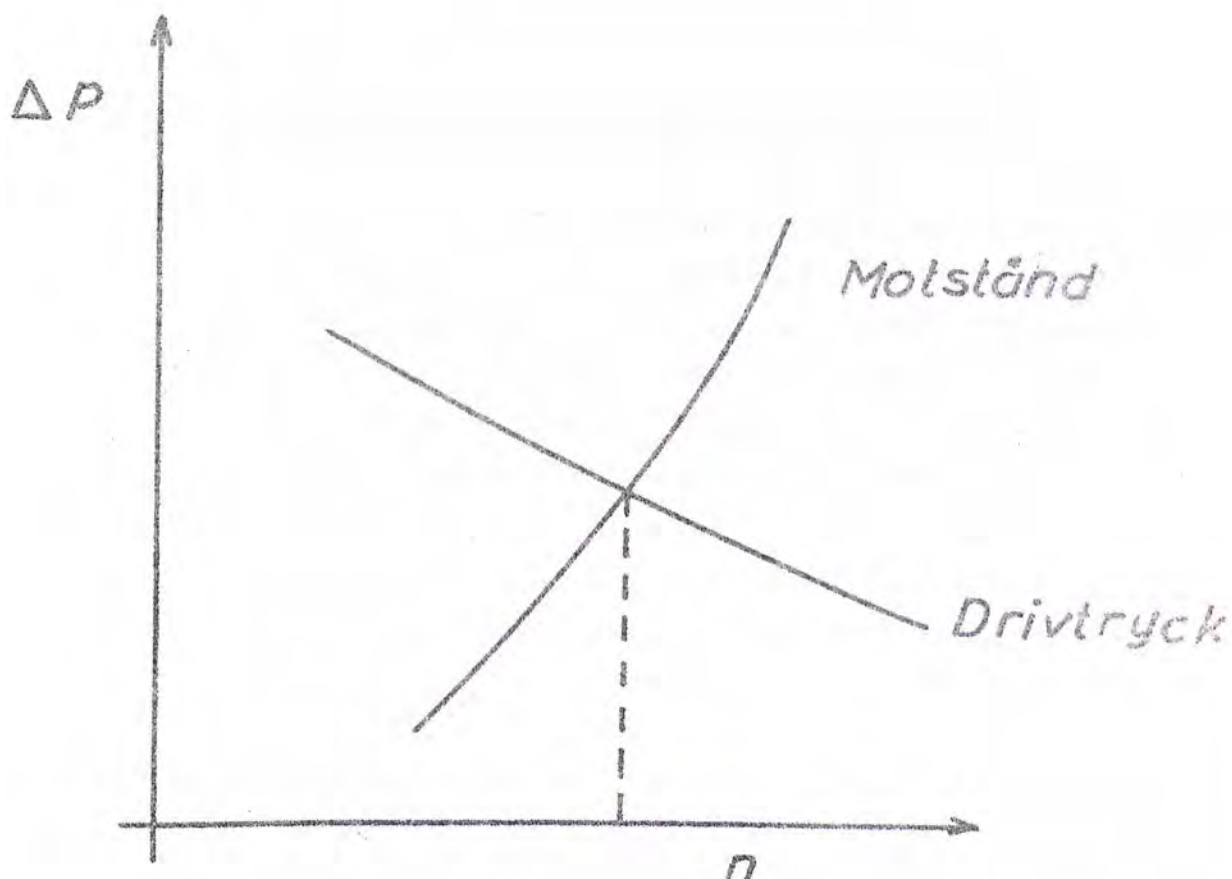


Figur 7.

I stigtuben sker ångbildning vid värmeförseln och ånghalten ökar succesivt i tubens höjdriktning. Det på grund av densitetsskillnaden mellan hetvattnet i fallröret och ång-vatten-emulsionen i stigtuben uppkommande drivtrycket, orsakar en cirkulation genom kretsen. Drivtrycket motverkas av de hastighetsberoende tryckfallen. Fortvarighetstillstånd i systemet kännetecknas av att drivtryck och motstånd skall vara lika stora.

Beräkningsmässigt kan cirkulationstalet i kretsen vid en given värmebelastning bestämmas på följande sätt: Drivtrycket respektive motstånden beräknas vid ett antal olika värden på cirkulationstalet.

Med de så erhållna värdena uppritas i samma diagram kurvor över såväl drivtryckets som motståndens variation med detta. Den punkt där de båda kurvorna skär varandra bestämmer kretsens cirkulationstal. I figur 8 ges ett exempel på hur ett sådant diagram kan se ut.



Figur 8.

Principen för beräkningarna är således enkel, svårigheten ligger i att bestämma drivtrycket och motstånden i stigtuben. Här uppkommer en tvåfasströmning av ånga och hetvatten. Densiteten hos ång-vatten-emulsionen skulle vara minst om ingen relativhastighet förekom mellan ångan och vattnet. Förekomsten av en relativhastighet ökar densiteten hos emulsionen och verkar därmed reducerande på drivtrycket. Beträffande motstånden i stigtuben har man att räkna med värden på friktionsfaktorer och motståndskoefficienter, som vida skiljer sig från de konventionella vid enfasströmning.

5:1

Beräkning av drivtrycket på basis av mätresultaten:

Som tidigare diskuterats har ett tryckfall uppmätts mellan två punkter i en tub med konstant ånghalt och med givna värden på w_t' och w_t'' . Detta tryckfall omfattar såväl det gravimetriska- som friktionstryckfallet. Ur de gjorda mätningarna har en "medeldensitet" ρ_m i röret kunnat bestämmas enligt (1:4). ρ_m är som tidigare påpekats inte någon densitet i egentlig bemärkelse, eftersom i tryckfallet per meter, Δp , även ingår ett friktionstryckfall.

Drivtrycket för cirkulationen över en sträcka på 1 m i en vertikal stigtub med under denna sträcka konstant ånghalt blir

$$1 \cdot g \cdot (\rho' - \rho_m) = 1 \cdot \Delta p'_{dr} \quad (1:5)$$

där alltså ρ' är densiteten hos vattnet i fallrören och ρ_m den aktuella "medeldensiteten" i stigtuben. $\Delta p'_{dr}$, som definierats genom (1:5), utgör ett effektivt specifikt drivtryck vid konstant ånghalt och får dimensionen $N/m^2, m$. $\Delta p'_{dr}$ som funktion av w_t' och w_t'' vid trycken 25-48 bar och rördiametrarna 70-51 samt 33 mm finns i diagram 4 och 5.

Diagrammen är uppgjorda för det fall, att vattnet i fallrören är av mättningstemperatur vid rådande tryck. Skulle en avsevärd underkylning föreligga måste korrigeras för detta.

Drivtrycket för en tubsträcka med konstant ånghalt under sträckan h m bestämmas på följande sätt:

- 1) Fastlägg de aktuella värdena på w_t' och w_t'' .
- 2) Bestäm $\Delta p'_{dr}$ ur diagram 4 eller 5 samt multiplicera detta värde med h .

Det så erhållna resultatet är drivtrycket under tubsträckan reducerat med friktionstryckfallet i stigtuben.

Vi skall nu betrakta förhållandena i en tubsträcka med växande ånghalt. Värmebelastningen $\dot{q}$ kJ/s, m över tubsträckan förutsättes konstant. På höjden $h=0$ förutsättes vattnet vara av mättningstemperatur och $w_t'' = 0$. För den teoretiska ånghastigheten på höjden $h = h$ fås

$$w_t'' = \frac{q \cdot h \cdot v''}{r \cdot A} \quad (2:5)$$

Den teoretiska ånghastigheten är alltså direkt proportionell mot höjden vid konstant värmebelastning. Detta kan även uttryckas

$$\frac{w_t''}{w_{t_1}''} = \frac{h}{h_1} \quad (3:5)$$

Under en infinitesimal sträcka dh kan konstanta betingelser anses råda och för drivtrycket $d\Delta p_{dr}$ fås

$$d\Delta p_{dr} = \Delta p_{dr}' \cdot dh \quad (4:5)$$

Här är $\Delta p_{dr}'$ det specifika drivtryck, som råder vid det värde på w_t'' som motsvarar höjden h . För dh fås enligt (3:5)

$$dh = dw_t'' \cdot \frac{h_1}{w_{t_1}''} \quad (5:5)$$

Med (5:5) insatt i (4:5) fås vid integration med gränserna 0 och w_{t_1}''

$$\Delta p_{dr_1} = h_1 \cdot \frac{1}{w_{t_1}''} \cdot \int_0^{w_{t_1}''} \Delta p_{dr}' \cdot dw_t'' = h_1 \cdot \frac{0 \text{ --- } w_{t_1}''}{\Delta p_{dr}'} \quad (6:5)$$

Faktorn

$$\frac{0 \text{ --- } w_{t_1}''}{\Delta p_{dr}'} = \frac{1}{w_{t_1}''} \cdot \int_0^{w_{t_1}''} \Delta p_{dr}' \cdot dw_t'' \quad \text{utgör ett resulterande}$$

specifikt drivtryck mellan ånghastigheterna 0 och w_{t_1}'' .

Vattenhastigheten i tubinloppet är w_t' . Efter hand som en del vatten kokas av sjunker den teoretiska vattenhastigheten så att den vid ånghastigheten w_t'' blir

$$w_t' = w_{t_0}' - \frac{v'}{v''} \cdot w_t'' \quad (7:5)$$

Man vill beräkna drivtrycket för ett givet värde på w_t' eftersom denna storhet är proportionell mot cirkulationstal⁰et. För att beräkna integralen i ekvation (6:5) bör man därför följa en linje med w_t' som parameter. Enligt ekvation (7:5) avtar därvid w_t' med stigande

ånghastighet. Diagram 4 och 5 är emellertid uppbyggda så att $w_t' = \text{konstant}$ är parameter. För bestämning av integralen ur dessa diagram får en interpolation göras mellan olika vattenhastigheter. Härvid har för $\frac{v'}{v''}$ antagits det förhållande, som råder vid 35 bar. Integralen beräknades enligt trapetsmetoden med en steglängd av $w_t'' = 0,1 \text{ m/s}$ och resultaten finns i diagram 15 och 16.

Invändningar kan naturligtvis riktas mot att använda data erhållna vid adiabatisk strömning för att beräkna drivtryck vid kokning. Friktionen bör ändras då kokning förekommer och även strömbilden kan variera. Svårigheten för att inte säga omöjligheten att göra generella mätningar under kokning som sedan kan användas vid drivtrycksberäkningar nödvändiggör emellertid det använda förfaringssättet.

Nästa sträcka av tuben mellan höjden h_1 och h_2 antas ha en annan värmebelastning, säg q_2 . Drivtrycket under denna sträcka blir

$$\Delta p_{dr_2} = \int_{h_1}^{h_2} \Delta p'_{dr} dh \quad (8:5)$$

Sambandet mellan höjden h och w_t'' blir

$$\frac{h - h_1}{h_2 - h_1} = \frac{w_t'' - w_{t1}''}{w_{t2}'' - w_{t1}''} \quad (9:5)$$

och

$$dh = \frac{h_2 - h_1}{w_{t2}'' - w_{t1}''} \cdot dw_t'' \quad (10:5)$$

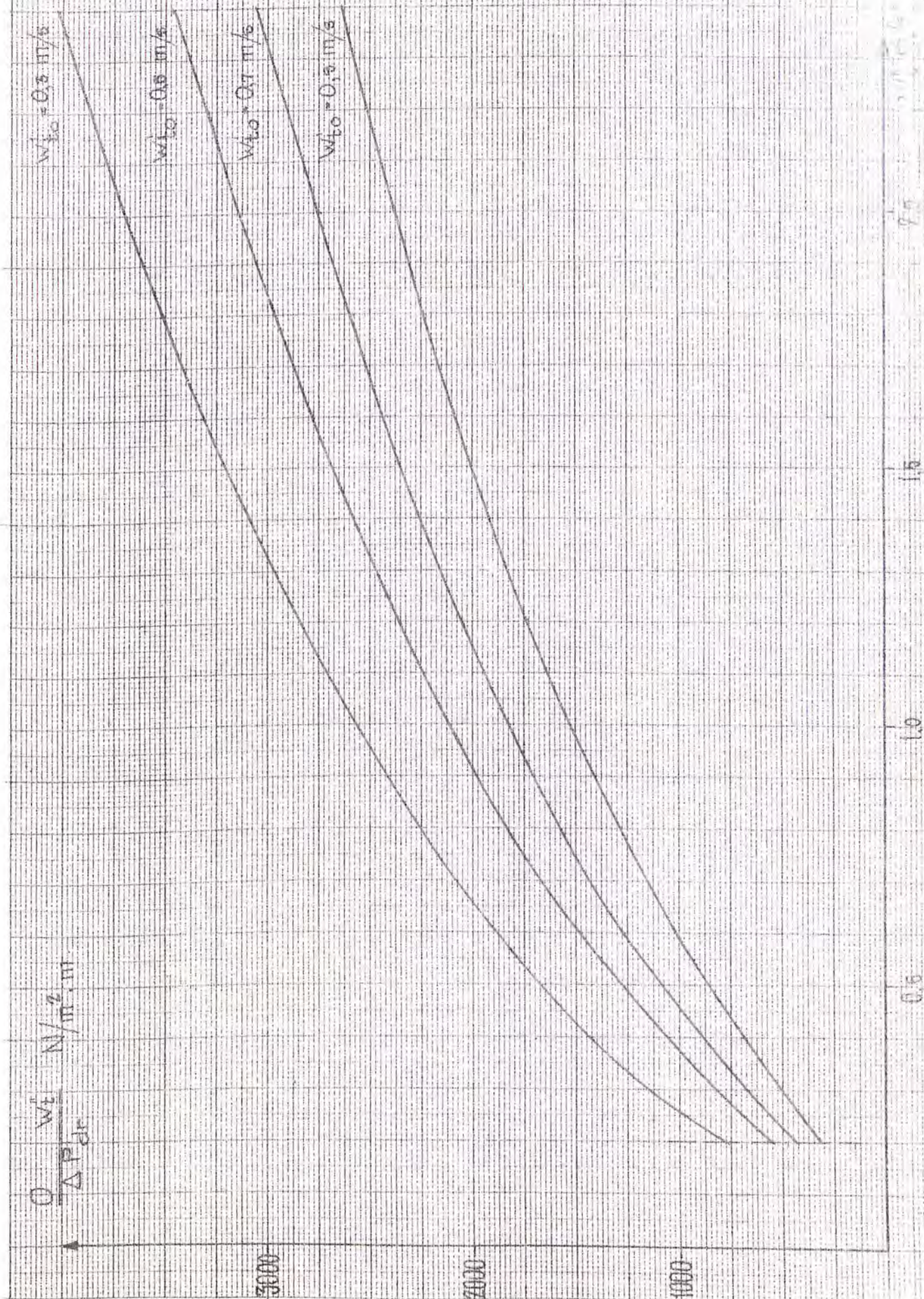
så att

$$\begin{aligned} \Delta p_{dr_2} &= \frac{h_2 - h_1}{w_{t2}'' - w_{t1}''} \cdot \int_{w_{t1}''}^{w_{t2}''} \Delta p'_{dr} \cdot dw_t'' = \\ &= \frac{h_2 - h_1}{w_{t2}'' - w_{t1}''} \left[\int_0^{w_{t2}''} \Delta p'_{dr} \cdot dw_t'' - \int_0^{w_{t1}''} \Delta p'_{dr} \cdot dw_t'' \right] \\ &= \frac{h_2 - h_1}{w_{t2}'' - w_{t1}''} \left[w_{t2}'' \cdot \frac{0}{\Delta p'_{dr}} w_{t2}'' - w_{t1}'' \cdot \frac{0}{\Delta p'_{dr}} w_{t1}'' \right] \quad (11:5) \end{aligned}$$

V&M CTH
 DIAGRAM 15
 25.11.66

RESULTERANDE SPECIFIKT DRIVTRYCK
 MELLAN ÅNGHASTIGHETERNA 0 OCH w_t''

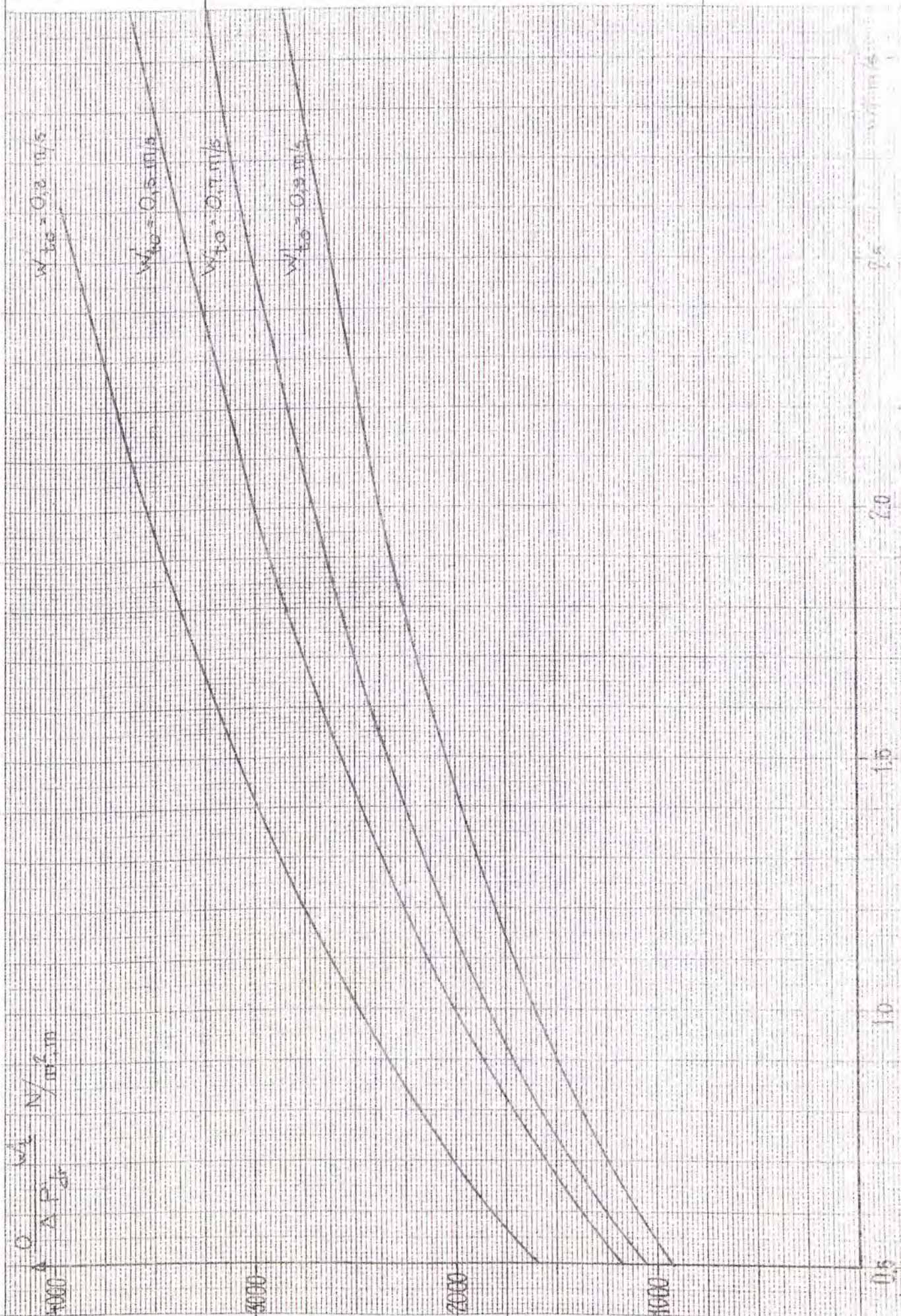
$P = 25 - 48 \text{ bar}$
 $d = 50 - 70 \text{ mm}$
 $\varphi = 90^\circ$



V & M CTH
DIAGRAM 16
1.2.67

RESULTERANDE SPECIFIKT DRIVTRYCK
MELLAN ÅNGHASTIGHETERNA 0 OCH w_t^*

P = 25-48 bar
d = 33 mm
 $\varphi = 90^\circ$

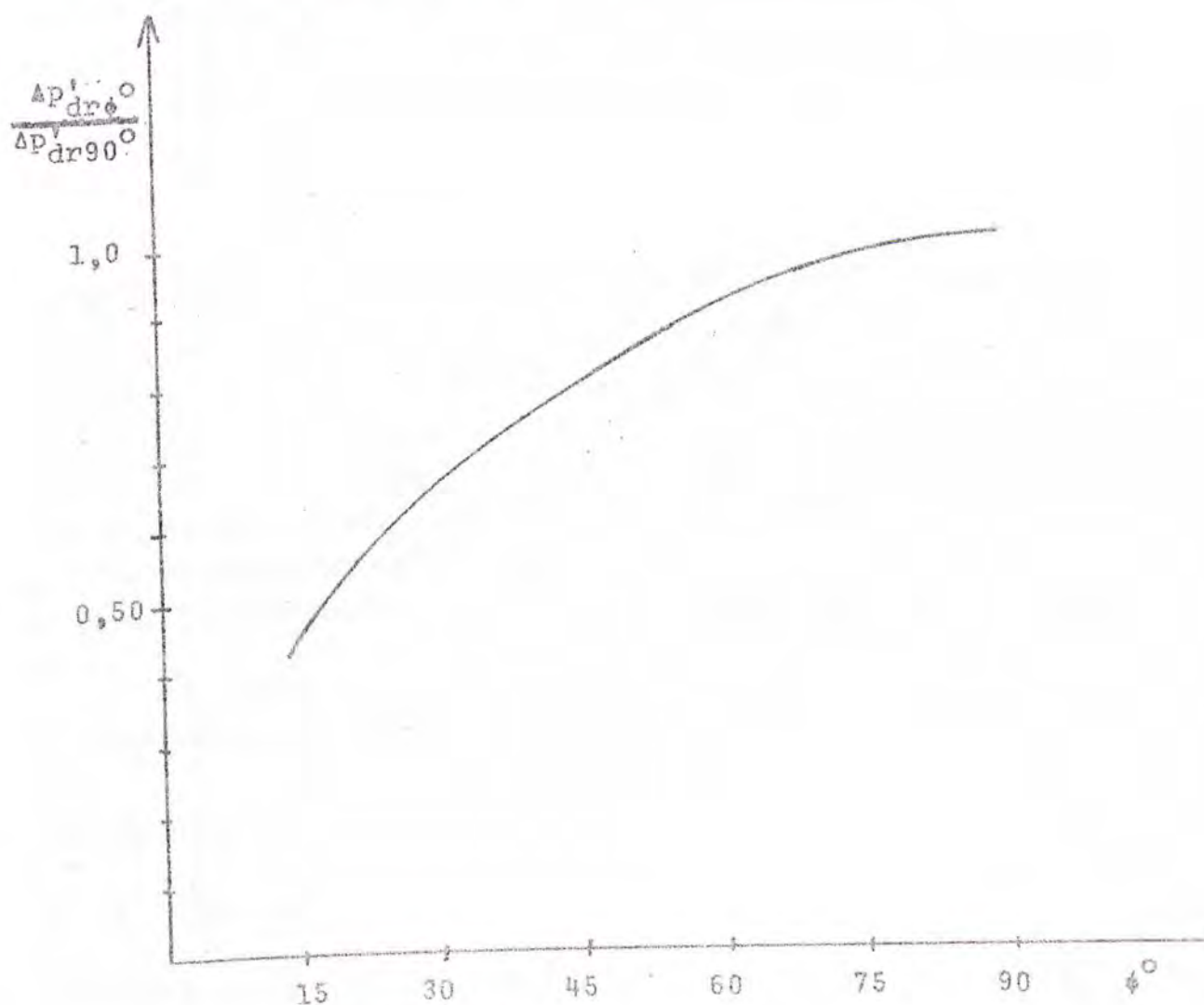


Behöver ytterligare uppdelning i sträckor med konstant värmebelastning göras förfäres på analogt sätt.

