



Aalborg Universitet

AALBORG UNIVERSITY
DENMARK

Metode til samtidig måling af hastighed og sedimentkoncentration i stationære strøminger med sediment i suspension

Navntoft, K. Erling

Publication date:
1974

Document Version
Også kaldet Forlagets PDF

[Link to publication from Aalborg University](#)

Citation for published version (APA):

Navntoft, K. E. (1974). *Metode til samtidig måling af hastighed og sedimentkoncentration i stationære strøminger med sediment i suspension*. Laboratoriet for Hydraulik og Havnebygning. Bulletin Nr. 8

General rights

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

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

Take down policy

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

Michael Bronsøen

BULLETIN NR. 8
K. ERLING NAVNTOFT
**METODE TIL SAMTIDIG MÅLING AF HASTIGHED
OG SEDIMENTKONCENTRATION I STATIONÆRE
S TRØMNINGER MED SEDIMENT I SUSPENSION**

LABORATORIET FOR HYDRAULIK OG HAVNEBYGNING
DANMARKS INGENIÖRAKADEMI DANMARKSGADE 19 9000 AALBORG DANMARK

METODE TIL SAMTIDIG MÅLING AF HASTIGHED
OG SEDIMENTKONCENTRATION I STATIONÆRE
STRØMNINGER MED SEDIMENT I SUSPENSION

AF

K. ERLING NAVNTOFT

BULLETIN NO. 8
LABORATORIET FOR HYDRAULIK OG HAVNEBYGNING
DANMARKS INGENIØRAKADEMI DANMARKSGADE 19
9000 AALBORG

Indholdsfortegnelse

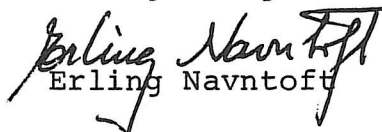
Indholdsfortegnelse.....	side	1
Forord.....	-	2
Summary.....	-	3
1. Indledning.....	-	6
2. Beskrivelse af måleprincip.....	-	8
3. Trykvariation i probeindløbet.....	-	11
4. Eksperimentelle undersøgelser i rent vand..	-	15
5. Beskrivelse af de anvendte metoder til måling af differenstryk.....	-	23
6. Eksperimentelle undersøgelser i strømninger med suspenderet materiale.....	-	25
7. Diskussion og konklusion.....	-	34
8. Referencer.....	-	36

Forord

Nærværende rapport er den endelige rapport over en undersøgelse af en målemetode til måling af faststofkoncentration og hastighed i en strømning, der fører faste, kornformede materialer i opslemning.

Forfatteren ønsker at rette en tak til Statens Teknisk-Videnskabelige Fond, der har finansieret projektet.

Aalborg i maj 1975


Erling Navntoft

Summary

The present report describes a method of measuring simultaneously the mean velocity and mean sediment concentration at a point of a stream carrying sediment in suspension. A probe consisting of two concentric pipes of circular cross-section as shown in Fig. 2 is placed with the entrance at the measuring point. The inner pipe serves as a conduit through which the suspension is pumped up continuously for analysis. At section D, which is close to the mouth, this pipe is perforated and the space between the two pipes serves as a lead for the pressure at section D to be measured outside the flow. If the average velocity in the inner pipe, \bar{u} , is equal to the velocity U at the measuring point, the difference between the pressure p_D at section D and the pressure p_S at the measuring point of the flow without the presence of the probe can be expressed as

$$\frac{p_D - p_S}{\gamma_a} = \phi \cdot \frac{\bar{u}^2}{2g}$$

where γ_a = specific weight of the suspension
 g = acceleration of gravity
 ϕ = a parameter, which depends upon the Reynolds number of the flow through the inner pipe.

If the mouth of the probe is properly designed, the sediment concentration of the flow through the inner pipe will be equal to the sediment concentration at the measuring point for $\bar{u} = U$ (see [1]).

Provided section D is placed sufficiently close to the entrance it is assumed that ϕ for the suspension will equal ϕ for the suspending fluid at the same temperature.

Tests have been carried out with two probes, shown in Fig. 4 and Fig. 5. If one uses the probes as pitot-tubes ($\bar{u} = 0$) one would find the velocity at the mea-

suring point as

$$U = C_2 \sqrt{2g \cdot \left(\frac{p_S - p_D}{\gamma_a} \right)_{\bar{u}=0}}$$

where C_2 is a correction factor which accounts for the fact that the paths of the sediment grains deviate from the paths of the fluid particles at the mouth of the pitot tube. For sediment with a specific weight greater than the specific weight of the suspending fluid this results in an additional pressure above the velocity head which means that $C_2 < 1$.

To test the applicability of the proposed measuring method it has been used to measure the variation of C_2 with sediment concentration for two different sands: A heavy sort of sand which has the characteristics: $s = 4.15$, mean fall velocity $w_m = 3.93$ cm/s and 0.125 mm < sieve diameter < 0.250 .

C_2 was determined by means of probe I (Fig. 4), the pressures being measured by open topped piezometers and point gauges. The other sand was a beach sand (mainly quartz) from which the coarser and the finer fractions had been separated so that the remaining part has the characteristics: $s = 2.68$, mean fall velocity $w_m = 2.28$ cm/s and $0.125 < \text{sieve diameter} < 0.250$. C_2 was determined by means of probe II (Fig. 5), the pressures being measured by means of a pressure transducer which turned up to have a standard error of 5.1 mm water column.

The results are shown in Fig. 12 (C_2 vs sediment concentration), which also shows two curves for comparison. The dotted line curve is the variation of C_2 for a sand with $d_{50} = 0.274$ mm, $s = 2.68$ and $w_m = 4.25$ cm/s as observed experimentally by [2], whereas the full line curve is a theoretical variation corresponding to all sediment grains being either caught in the mouth of the probe, or leaving the mouth with velocity naught in the direction of the flow.

The relatively large spread of the results obtained with probe II is shown to be due to the poor accuracy of the pressure measuring gear.

Based on the results in Fig. 12 it is concluded that the proposed measuring method is feasible.

The project has enjoyed the financial support of Statens Teknisk-Videnskabelige Forskningsråd which is gratefully acknowledged.

1. Indledning

I nærværende rapport beskrives en målemetode beregnet til måling af middelstrømningshastighed og -faststofkoncentration i samme punkt i tid og rum af en stationær strømning med fast kornformet materiale i suspension.