För den n:te sträckan fås

$$\Delta p_{drn} = \frac{h_n - h_{n-1}}{w_{tn}'' - w_{tn-1}''} \left[w_{tn}'' \cdot \overset{0}{\Delta p_{dr}'}_{tn} - w_{tn-1}'' \cdot \overset{0}{\Delta p_{dr}'}_{tn-1} \right] \quad (11a:5)$$

Vid lutande tubdelar avtar drivtrycket per meter stighöjd enligt föregående kapitel. Hänsyn till detta kan tas genom att multiplicera det drivtryck, som skulle fås vid vertikalt rör med en faktor enligt nedanstående figur.



Figur 9.

Figuren bygger på mätningar i ett rör med $d = 70$ mm. I ett smalare rör kan fås ett ytterligare reducerat drivtryck, eftersom friktionen här inverkar mera.

Sammanfattningsvis kan en beräkning av drivtrycket vid kokning göras sålunda.

Tuben uppdelas först i sträckor med tillnärmelsevis konstant värmebelastning. Den teoretiska ånghastigheten i slutet av varje sådan sträcka beräknas ur värmebelastningen. Drivtrycket under den första sträckan upp till höjden h_1 bestäms enkelt genom att $\Delta p'_{dr} w'_t$ direkt fås ur diagram 15 eller 16, och att detta värde sedan multipliceras med h_1 . Drivtrycket under nästa sträcka upp till höjden h_2 fås ur ekvation (11:5) o.s.v. Förekommer någon icke värmebelastad sträcka beräknas dess drivtryck ur diagram 4 eller 5. Det bör erinras om att parametern i dessa diagram är w'_t medan den i diagram 15-16 är w'_t . Beräkningarna utföres för några olika värden på w'_t så att ett grafiskt samband fås mellan drivtrycket och inloppshastigheten w'_{t0} i tuben.

Fördröjd ångbildning och självförångning. Underkyld kokning.

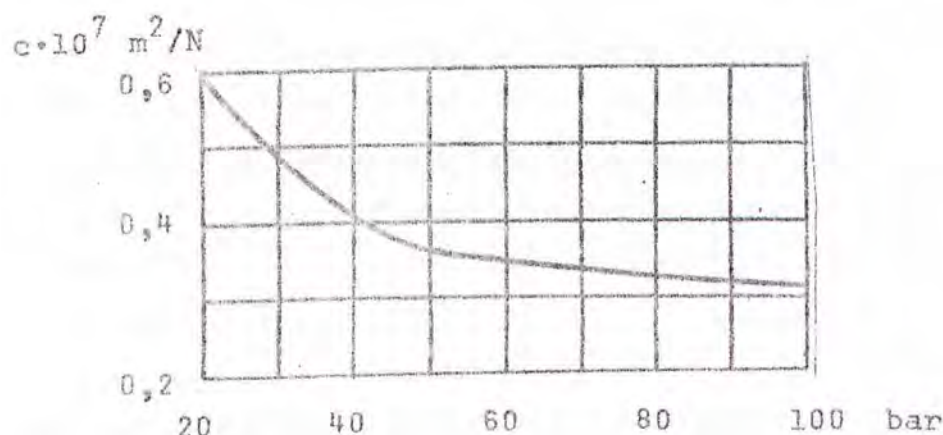
Ofta kan man förutsätta, att vattnet i domen är av mättnings-temperatur. Trots detta kommer inte ångbildning att ske momentan vid värmeförseln i stigtuberna. Detta beror på att trycket i stigtubinloppet är högre än domtrycket med ett belopp svarande mot vätskepelartrycket i fallrören reducerat med fallrörsmotstånden. Om värmebelastningen är $\dot{q}$ kJ/s,m erhålles för längden h m av stigtuben innan ångbildning inträder

$$h = \frac{r \cdot c \cdot \Delta p \cdot w'_{t0} \cdot \rho' \cdot A}{\dot{q}} \quad (12:5)$$

c är en konstant, definierad av

$$c = \frac{d i'}{d p} \cdot \frac{1}{r} \quad (13:5)$$

Konstanten finns angiven i figur 10 som funktion av trycket.



Figur 10.

Den upptagna värmemängden $\dot{q} \cdot h$ ger upphov till en ångmängd allt eftersom trycket i stigtuben avtar för att vid inträde i domen nå det däri rådande trycket. Denna ångmängd, som brukar anges som "självförångningen" blir

$$\Delta w_t'' = \frac{c \cdot \Delta p \cdot w_{t_0}' \cdot \rho'}{\rho''} \quad (14:5)$$

Hur ångmängden skall fördelas över stigtubslängden är problematiskt, men för praktiska beräkningar torde det vara tillfyllest att anta, att ångmängden frigöres linjärt med tublängden.

Är domvattnet underkylt i förhållande till mättningsstrycket i domen måste även detta beaktas. Att avgöra vilken grad av förvärmning som sker i domen kan vara en vanskelig uppgift. Om sättet för matarvattentillförseln i domen är sådant att osäkerhet föreligger kan man dock säga, att ett antagande på säkra sidan är att ingen förvärmning alls sker. Det bör framhållas, att den sträcka som ångbildningen i stigtuben blir fördröjd icke är avhängig av cirkulationstalet, förutsatt att samma cirkulationstal råder i samtliga kretsar anslutna till domen.

I det föregående har det förutsatts, att ingen ångbildning sker förrän vattenbulken uppnått mättningstemperaturen vid det rådande trycket. Härvid har bortsetts från den s.k. yt-

kokningen eller underkylda kokningen. Vi skall litet närmre studera under vilka förhållanden en sådan kan ske.

Temperaturen på tubens insida betecknas θ_i och temperaturen i bulkfluidet θ_o . Värmeövergångstalet på tubens insida är α , och värmeflödet $\dot{q}$ J/s,m². Följande samband gäller härvid

$$\dot{q} = \alpha(\theta_i - \theta_o)$$

Beroende på värmebelastningen, värmeövergångstalet och underkylningstemperaturen fås olika värden på θ_i . När denna temperatur når över mättningstemperaturen vid det rådande trycket kan ångblåsor bildas vid väggen. Den exakta övertemperatur, vid vilken detta sker, beror på olika faktorer, exempelvis tubväggens utseende, mängden av löst inertgas, trycket. I storleksordning torde det dock normalt röra sig om något tiotal grader. För att exemplifiera det förda resonemanget kan vi anta en värmebelastning av 300000 J/s,m² och ett α -värde på 5000 J/s,m²°C. Härvid skulle vid en underkylningstemperatur av 20 °C fås en övertemperatur på tubväggen av 40 °C och vid en underkylning av 10 °C en övertemperatur av 50 °C. Vid dessa övertemperaturer sker ganska säkert en ytkokning. Ytkokningen består i blåsbildning intill värmeytan. Blåsorna kollapsar sedan vid kontakt med bulkfluiden. Är bulkens underkylning kraftig blir det bara ett tunt blåsskikt invid väggen, men vid liten underkylning kan blåsorna ge upphov till en kraftig void. Man har i vissa fall uppmätt voider just vid övergången till kärnkokning på upp till 40 %. Självskrivet ger en sådan void ett avsevärt drivtryck. De undersökning som gjorts har emellertid omfattat små dimensioner, upphettade runt omkring och med höga värmeflöden. Undersökningarna har främst avsett förhållandena vid atomreaktorer, där avsevärda underkylningar kan föreligga.

Inom ångpannetekniken har man inte beaktat denna sak. Orsaken har väl framförallt varit bristande kännedom om den, men även att förhållandena här är annorlunda. För det första är den del av tuben som upptas av underkyld vätska oftast kort i förhållande till hela tublängden. För det andra är tubdiameteren normalt betydligt större än den hydrauliska diameter vid reaktorer. Upphettningen sker också bara över knappt halva tub-

omkretsen, vilket måste bidra till att den uppkomna voiden blir mindre. Ytkokningen främjar således drivtrycket genom att ge upphov till en void. Å andra sidan ger den enligt (10) upphov till ett flera gånger större friktionstryckfall än en enfasströmning. Eftersom man så litet känner till hur ytkokningen inverkar och den i varje fall bidrar till en bättre strömning torde man för närvarande endast kunna rekommendera att bortse från det extra tillskott i drivtryck, som uppkommer genom den i varje fall så länge det rör sig om låga underkylningstemperaturer. Däremot är det naturligtvis ingen idé att beräkna ett friktionstryckfall från en enfasströmning i detta område, som ofta rekommenderas.

5:2

Bestämning av motståndet.

Stigtubsmotståndet.

Friktionstryckfallet i vertikala delar med tvåfasströmning är redan frånräknad drivtrycket. De tryckfall, som återstår att bestämma är inströmningsförlusten, engångsmotstånd i krökar och dylikt, friktionstryckfall i horisontella tubdelar samt accelerationsförlusten.

Inströmningsförlusten beräknas på konventionellt sätt, då man här har enfasströmning. Motståndskoefficienterna vid tvåfasströmning är inte mycket kända, men då tryckfallen vid engångsmotstånd oftast är av i det närmaste försumbar storleksordning kan man anta relativhastigheten = 0 och räkna med konventionella värden på motståndskoefficienterna.

För friktionstryckfallet i horisontella rörledningar kan man ansätta

$$\Delta p_{fr} = \lambda \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{w_{t0}^2 \cdot \rho}{2} \cdot (w_t' + w_t'') \quad (15:5)$$

För λ kan man använda de värden som angetts i föregående kapitel.

Impulsen hos det framströmmande medieflödet definieras som produkten av massflödet och hastigheten

$$I = w_{t_0}' \cdot \rho' \cdot w_m \quad (16:5)$$

Vid en kontinuerlig ångbildning växer medelhastigheten med tublängden, varför impulsen tilltar. Enligt impulssatsen ger detta upphov till en tryckförlust, det så kallade accelerationsstryckfallet. Detta blir

$$\Delta p_{acc} = w_{t_0}' \cdot \rho' (w_{m_{utlopp}} - w_{t_0}') \quad (17:5)$$

Vid höga ånghalter i utloppet blir accelerationstryckfallet ganska avsevärt. Vid 30 bar, inträdeshastigheten 1 m/s och total förångning blir $\Delta p_{acc} = 1 \cdot 823(56-1) = 45200 \text{ N/m}^2$. Vid 60 bar och inloppshastigheten 0,5 m/s blir däremot accelerationsförlusten enbart $\Delta p_{acc} = 0,5 \cdot 761(12,5-0,5) = 4560 \text{ N/m}^2$. Vid låga ånghalter i utloppet blir accelerationsförlusten ofta mycket liten.

Ett approximativt uttryck för $w_{m_{utlopp}}$ kan fås ur diagram 4 eller 5. Medeldensiteten ρ_m i utloppet till tuben kan nämligen beräknas ur

$$\rho_m = -\Delta p_{dr}' \cdot \frac{1}{g} + \rho' \quad (18:5)$$

Därefter fås w_m ur

$$\rho_m \cdot w_m = \rho' \cdot w_{t_0}' \quad (19:5)$$

Approximationen består i att $\Delta p_{dr}'$ är reducerat med ett friktionstryckfall i stigtuben.

Överlyft.

Det händer ofta att ångemulsionen måste föras in i domen över vätskenivån i denna. Då denna översta del av stigtuberna eller samlingsrören ej brukar vara värmebelastad låter sig drivtrycksreduktionen enkelt beräknas som

$$[g \cdot \rho' - (\Delta p'_{dr})_{utlopp}] \cdot h_{\text{överlyft}} \quad (20:5)$$

där $h_{\text{överlyft}}$ är fallhöjden i domen i meter.

Fallrörsmotståndet.

Om den sammanlagda fallrörsarean är A_f och stigtubsarean A_s fås vattenhastigheten i fallrören ur nedanstående samband

$$w_f \cdot A_f = w'_{t_o} \cdot A_s \quad (21:5)$$

Denna hastighet kan således enkelt beräknas för varje värde på w'_{t_o} vid enkla kretsar. Fallrörsmotståndet beräknas därefter på konventionellt sätt för olika värden på w'_{t_o} .

Med hänsyn till vad som fortsättningsvis skall anges beträffande beräkningar vid grenade kretsar har det befunnits befogat att beräkna drivtrycket reducerat med stigtubsförlusterna för sig och uppföra det sålunda reducerade drivtrycket i diagram mot w'_{t_o} . Uppföres sedan fallrörsmotståndet i samma diagram mot w'_{t_o} ger linjernas skärningspunkt det sökta värdet på w'_{t_o} och därmed kretsens cirkulationstal.

5:3

Cirkulationsberäkningar vid grenade kretsar.

Cirkulationsberäkningar vid grenade kretsar har varit besvärligt och tidskrävande med tidigare publicerade beräkningsmetoder. I det följande skall visas hur problemet kan klaras på ett betydligt enklare sätt.

För att klargöra förfaringssättet väljes ett exempel. Figur 11 visar en skiss över ett sodahusaggregat uppdelat i sina cirkulationskretsar. Kretsarna 1, 2 och 3 är sinsemellan sammankopplade genom gemensamma fallrör. Detta är även fallet med kretsarna 4 och 5. Samtliga fem kretsarna är sedan sammankopplade via domcyklonerna, vars tryckfall är känt som funktion av ett totalt cirkulationstal för hela aggregatet.

Vi vill först bestämma hur vattnet i fördelningsrören 3-4 skall fördela sig på kretsarna 1 och 2. Enligt det föregående kan drivtrycket reducerat med stigtubsmotståndet för kretsarna ifråga beräknas och uppritas i diagram, som funktion av w'_{t01} och w'_{t02} .

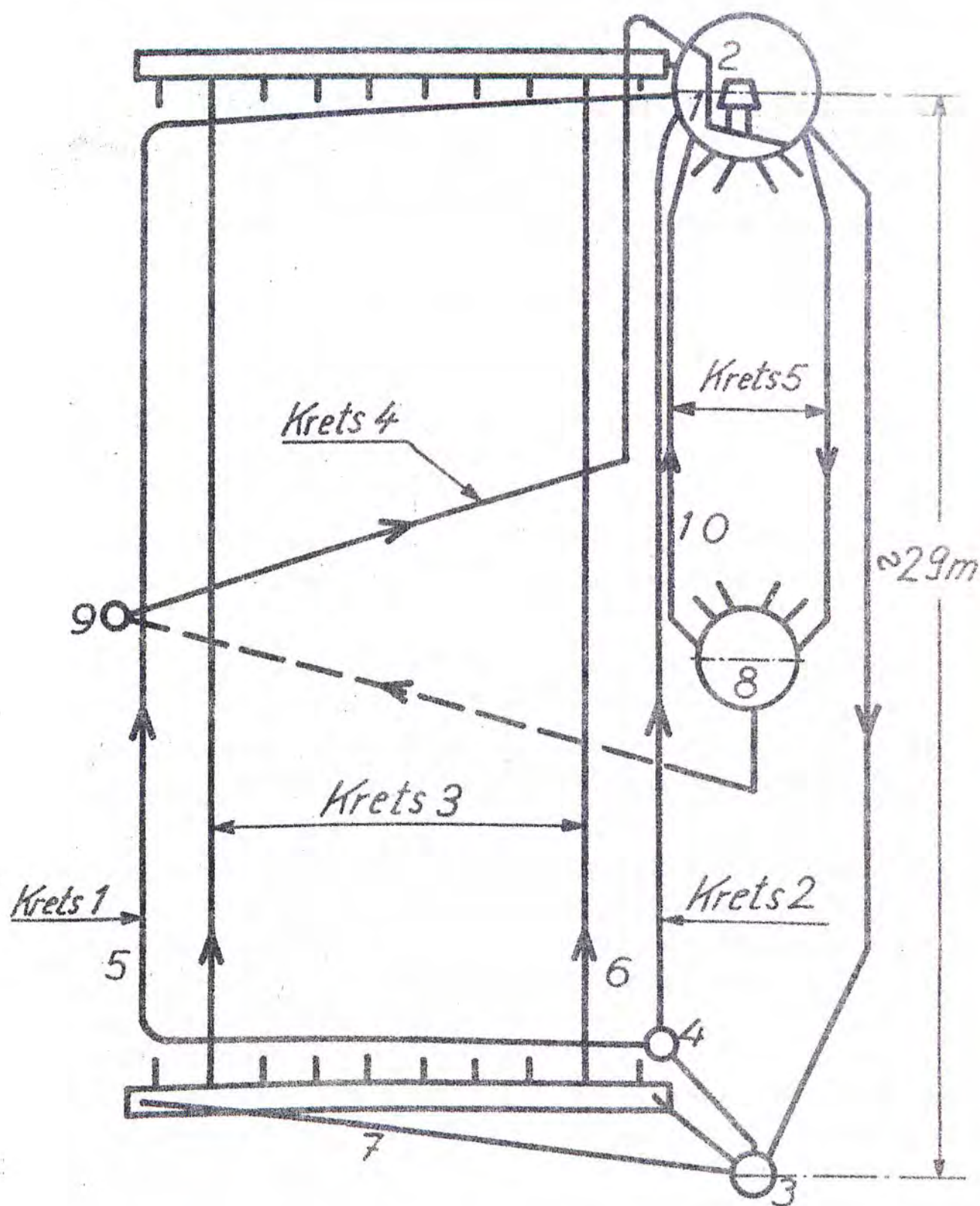
Vid ett visst värde på w'_{t01} är det reducerade drivtrycket Δp_1 . Samma drivtryck måste föreligga mellan punkterna 4 och 1 antingen man går via 5 eller 6. Därav framgår att w'_{t01} hör samman med ett w'_{t02} , som ger drivtrycket $\Delta p_2 = \Delta p_1$.

Ur diagrammet kan lätt det mot w'_{t01} svarande värdet på w'_{t02} avläsas. På så sätt har vi fått ett sammanhörande värdepar på w'_{t01} och w'_{t02} . Förfarandet upprepas för olika värden på w'_{t01} och en kurva över w'_{t02} som funktion av w'_{t01} kan uppritas.

Därmed kan flödet i överströmningsrören 3-4 bestämmas ur sambandet

$$w'_{t01} \cdot A_{s1} + w'_{t02} \cdot A_{s2} = w_{\text{ö}} \cdot A_{\text{ö}} \quad \dots \quad (22:5)$$

där $A_{\text{ö}}$ är den totala arean hos överströmningsrören, w'_{t01} och w'_{t02} är givetvis samhörande värden.



Figur 11.