Problemet ved sådanne målinger ligger i hastighedsmålingerne. Hidtil har man her, for så vidt angår hastighedsmålinger i "rent" vand, været henvist til at benytte hot-film, mikropropeller eller pitotrør. Er der i strømmingen opslemmet faste, kornformede partikler, er hot-film og mikropropeller uanvendelige, da begge hurtigt ville blive ødelagt. En i de senere år udviklet laser-doppler metode lader sig muligvis anvende, selv under disse omstændigheder.

Pitotrøret er principielt anvendeligt uanset indholdet af suspenderet materiale, men en række biomstændigheder, som vil blive beskrevet i det følgende, gør, at det umiddelbart er knap så anvendeligt, som man kunne ønske.

I fig. 1 er strømmingen omkring en pitotrørsmunding skitseret. Impulsligning anvendt på fladen F giver,

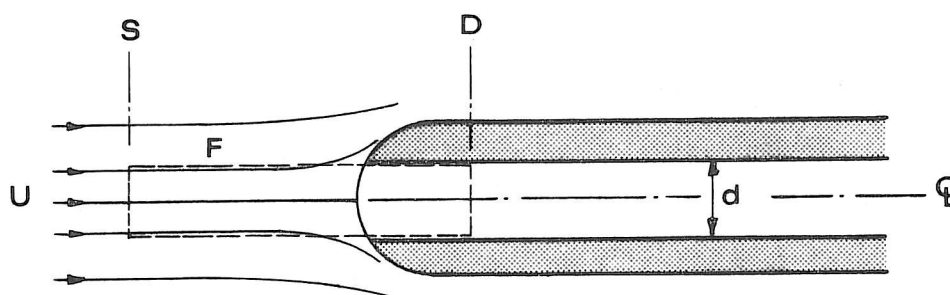


FIG.1.

forudsat homogen vædske med tæthed ρ :

$$-\rho U^2 \cdot \frac{\pi}{4} d^2 + \rho U \cdot \frac{\pi}{4} d^2 \cdot \beta U = \frac{\pi}{4} d^2 \cdot (p_S - p_D) \quad (1)$$

hvor p_S og p_D er trykkene i de to viste snit S og D, medens β er bestemt ved at βU er den hastighed i strømningsretningen, hvormed vædskepartiklerne forlader F. Ved omorganisering af leddene finder man:

$$(1-\beta) \frac{U^2}{g} = \frac{P_D - P_S}{\gamma}$$

eller

$$\frac{U^2}{2g} = \frac{P_D - P_S}{\gamma} \frac{1}{2(1-\beta)} = \frac{h}{2(1-\beta)} \quad (2)$$

$$U = \frac{1}{2(1-\beta)} \cdot \sqrt{2gh} = C_1 \cdot \sqrt{2gh} \quad (2a)$$

β beror svagt på den geometriske form af munden samt Reynolds tal $R = \frac{U \cdot d}{\nu}$, men er meget tæt på $\beta = \frac{1}{2}$. Måling af trykdifferencen $h = \frac{P_D - P_S}{\gamma}$ tillader os altså at bestemme U ved lign. (2a).

Såfremt vædsken ikke er homogen, men indeholder suspenderet kornformet materiale med tæthed $\rho_s \neq \rho$ fås i stedet for lign. (1):

$$\begin{aligned} & -\rho(1-c) \cdot U^2 \cdot \frac{\pi}{4} d^2 - \rho_s \cdot c \cdot U^2 \cdot \frac{\pi}{4} d^2 \\ & + \rho(1-c) U \cdot \frac{\pi}{4} d^2 \cdot \beta U + \rho_s \cdot c \cdot U \cdot \frac{\pi}{4} d^2 \cdot \beta_s U = \\ & \frac{\pi}{4} d^2 (P_S - P_D) \end{aligned} \quad (3)$$

hvor c = volumenkoncentrationen af det opslemmede materiale.

$\beta_s U$ = den hastighed i strømningsretningen, hvormed det kornformede materiale forlader F.

βU = den hastighed i strømningsretningen, hvormed vædsken forlader F; β antages upåvirket af tilstedeværelsen af det suspenderede materiale.

Med indførelse af $s = \rho_s/\rho$, $\gamma = \rho g$ og $\theta = \beta - \beta_s$ fås da:

$$\frac{U^2}{2g} = \frac{\frac{P_D - P_S}{\gamma}}{2(1-\beta)(1+(s-1)c)} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{sc}{(1-\beta)(1+(s-1)c)} \cdot \theta\right)} \quad (4)$$

eller

$$U = \sqrt{\frac{2g \frac{P_D - P_S}{\gamma}}{2(1-\beta)(1+(s-1)c)}} \cdot \sqrt{\frac{(1-\beta)(1+(s-1)c)}{(1-\beta)(1+(s-1)c) + sc\theta}} \quad (4a)$$

Idet $h_s = \frac{P_D - P_S}{\gamma(1+(s-1)c)}$ = trykdifferencen mellem D og S målt i længde blanding af vædske og suspenderet materiale..

$$C_1 = \sqrt{\frac{1}{2(1-\beta)}}$$

$$C_2 = \sqrt{\frac{(1-\beta)(1+(s-1)c)}{(1-\beta)(1+(s-1)c) + sc\theta}}$$

fås altså

$$U = C_2 \cdot C_1 \cdot \sqrt{2gh_s} \quad (4b)$$

For $\rho_s > \rho$ ($s > 1$) ses at $\theta > 0 \Rightarrow C_2 < 1$, hvilket vil sige, at tilstedeværelsen af det suspenderede materiale medfører, at der i pitotrøret opbygges et overtryk udover hastighedshøjden $\frac{U^2}{2g}$. Fænomenet er mere detaljeret beskrevet i [1].

Ved anvendelse af pitotrør må man derfor udover at kalibrere det for C_1 for hver enkelt type sediment kalibrere også for C_2 . Dette er i enkelte tilfælde gjort [2], men er en noget besværlig og usikker procedure. Dertil kommer, at risikoen for tilstopning af pitotrøret er temmelig stor.