Tryckfallet i överströmningsröret kan nu bestämmas som funktion av $w'_{t_{01}}$ och frånräknas drivtrycket för krets 1. Det reducerade drivtrycket för krets 1 mellan punkterna 3 och 1 har sålunda erhållits. Om detta drivtryck nu jämföres med motsvarande men via 7, d.v.s. det reducerade drivtrycket för krets 3, kan samhörande värden på $w'_{t_{01}}$ och $w'_{t_{03}}$ bestämmas. Nu kan fallrörs-hastigheten uttryckas som funktion av $w'_{t_{01}}$ genom ekvationen

$$w'_{t_{01}} \cdot A_{s_1} + w'_{t_{02}} \cdot A_{s_2} + w'_{t_{03}} \cdot A_{s_3} = w_f \cdot A_f \quad (23:5)$$

och således även fallrörsmotståndet.

På likartat sätt förfäres med kretsarna 4 och 5, varvid man får ett diagram över det reducerade drivtrycket samt fallrörs-motståndet för krets 4 som funktion av $w'_{t_{04}}$.

De slutgiltiga värdena på w'_t för de olika kretsarna har emellertid ännu ej erhållits, då domcyklonernas motstånd ej beaktats.

Domcyklonernas motstånd förelåg enligt förutsättningen som funktion av aggregatets totala cirkulationstal.

Samhörande värden på samtliga w'_t måste föreligga för att till exempel $w'_{t_{01}}$ skall kunna omräknas till detta cirkulationstal och motsvarande cyklonmotstånd bestämmas.

Problemet kan klaras med ett i princip likartat resonemang som förut. I ett separat diagram uppföres differensen mellan det reducerade drivtrycket och fallrörsmotståndet för krets 1 som funktion av $w'_{t_{01}}$. I ett annat diagram göres samma sak för krets 4. Om jämvikt förelåg för ett visst värde på $w'_{t_{01}}$ skulle cyklonmotståndet exakt motsvara skillnaden mellan det reducerade drivtrycket och fallrörsmotståndet för detta värde. Cyklonmotståndet är samma för samtliga kretsar. Således kan man ur diagrammet för krets 4 få det värde på $w'_{t_{04}}$ som motsvarar det antagna värdet på $w'_{t_{01}}$. Genom att upprepa resonemanget för olika värden på $w'_{t_{01}}$ kan man få fram ett diagram över $w'_{t_{04}}$ som funktion av $w'_{t_{01}}$.

Därmed är samtliga värden på w_t' för de olika kretsarna låsta mot varandra och cyklonmotståndet kan uppföras som funktion av w_{t0}' . Skärningspunkten mellan kurvan över cyklonmotståndet och kurvan över differensen mellan det reducerade drivtrycket och fallrörsmotståndet ger det slutliga värdet på w_t' . Därmed är också värdena på w_t' för de andra kretsarna fastslagna och cirkulationsberäkningen fullföljd.

5:4

Beräkningsexempel.

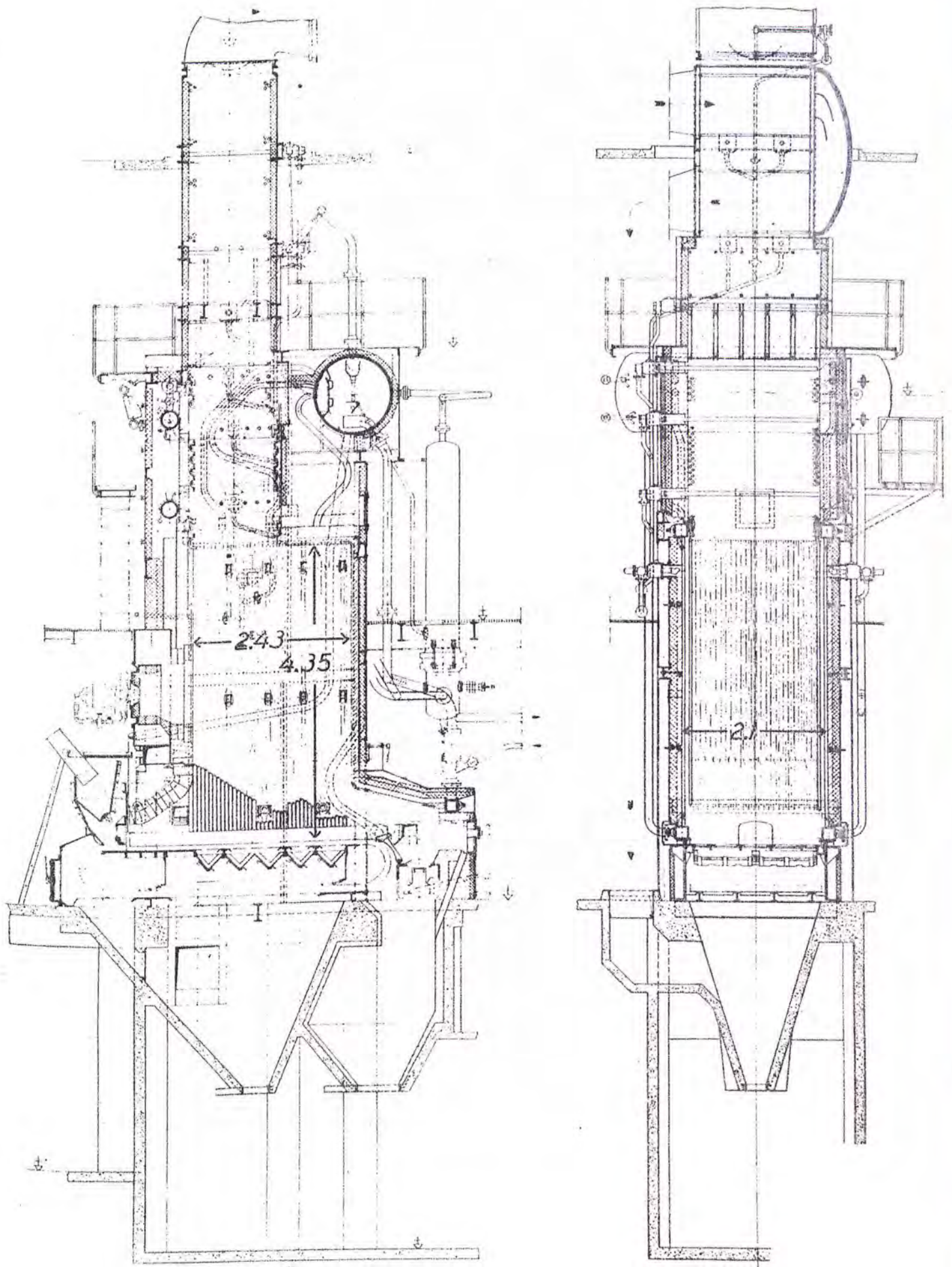
Det gjorda resonemanget skall belysas genom ett beräknings-exempel. Härvid har valts en cirkulationskrets, som utgör bakväggen i en ångpanna med självcirkulation på Chalmers Kraftcentral. Pannan kan avge en maximal kontinuerlig ångmängd av 12 ton/h vid trycket 40 bar.

Bakväggssystemet är väl definierat och består av ett fallrör, $d = 125$ mm, en fördelningslåda för vatten samt 52 stycken stigrör, $d = 26$ mm, som mynnar direkt i domen. I fallröret finns en mätfläns, där den genom kretsen cirkulerande vätskemängden kan bestämmas.

Efter en ombyggnad av pannan gjordes i januari 1964 ett leveransprov, lett av professor G. Rosenblad. Ur de härvid gjorda mätningarna kan noggranna värmebalanser göras. Då samtidigt den i bakväggskretsens fallrör framströmmande mängden bestämdes, är detta även ett lämpligt exempel för att fastställa beräkningsmetodens noggrannhetsgrad.

Pannans principiella utseende framgår av figur 12. En ändring av pannans nuvarande utförande i förhållande till denna ritning är att den första konvektionsdelen nu endast består av en fram- och återgående slinga mot två på ritningen. Förutom bakväggskretsen består pannan av två sidoväggskretsar, vilka mynnar i domen via samlingslådor. Ångemulsionen införes i domen bakom en längsgående skärm, vilket medför ett överlyft över domens centrumlinje på 300 mm. Matarvattnet införes i domen med temperaturen 190°C via ett perforerat längsgående rör under vätskenivån. Någon förvärmning i domen av det ingående matarvattnet torde därför ej ske.

Eldstadens form är sådan, att en jämn värmebelastning över hela den projicerade ytan antagits. Denna värmebelastning har framräknats genom att rökgastemperaturen efter eldstaden bestämts genom en metod given av professor T. Widell (11). Värmeupptagningen i konvektionsdelarna har bestämts



Figur 12.

ur denna temperatur, den uppmätta gastemperaturen före ekonomisern och kännedom om den överförda värmemängden i överhettaren. Fördelningen av värmets mellan de båda konvektionsdelarna har gjorts genom konventionella värmeväxlareberäkningar. Den ringa värmeupptagning, som kan ske i den första lutande delen av stigtuberna, har försummats. Genom ett antagande om samma cirkulationstal i samtliga kretsar har den del av stigtuberna, som tjänstgör som förvärmare, bestämts. Detta antagande bör givetvis i ett reellt fall kontrolleras genom beräkning av cirkulationen i samtliga kretsar och där efter anpassa den förvärmade delen i varje krets efter de så erhållna cirkulationstalen.

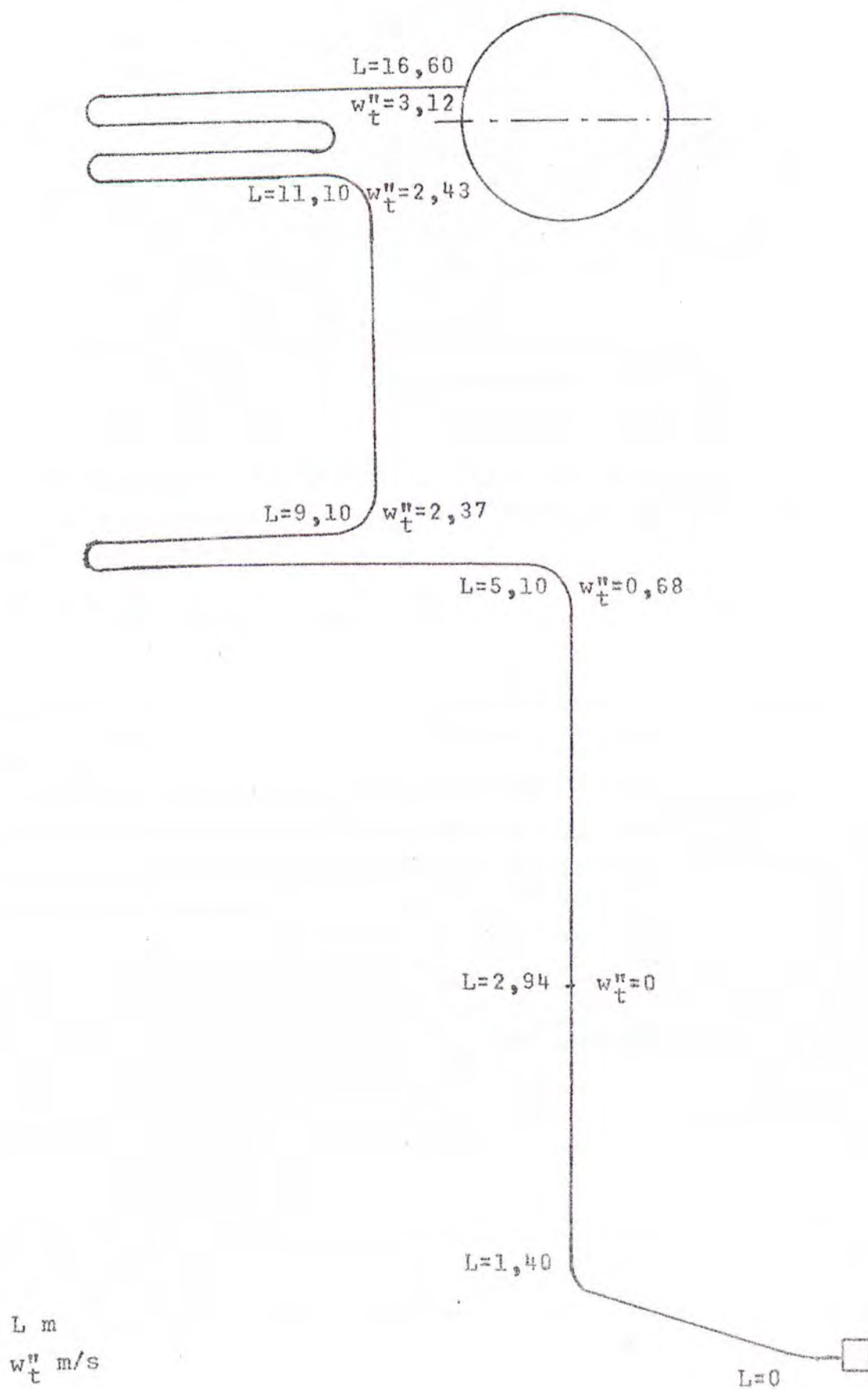
Beräkningarna har genomförts för en totalt avgiven ångmängd av 11,9 ton/h vid domtrycket 39,5 bar.

Drivtrycksberäkning.

I figur 13 återges en slinga av bakväggssystemet med längder utsatta samt även de beräknade värdena på w_t'' i olika punkter. Pannans höjd är så liten, att fördröjd ångbildning ej behöver beaktas. Drivtryck alstras dels i eldstaden efter det ångbildning börjat och dels i stigledningen efter första konvektionsdelen. Drivtrycken beräknas för $w_{t_o}' = 0,3, 0,5$ och $0,7$ m/s. För den första delen har diagram 16 använts medan diagram 5 använts för den senare. Detta är i detta fall enklare än att använda ekvation (11a:5). Ökningen i ånghalt är här så ringa att en tillräckligt säker medelvärdesbildning kan göras direkt ur diagram 5. Resultaten framgår av nedanstående tabell.

w_{t_o}' m/s	Δp_{dr_1} N/m ²	Δp_{dr_2} N/m ²	$\Sigma \Delta p_{dr}$ N/m ²
0,3	4270	11200	15470
0,5	3240	9700	12940
0,7	2920	8500	11420

Tabell 8.



Figur 13.

Stigtubsmotstånd.

För inströmningsförlusten och friktionstryckfallet i den uppvärmda delen fås

$$\Delta p_1 = (1,5 + \frac{1,4}{0,026} \cdot 0,024) \cdot \rho' \cdot \frac{(w_{t_o}')^2}{2}$$

Någon friktionsförlust i den förvärmade delen beräknas ej som tidigare diskuterats. Friktionsförlusten i vertikala delar med tvåfasströmning är redan frånräknad drivtrycket.

Friktionstryckfallet i horisontella delar med ångbildning har tidigare icke diskuterats, men kan bestämmas på följande sätt. Ekvation (4:4) kan omskrivas

$$\Delta p_{fr} = \lambda \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{1}{2} \cdot (\rho' \cdot w_{t_o}')^2 \cdot v_{mt} \quad (24:5)$$

där $v_{mt} = \frac{1}{\rho_{mt}}$

Friktionsfaktorn λ kan enligt kapitel 4 betraktas som tillnärmelsevis konstant vid tvåfasströmning utan kokning. Om detta även förutsättes vara fallet vid ångbildning kan på den infinitesimala sträckan dL skrivas

$$d\Delta p_{fr} = \lambda \cdot \frac{dL}{d} \cdot \frac{1}{2} \cdot (\rho' \cdot w_{t_o}')^2 \cdot v_{mt} \quad (25:5)$$

För v_{mt} gäller under en sträcka $L_2 - L_1$ med konstant värmebelastning

$$v_{mt} = v_{mt_1} + (v_{mt_2} - v_{mt_1}) \cdot \frac{L - L_1}{L_2 - L_1} \quad (26:5)$$

Med (26:5) insatt i (25:5) och integrerat mellan L_1 och L_2 fås

$$\Delta p_{fr} = \lambda \cdot \frac{L_2 - L_1}{d} \cdot \frac{1}{2} \cdot (\rho' \cdot w_{t_o}')^2 \cdot \left(\frac{v_{mt_1} + v_{mt_2}}{2} \right) \quad (27:5)$$

Men

$$v_{mt} = \frac{1}{\rho_{mt}} = \frac{w_t' + w_t''}{\rho' \cdot w_t' + \rho'' \cdot w_t''}$$

och enligt $w_t' = w_{t_0}' - \frac{\rho''}{\rho'} \cdot w_t''$ fås

$$v_{mt} = \frac{w_{t_0}' + w_{t_1}'' \cdot (1 - \frac{\rho''}{\rho'})}{\rho' \cdot w_{t_0}'} \quad (28:5)$$

och

$$\Delta p_{fr} = \lambda \cdot \frac{L_2 - L_1}{d} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho' \cdot w_{t_0}' \cdot \left[w_{t_0}' + \frac{(w_{t_1}'' + w_{t_2}'')}{2} \cdot (1 - \frac{\rho''}{\rho'}) \right] \quad (29:5)$$

λ har vid beräkningarna satts till 0,030 eftersom λ -värdet vid 33 mm:s röret är cirka 0,028. Vid beräkningarna har konstant värmebelastning förutsatts dels för eldstadstaket och första konvektionsdelen, dels för andra konvektionsdelen.

Krökförlusterna i första konvektionsdelen jämnställes ungefärligen med det drivtryck som fås i kröken. Krökförlusterna i den andra konvektionsdelen bestäms ur

$$\Delta p_{kr} = \sum \xi \cdot \rho' \cdot w_{t_0}' \cdot \frac{w_{t_0}' + w_t''(1 - \rho''/\rho')}{2}$$

$\sum \xi$ sättes till 1,4 eftersom här finns 3 180°-krökar och 1 90°-krök. Värdena på motståndskoefficienterna är hämtade ur (6).

Ett överlyft på 300 mm skall beaktas. Motsvarande "tryckfall" bestäms ur

$$\Delta p_{\ddot{o}} = 0,3 \cdot g \cdot \rho_m = 0,3(g \cdot \rho' - \Delta p_{dr}'))$$

Accelerationsförlusten fås direkt enligt (17, 18 och 19:5). De totala stigtubsmotstånden framgår av nedanstående tabell.

w'_{t_0} m/s	Δp_l N/m ²	Δp_{fr} N/m ²	Δp_{kr} N/m ²	$\Delta p_{\ddot{o}}$ N/m ²	Δp_{acc} N/m ²	$\Sigma \Delta p_s$ N/m ²
0,3	100	3320	520	550	230	4620
0,5	280	6140	910	730	420	8480
0,7	550	8990	1360	930	590	12420

Tabell 9.

Fallrörsmotståndet.

Fallröret innehåller en 45°-krök, två 90°-krökar samt en 180°-krök. Detta motsvarar $\Sigma \xi = 0,1 + 2 \cdot 0,2 + 0,4 = 0,9$. Inströmningsförhållandena var sådana att motståndskoefficienten kan sättas 0,5 och då ingen återvinning av hastighetshöjden vid inträdet i vattenlådan torde ske fås den totala inströmningskoefficienten till 1,5. Vidare beaktas slussventilen genom en koefficient 0,2 och mätflänsen med 1,3. Rörets längd är 6 m och friktionsfaktorn blir 0,014. Det sammanlagda fallrörsmotståndet blir följaktligen

$$\Delta p_f = (1,5 + 0,9 + 0,2 + 1,3 + \frac{6 \cdot 0,014}{0,125}) \cdot \frac{\rho'}{2} \cdot \left(\frac{A_s}{A_f} \cdot w'_{t_0} \right)^2$$

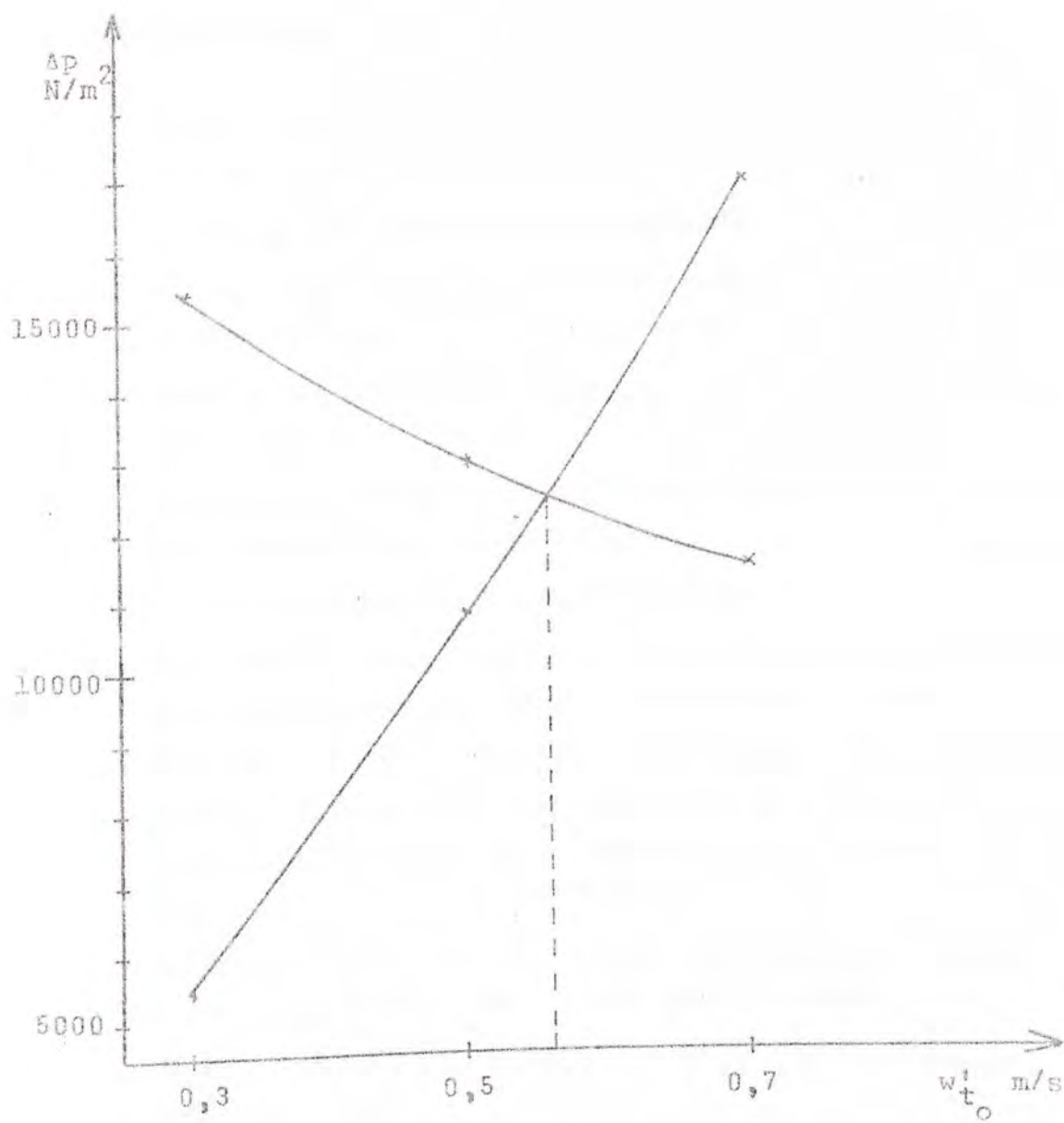
De resulterande tryckfallen framgår av nedanstående tabell.

w'_{t_0} m/s	Δp_f N/m ²	Δp_s N/m ²	$\Sigma \Delta p$ N/m ²
0,3	840	4620	5460
0,5	2310	8480	10790
0,7	4520	12420	16940

Tabell 10.