2. Beskrivelse af måleprincip.

For at eliminere behovet for kalibrering for C_1 , så-

vel som C_2 og samtidig gøre det muligt at bestemme sedimentkoncentrationen i samme punkt af tid og rum som hastigheden, er der arbejdet med et måleprincip som i det følgende vil blive beskrevet.

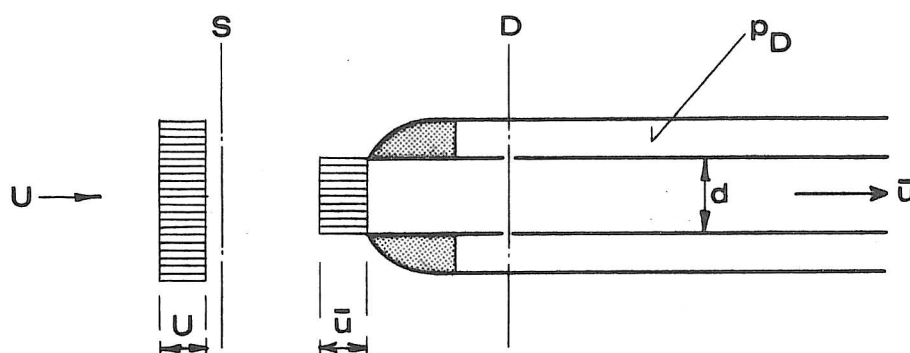


FIG. 2.

Fig. 2 viser spidsen af en probe, der består af et indre cirkulært rør med diameteren d , som er anbragt med munden imod strømretningen i den strømning, hvori hastigheden og sedimentkoncentrationen ønskes bestemt. Strømningshastigheden i den uforstyrrede strømning ved probens munding er U , der er den samme som et lille stykke længere opstrøms i snit S . Gennem røret pumpes blandingen af sediment og vand op med en hastighed i middel over rørets tværsnit på \bar{u} . I snit D , der ligger et stykke indenfor rørets munding, er røret perforeret, således at man via mellemrummet mellem det indre rør og et ydre rør bliver i stand til at registrere væsketrykket i snit D med et passende udstyr udenfor proben.

For $\bar{u} = U$ fås med et passende design af rørmundingen (se [1]), at sedimentkoncentrationen i den oppumpede blanding er den samme, som i den ydre strømning på det pågældende sted. Hvorvidt en given værdi af \bar{u} er lig med U kan afgøres af trykdifferensen $p_S - p_D$ mellem trykkene i snit S og i snit D . Opstilles energiligningen

mellem snit S og munden, samt mellem munden og snit D fås:

$$\frac{U^2}{2g} + \frac{P_S}{\gamma_a} = \frac{\bar{u}^2}{2g} + \frac{P_D}{\gamma_a} = \alpha \frac{\bar{u}^2}{2g} + \frac{P_D}{\gamma_a} + \Delta H \quad (5)$$

idet $\gamma_a = (1+(s-1)c)$ = specifik vægt af blanding
 α = hastighedsfordelingskoefficienten i snit D
 ΔH = energitabet mellem munden og snit D.

Det er ved opstillingen af lign. (5) forudsat, at (a) hastigheden i den ydre strømning varierer ikke over det areal, som det indre rør har; (b) ved probens munding er hastigheden jævnt fordelt; (c) der foregår intet energitab mellem S og munden.

Indføres nu

$$\Delta H = \zeta \frac{\bar{u}^2}{2g} \quad (6)$$

fås af lign. (5)

$$\frac{U^2}{2g} = \frac{P_D - P_S}{\gamma_a} + (\alpha + \zeta) \frac{\bar{u}^2}{2g}$$

eller idet ϕ indføres ved

$$\phi = \alpha + \zeta - 1 \quad (7)$$

$$\frac{U^2}{2g} = \frac{P_D - P_S}{\gamma_a} + (1 + \phi) \frac{\bar{u}^2}{2g}$$

$$U = \sqrt{2g \left[(1 + \phi) \cdot \frac{\bar{u}^2}{2g} + \frac{P_D - P_S}{\gamma_a} \right]} \quad (8)$$

For $\bar{u} = U$ fås da:

$$\left(\frac{P_S - P_D}{\gamma_a} \right)_{\bar{u}=U} = \phi \cdot \frac{\bar{u}^2}{2g} \quad (9)$$

Ved at måle sammenhørende sæt af \bar{u} og $\frac{P_S - P_D}{\gamma_a}$ er det da muligt ved en iterativ måleprocedure at opnå netop det

sæt, der tilfredsstiller lign. (9) og dermed bestemme U og c , forudsat kendskab til ϕ .

3. Trykvariationen i probeindløbet

For at nå frem til en bestemmelse af ϕ i lign. (9) vil vi i første omgang undersøge trykvariationen i indløbsstrækningen af et cirkulært rør ved indløb fra et reservoir med turbulensfri vædske. En sådan undersøgelse er med lidt forskellige forudsætninger gennemført af bl.a. Schiller [3] og Langhaar [4], med til dette formål stort set samme resultat. I det følgende skal forudsætninger og resultater af Schiller [3] kort refereres (se fig. 3):

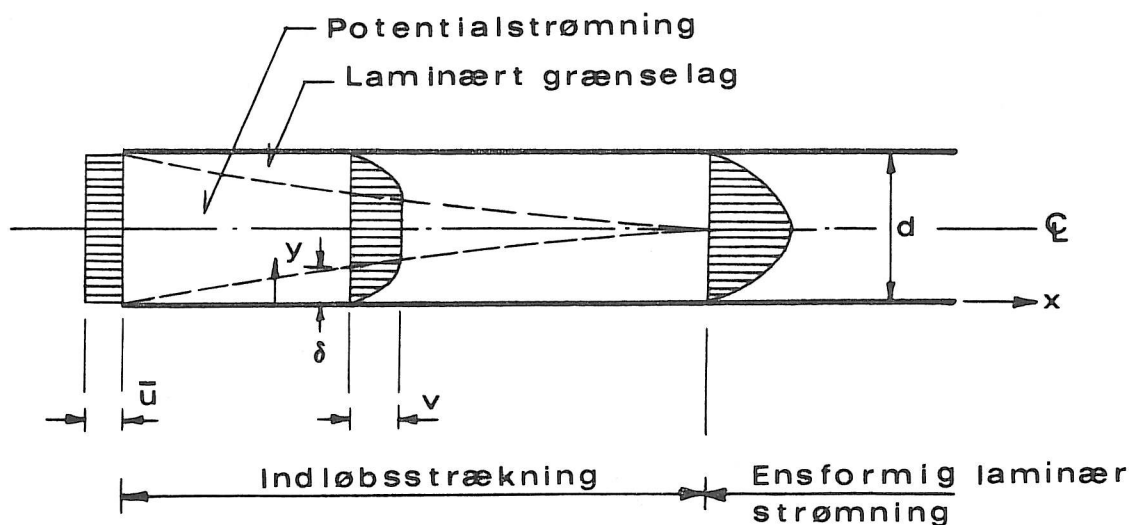


FIG. 3.

- (a) Kun sådanne strømninger, der efter indløbsstrækningen giver ensformig, laminær strømning i røret behandles ($Re = \frac{ud}{\nu} \leq 2320$)
- (b) Ved indmundingen er hastigheden jævnt fordelt over rørets tværsnit.

- (c) På indløbsstrækningen opdeles strømmingen i en potentialstrømning omkring rørets kerne med ensformigt fordelt hastighed v over kernetværsnittet og en laminær strømning nær væggen af tykkelse δ hvor hastigheden $u = v \cdot (2\frac{y}{\delta} - (\frac{y}{\delta})^2)$, hvor $y \leq \delta$ er afstanden fra væggen til det betragtede snit.

Under disse forudsætninger, og med anvendelse af kontinuitets- og impulslikninger, Bernoulli's ligning langs en strømlinie sammenfaldende med rørets akse og den laminære vægforskydningsspænding er det muligt analytisk at beregne forløbet af $\delta = \delta(x)$ samt trykdifferensen $\frac{p_0 - p_x}{\gamma}$ mellem indløbssnittet og et vilkårligt snit i afstanden x fra munden. Resultatet bliver,

$$2 \frac{x}{d} \cdot \frac{1}{Re} = f(\eta) \quad (10)$$

hvor $Re = \frac{\bar{u} \cdot d}{\nu}$

ν = vædskens kinematiske viscositet

$\eta = \delta/d$ = den dimensionsløse tykkelse af det laminære væglag.

I tabel 1 er $f(\eta)$ tabellagt efter det af Schiller udfundne analytiske udtryk.

Bernoulli's ligning anvendt på en strømlinie sammenfaldende med rørets akse giver (fig. 3)

$$\frac{\bar{u}}{2g} + \frac{p_0}{\gamma} = \frac{v^2}{2g} + \frac{p_x}{\gamma} \quad (11)$$

$$\frac{p_0 - p_x}{\gamma} = \left(\left(\frac{v}{\bar{u}} \right)^2 - 1 \right) \cdot \frac{\bar{u}^2}{2g} \quad (11a)$$

medens energiligningen anvendt på to tværsnit samtidigt og med betegnelser som anvendt i ligningerne (5) og (6) giver

$$\frac{\bar{u}^2}{2g} + \frac{p_0}{\gamma} = \alpha \frac{\bar{u}^2}{2g} + \frac{p_x}{\gamma} + \zeta \frac{\bar{u}^2}{2g} \quad (12)$$

$$\frac{p_0 - p_x}{\gamma} = (\alpha + \zeta - 1) \frac{\bar{u}^2}{2g} \quad (12a)$$

Heraf fås

$$1 + \phi = \left(\frac{V}{u}\right)^2 \quad (13)$$

der ved hjælp af kontinuitetsligningen lader sig beregne som funktion af $\eta = \delta/d$. I tabel 1 er $1+\phi$ og $\frac{1}{\sqrt{1+\phi}}$ tabellagt som funktion af η og dermed via lign.

(10) også som funktion af $2\frac{x}{d}/Re$.

TABEL 1. Teoretiske værdier efter Schiller [3].

η	$2 \frac{x}{d} \cdot \frac{1}{Re}$	$1+\phi$	$\frac{1}{\sqrt{1+\phi}}$	$Re = \frac{\bar{u} d}{\nu}$	
				$\frac{x}{d} = 0.9$	$\frac{x}{d} = 20$
0.09	7.410 ₁₀ ⁻⁴	1.28	0.89	2429	
0.10	9.442 -	1.31	0.87	1906	
0.11	1.178 ₁₀ ⁻³	1.35	0.86	1528	
0.12	1.446 -	1.39	0.85	1245	
0.13	1.748 -	1.42	0.84	1030	
0.14	2.088 -	1.46	0.83	862	
0.15	2.467 -	1.51	0.82	730	
0.16	2.888 -	1.55	0.80	623	
0.17	3.352 -	1.59	0.79	537	
0.18	3.862 -	1.64	0.78	466	
0.19	4.420 -	1.68	0.77	407	
0.20	5.029 -	1.73	0.76	358	
0.21	5.690 -	1.78	0.75	316	
0.22	6.407 -	1.83	0.74		
0.23	7.180 -	1.88	0.73		
0.24	8.014 -	1.94	0.72		
0.25	8.909 -	1.99	0.71		
0.26	9.869 -	2.05	0.70		
0.27	1.090 ₁₀ ⁻²	2.11	0.69		
0.32	1.711 -	2.43	0.64		2338
0.33	1.859 -	2.50	0.63		2152
0.34	2.014 -	2.57	0.62		1986
0.35	2.178 -	2.64	0.62		1836
0.36	2.351 -	2.72	0.61		1701
0.37	2.532 -	2.80	0.60		1579
0.38	2.723 -	2.88	0.59		1469
0.39	2.923 -	2.96	0.58		1368
0.40	3.132 -	3.04	0.57		1277
0.41	3.351 -	3.13	0.57		1194
0.42	3.579 -	3.22	0.56		1117
0.43	3.816 -	3.31	0.55		1048
0.44	4.064 -	3.40	0.54		984
0.45	4.321 -	3.49	0.54		926
0.46	4.588 -	3.59	0.53		872
0.47	4.865 -	3.69	0.52		822
0.48	5.152 -	3.79	0.51		776
0.49	5.448 -	3.89	0.51		734
0.50	5.755 -	4.00	0.50		695

4. Eksperimentelle undersøgelser i rent vand

Til vurdering af brugeligheden af det netop beskrevne måleprincip er udført en række eksperimentelle undersøgelser med 2 prober af lidt forskellig udformning. Disse er vist på figurerne 4 og 5 og betegnes i det følgende ved probe I og probe II, henholdsvis. For begges vedkommende sker oppumpning gennem et centralt rør med 2 mm indvendig diameter. For probe I ligger snittet D (jvf. fig. 2) 20 x rørdiameteren bag munden og det statiske tryk (snit S) måles samme sted i strømmingen som snit D. For probe II ligger snit D 0.9 x rørdiameteren bag munden og trykket i snit S måles samme sted i strømmingen som munden og ikke via proben, men gennem et trykudtag i den omgivende strømnings begrænsede vægge på dette sted. Derudover er der, som det vil ses af fig. 4 og 5, forskel i den geometriske udformning af probemunden.