Som framgår av figuren på nästa sida råder jämvikt mellan drivtryck och motstånd för $w'_{t_0} = 0,56$ m/s, motsvarande cirkulations-talet 7,2.

Det uppmätta värdet på medelinloppshastigheten i stigtuberna vid fullastprovet var 0,58 m/s.



Figur 14.

Litteraturreferenser.

1. Baker, O.: Simultaneous flow of oil and gas. Oil Gas Journal 53 (1954).
2. Ledinegg, M.: Dampferzeugung. Wien (1952).
3. Witte, J.H.: Mixing shocks and their influence on the design of liquid-gas ejektors. Diss. Delf (1962).
4. Thuresson, S.: Tryckuttag för statistiskt tryck. Teknisk Tidskrift 94:7 (1964).
5. Nelson, L.: Examensarbete, institutionen för Värmeteknik och maskinlära, CTH (1966).
6. VDI-Wärmeatlas, L. Düsseldorf (1963).
7. Martinelli, R.C. - Nelson, D.B.: Prediction of pressure drop during forced circulation boiling of water; Recent advances in heat and mass transfer, p. 318, New York(1961).
8. Becker, K.M. et al.: An experimental study of pressure gradients for flow of boiling water in a vertical round duct. A.E.Report 69, 70 (1962).
9. Isbin, H.S. et al.: Two phase steam-water pressure drops. Chem. Eng. Progr. Symp. Ser. 55:23 (1959).
10. Fraas, A.P. - Ozisik, M.N.: Heat exchanger design. New York (1965).
11. Widell, T.: Värmeupptagning i strålningseldstäder. Teknisk Tidskrift 93:43 (1963).

B I L A G O R

Tvåfasflöde av ånga och vatten - En litteraturöversikt.

Problem rörande tvåfasströmning finns behandlade i ett stort antal artiklar. Det är utanför ändamålet med denna översikt att söka göra en total täckning av publicerade artiklar, därtill är området alltför stort. En referenslista för perioden 1931 - 1962 ges av D. Chisholm (4). Inalles redovisas 308 artiklar dock utan referat. Boken "Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow" av L.S. Tøng (27) utgiven 1965 ger ävenledes en aktuell litteraturöversikt.

I den översikt, som skall göras här, behandlas i huvudsak artiklar rörande tvåfasflöde av ånga och vatten, med speciell inriktning på beräkning av vattenomloppet i självcirkulationskretsar.

En indelning av artiklarna har gjorts så att till en början behandlas tyska undersökningar, därefter artiklar publicerade på engelska och slutligen göres en kort översikt av ryska arbeten. Även ett par svenska artiklar behandlas. Denna indelning har valts då utvecklingen inom de olika språkområdena skett ganska separat och med liten påverkan över språkgränserna.

Den första på fysikaliska grundlagar beroende teorin om naturligt vattenomlopp i en ångpanna uppställdes år 1919 av F. Münzinger (17). Här utsäges, att den statiska tryckskillnaden, som orsakas av att medierna i fallrör och i stigtuber har olika densitet, måste vara lika med summan av strömningsförlusterna. Vid den cirkulationsberäkning, som Münzinger utförde, betraktades emellertid ångvattenemulsionen som ett homogent medium. Dess densitet beräknades under förutsättning att ångan och vattnet strömmade med samma hastighet. Någon hänsyn togs alltså

inte till att en relativhastighet existerar mellan ångan och vattnet. Det visade sig också att beräknade värden stämde dåligt med senare uppmätta.

Försök för bestämning av relativhastigheten mellan ångblåsorna och vattnet redovisades år 1933 och 1934 av E. Schmidt (21) och av Schmidt et al. (22). Vid försöken bestämdes, vid olika tryck och rördiametrar, ångans stighastighet i ett vertikalt rör med stillastående vatten. Värme tillfördes i ett rum under mätröret. Den avkokade ångan fick kondensera och kondensatet återfördes till rummet under mätröret. Densiteten hos mediet i mätröret fastställdes genom mätning av differenstrycket mellan en fast undre mätpunkt och tryckuttaget i en i mätröret koncentriskt placerad mätsond. Denna var rörlig i vertikal led, så att mätningar med 25 cm:s avstånd mellan mätpunkterna kunde göras. Mätvärdena uppfördes i diagram mot avståndet mellan mätpunkterna varvid en rät linje erhöles, vars lutning ger tätheten hos mediet i varje belastningsfall.

Ur uppmätta värden på densiteten i mätröret och med kännedom om den genererade ångmängden, framräknad ur effektförbrukningen, beräknades ångans verkliga hastighet w'' på följande sätt:

I ett rör där såväl ånga som vatten strömmar fram betecknas de tvärsnittsareor, som i medeltal upptas av ånga och vatten, med A'' och A' . Rörets totala tvärsnittsarea är A och blandningens medeldensitet ρ_m . Härvid gäller

$$\rho_m \cdot A = \rho' \cdot A' + \rho'' \cdot A''$$

eller

$$A'' = A \cdot \frac{\rho' - \rho_m}{\rho' - \rho''}$$

Vattnets verkliga hastighet betecknas w' och relativhastigheten mellan ångan och vattnet w_r . Härvid fås definitions-
mässigt

$$w'' = w' + w_r$$

Vid $w' = 0$ fås

$$w'' = w_r$$

och

$$w_r = w'' = \frac{G''}{A'' \cdot \rho''}$$

där G'' betecknar den per tidsenhet genom röret strömmande viktmängden ånga. Relativhastigheten vid stillastående vatten kunde således bestämmas ur den uppmätta medeldensiteten.

De erhållna resultaten för olika rördiametrar framgår av nedanstående diagram

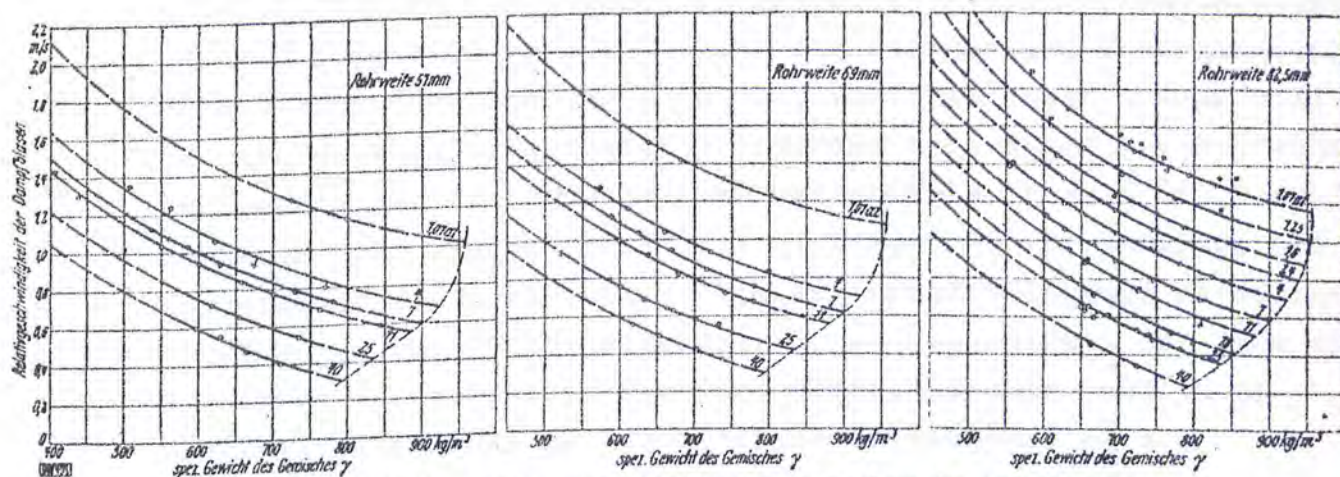


Abb. 10 bis 12. Relativgeschwindigkeiten der Dampfblasen in Abhängigkeit vom spezifischen Gemischgewicht für Drücke von 1,07 bis 40 at und Röhre von 57, 69 und 82,5 mm i. W.

Fig. 1

Försök med cirkulerande vatten redovisade i samma artikel förde ej till några användbara och enhetliga resultat, men pekade mot helt andra värden på relativhastigheten än vid stillastående vatten. Man fann även att friktionstryckfallet vid tvåfasströmning starkt avvek från det, som kunde beräknas på konventionellt sätt, om blandningen betraktades som ett homogent medium.

I ett flertal artiklar och läroböcker t.ex. (6,12,29) ges olika beräkningsmetoder för bestämning av den cirkulerande mängden vid ångpannor med själv-cirkulation grundade på de relativhastigheter, som angivits av Schmidt. Koefficienter för engångsmotstånd och friktionsfaktorer bestämmas som om tvåfasblandningen varit ett homogent medium. Författarna har i allmänhet utarbetat olika grafiska metoder, som under de givna förutsättningarna ganska snabbt leder till målet.

Under 1950-talet redovisades i Tyskland två nya mätningar av relativhastigheter och friktionsfaktorer vid ång-vattenblandningar. Den första utfördes av K. Schwarz (23) vid tekniska högskolan i Darmstadt och den andra vid samma lärosäte av F. Brandt (3). Schwarz använde sig i sina mätningar av en modell, som ursprungligen uppfördes för undersökning av cirkulationsförhållandena i de ångpannor på 170 t/h, som skulle uppföras i Malmö av AB Sydkraft. Modellen bestod av fyra parallella stigrör med innerdiameter 60 mm och ett fallrör med innerdiameter 73 mm. Stigrören mynnade i en dom, varifrån ångan uttogs till en ytkondensor. Kondensatet återfördes till domen via ett venturimunstycke. Avståndet mellan vattennivån i domen och undre samlingslådan uppgick till 22,5 m. Stigrören var inmurade och upphettades med gasbrännare. Vid de fortsättningsvis refererade försöken böjdes ett av stigrören ut ur inmurningen och fick gå ouppvärmt en sträcka på 7 m före domen. Sålunda erhöles en vertikal mätsträcka på 6,3 m och en horisontell på 3 m.

Vattnets inloppshastighet i stigröret mättes med en flygel, vars rotationshastighet kunde registreras genom ett radioaktivt preparat fastsatt på densamma. Domen uppdelades med en skärm i två gastäta delar, så att ångmängden från mätröret kunde bestämmas separat. Ångan från mätröret kunde antingen ledas till den egentliga kondensorn eller via en hjälpkondensor till en kondensatvåg. Genom en differenstryckmätare inkopplad mellan de två ångrummen kunde konstateras, att vätskenivåerna dem emellan var konstanta. Mätmetoden ger en måttlig noggrannhetsgrad. Densiteten i mätröret bestämdes med en radioaktiv mätmetod.

Veterligen är Schwarz den förste, som använt denna teknik. Principen grundar sig på att γ -strålar, som går genom ett medium, absorberas olika alltefter mediets densitet. Schwarz använde sig av ett kompensationsförfarande, så att en nollställning utfördes före varje mätning. Intensiteten hos ett motstånd bestående av en metallskiva med samma absorptionsförmåga som metallen i mätroret och ett visst bestämt vattenskikt av rumstemperatur uppmättes. Därefter fördes mätanordningen intill tuben och metallskivan borttogs. Genom ändring av vattenskiktets tjocklek kunde åter samma intensitet som vid nollställningen erhållas. Skillnaden mellan de två vattenskiktens tjocklek var ett mått på densiteten hos ång- och vattenemulsionen i just det skikt, som γ -strålen genomträngte. Täthetsfördelningen runt röraxeln konstaterades vara rotationssymmetrisk. Genom mätning av den lokala densiteten i ett plan genom röraxeln samt två därmed parallella plan på samma sida om det förstnämnda kunde medeldensiteten i röret fås genom grafisk integration över rörtvårsnittet. Utgående från medeldensiteten och med kännedom om cirkulerande vattenmängd och genererad ångmängd bestämdes medelvärdet av ångans relativhastighet som funktion av emulsionens verkliga densitet. Resultaten framgår av nedanstående diagram

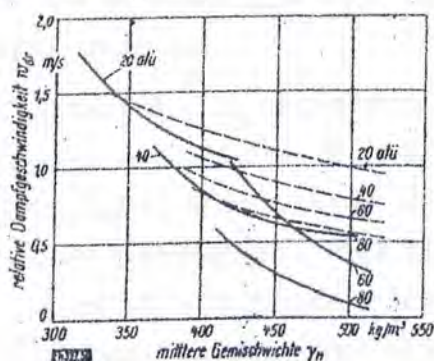


Bild 50. Abhängigkeit der relativen Dampfgeschwindigkeit (Dampfvorgeschwindigkeit) w_s , im lotrechten Teil des Steigrohrs von der mittleren Gemischichte γ_m bei verschiedenen Drücken.

Ausgezogene Kurven nach den vorliegenden Messungen für Wassergeschwindigkeiten w_w nach Bild 49 (die Kurven streben nach null bei $\gamma_m = \gamma_w$), gestrichelte Kurven nach Ph. Behringer u. W. Schurig [8]

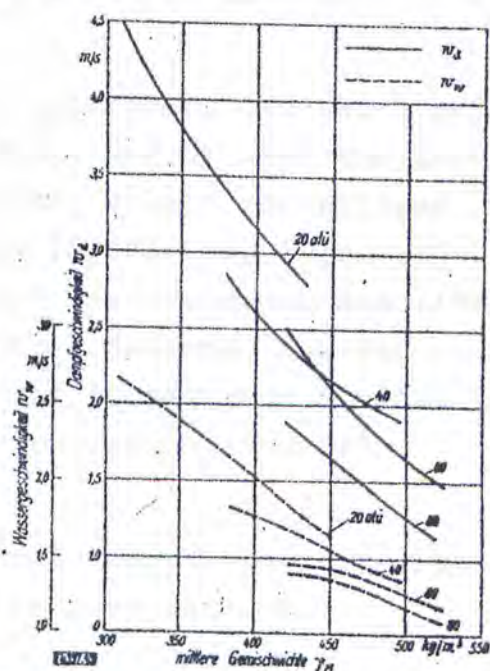


Bild 49. Abhängigkeit der Dampf- und der Wassergeschwindigkeit im lotrechten Teil des Steigrohrs von der mittleren Gemischichte γ_m bei verschiedenen Drücken.

Die Kurven streben nach null bei $\gamma_m = \gamma_w$.

Det bör framhållas, att de redovisade resultaten ej äger allmängiltighet, då man endast kunde få de variationer i vattnets inloppshastighet, med genererad ångmängd, som ges av modellens motståndskaraktistika.

Tryckdifferensen mellan två punkter på ett avstånd av 4.035 m uppmättes och med kännedom om medeldensiteten beräknades ett värde på friktionsfaktorn λ enligt sambandet

$$\Delta p_{fr} = \lambda \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{w_m^2}{2} \cdot \rho_m$$

Medelhastigheten w_m fås ur kontinuitetssambandet

$$\rho_m \cdot w_m \cdot A = \rho' \cdot w' \cdot A' + \rho'' \cdot w'' \cdot A''$$

Bestämningen av Δp_{fr} är mycket osäker eftersom friktionstryckfallet är en liten storhet beräknad ur differensen mellan två stora tryckskillnader. Av dessa är tryckhöjden beräknad ur mätningen av medeldensiteten och därmed behäftad med en ganska stor osäkerhetsmarginal. Ett medelvärde på den ovan definierade friktionsfaktorn $\lambda = 0,046$ ges, men osäkerhetsmarginalen anges till $\pm 40\%$.

I det vågräta mätröret kunde konstateras en långtgående separation i en vätske- och en ångfas. Detta var fallet trots höga ång- och vattenhastigheter. En avsevärd relativhastighet konstaterades även här.

Brandts undersökning utfördes med en apparatur, som var i princip likartad med den av Schwarz använda. Brandt hade emellertid en möjlighet att strypa i fallröret, vilket väsentligen utökade hans mätområde. Han hade dock fortfarande ingen möjlighet att mäta vid stora cirkulerande vattenmängder och liten ångmängd. Mätmetoderna var också i stort desamma, som vid Schwarz' undersökning, men naturligtvis förbättrade i vissa avseenden där Brandt dragit nytta av erfarenheterna från Schwarz' undersökning.

Brandt gjorde även ett på empiriska mätvärden baserat teoretiskt studium av tvåfasströmning i ett cirkulärt rör.

Densitetsmätningarna visade liksom vid Schwarz' undersökning, att täthetsprofilen är rotationssymmetrisk i ett vertikalt icke upphettat rör. Som närmefunktion för densitetsprofilen ansattes

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho' - \rho_0} = C \cdot x^m$$

där ρ = den lokala densiteten på radien r

ρ_0 = densiteten i rörets centrum

$x = \frac{r}{R}$ där R är rörets innerdiameter

Ur mätvärdena erhöles $m = 2$ och

$$\frac{C}{2 - C} = \delta' = \frac{A'}{A}$$

Det slutliga uttrycket för densitetsprofilen blir

$$\rho/\rho_m = 1 - \Gamma (1 - 2x^2)$$

$$\text{där } \Gamma = \frac{\rho' - \rho_m}{\rho_m} \cdot \frac{\rho_m - \rho''}{\rho' - \rho''} = \frac{\delta' \cdot \delta''}{\delta' + \frac{\rho''}{\rho' - \rho''}}$$

$$\text{och } \delta'' = \frac{A''}{A}$$

Sambandet mellan Γ och δ' för olika tryck framgår av nedanstående figur.