For de to prober er der først foretaget en eksperimentel undersøgelse af ϕ 's variation i rent vand. Proberne monteredes i en åben rende i laboratoriet. For en række forskellige strømningshastigheder i renden er da målt:

$$1) \quad \frac{P_S - P_D}{\gamma} = h \quad \text{for} \quad \bar{u} = 0$$

$$2) \quad \text{En række sammenhørende værdier af } \bar{u} \text{ og } \frac{P_S - P_D}{\gamma} = H_S - H_D \text{ svarende til de respektive } h\text{-værdier.}$$

Af disse målinger er $\frac{1}{\sqrt{1+\phi}}$ dernæst beregnet som

$$\frac{1}{\sqrt{1+\phi}} = \sqrt{\frac{h + H_S - H_D}{\frac{\bar{u}^2}{2g}}} \quad (14)$$

Herved forudsættes, at $U = \sqrt{2gh}$ d.v.s. at $C_1 = 1$ eller $\beta = \frac{1}{2}$ (lign. 2a). Dette vil være tilfældet for probe II, jvf. [5], hvorimod probe I vil have et C_1 en smule større end 1.

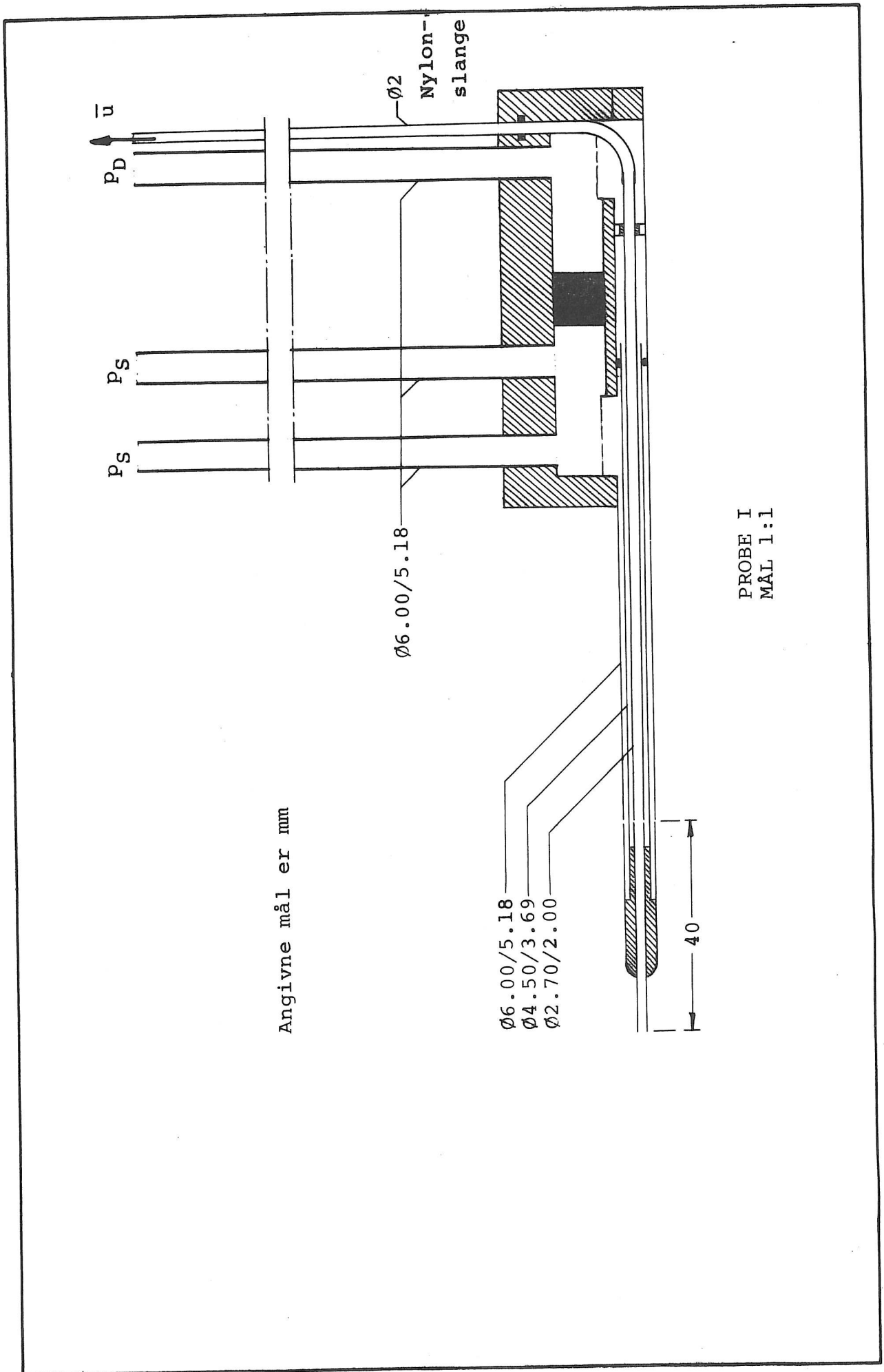


FIG.4.

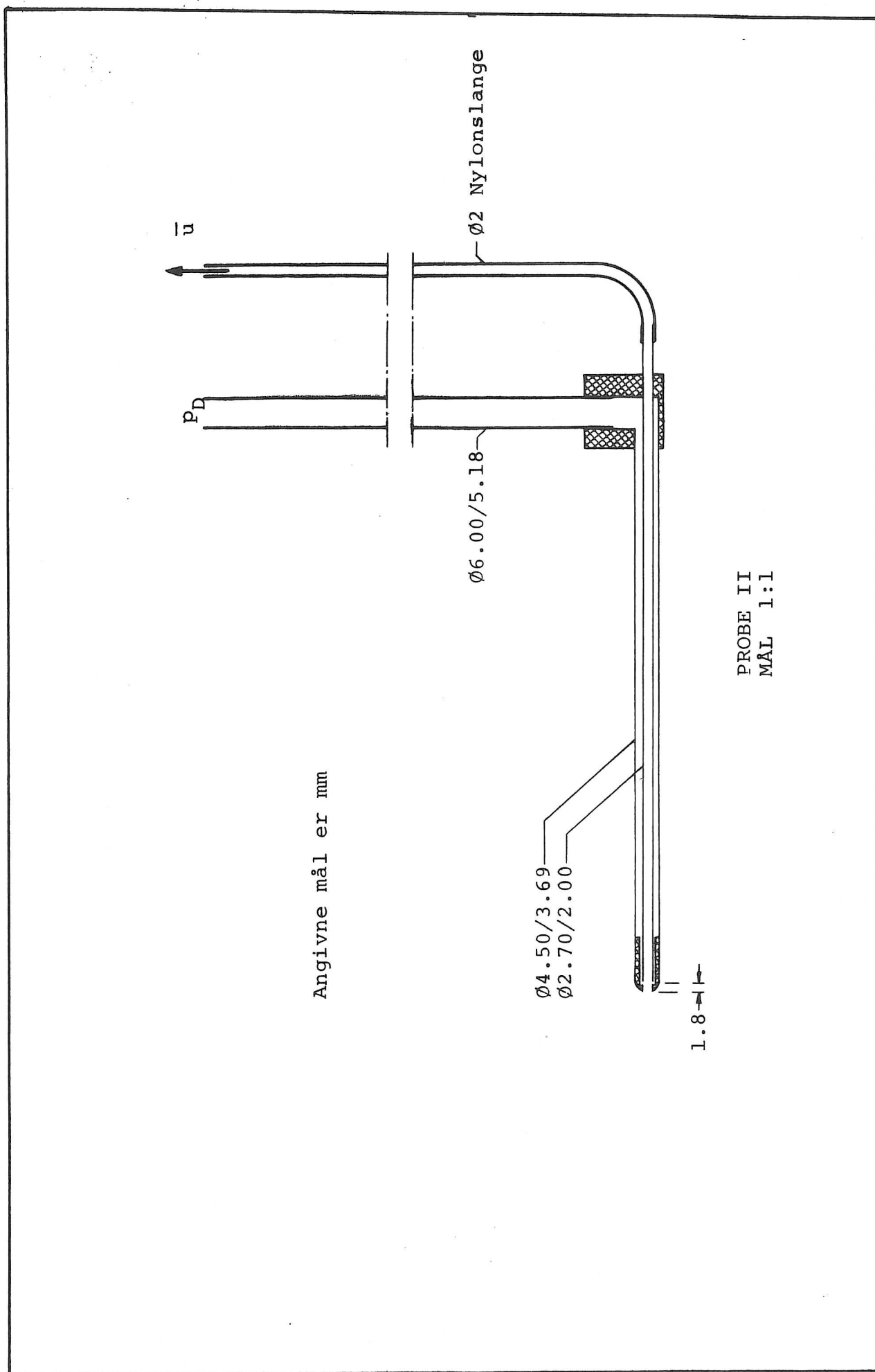


FIG.5.

I tabellerne 2 og 3 er resultaterne af disse målinger anført tillige med de tilsvarende værdier af Reynolds tal $Re = \frac{\bar{u} \cdot d}{\nu}$ og parameteren $2 \frac{x}{d} \cdot \frac{1}{Re}$, hvor

x = afstand fra probemunding til snit D

d = diameteren af det indre rør = 2 mm

ν = vandets kinematiske viscositet ved forsøgstemperaturen t .

\bar{u} er iværksat enten ved hævertvirkning eller ved en peristaltisk pumpe og målt ved opsamling og vejning af den oppumpede vandmængde over et tidsinterval målt med stopur.

h og H er for probe I målt med spidsmålere som niveauforskellen i to standrør, medens der for probe II er benyttet en særskilt tryktransducer, hvis virkemåde senere skal beskrives. I fig. 6 er de således målte værdier af $\frac{1}{\sqrt{1+\phi}}$ afbildet som funktion af $2 \frac{x}{d} \cdot \frac{1}{Re}$ for de to prober. I samme fig. er til sammenligning afbildet den teoretiske sammenhæng fra tabel 1.

Af fig. 6 ses, at de målte værdier for $\frac{1}{\sqrt{1+\phi}}$ ligger en smule over de af Schiller beregnede. Dette skyldes væsentligst, at vandet, der suges ind, ikke er turbulensfrit, d.v.s. det laminære vægslag vokser langsommere op; desuden er C_1 for proben lidt større end 1.

For probe II ses spredningen af måleresultaterne at være væsentlig større, men det ses dog, at de målte værdier af $\frac{1}{\sqrt{1+\phi}}$ ligger en smule under de teoretiske.

Da snit D ligger så nær munden, er der en temmelig stor usikkerhed på bestemmelsen af $\frac{x}{d}$ for snittet, dels fordi vi ikke med sikkerhed kan fastslå tykkelsen af det laminære vægslag til nul ved munden og dels fordi afstanden fra munden til snit D er af samme størrelsesorden som perforeringen af røret i snittet. Dertil kommer, at usikkerheden på differenstrykmålin-