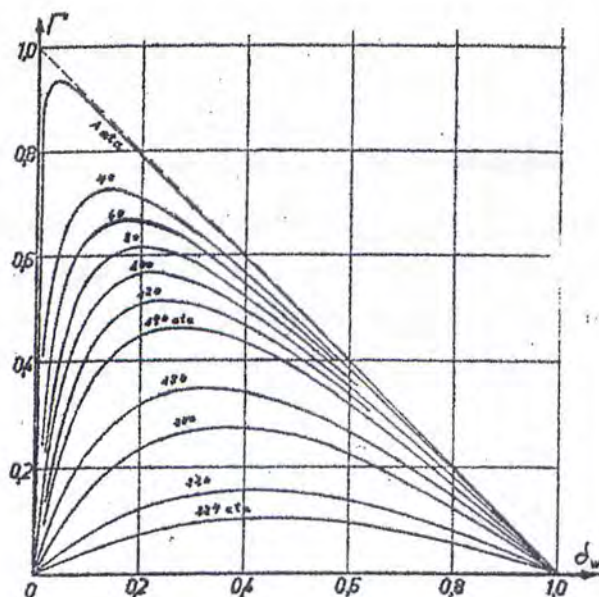


Fig. 3

Utgående från detta värde på densitetsprofilen ansattes en beräkning av friktionsfaktorn på teoretisk väg. Ång-vatten-blandningen betraktades som ett kvasihomogent medium med en densitetsprofil enligt ovan. Författaren utgår från kontinuitetsekvationen och Navier-Stokes ekvation, antar ett värde på den Prandtlska blandningslängden och når genom integration fram till ett uttryck för hastighetsprofilen i röret. Genom ytterligare integration fås medelhastigheten. Ur villkoret, att kraften för övervinning av friktionstryckfallet skall vara ekvivalent med skjuvkraften runt rörtvärsnittet fås liksom vid homogent medium om λ definieras enligt tidigare

$$\frac{w_m}{\sqrt{\tau_o/\rho_m}} = \frac{\sqrt{8}}{\sqrt{\lambda}}$$

där τ_o = skjuvspänningen vid rörväggen. Insättes här det beräknade uttrycket för w_m kommer Brändt slutligen fram till ett uttryck av formen

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \text{konst} + \frac{1}{\sqrt{8}K} \cdot F(x_o, r)$$

där K är konstanten i det antagna uttrycket för blandningslängden och

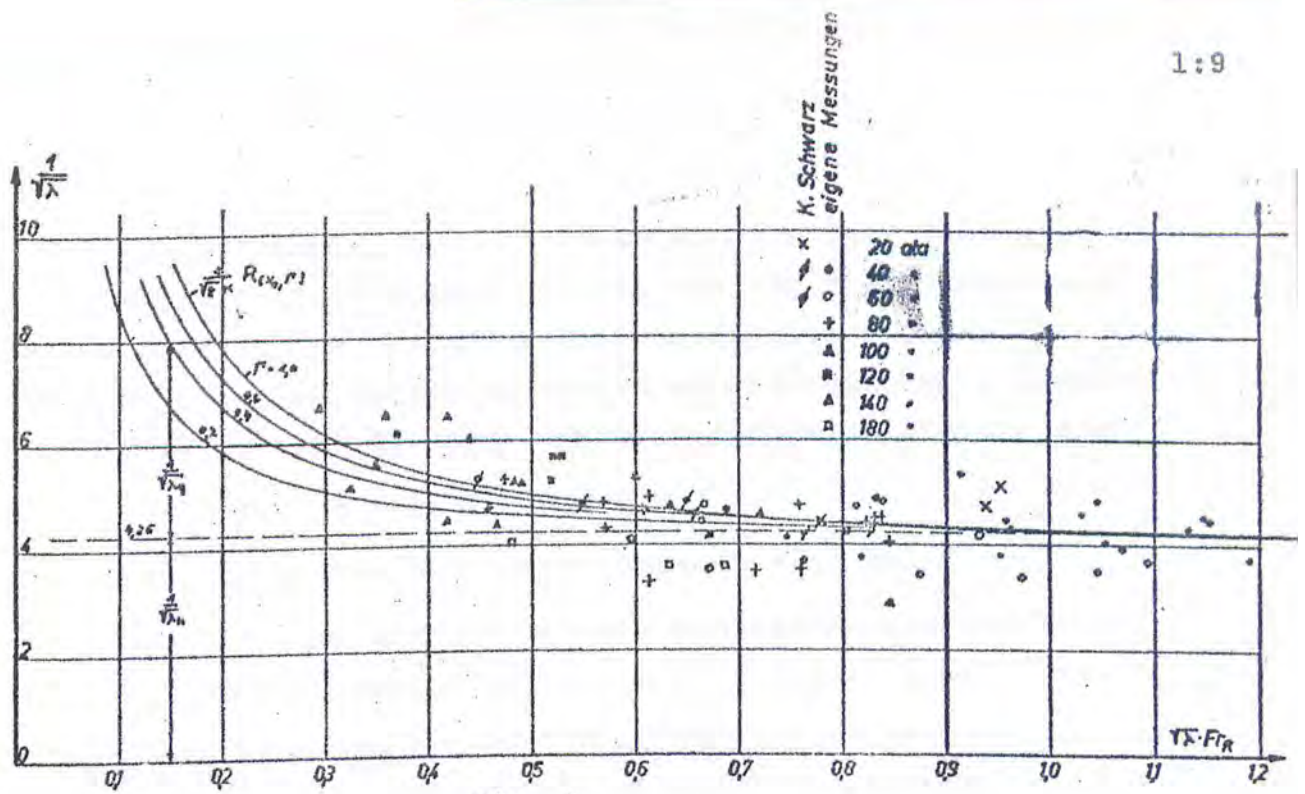
$$x_o^2 = \frac{2 \cdot \tau_o}{\rho_m \cdot R \cdot r} + 1$$

I stället för x_o och r kan som parametrar väljas $(\sqrt{\lambda} \cdot Fr)$ och r där Fr = ett Frodetal =

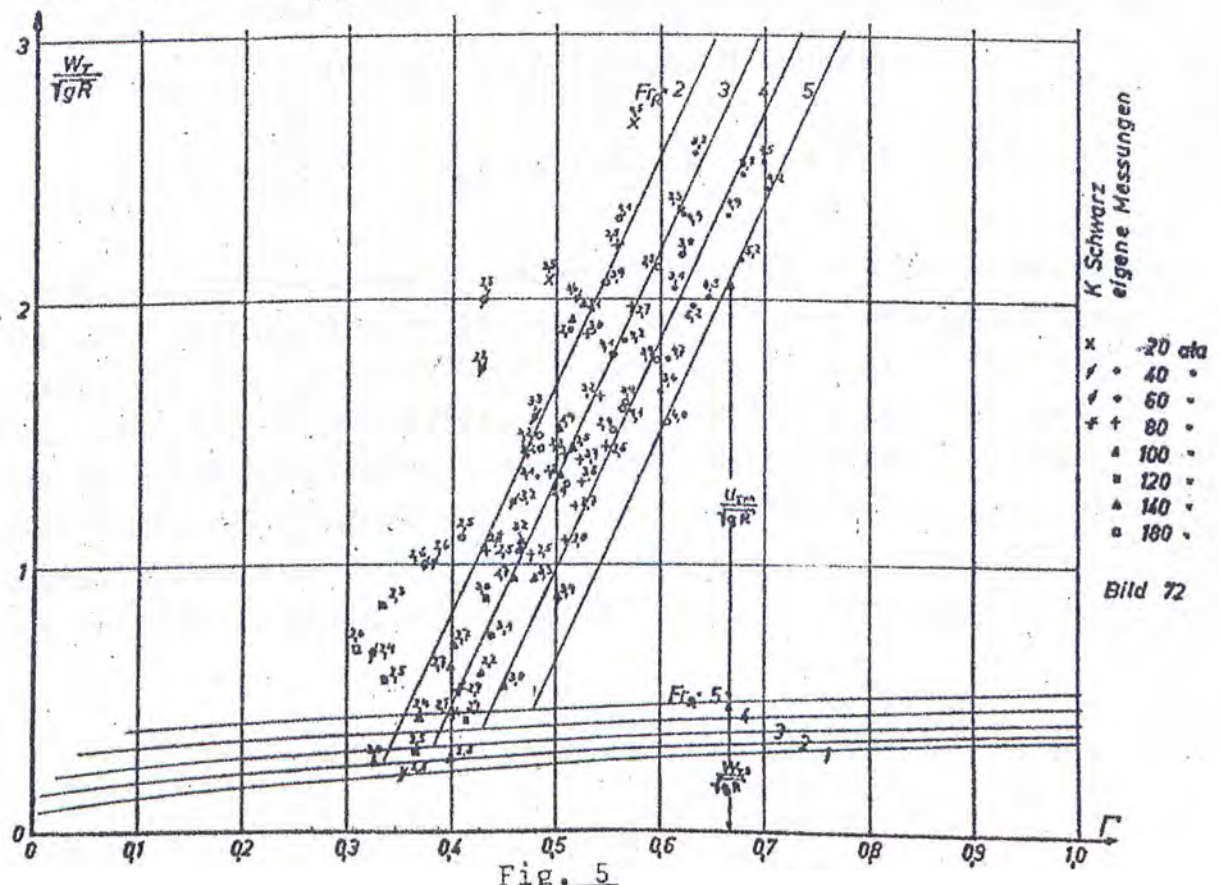
$$= \frac{w_m}{\sqrt{g \cdot R}}, \text{ ty}$$

$$\sqrt{x_o^2 - 1} = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\lambda} \cdot Fr}{r}$$

I nedanstående figur finns de utvärderade försöksresultaten uppförda som $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ mot $(\sqrt{\lambda} \cdot Fr)$ med r som parameter. Som synes är mätresultaten rejält strödda och någon direkt bekräftelse av de teoretiska resultaten är svår att finna.



Ur hastighetsprofilen kan även ett teoretiskt uttryck för relativhastigheten härledas. Härur framgår, att relativhastigheten kan uppdelas i två delar. Dels en "sann" relativhastighet orsakad av densitetsskillnaden mellan ånga och vatten dels en "skenbar" relativhastighet orsakad av att en förhållandevis stor andel ånga befinner sig mot centrum av röret där hastigheten är störst. Den senare relativhastigheten orsakas alltså helt av förekomsten av en densitets- och en hastighetsprofil i röret. I nedanstående figur finns mätvärdena utvärderade mot Γ och med Fr som parameter.



Ur figuren framgår, att vid Γ värden $>0,4$ ökar den totala relativhastigheten snabbt och att den här till övervägande del består av den "sanna" relativhastigheten. Under $\Gamma = 0,4$ är den "skenbara" relativhastigheten övervägande. I området $0,4 < \Gamma < 0,8$ ges följande ekvation för relativhastigheten

$$w_r = -1,04 + 4,59 \Gamma - 0,346 w_m$$

gällande för en tub med innerdiametern 57,5 mm.

En i ögonfallande brist i Brandts teoretiska studium är, att han helt bortser från förekomsten av olika flödesregimer.

Förutsättningen med ett kvasihomogent medium borde kunna vara fruktbärande inom området med bubbelflöde, men bör vara en dålig utgångspunkt vid annulärt flöde. Den av Brandt gjorda empiriska undersökningen omspannar områden där säkert annulärt flöde har förekommit. Införandet av Γ -funktionen torde också vara ett ganska diskutabelt steg. Enligt figur 3 ger ett givet Γ -värde två värden på δ' . Exempelvis ger vid 100 ata $\Gamma = 0,4$ $\delta' \approx 0,1$ och 0,55. Detta Γ -värde ger med givet värde på w_m enligt ekvationen ovan ett värde på w_r , trots att flödesregimerna och därmed w_r bör variera avsevärt mellan $\delta'=0,1$ och 0,55.

Brandt ger också i en senare artikel (10) en metod för beräkning av den cirkulerande mängden i en ångpanna med själv-cirkulation.

För beräkning av drivtrycket på längden H ansättes

$$\Delta p_{dr} = g \cdot \int_0^H (\rho' - \rho_m) dz = H \cdot g \cdot \rho' \int_0^1 \left(1 - \frac{\rho_m}{\rho'}\right) d\left(\frac{z}{H}\right)$$

Ett samband mellan z och ρ_m måste finnas för att denna integral skall vara lösbar. Brandt förutsätter, att den medelspecifika volymen, $v_m = \frac{1}{\rho_m}$, är en rätlinjig funktion av z vid konstant värmebelastning på stigtuben. (Detta påstående kan lätt bevisas om relativhastigheten försummas. Däremot måste i ett reellt fall, då en sådan förekommer, detta antagande vara diskutabelt.) Under ovanstående antagande kan emellertid drivtrycksekvationen integreras och ett uttryck för Δp_{dr} som

funktion av förhållandena i utloppet från tuben erhålls. En beräkning av kretsmotstånden göres på konventionellt sätt. Inloppshastigheten i tuberna kan sedan beräknas ur kravet, att drivtryck och motstånd skall vara lika stora då jämvikt råder i systemet. Denna ekvation löses sedan för olika värden på systemkonstanter och tryck. Lösningarna uppföres i ett diagram från vilket man med givna förutsättningar kan bestämma vattnets inloppshastighet. Diagrammet är dock av en så speciell karaktär, att det knappast är möjligt att lägga det till grund för en generell beräkning. Diagrammet gäller nämligen endast för enkla kretsar med konstant värmebelastning.

En mycket kommenterad och använd korrelation för bestämning av friktionstryckfall vid rörströmning av en tvåfasblandning publicerades i slutet på 1940-talet av amerikanerna Lockhart och Martinelli (14). Korrelationen bygger på data över tryckfall, som erhållits vid atmosfärstryck och i horisontella rör vid strömning av olika tvåfasblandningar som luft - vatten, luft - fotogen, luft - olika oljor. Det uppmätta tryckfallet dividerades med motsvarande vid strömning av endast gasen. Den så erhållna kvoten betecknades ϕ_{gt}^2 där indexet ϕ hänför sig till gas och tt anger att båda faserna strömmar turbulent. ϕ^2 uppfördes som funktion av en dimensionslös parameter

$$X_{tt} = \left[\frac{(dp/dl)_l}{(dp/dl)_g} \right]^{1/(2-n)}$$

Denna parameter kan omskrivas

$$X_{tt} = \left(\frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/(2-n)} \cdot \left(\frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{n/2-n} \cdot \frac{G_l}{G_g}$$

Indexen anger förhållandena i gas respektive vätskefas, μ betecknar den dynamiska viskositeten och faktorn n bestäms empiriskt ur sambandet

$$\lambda = \frac{C}{Re^n}$$

För turbulent strömning blir $n = 0,20 \text{ à } 0,25$

Sambandet mellan ϕ_{gtt}^2 och X_{tt} framgår av nedanstående figur.

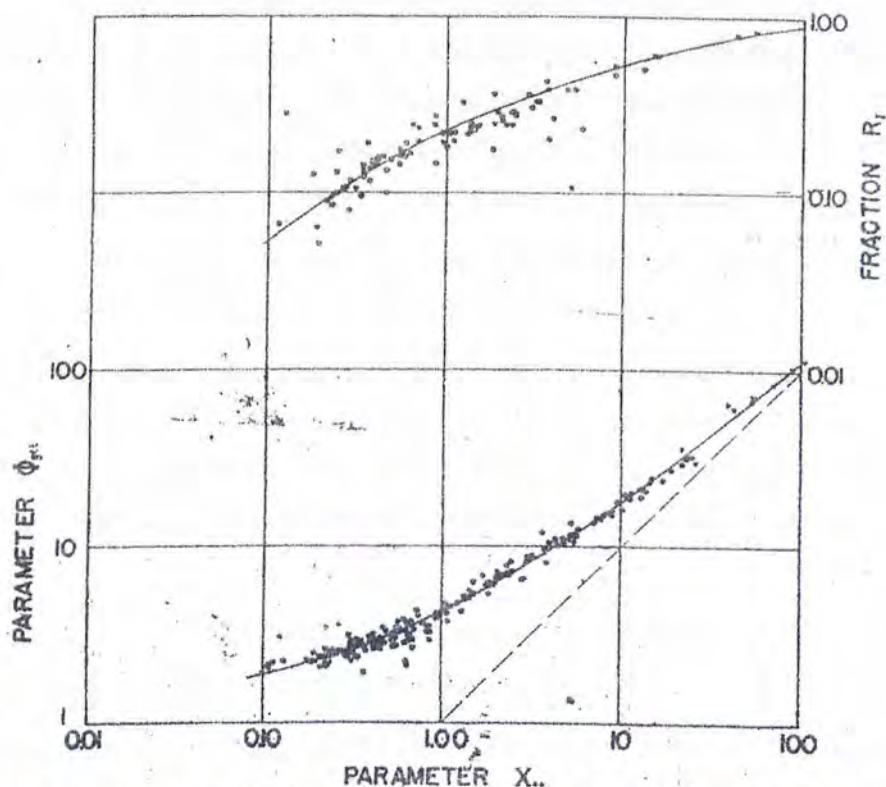


Fig. 1. Relation between R_t , ϕ_{gtt} , and parameter X for mechanism 1, turbulent-turbulent flow. Experimental groups 3, 5, 8, 10, 13-17 are included. A few points from experimental groups 4, 7, and 9 for flow mechanism 3, turbulent-viscous flow are also plotted

Fig. 6

För kvoten mellan tryckfallet vid tvåfasströmning och tryckfallet med endast vätskefasen strömmande i röret ϕ_{lft}^2 erhöles

$$\phi_{lft}^2 = \frac{\phi_{gtt}^2}{X \frac{2-n}{n}}$$

Då det i figuren ovan visade sambandet mellan ϕ_{gtt}^2 och X_{tt} är erhållet från olika tvåfasset system ansågs sambandet generellt och i en artikel av Martinelli och Nelson (16) generaliserades sambandet till att gälla även för systemet ånga - vatten vid atmosfärstryck. Man konstruerade beräkningsmässigt en kurva gällande vid kritiska trycket, där relativhastigheten måste vara noll. Mellan de så erhållna kurvorna inlades tämligen godtyckligt kurvor gällande för mellanliggande tryck.

Om ånghalten $x = \frac{G''}{G' + G''}$ insättes i uttrycket för X kan ett värde på ϕ_{1tt}^2 bestämmas vid varje punkt på tuben. Genom grafisk integration över ånghallen framräknades kurvor ur vilka kvoten mellan friktionstryckfallet vid tvåfasströmning och motsvarande men med hela medieflödet i vätskefas kan bestämmas som funktion av ånghalten i utloppet och med trycket som parameter. Härvid har förutsatts, att ånghalten varierar linjärt med tublängden och att ångbildningen börjar vid tubens inlopp.

Författarna ger även en metod för bestämning av tryckförlusten orsakad av impulsökningen genom accelerationen.

I ett diagram ges också den fraktion av röret, som är fylld med ånga, som funktion av ånghalten och trycket. Detta diagram bygger på försöksvärden vid atmosfärstryck, kurvan vid kritiska trycket och däremellan godtyckligt inlagda kurvor vid varierande tryck.

Vid bedömning av värdet av Martinelli - Nelsons metod bör man hålla i minnet att metoden bygger på två postulat:

- 1) Det statiska tryckfallet för vätskefasen är samma som det statiska tryckfallet för gasfasen. Någon radiell tryckgradient får alltså ej finnas.
- 2) Volymen som upptas av vätska plus den volym som upptas av gasen måste i varje ögonblick vara samma som rörets totala volym.

Postulat nummer 1 är exempelvis ej uppfyllt vid pluggflöde. De empiriska data, som ligger till grund för korrelationskurvorna är vidare uppmätta vid horisontella rör och vid atmosfärstryck.

Metoden har emellertid vunnit stor spridning och använts med gott resultat för beräkning av friktionstryckfallet vid tvåfasströmning speciellt inom petroleumindustrin.

I ett licentiatarbete av K. Hallberg (8) vid Institutionen för ångteknik, CTH har en metod presenterats för bestämning av vattencirkulationen i ångpannor grundad på Martinelli- Nelsons korrelation för beräkning av friktionstryckfall.

Författaren utvecklar det tidigare berörda integrationsförfarandet vid ångbildning att gälla mellan två godtyckliga ånghalter. På samma sätt förfäres för beräkning av accelerationstryckfallet. Däremot bortser Hallberg helt från relativhastigheten vid beräkning av drivtrycket.

Två stora undersökningar utfördes under 50-talet och början på 60-talet vid universiteten i Cambridge och Strathclyde i Storbritanien. Försöken i Cambridge, vars resultat är publicerade i (9) utfördes på uppdrag av Water-Tube Boilermakers Association. Försöken utfördes i en tvångcirkulationskrets med tuber av innerdiametererna 1" och $1\frac{1}{2}$ ". Kretsen kunde varieras så att mätsektionen var horisontell eller vertikal. Mätsektionen bestod av en 24 fot lång sträcka delad i tre avsnitt, som kunde värmebelastas induktivt var för sig. Fyra tryckuttag fanns monterade så att tryckdifferensen kunde mätas över varje avsnitt och över hela mätsektionen. Omedelbart efter det sista värmebelastade avsnittet var anordnad en mätpunkt för mätning av medeldensiteten i tuben på radioaktiv väg.

Tyvärr finns primärresultaten av mätningarna ej publicerade. I nedanstående figur ges slipfaktorn $s = \frac{w''}{w'}$, som funktion av ånghalten vid ett vertikalt $1\frac{1}{2}$ " rör. De kryssmarkerade punkterna är uppmätta då den sista delen av kokzonen ej är värmebelastad.

Se fig. 7

Mätningarna genomfördes med stora massflöden varierande mellan 730 och 1700 kg/m², s. Intet anges beträffande de exakta massflöden vid vilka mätpunkterna gäller. Författarna anger, att de ej funnit någon trend vid varierade massflöden. Den stora spridningen, anses vara orsakad av onoggrannhet vid mätning av medeldensiteten.