TABEL 2. Måling af $1/\sqrt{1+\phi}$ probe I ($x/d = 20$)

h	U $=\sqrt{2gh}$	$H_S - H_D$ = $\frac{P_S - P_D}{\gamma}$	H = $H_S - H_D$ + h	\bar{u}	$\frac{1}{\sqrt{1+\phi}}$	t	$Re = \frac{\bar{u} \cdot d}{\nu}$	$2 \frac{x}{d} \cdot \frac{1}{Re}$
$m \cdot 10^4$	m/s	$m \cdot 10^4$	$m \cdot 10^4$	m/s		$^{\circ}C$		
483	0.973	388	871	0.856	0.66	18	1630	$1.227 \cdot 10^{-2}$
479	0.969	263	742	0.770	0.64	-	1467	$1.363 \cdot 10^{-2}$
-	-	391	870	0.850	0.65	-	1619	$1.235 \cdot 10^{-2}$
458	0.948	290	748	0.777	0.64	-	1480	$1.351 \cdot 10^{-2}$
-	-	229	687	0.732	0.63	-	1394	$1.435 \cdot 10^{-2}$
-	-	427	885	0.859	0.65	-	1636	$1.222 \cdot 10^{-2}$
443	0.932	323	766	0.789	0.64	-	1503	$1.331 \cdot 10^{-2}$
-	-	242	685	0.732	0.63	-	1394	$1.435 \cdot 10^{-2}$
240	0.686	319	559	0.656	0.63	-	1250	$1.600 \cdot 10^{-2}$
-	-	349	589	0.681	0.63	-	1297	$1.542 \cdot 10^{-2}$
219	0.655	305	524	0.640	0.63	-	1219	$1.641 \cdot 10^{-2}$
233	0.676	298	531	0.627	0.61	-	1194	$1.675 \cdot 10^{-2}$
-	-	351	584	0.665	0.62	-	1267	$1.579 \cdot 10^{-2}$
207	0.637	300	507	0.614	0.62	-	1170	$1.709 \cdot 10^{-2}$
176	0.588	296	472	0.589	0.61	-	1122	$1.783 \cdot 10^{-2}$
298	0.765	-204	94	0.191	0.45	-	364	$5.495 \cdot 10^{-2}$
-	-	-190	108	0.226	0.49	-	431	$4.640 \cdot 10^{-2}$
-	-	-148	150	0.283	0.52	-	539	$3.711 \cdot 10^{-2}$
-	-	-85	231	0.357	0.53	-	680	$2.941 \cdot 10^{-2}$
-	-	85	383	0.519	0.60	-	989	$2.022 \cdot 10^{-2}$
-	-	304	602	0.688	0.63	-	1310	$1.527 \cdot 10^{-2}$
603	1.088	683	1286	1.060	0.67	-	2019	$9.906 \cdot 10^{-3}$
-	-	704	1307	1.076	0.67	-	2050	$9.756 \cdot 10^{-3}$
594	1.080	686	1280	1.070	0.68	-	2038	$9.814 \cdot 10^{-3}$
567	1.055	664	1231	1.041	0.67	-	1983	$1.009 \cdot 10^{-2}$
559	1.047	655	1214	1.047	0.68	-	1995	$1.003 \cdot 10^{-2}$
-	-	472	1031	0.939	0.66	-	1789	$1.118 \cdot 10^{-2}$
554	1.043	628	1182	1.031	0.68	-	1964	$1.018 \cdot 10^{-2}$
-	-	548	1104	0.987	0.67	-	1880	$1.064 \cdot 10^{-2}$
-	-	399	953	0.904	0.66	-	1722	$1.161 \cdot 10^{-2}$
285	0.748	454	739	0.742	0.62	-	1413	$1.415 \cdot 10^{-2}$
-	-	390	675	0.700	0.61	-	1334	$1.499 \cdot 10^{-2}$
258	0.711	417	675	0.707	0.61	-	1346	$1.486 \cdot 10^{-2}$
-	-	386	644	0.688	0.61	-	1310	$1.527 \cdot 10^{-2}$
-	-	325	583	0.643	0.60	-	1225	$1.633 \cdot 10^{-2}$
222	0.660	358	580	0.646	0.61	-	1231	$1.625 \cdot 10^{-2}$
-	-	302	524	0.608	0.60	-	1158	$1.727 \cdot 10^{-2}$
190	0.611	344	533	0.608	0.60	-	1158	$1.727 \cdot 10^{-2}$
-	-	288	477	0.573	0.59	-	1091	$1.833 \cdot 10^{-2}$
157	0.555	230	387	0.509	0.58	-	970	$2.062 \cdot 10^{-2}$
-	-	283	440	0.547	0.59	-	1043	$1.918 \cdot 10^{-2}$
77	0.389	77	154	0.255	0.46	-	485	$4.124 \cdot 10^{-2}$
-	-	82	159	0.274	0.49	-	521	$3.839 \cdot 10^{-2}$
-	-	120	197	0.315	0.51	-	600	$3.333 \cdot 10^{-2}$
-	-	150	227	0.347	0.52	-	661	$3.026 \cdot 10^{-2}$
94	0.429	151	245	0.369	0.53	-	703	$2.845 \cdot 10^{-2}$
-	-	200	294	0.417	0.55	-	794	$2.519 \cdot 10^{-2}$
105	0.454	193	298	0.423	0.55	-	806	$2.481 \cdot 10^{-2}$
-	-	216	321	0.439	0.55	-	837	$2.389 \cdot 10^{-2}$
115	0.475	197	312	0.439	0.56	-	837	$2.389 \cdot 10^{-2}$
-	-	259	374	0.493	0.58	-	940	$2.128 \cdot 10^{-2}$
-	-	234	349	0.474	0.57	-	903	$2.215 \cdot 10^{-2}$
2125	2.042	-1151	974	0.929	0.67	-	1770	$1.130 \cdot 10^{-2}$
-	-	-790	1335	1.111	0.69	-	2116	$9.452 \cdot 10^{-3}$