Den senast relaterade undersökningen ligger till grund för en artikel av J.R.S. Thom (26) i vilken ges en metod för beräkning av tryckfallet i en ånggenererande tub vid tvångscirkulation. Metoden är synnerligen lätthanterlig men måste betecknas som mycket approximativ. Sålunda förutsattes en

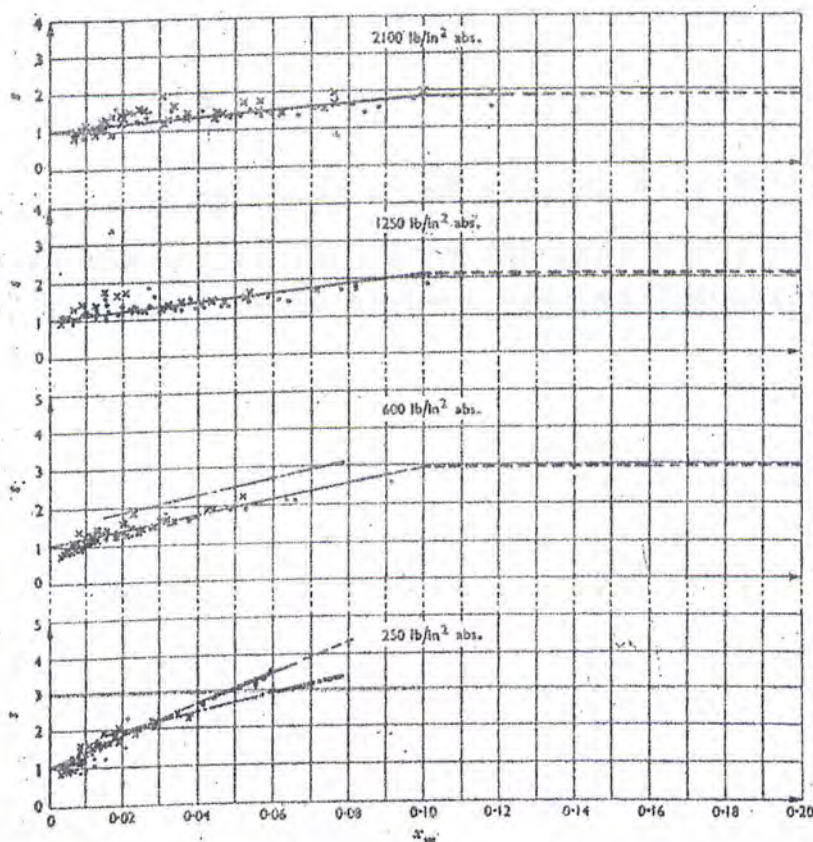


Fig. 24. Slip velocity ratio as a function of mass dryness-fraction for 1½-in. bore vertical pipe
 ● 24-ft heated length. × 16-ft heated length.

Fig. 7

konstant slipfaktor d.v.s. en konstant relativhastighet för varje tryck. Som slipfaktor användes ett medelvärde, erhållet vid ett 25 mm horisontellt rör. Under detta antagande kan accelerationstryckfallet i en tub där ånghalten ökar från 0 till x på längden l beräknas som

$$\Delta P_{\text{acc}} = \frac{G^2}{g_c} \cdot v' \cdot r_2$$

Friktionstryckfallet blir

$$\Delta P_{\text{fr}} = r_3 \cdot \Delta P_1$$

där ΔP_1 är det tryckfall som skulle orsakats av massflödet i vätskefas. Förhållandet mellan tvåfasblandningens friktionstryckfall och hela flödet i vätskefas betraktas som enbart beroende av trycket och ånghalten. Faktorn r_3 är beräknad ur mätvärdena.

Det gravimetriska tryckfallet fås slutligen ur sambandet

$$\Delta p_{\text{grav}} = \frac{g}{g_c} \cdot \frac{1}{v'} \cdot r_4$$

Faktorn r_4 är beräknad ur de antagna slipfaktorerna.

I nedanstående figurer finns faktorerna r_2 , r_3 och r_4 återgivna som funktion av trycket och med ånghalten x som parameter.

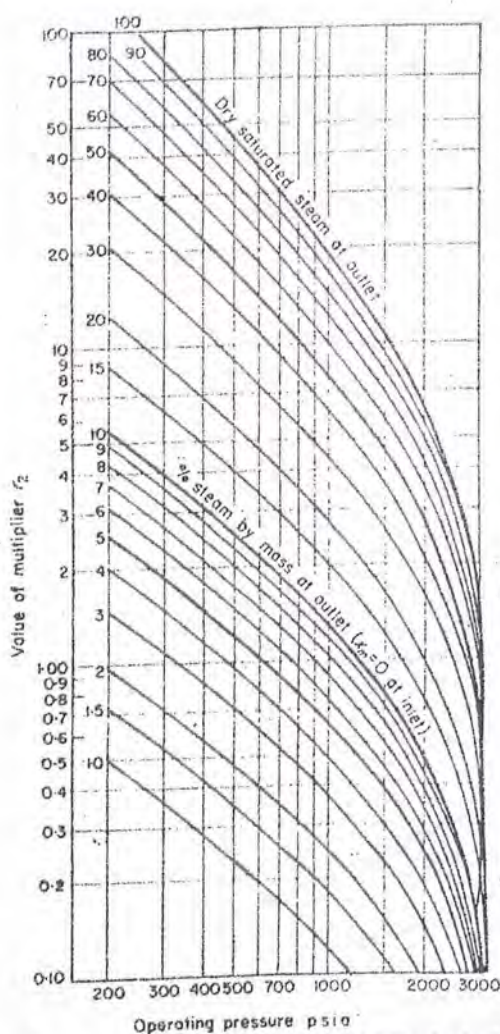


FIG. 7. r_2 acceleration pressure drop multiplier for boiling flow of water and steam.

Fig. 8

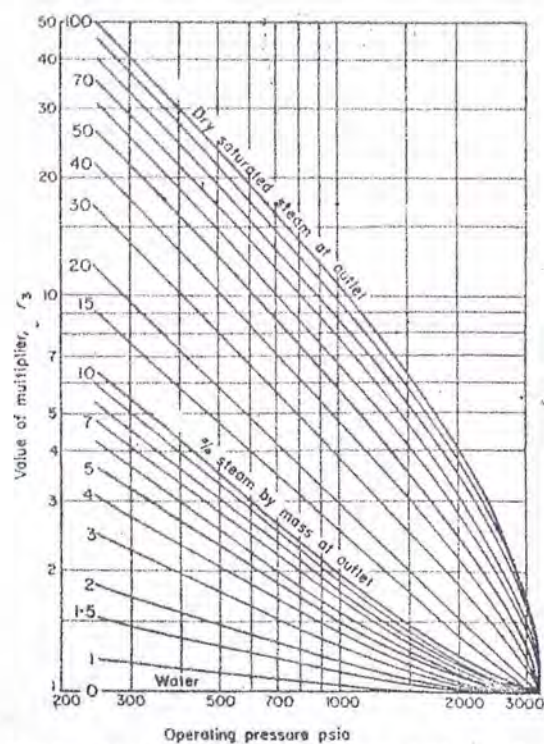


FIG. 9. r_3 -friction pressure drop multiplier for boiling flow of water and steam.

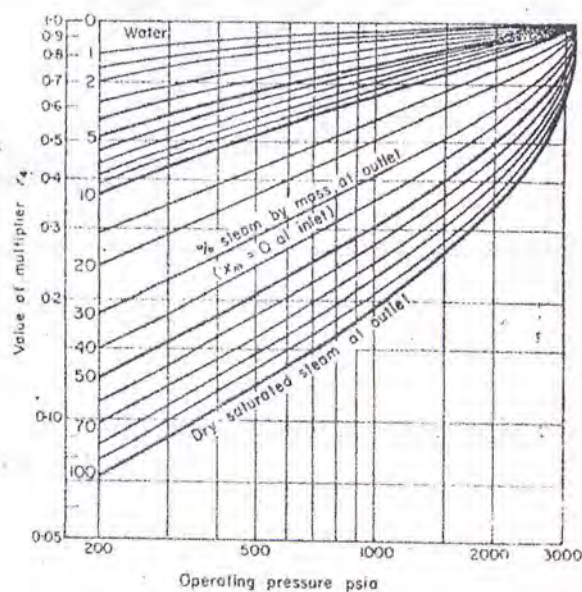
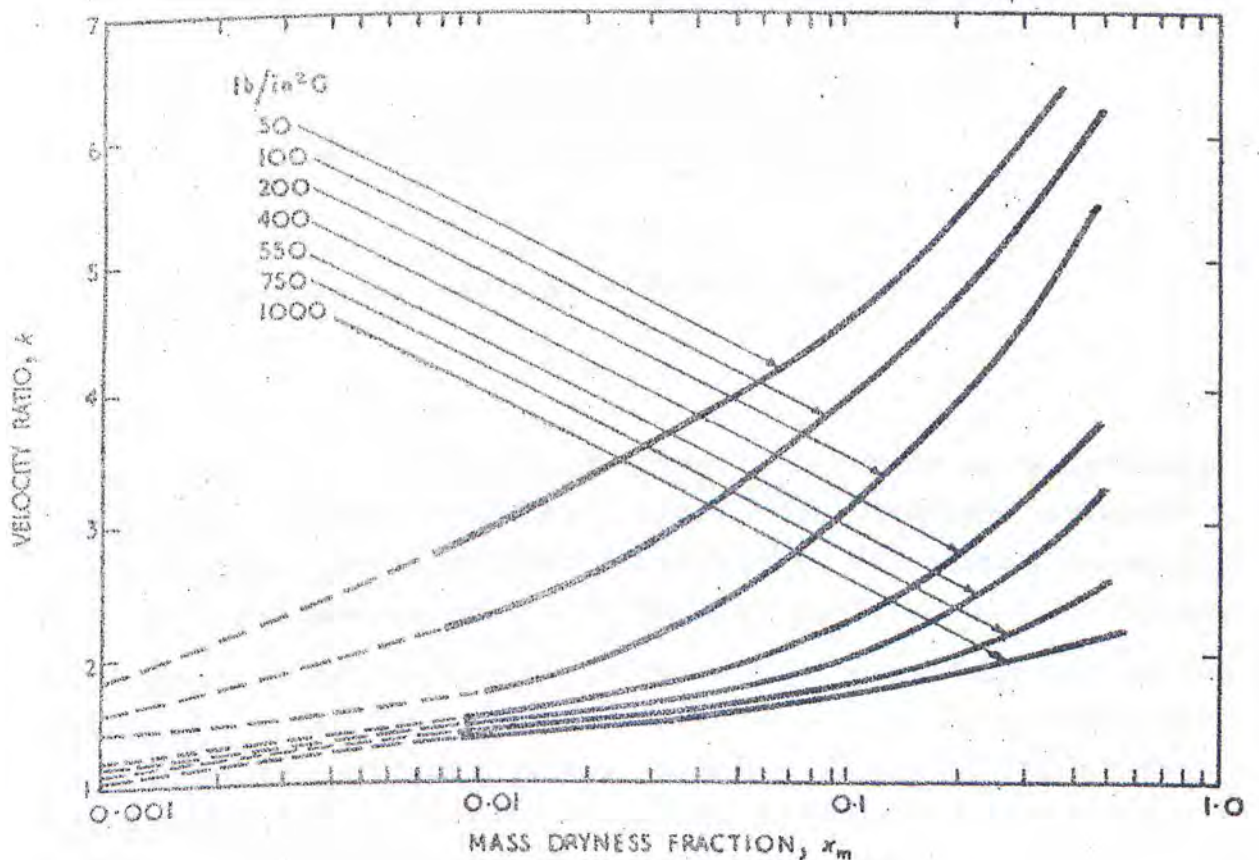


FIG. 10. r_4 gravitational pressure drop multiplier for boiling flow of water and steam.

Undersökningen vid universitetet i Strathclyde utfördes på uppdrag av British Ship Research Association av D.H Rooney (19). Försöksapparaturen utgjordes av en självcirkulationskrets med elektrisk upphettning. Densitetsmätningar utfördes på radioaktiv väg. Mätningar gjordes på tuber med innerdiametern $7/8"$, $1\frac{1}{4}"$ och $2"$. Tuberna kunde monteras horisontellt, lutande och vertikalt. Rooney rapporterar inget nämnvärt inflytande av vare sig rördiameter eller massflöde på slipfaktorn. En sammanställning av resultaten ges i nedanstående diagram. Det bör observeras att den givna kurvskaran representerar ett bästa värde av försöksresultaten och att stor spridning av dessa runt kurvan föreligger. Resultaten stämmer ej överens med de som rapporterades från Cambridge-mätningarna. Dessa anger nämligen att slipfaktorn för x -värde $> 0,1$ kunde betraktas som en konstant.



RELATIONSHIP BETWEEN VELOCITY RATIO AND MASS DRYNESS FRACTION
FOR SEVEN DIFFERENT PRESSURES

Fig. 9

På grundval av i litteraturen givna data har J.F. Marchaterre och B.M. Hoglund (15) uppställt en korrelation för beräkning av slipfaktorn. Den valda korrelationen ger

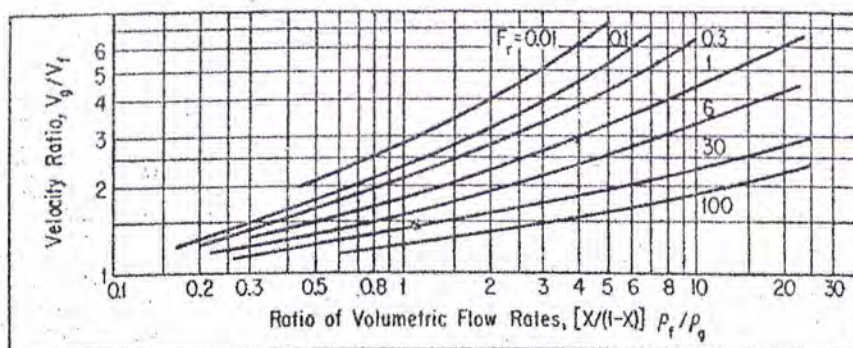
$$s = \frac{w''}{w'} = \left(\frac{x}{1-x} \right) \left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right) \cdot \frac{\rho'}{\rho''} \quad \text{som funktion av}$$

$$\left(\frac{x}{1-x} \right) \cdot \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{w_t''}{w_t'} \quad \text{med ett Frodetal} \quad \frac{G^2}{g \cdot \rho'^2 \cdot D} \quad \text{som}$$

parameter. α betecknar här voidfaktorn och definieras ur sambandet

$$\alpha = \frac{A''}{A}.$$

Den givna korrelationen återges i nedanstående figur.



CORRELATION of velocity ratios in vertical two-phase flow in a boiling channel

Fig. 10

Som synes är slipfaktorn här avsevärt beroende av massflödet så att den minskar med ökande massflöde. Diametern inverkar så att högre värden minskar slipfaktorn. Vid större diametrar än 75 mm rekommenderas att Frodetalet beräknas vid $D = 75$ mm.

En teoretisk behandling av tvåfasströmning av ånga och vatten gjordes i en år 1960 publicerad artikel av S. Levy (13). Artikeln skall refereras ganska ingående då den är typisk för de försök till teoretisk behandling av ämnet som gjorts och de antaganden och förenklingar som måste göras.

Levy utgår från en impulsekvation av Bernoullityp för vardera fasen vid strömning i en vertikal tub.

$$dp + \rho' \cdot \frac{w' \cdot dw'}{g} = \left(\frac{dp}{dy} \right)_{LTF} \cdot dy - \rho' \cdot dy \quad (1)$$

$$dp + \frac{1}{gA''} \cdot d(A'' \rho'' w''^2) + \frac{w'}{g \cdot A''} \cdot d(A' \cdot \rho' \cdot w') = \\ = \left(\frac{dp}{dy} \right)_{GTF} \cdot dy - \rho'' \cdot dy \quad (2)$$

Indexen LTF och GTF anger vatten-respektive ångfas i tvåfas-flödet. y är koordinaten i längdriktningen.

Ekvationen förutsätter alltså, att det statiska tryckfallet dp är lika för de båda faserna vilket innebär, att ingen radiell tryckgradient finnes.

Vidare fås definitionsmsigt

$$\rho' \cdot A' \cdot w' = G \cdot A \cdot (1-x) \quad (3)$$

$$\rho'' \cdot A'' \cdot w'' = G \cdot A \cdot x \quad (4)$$

$$\frac{A''}{A} = \alpha \quad ; \quad \frac{A'}{A} = 1 - \alpha \quad (5)$$

α brukar benämnas voidkoefficienten. Ur (1) och (2) fås genom utnyttjande av sambanden (3), (4) och (5):

$$\frac{G^2}{g \cdot \rho'} \cdot d \left[\frac{(1-x)^2}{1-\alpha} + \frac{x^2 \cdot \rho'}{\alpha \cdot \rho''} - \frac{1}{2} \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} \right] = \\ = \alpha \left[\left(\frac{dp}{dy} \right)_{GTF} - \left(\frac{dp}{dy} \right)_{LTF} + (\rho' - \rho'') \right] dy \quad (6)$$

Betraktas ett fall utan värmeförlust och alltså ingen ändring i x, α eller ρ' / ρ'' blir vänstra ledet = 0 och

$$\left(\frac{dp}{dy} \right)_{GTF} - \rho'' = \left(\frac{dp}{dy} \right)_{LTF} - \rho' \quad (7)$$

Detta innebär alltså att friktionstryckfallet och det gravimetriska tryckfallet måste vara samma för båda faserna. Detta igenkännes som Martinelli-Nelssons postulat. Systemet förutsättes därefter utsatt för små lokala störningar, varefter ånyo jämviktstillstånd inträder, men nu med något ändrade värden på x och α . Systemet bör nu återigen satisfiera

ekvation (7). Om ändringarna sker tillräckligt långsamt förutsättes ekvation (7) vara satisfierad hela tiden. Impuls utbytes således mellan vattenfasen och ångfasen varje gång en lokal ändring i x och α sker och på ett sådant sätt att summan av friktionstryckfallet och det gravimetriska tryckfallet hela tiden är lika för båda faserna.

Matematiskt motsvaras alltså Levys modell av differential-ekvationen

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{(1-x)^2}{1-\alpha} + \frac{x^2 \cdot \rho'}{\alpha \cdot \rho''} - \frac{1}{2} \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)^2} \right] = 0$$

Integration med gränsvärdet $\alpha = 0$ vid $x = 0$ ger för varje värde på $\frac{\rho'}{\rho''}$ d.v.s. vid varje tryck α som funktion av x .

Modellen tar således inte hänsyn till vare sig massflödet eller rörets diameter, trots att Levy i början av sin artikel påpekar, att dessa faktorer bör påverka relativhastigheten.

Modellen postulerar en flödesregim, som närmast motsvaras av annulärt flöde vid vertikala rör och skiktad strömning vid horisontella rör. Jämförd med empiriska värden ger modellen en större slipfaktor och därmed en för liten voidfaktor.

Levys teorier har något vidareutvecklats av S.Z. Rouhani vid AB Atomenergi (20). Bland annat tar Rouhani hänsyn till förekomsten av en void vid ånghalten $x = 0$. Denna void förorsakas av underkyld kokning med ångblåsor, som kollapsar vid kontakt med bulkfluidet. Vidare har Levys differential-ekvation kompletterats med termer, som sedan bestämts ur empiriska data. Vid den experimentella undersökningen fann Rouhani inget inflytande av massflödet.

Ett annat förslag till modell grundat på helt andra förutsättningar framlades år 1960 av S.G. Bankoff (2). Denna modell avser främst de förhållanden, som gäller vid bubbel-flöde.

Ång-vatten-blandningen betraktas som en suspension av bubblor i vätska och en radiell koncentrationsprofil förutsättes.

Bubbelkoncentrationen är störst vid centrum och avtar monotont till noll vid rörväggen. Ångan och vattnet förutsättes överallt ha samma hastighet. Totalt får dock ångan en större hastighet, då ångans koncentration är störst i de delar av röret, där hastigheten är störst. Eftersom det lokala "slipet" överallt försummas kan tvåfasblandningen betraktas som ett kontinuerligt fluidium med såväl koncentrations- som hastighetsprofil.

Såväl koncentrations- som hastighetsdistributionen förutsättes vara enligt en potenslag. Följande ansats gjordes

$$w^x = \frac{w}{w_c} = \left(\frac{y}{R} \right)^{\frac{1}{m}}$$

$$\alpha^x = \frac{\alpha}{\alpha_c} = \left(\frac{y}{R} \right)^{\frac{1}{n}}$$

Index c anger förhållandena vid rörcentrum och y är en koordinat i radiell led. w och α anger lokala värden. För massflödena fås

$$G' = 2\pi \cdot R^2 \cdot \rho' \cdot w_m \cdot \int_0^1 (1-s)(1-\alpha_m \alpha^x) w^x ds$$

$$G'' = 2\pi \cdot R^2 \cdot \rho'' \cdot w_m \cdot \int_0^1 (1-s) \alpha_m \cdot \alpha^x \cdot w^x \cdot ds$$

där $s = \frac{y}{R}$

Införes vidare anghalten

$$x = \frac{G''}{G' + G''}$$

och medelvoidfraktionen över rörtvärsnittet

$$\alpha = 2 \cdot \alpha_c \cdot \int_0^1 \alpha^x (1-s) ds$$

$$\text{fås } \frac{\alpha}{\alpha_c} = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)}$$

Som slututtryck för förhållandet mellan α och x fås

$$\frac{1}{x} = 1 - \frac{\rho'}{\rho''} \left(1 - \frac{K}{\alpha}\right)$$

K är en konstant beroende av hastighets- och koncentrationsprofilen.

$$K = \frac{2(m+n+m \cdot n)(m+n+2m \cdot n)}{(n+1)(2n+1)(m+1)(2m+1)}$$

K varierar mellan 0,6 - 1,0

Slipfaktorn ges av

$$\frac{w''}{w'} = \frac{1-\alpha}{K-\alpha}$$

Med $w'_t = w' \cdot \alpha$ och $w''_t = w'' \cdot \alpha$

$$\text{fås } K = \frac{\alpha \cdot (w'_t + w''_t)}{w'_t}$$

Bankoff beräknar $\alpha = f(x)$ för ett antaget värde på $K = 0,89$ och jämför med Martinelli - Nels ons kurvor.

Karaktäristiskt för såväl Levys som Bankoffs analys är att deras modeller hänför sig till speciella flödesregimer. Författarna har sedan använt den framtagna korrelationen över hela ånghaltsområdet. Här ligger utan tvekan en svaghet. Strömningsförhållandena är så olika vid t.ex. bubbelflöde och annulärt flöde, att en teori som täcker båda dessa områden svårligen står att finna. Om en parallell dras med homogent flöde skulle detta vara samma sak som att söka finna en gemensam teori för laminärt och turbulent flöde. Det förefaller därför klart, att man måste behandla varje flödesregim för sig vid en analys, och att ett erhållet resultat avseende en flödesregim bara får tillämpas vid sådana strömningsförhållanden, att denna flödesregim föreligger. Vid en normal ångpanna av själv-cirkulationstyp torde bubbel-flöde och framförallt pluggflöde vara de vanligast förekommande flödesregimerna. Det kan därför vara av intresse att referera ett par arbeten, som har behandlat renodlad pluggströmning.

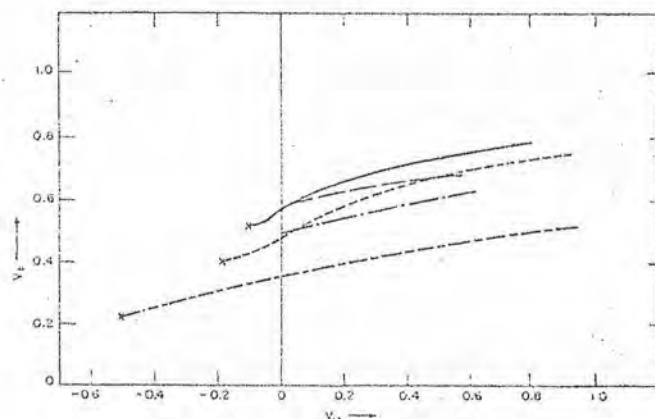
P. Griffith och G.B. Wallis (7) utförde försök med luft och vatten i 5 m långa plexiglasrör med diametrarna 1/2", 3/4" och 1". Studier gjordes av stighastigheten hos luftblåsor, som helt fyllde röret vid såväl stillastående som cirkulerande vatten. Vid stillastående vatten kunde konstateras samma stighastighet som hos en Dumitresquebubbla d.v.s.

$$w_{b\infty} = 0,350 \sqrt{g \cdot D}$$

där D är rördiametern.

(Med en Dumitresquebubbla (5) avses den bubbla, som erhålles då ett helt slutet vattenfyllt vertikalt rör öppnas i sin nedre ände.)

Stighastigheten hos en bubbla i cirkulerande vatten befanns avvika från detta värde, så att hastigheten ökade med stigande vattenhastighet enligt nedanstående figur.



Bubble velocity V_b against average water velocity V_w in ft/sec

—	1-in. pipe with cold water	10 deg C
- - -	1-in. pipe with hot water	34 to 49 deg C
...	3/4-in. pipe with cold water	10 deg C
- . - .	3/4-in. pipe with hot water	23 to 50 deg C
- - - -	1/2-in. pipe with cold water	10 deg C

x denotes onset of bubble instability as described in the text

Fig. 11

För bubbelhastigheten relativt vattnet ansattes

$$w_b = C_1 \cdot C_2 \cdot \sqrt{g \cdot D}$$

där $C_1 = 0,350$ och C_2 gavs som funktion av ett Reynoldstal för flödet och med ett Reynoldstal för bubblorna som parameter.

Vattenpluggarnas hastighet blir av kontinuitetsskäl $w_t' + w_t''$ förutsatt att bubblorna helt fyller ut röret. Bubblornas absoluta hastighet blir således

$$w'' = w_t' + w_t'' + C_1 \cdot C_2 \sqrt{g \cdot D'}$$

En intressant iakttagelse gjordes beträffande inverkan av inströmningförhållandena i röret. Trots att bubbelflöde kunde råda i rörets nedre del ökade bubblorna i storlek, så att de vid utträdet helt fyllde röret. Detta innebär alltså, att vid samma gashalt kan två olika flödesregimer förekomma beroende av strömningssträckan. Detta är ett förhållande, som ytterligare komplicerar en teoretisk behandling av tvåfasströmning.

En liknande undersökning har även utförts av D.J. Nicklin et al. (18). Försöken utfördes med luft och vatten strömmande i en 1" plexiglastub över en teststräcka av 2,5 meter. In- och utloppssträckorna var sammanlagt 5,5 m.

För enstaka luftbubblor, som steg uppåt i stillastående vatten, kunde Dumitresques formel till fullo konfirmeras. För bubblor i cirkulerande vatten uppställdes formeln

$$w'' = 1,2 w' + 0,35 \sqrt{g \cdot D'}$$

gällande för $w' > 0,3 \text{ m/s}$

Vid fullt utbildat pluggflöde kan formeln skrivas

$$w'' = 1,2 (w_t' + w_t'') + 0,35 \sqrt{g \cdot D'}$$

För voidfraktionen α fås då enligt definitionen $w'' = \frac{w_t''}{\alpha}$

$$\alpha = \frac{w_t''}{1,2(w_t' + w_t'') + 0,35 \sqrt{g \cdot D'}}$$

Författaren konstaterar, att faktorn 1,2 mycket nära överensstämmer med förhållandet mellan maximihastigheten och medelhastigheten vid turbulent strömning av ett homogent medium med en hastighetsdistribution enligt 1/7 potenslagen. Detta tyder alltså på att bubblornas hastighet skulle vara samma som vattenhastigheten i centrumlinjen ökad med stighastigheten i stillastående vatten.

N. Zuber och J.A. Findlay (30) har gjort en analys, som bygger vidare på Bankoffs och Griffiths arbeten. Analysen omfattar adiabatisk strömning. Författarna utgår från följande grundekvationer

$$w_t'' = \alpha \cdot w'' \quad (1)$$

$$w_t' = (1-\alpha)w' \quad (2)$$

$$w_r = w'' - w' \quad (3)$$

Ett nytt begrepp diffusions- eller drifthastigheterna införes. De betecknas w_j' och w_j'' och definieras på följande sätt.

$$w_j'' = w'' - w_t \quad (4)$$

$$w_j' = w' - w_t \quad (5)$$

$$\text{där } w_t = w_t' + w_t'' \quad (6)$$

De införda beteckningarna avser lokala värden. Av dem kan medelvärden över rörtvärsnittet bildas enligt

$$\langle F \rangle = \frac{1}{A} \cdot \int_A F dA$$

På så sätt fås ångans medelhastighet

$$\langle w'' \rangle = \left\langle \frac{w_t''}{\alpha} \right\rangle = w_t + \langle w_j'' \rangle \quad (7)$$

Men den hastighet, som kan beräknas är inte $\langle w'' \rangle$ utan $w_t'' = \frac{G''}{\rho'' \cdot A}$

För att denna storhet skall kunna lösas ut införes det vägda medelvärdet av ångans hastighet

$$\overline{w''} = \frac{\langle w'' \cdot \alpha \rangle}{\langle \alpha \rangle} = \frac{w_t''}{\langle \alpha \rangle} \quad (8)$$

(Detta är den storhet som hittills i översikten betecknats w'' och $\langle \alpha \rangle = \alpha$)

Ur ekvation (4) kan w'' också skrivas

$$\overline{w''} = \frac{\langle \alpha \cdot w_t \rangle}{\langle \alpha \rangle} + \frac{\langle \alpha \cdot w_j'' \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (9)$$

Detta uttryck kan omformas till

$$\overline{w''} = C_0 \cdot w_t + \frac{\langle \alpha w''_j \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (10)$$

$$\text{där } C_0 = \frac{\langle \alpha \cdot w_t \rangle}{\langle \alpha \rangle w_t} \quad (11)$$

C_0 är, som framgår, inverterade värdet av den flödesparameter K , som infördes i Bankoffs analys.

För att bringa ekvation (10) i dimensionslös form införes den flödesvolumetriska medelkoncentrationen

$$\beta = \frac{w_t''}{w_t} = \frac{G'' \cdot v''}{G' \cdot v' + G'' \cdot v''} \quad (12)$$

Det allmänna uttrycket för $\langle \alpha \rangle$ blir

$$\langle \alpha \rangle = \frac{\beta}{C_0 + \frac{\langle \alpha w''_j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle w_t \rangle}} \quad (13)$$

Parametern C_0 tar enligt Bankoffs analys hänsyn till såväl densitets- som hastighetsprofil. För fullt utbildade profiler bör C_0 inom en given flödesregim kunna anses som konstant. Värdet på C_0 vid uppåtriktad strömning ligger mellan 1,0 och 1,5.

Det lokala slipet, som Bankoffs analys försummade, beaktas genom införandet av drifthastigheten w_j'' . Man känner här igen Brandts teori om uppdelning av den totala relativhastigheten i två beståndsdelar. Som det enklast möjliga uttrycket för den lokala drifthastigheten insattes den jämviktshastighet, som en ensam partikel får om den stiger genom ett stillastående medium. Vid pluggflöde ansattes

$$w_j'' = 0,35 \sqrt{\frac{gD \cdot \Delta \rho}{\rho'}}$$

och vid bubblflöde

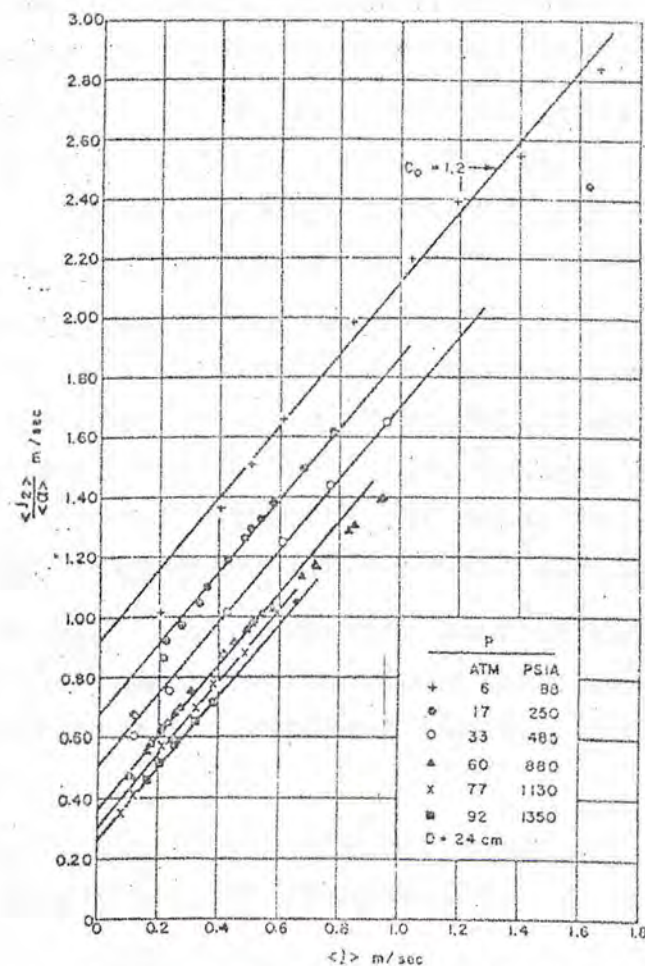
$$w_j'' = 1,53 \sqrt[4]{\frac{\sigma \cdot g \cdot \Delta \rho}{(\rho')^2}}$$

där σ är ytspänningen och $\Delta \rho = \rho' - \rho''$

Dessa uttryck blir naturligtvis mycket approximativa och deras värde består till största delen i att de ger en antydning om vilka variabler, som påverkar relativhastigheten inom de olika flödesregimerna.

Författarna rekommenderar, att experimentella data uppföres i ett $\frac{w_t''}{\langle \alpha \rangle} - w_t$ diagram. Härvid bör inom varje flödesregim kunna erhållas rätta linjer. Linjernas lutning blir C_0 och avskärningen på $\frac{w_t''}{\langle \alpha \rangle}$ - axeln blir $\frac{\langle \alpha \cdot w'' \rangle}{\langle \alpha \rangle}$

I nedanstående figur återfinnes en sådan representation med försöksvärden hämtade från (25). Det förvånar något, att rätta linjer med samma lutning dragits över hela w_t området, trots att försöksvärdena med säkerhet omfattar både bubbelflöde och pluggflöde.



Comparison of values predicted by equation (77) with experimental data of [32] for steam-water mixture at various pressures

Fig. 12

Den av författarna gjorda analysen förefaller vara ett riktigt försök, att med en teori täcka tvåfasströmningens mekanik. Den närmar sig problemet på ett sätt som påminner om uppställandet av den kinetiska gasteorin. Teorins främsta fördel torde vara, att den tar hänsyn till flödesregimerna på ett klart sätt. För en praktisk utnyttjning blir naturligtvis svårigheten, att avgöra vilken flödesregim, som föreligger vid exempelvis en viss ånghalt och ett givet massflöde.

I Sovjetunionen har ett flertal experimentella undersökningar genomförts för fastläggande av tryckfall och voidförhållande vid tvåfasströmning av ånga och vatten. Då de flesta av de publicerade artiklarna inte finns översatta till engelska eller tyska har något ingående studium av dessa arbeten ej kunnat göras. Ett par arbeten skall dock refereras.

I en undersökning från 1951 av M.A. Styrikovic (24) gjordes mätningar av de effektiva tryckfallen i vertikala 56/70 mm tuber vid tryck varierande mellan 35 och 220 bar. De teoretiska vattenhastigheterna varierade mellan 0,1 och 0,9 m/s.

Försöksanläggningen utgjordes av en oljeeldad ugn, ur vilken mätröret togs ut och fick gå ouppvämt men väl isolerat en vertikal sträcka av 4,4 m. Tryckfallet mättes på den sträckan och resultaten vid 35 och 64 bar framgår av nedanstående figur. Det reella drivtrycket per meter med friktionsförlusten i stigtuben borträknad finns avsatt som funktion av w_t'' och

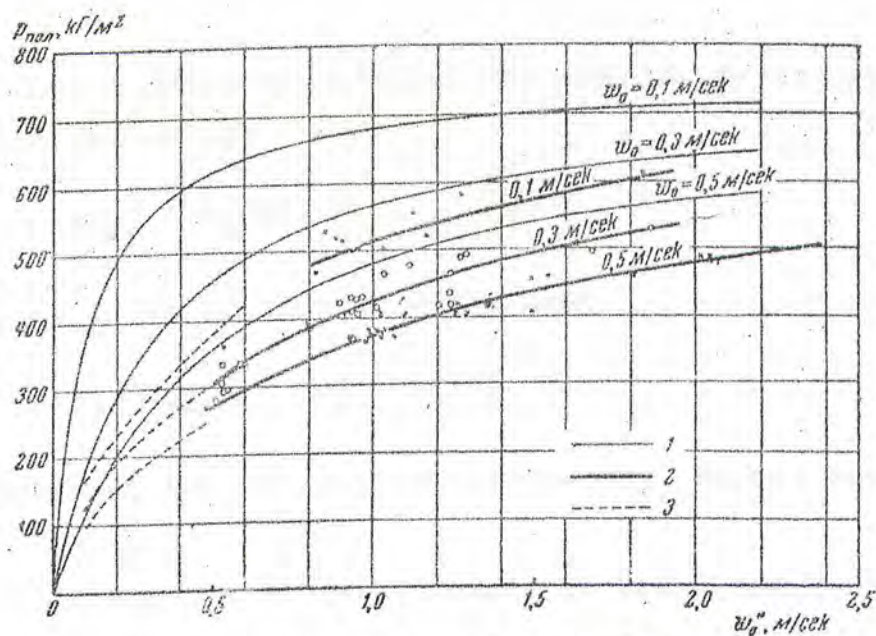
med $w_{to}' = \frac{G}{\rho' \cdot A}$ som parameter. De fina heldragna kurvorna är det teoretiska drivtrycket utan relativhastighet och med friktionstryckfallet beräknat som vid ett homogent fluidum frändraget.

Professor T. Widell vid KTH har använt mätresultaten från denna undersökning för framräknande av en drivtrycksverkningsgrad

$$\eta_{dr} = \frac{\Delta p_{dr}}{g(\rho' - \rho_{mt})}$$

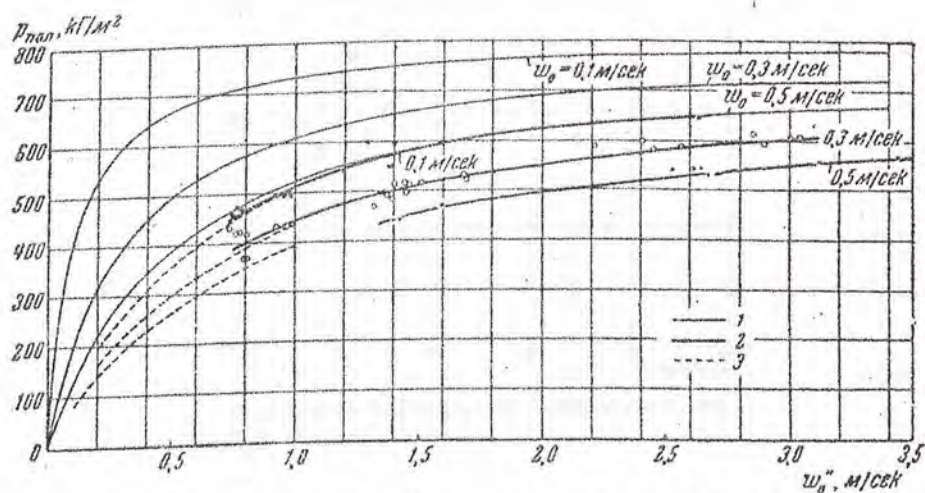
där Δp_{dr} är drivtrycket per meter

$$\text{och } \rho_{mt} = \frac{\rho' w_t' + \rho'' w_t''}{w_t' + w_t''}$$



Зависимость полезного напора циркуляции $P_{\text{пол}}$, при абсолютном давлении водяного пара 35 кг/см^2 , от скорости циркуляции w_0 и приведенной скорости пара w_0^* ($d=56 \text{ мм}$):

— теоретические кривые; 2 — экспериментальные кривые ЭНИИ; 3 — экспериментальные кривые ЦКТИ [8]



Зависимость полезного напора циркуляции $P_{\text{пол}}$, при абсолютном давлении водяного пара 64 кг/см^2 , от скорости циркуляции w_0 и приведенной скорости пара w_0^* ($d=56 \text{ мм}$)

1 — теоретические кривые; 2 — экспериментальные кривые ЭНИИ; 3 — экспериментальные кривые ЦКТИ [8]

Fig. 13

Från det mätta tryckfallet har dragits friktionstryckfallet beräknat enligt

$$\Delta p_{fr} = 0,032 \cdot \frac{1}{D} \cdot \rho_{mt} \frac{w_{mt}^2}{2}$$

där w_{mt} fås ur kontinuitetskravet

$$\rho_{mt} \cdot w_{mt} = \rho' \cdot w_t' + \rho'' \cdot w_t''$$

Härigenom har ett nettodrivtryck Δp_{dr} kunnat beräknas och härur η_{dr}

Resultatet vid 130 bar framgår av nedanstående figur.

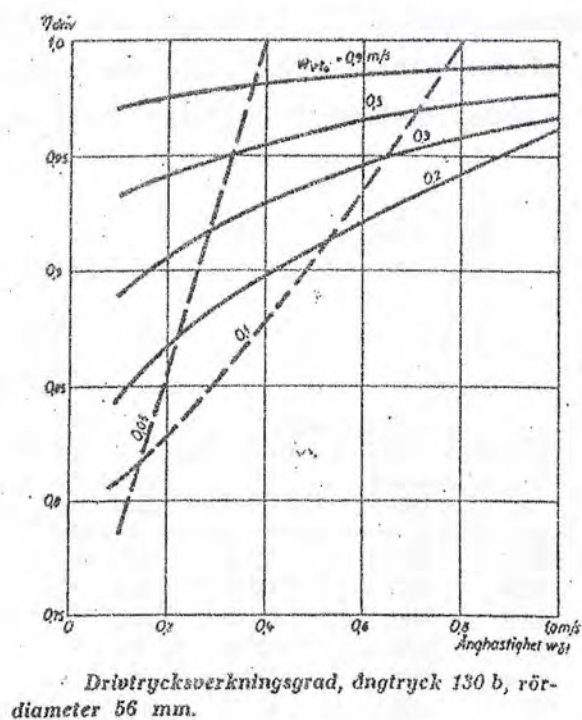


Fig. 14

Diagrammet användes för beräkning av drivtrycket vid en cirkulationsberäkning. Ur definitionen på drivtrycksverkningsgraden fås

$$\Delta p_{driv} = g \cdot H (\rho' - \rho_{mt}) \eta_{dr}$$

där H är det vertikala avståndet mellan stigtubens in- och utlopp.

Drivtrycket beräknas för några olika värden på w_{to}^i . Ur artikeln framgår ej vid vilka värden på w_t^n som ρ_{mt} och η_{dr} skall bestämmas, men förmodligen avser Widell, att detta skall göras vid ett värde på w_t^n , som är ett medelvärde på den aktuella sträckan.

I flera ryska undersökningar vid såväl vertikala som horisontella rör har försöksvärdena korrelerats enligt nedanstående ekvation först uppställd av Armand (1)

$$\frac{\alpha}{\beta} = C$$

Denna konstant överensstämmer enligt vad som visades av Zuber (31) med den flödesfaktor K, som Bankoff redovisar i sin analys. Khalodovski (11) har sammanställt C-värden för samtliga fram till 1957 publicerade ryska ångvatten-data. Resultatet återges i nedanstående tabell hämtad ur (27).

Table 3-2

Pressure, psia	C	Pressure, psia	C
71	0.790	1140	0.808
142	0.783	1560	0.827
284	0.783	1990	0.850
427	0.785	2560	0.904
569	0.788	2840	0.938
853	0.796	2990	0.975

1. Armand, A.A - Tretchev, G.G. : Undersökning av motståndet under strömning av ång-vattenblandningar i värmda ångpannetuber vid höga tryck. Izv. Vses. Teploekhn. Inst 16 (1947)
2. Bankoff, S.G. : A variable density single-fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water flow. Journal of Heat Transfer, 82 november (1960)
3. Brandt, F. : Der Reibungsdruckverlust von Wasser-Dampf-Gemischen und die Voreilgeschwindigkeit des Dampfes gegenüber dem Wasser in senkrechten Kesselrohren. Dissertation, Tech. Hochschule Darmstadt (1959)
4. Chisholm, D. : A review of the literature of the two-phase flow, 1931-1962. National Engineering Laboratory Report No 103 (1963)
5. Dumitresque, D.T. : Strömung an einer Luftblase in senkrechten Rohr. Zeitung angewandte Mathematische Mechanik, 23 (1943)
6. Giessler, Th.: Die Strömungsverhältnisse in Dampfkesselanlagen mit Naturumlauf. Energie, 2 (1950) samt 3 (1951)
7. Griffith, P.-Wallis, G.B.: Two-phase slug flow. Journal of Heat Transfer, 83 augusti (1961)
8. Hallberg, K.: Vattencirkulation i ångpannor med grenade kretsar. Licentiatarbete Inst. f. Ångteknik CTH (1963)
9. Haywood, R.W, et al.: Experimental study of the flow conditions and pressure drop of steam water mixtures of high pressure in heated and unheated tubes. Proc.Inst.mech. Eng, 175:13 (1961)
10. Jaroschek, K. - Brandt, F.: Entwicklung eines Diagramms zur Berechnung des natürlichen Wasserumlaufs in Wasserrohrkesseln und Siedewasser-Reaktoren. B.W.K., 12:5 (1960)
11. Khalodovski, G.E.: En ny metod för korrelering av experimentella data över ång-vattenflöde i vertikala tuber. Teploenergetika, 4:7 (1957)
12. Ledinegg, A.: Dampferzeugung, Wien (1952)

13. Levy, S.: Steam slip-Theoretical prediction from momentum model. Journal of Heat Transfer, 82 maj (1960)
14. Lockhardt, R.W.- Martinelli, R.C.: Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. Chem. Eng. Progress, 45 januari (1949)
15. Marchaterre, J.F. - Hoglund, B.M.: Correlation for two-phase flow. Nucleonics, 20:8 (1962)
16. Martinelli, R.C. - Nelson, D.B.: Prediction of pressure drops during forced circulation boiling of water. Trans. ASME, 70 augusti (1948)
17. Münzinger, F.: Dampfkraft. 3:e upplagan. Berlin (1949)
18. Nicklin, J.D. - Wilkes, J.O. - Davidson, J.F.: Two-phase flow in vertical tubes. Trans. Inst. Chem. Eng., 40 (1962)
19. Rooney, D.H.: The measurement of void fraction or density using gamma rays. National Engineering Laboratory. Report No 217 (1965)
20. Rouhani, S.Z.: Prediction of steam void modified momentum equation. A.B. Atomenergi S-317 (1963)
21. Schmidt, E.: Versuche über den Wasserumlauf. Archiv für Wärmewirtschaft (1933)
22. Schmidt, E. - Behringer, P. - Schurig, W.: Wasserumlauf in Dampfkesseln. Forschungsheft 365 (1934)
23. Schwarz, K.: Untersuchungen über die Wichtverteilung und die Wasser- und Dampfgeschwindigkeit sowie den Reibungsdruckabfall in lotrechten und wagrechten Kesselsteigrohren. VDI-Forschungsheft 445 (1954)
24. Styrikovic, M.A. - Cholodovskij, G.E.: Undersökningar av cirkulationen i ånggenererande rör vid höga ångtryck. Isvest. Akad. Nauk. SSSR, häfte 4 (1951)
25. Styrikovic, M.A. - Surnov, A.V. - Vinokour, J.G.: Experimentella data för hydrodynamiken hos en tvåfasblandning. Teploenergetika, 8:9 (1961)
26. Thom, J.R.S.: Prediction of pressure drop during forced cirkulation of water. Int.Journal Heat and Mass Transfer, 7:7 (1964)

27. Tong, L.S.: Boiling heat transfer and two-phase flow. New-York (1965)
28. Widell, T.: Cirkulation i vattenrörspannor. Teknisk Tidskrift 91:11 (1961)
29. Zinzen, A.: Der Wasserumlauf in Rohrenkesseln. B.W.K., 3:7 (1951)
30. Zuber, N. - Findlay, J.A.: Average volumetric concentration in two-phase flow systems. Journal of Heat Transfer 87 november (1965)
31. Zuber, N.: On the variable-density single-fluid model for two-phase flow. Journal of Heat Transfer, 82 november (1960)

BILAGA 2

Anpassning av försöksdata till ekvationer.

För att på ett objektivt sätt representera försöksvärdena i diagramform anpassades de till ekvationer, varefter kurvor uppritades på basis av dessa.

Som allmän ekvationstyp ansattes

$$\Delta p'_{dr} = a + b(w''_t)^m \quad (1)$$

Denna ekvationstyp valdes inte efter något fysikaliskt betraktelsesätt, utan den visade sig efter försök med ett antal olika ekvationstyper ge det bästa resultatet i förhållande till arbetet vid anpassningen. Ekvationen är en parabel med $\Delta p'_{dr}$ -axeln som vertextangent och tangeringspunkt i (0/a).

För att nå ett kortare skrivsätt ersätts i fortsättningen $\Delta p'_{dr}$ med y och w''_t med x . Det uppmätta försöksvärdet för ett visst värde på x benämnt x_i kallas Y_i där $i = 1 \dots n$ och n antalet försöksvärden. Skillnaden mellan detta värde och det som ges av ekvationen blir

$$Y_i - (a + b \cdot x_i^m) = \Delta_i \quad (2)$$

Som krav på koefficienterna i ekvation 1 ställdes att de skulle ge ett minimum i $\sum_{i=1}^n \Delta_i^2$. Genom kvadreringen upphävdes tecknets inverkan.

Andra möjliga villkor för fastläggande av koefficienterna hade varit att de skulle ge minimum i $\sum_{i=1}^n \frac{\Delta_i^2}{Y_i}$ eller i $\sum_{i=1}^n \frac{\Delta_i^2}{Y_i^2}$.

Dessa båda villkor förutsätter i stigande grad att felet, Δ_i , är proportionellt mot mätvärdets storlek och här finns egentligen ingen orsak att detta skulle vara fallet. Ekvationer bestämdes emellertid i några fall för samma mätvärden enligt samtliga tre villkoren. Härvid visade det sig, att de båda sistnämnda kraven gav sämre anslutning av försöksvärden till kurvan vid stora x_i än vad det första kravet gjorde. Till detta bidrar att de experimentellt bestämda värdena Y_i inte är jämnt fördelade över mätområdet. Flest mätningar har gjorts vid små ånghastigheter.

För att bestämma koefficienterna a , b och m bildades en funktion f , definierad genom

$$f = \sum_{i=1}^n \Delta_i^2 = \sum_{i=1}^n [Y_i - (a+b \cdot x_i^m)]^2 \quad (3)$$

Ett nödvändigt villkor för att denna funktion skall ha ett extremvärde (minimum) är

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial a} &= 0 \\ \frac{\partial f}{\partial b} &= 0 \\ \frac{\partial f}{\partial m} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

För de partiella derivatorna fås

$$\frac{\partial f}{\partial a} = \sum_{i=1}^n 2[Y_i - (a+b \cdot x_i^m)] \cdot (-1) = -2 \cdot \left[\sum_{i=1}^n Y_i - n \cdot a - b \cdot \sum_{i=1}^n x_i^m \right] \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial b} &= \sum_{i=1}^n 2[Y_i - (a+b \cdot x_i^m)] \cdot (-x_i^m) = \\ &= -2 \cdot \left[\sum_{i=1}^n Y_i \cdot x_i^m - a \cdot \sum_{i=1}^n x_i^m - b \cdot \sum_{i=1}^n x_i^{2m} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial m} &= \sum_{i=1}^n 2[Y_i - (a+b \cdot x_i^m)] \cdot (-b \cdot m \cdot x_i^{m-1}) = \\ &= -2 \cdot b \cdot m \left[\sum_{i=1}^n Y_i \cdot x_i^{m-1} - a \cdot \sum_{i=1}^n x_i^{m-1} - b \cdot \sum_{i=1}^n x_i^{2m-1} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

Systemet (4) går ej att lösa med konventionella analytiska metoder. Däremot kan för ett givet värde på m systemet

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial a} &= 0 \\ \frac{\partial f}{\partial b} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

enkelt lösas analytiskt.

För att finna optimala värden på a, b och m kan därför förfaras så att systemet (8) löses för ett givet värde på m, varvid de med detta m-värde samhörande värdena på a och b fås, varefter $\sum_{i=1}^n \Delta_i^2$ kan beräknas. Problemet har då begränsats till att söka $\sum_{i=1}^n \Delta_i^2$ minimivärdet för en funktion av en variabel. Det m-värde som ger detta minimivärde bestämdes på 0,002 när med en stegmetod. Försöksvärdenas medelavvikelse från den så bestämda ekvationen beräknades på formen

$$\sigma = \frac{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n \Delta_i^2}{n}}}{\frac{\sum_{i=1}^n Y_i}{n}} = \frac{\sqrt{\frac{n \cdot \sum_{i=1}^n \Delta_i^2}{n}}}{\frac{\sum_{i=1}^n Y_i}{n}}$$

Samtliga beräkningar utfördes på datorn PDS 1020.

De erhållna koefficienterna visade föga samband olika ekvationer emellan. Exempelvis kunde en minskning i exponenten m uppvägas av numeriska ökningar i a och b och vice versa. Avgörande var läget av det första och sista mätvärdet samt frekvensen av dessa.

BILAGA 3

w_t' m/s	w_t'' m/s	$\Delta p_{dr}'$ N/m ² , m	p bar	d mm
0,2	0,23	2158	25	70,3
"	0,36	2757	"	"
"	0,44	3021	"	"
"	0,54	3502	"	"
"	0,73	3836	"	"
"	1,16	4728	"	"
"	0,12	1275	35	"
"	0,29	2207	"	"
"	0,44	2903	"	"
"	0,62	3541	"	"
"	0,96	4336	"	"
"	0,14	1393	48	"
"	0,25	2031	"	"
"	0,39	2776	"	"
"	0,55	3364	"	"
"	0,82	4061	"	"
0,3	0,16	1275	25	70,3
"	0,28	1913	"	"
"	0,41	2452	"	"
"	0,51	2756	"	"
"	0,57	3001	"	"
"	0,87	3796	"	"
"	1,06	4140	"	"
"	1,34	4630	"	"
"	1,87	5130	"	"
"	0,39	2387	"	51,0
"	0,52	2766	"	"
"	0,82	3541	"	"
"	0,99	3943	"	"
"	1,16	4238	"	"
"	1,53	4777	"	"
"	1,94	5180	"	"
"	0,48	2756	35	70,3
"	0,73	3492	"	"
"	0,92	3855	"	"
"	1,12	4238	"	"
"	1,65	4827	"	"

w_t' m/s	w_t'' m/s	$\Delta p_{dr}'$ N/m ² , m	p bar	d mm
0,3	0,53	2755	35	51,0
"	0,73	3296	"	"
"	0,93	3736	"	"
"	1,02	4012	"	"
"	1,36	4532	"	"
"	1,70	4875	"	"
"	2,12	5199	"	"
"	0,13	1098	48	70,3
"	0,22	1589	"	"
"	0,29	1960	"	"
"	0,39	2345	"	"
"	0,62	3168	"	"
"	0,77	3521	"	"
"	0,88	3787	"	"
"	1,31	4463	"	"
"	1,68	4728	"	"
"	0,47	2550	"	51,0
"	0,63	3041	"	"
"	0,79	3433	"	"
"	1,17	4277	"	"
"	1,86	4770	"	"
"	2,41	5317	"	"
0,5	0,16	775	25	70,3
"	0,30	1510	"	"
"	0,39	1864	"	"
"	0,48	2207	"	"
"	0,63	2599	"	"
"	0,89	3208	"	"
"	1,09	3590	"	"
"	1,38	4012	"	"
"	1,78	4454	"	"
"	2,09	4679	"	"
"	0,23	1167	"	51,0
"	0,43	2011	"	"
"	0,76	2874	"	"
"	1,14	3787	"	"
"	1,53	4238	"	"
"	1,95	4610	"	"

w_t^I m/s	w_t^{II} m/s	Δp_{dr}^I N/m ² , m	p bar	d mm
0,5	0,14	775	35	70,3
"	0,22	1118	"	"
"	0,45	2158	"	"
"	0,53	2413	"	"
"	0,75	3001	"	"
"	0,90	3296	"	"
"	0,99	3453	"	"
"	1,52	4188	"	"
"	1,89	4483	"	"
"	0,53	2295	"	51,0
"	0,73	2825	"	"
"	0,97	3482	"	"
"	1,37	4041	"	"
"	1,74	4385	"	"
"	2,11	4660	"	"
"	0,13	726	48	70,3
"	0,22	1246	"	"
"	0,31	1687	"	"
"	0,38	1923	"	"
"	0,63	2670	"	"
"	0,76	2972	"	"
"	1,26	3816	"	"
"	1,69	4208	"	"
"	0,26	1314	"	51,0
"	0,46	2050	"	"
"	0,63	2580	"	"
"	0,79	2982	"	"
"	1,13	3806	"	"
"	1,88	4483	"	"
0,6	0,30	1246	25	"
"	0,58	2305	"	"
"	0,86	2894	"	"
"	1,11	3394	"	"
"	1,48	3934	"	"
"	1,94	4385	"	"
"	2,36	4669	"	"

w_t' m/s	w_t'' m/s	$\Delta p_{dr}'$ N/m ² ,m	p bar	d mm
0,6	0,28	1226	35	51,0
"	0,52	2158	"	"
"	0,73	2650	"	"
"	0,92	3001	"	"
"	1,02	3296	"	"
"	1,35	3740	"	"
"	1,70	4090	"	"
"	2,13	4414	"	"
"	0,46	1913	48	"
"	0,63	2413	"	"
"	0,82	2770	"	"
"	1,15	3551	"	"
"	1,87	4237	"	"
"	2,43	4532	"	"
0,7	0,15	578	25	70,3
"	0,27	1216	"	"
"	0,44	1736	"	"
"	0,75	2550	"	"
"	1,13	3198	"	"
"	1,30	3502	"	"
"	1,93	4090	"	"
"	0,15	650	35	"
"	0,26	1175	"	"
"	0,41	1716	"	"
"	0,61	2305	"	"
"	0,95	2953	"	"
"	1,42	3590	"	"
"	1,60	3737	"	"
"	2,00	4090	"	"
"	0,13	595	48	"
"	0,23	1049	"	"
"	0,36	1540	"	"
"	0,53	2080	"	"
"	0,82	2678	"	"
"	1,46	3570	"	"
"	1,77	3816	"	"
"	2,06	4012	"	"

w_t^I m/s	w_t^{II} m/s	Δp_{dr}^I N/m ² ,m	p bar	d mm
0,8	0,33	1118	25	51,0
"	0,43	1491	"	"
"	0,69	2158	"	"
"	0,94	2678	"	"
"	1,05	2854	"	"
"	1,17	3100	"	"
"	1,54	3590	"	"
"	2,35	4269	"	"
"	0,28	981	35	"
"	0,52	1766	"	"
"	0,72	2256	"	"
"	0,92	2659	"	"
"	1,03	2854	"	"
"	1,37	3296	"	"
"	1,68	3590	"	"
"	2,12	3943	"	"
"	0,46	1570	48	"
"	0,63	2011	"	"
"	0,79	2364	"	"
"	1,09	2890	"	"
"	2,06	3945	"	"
0,9	0,13	235	25	70,3
"	0,30	981	"	"
"	0,44	1470	"	"
"	0,73	2158	"	"
"	1,11	2805	"	"
"	1,29	3051	"	"
"	1,72	3492	"	"
"	0,14	432	35	"
"	0,25	873	"	"
"	0,41	1371	"	"
"	0,66	1960	"	"
"	0,94	2511	"	"
"	1,13	2806	"	"
"	1,68	3394	"	"
"	1,99	3640	"	"

w_t' m/s	w_t'' m/s	$\Delta p_{dr}'$ N/m ² ,m	p bar	d mm
0,9	0,12	430	48	70,3
"	0,24	844	"	"
"	0,34	1197	"	"
"	0,53	1736	"	"
"	0,81	2286	"	"
"	1,29	2972	"	"
"	1,61	3267	"	"
"	1,91	3472	"	"
0,30	0,58	3110	25	32,8
"	0,78	3500	"	"
"	1,06	4100	"	"
"	1,27	4300	"	"
"	1,74	4950	"	"
"	2,26	5310	"	"
"	2,70	5530	"	"
"	2,85	5710	"	"
"	3,30	5980	"	"
"	0,47	2690	35	"
"	0,66	3250	"	"
"	0,89	3700	"	"
"	1,05	3960	"	"
"	1,45	4690	"	"
"	1,90	5020	"	"
"	2,26	5250	"	"
"	2,68	5520	"	"
"	3,10	5710	"	"
"	3,48	5800	"	"
"	0,42	2360	48	"
"	0,56	2880	"	"
"	0,76	3380	"	"
"	0,90	4160	"	"
"	1,25	4350	"	"
"	1,64	4750	"	"
"	1,92	4950	"	"
"	2,58	5340	"	"
"	2,92	5490	"	"
"	3,43	5590	"	"

w_t' m/s	w_t'' m/s	$\Delta p_{dr}'$ N/m ² ,m	p bar	d mm
0,50	0,58	2320	25	32,8
"	0,77	2910	"	"
"	1,06	3400	"	"
"	1,28	3730	"	"
"	1,71	4170	"	"
"	2,26	4610	"	"
"	2,40	5030	"	"
"	2,87	5180	"	"
"	3,30	5270	"	"
"	0,48	2070	35	"
"	0,67	2600	"	"
"	0,89	3050	"	"
"	1,06	3340	"	"
"	1,46	4000	"	"
"	1,93	4360	"	"
"	2,27	4550	"	"
"	2,68	4800	"	"
"	3,16	5120	"	"
"	3,51	5160	"	"
"	0,42	1920	48	"
"	0,56	2310	"	"
"	0,76	2780	"	"
"	0,90	3180	"	"
"	0,96	3480	"	"
"	1,29	3720	"	"
"	1,64	4060	"	"
"	1,94	4250	"	"
"	2,50	4650	"	"
"	2,92	4800	"	"
"	3,45	4950	"	"
0,7	0,76	2600	25	"
"	1,06	3140	"	"
"	1,27	3300	"	"
"	1,69	3830	"	"
"	2,26	4220	"	"
"	2,66	4380	"	"
"	2,88	4580	"	"
"	3,31	4640	"	"

w_t^v m/s	w_t^u m/s	Δp_{dr}^1 N/m ² , m	p bar	d mm
0,7	0,66	2310	35	32,8
"	0,89	2850	"	"
"	1,08	3090	"	"
"	1,45	3590	"	"
"	1,89	3950	"	"
"	2,28	4150	"	"
"	2,73	4310	"	"
"	3,11	4450	"	"
"	3,51	4500	"	"
"	0,55	2140	48	"
"	0,73	2650	"	"
"	0,96	2910	"	"
"	1,23	3210	"	"
"	1,93	3860	"	"
"	2,56	4140	"	"
"	2,92	4250	"	"
"	3,47	4350	"	"
0,9	0,77	2200	25	"
"	1,04	2550	"	"
"	1,26	2950	"	"
"	1,70	3400	"	"
"	2,25	3680	"	"
"	2,70	3830	"	"
"	2,88	3980	"	"
"	3,30	4040	"	"
"	0,66	2020	35	"
"	0,89	2380	"	"
"	1,07	2610	"	"
"	1,45	3090	"	"
"	1,91	3390	"	"
"	2,27	3630	"	"
"	2,73	3790	"	"
"	3,50	3900	"	"
"	0,55	1960	48	"
"	0,74	2340	"	"
"	0,93	2570	"	"
"	1,23	2860	"	"

w_t^I m/s	w_t^{II} m/s	Δp_{dr}^I N/m ² , m	p bar	d mm
0,9	1,51	3160	48	32,8
"	1,93	3390	"	"
"	2,56	3620	"	"
"	2,94	3720	"	"
"	3,47	3810	"	"