TABEL 3. Måling af $1/\sqrt{1+\phi}$ probe II ($x/d = 0.9$)

h	U $=\sqrt{2gh}$	$H_S - H_D$ $=$ $\frac{P_S - P_D}{\gamma}$	H = $H_S - H_D$ + h	\bar{u}	$\frac{1}{\sqrt{1+\phi}}$	t	$Re = \frac{\bar{u} \cdot d}{\nu}$	$2 \frac{x}{d} \cdot \frac{1}{Re}$
$m \cdot 10^4$	m/s	$m \cdot 10^4$	$m \cdot 10^4$	m/s		$^{\circ}C$		
316	0.787	-316	0	0				
-	-	-219	97	0.340	0.78	20	680	$2.647 \cdot 10^{-3}$
-	-	-70	246	0.563	0.81	-	1126	$1.599 -$
-	-	6	322	0.651	0.82	-	1302	$1.382 -$
-	-	161	477	0.789	0.82	-	1578	$1.141 -$
1025	1.418	-1025	0	0				
-	-	-753	272	0.597	0.82	-	1194	$1.508 -$
-	-	-539	486	0.858	0.88	-	1716	$1.049 -$
-	-	-186	839	1.116	0.87	-	2232	$8.064 \cdot 10^{-4}$
-	-	0	1025	1.209	0.85	-	2418†	$7.444 -$
1102	1.470	-1102	0	0				
-	-	-729	373	0.700	0.82	-	1400	$1.286 \cdot 10^{-3}$
-	-	-625	477	0.848	0.88	-	1696	$1.061 -$
-	-	602	1704	1.398	0.76	-	2796†	$6.438 \cdot 10^{-4}$
-	-	637	1739	1.457	0.79	-	2914†	$6.177 -$
1191	1.528	-1191	0	0				
-	-	-951	240	0.618	0.90	21	1236	$1.456 \cdot 10^{-3}$
-	-	-721	470	0.826	0.86	-	1652	$1.090 -$
-	-	-591	672	0.957	0.83	-	1914	$9.404 \cdot 10^{-4}$
-	-	-448	743	1.018	0.83	-	2036	$8.841 -$
-	-	-359	832	1.077	0.84	-	2154	$8.357 -$
-	-	-148	1043	1.112	0.78	-	2224	$8.094 -$
-	-	-30	1161	1.250	0.83	-	2500†	$7.200 -$
1738	1.847	-1738	0	0				
-	-	-1433	305	0.627	0.81	-	1254§	$1.435 \cdot 10^{-3}$
-	-	-1588	150	0.462	0.85	-	924§	$1.948 -$
-	-	-1396	342	0.700	0.86	-	1400§	$1.286 -$
-	-	-1285	453	0.783	0.83	-	1566§	$1.149 -$
-	-	-1213	525	0.880	0.87	-	1760§	$1.023 -$
-	-	-1067	671	0.971	0.85	-	1942§	$9.269 \cdot 10^{-4}$
-	-	-827	911	1.151	0.86	-	2302§	$7.819 -$
-	-	-80	1658	1.474	0.82	-	2948§†	$6.106 -$
-	-	-226	1512	1.409	0.82	-	2818§†	$6.388 -$

§) Oppumpning ved hævert. Ellers ved slangepumpe.

†) $Re > 2320$

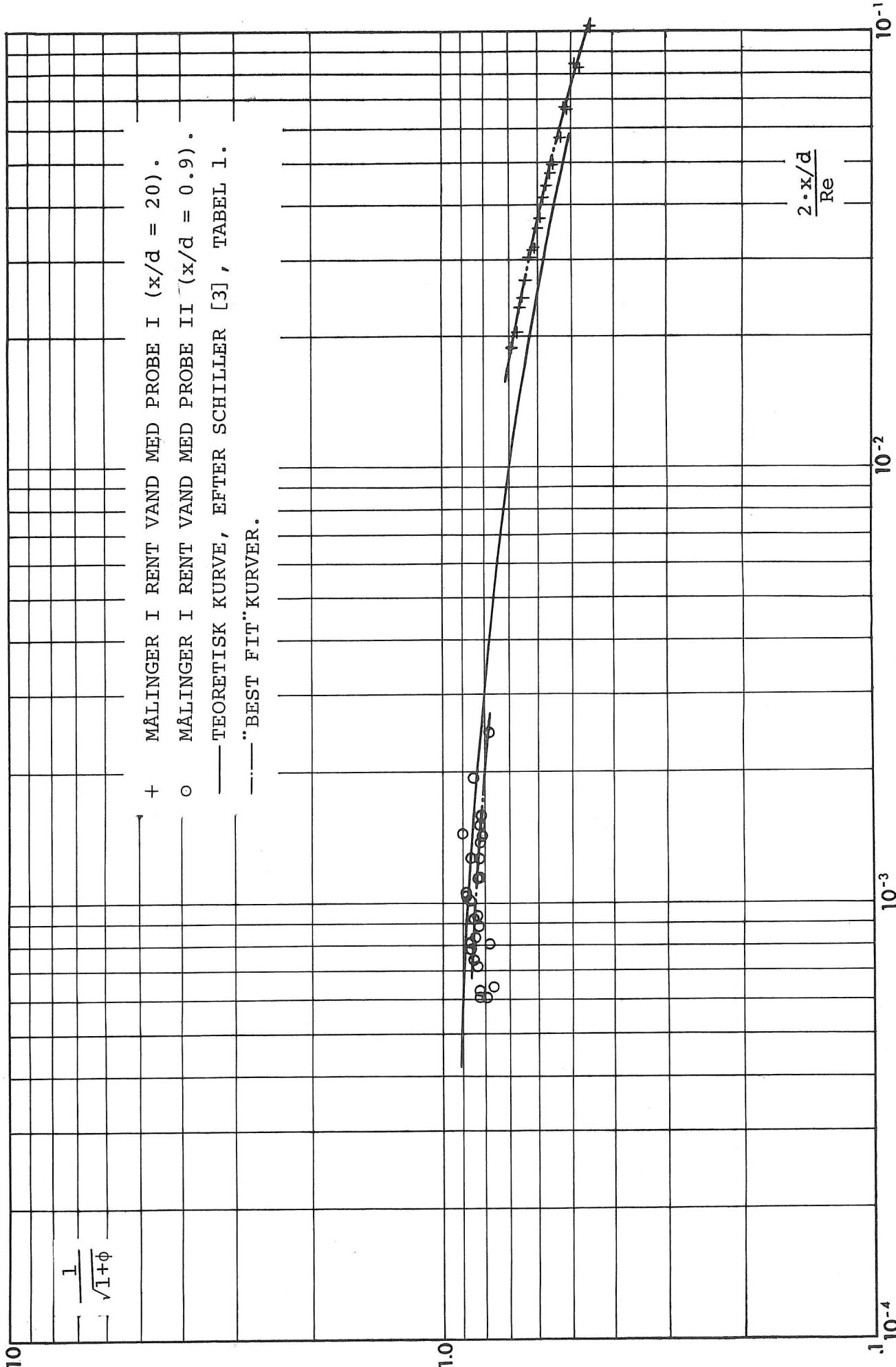


FIG. 6.

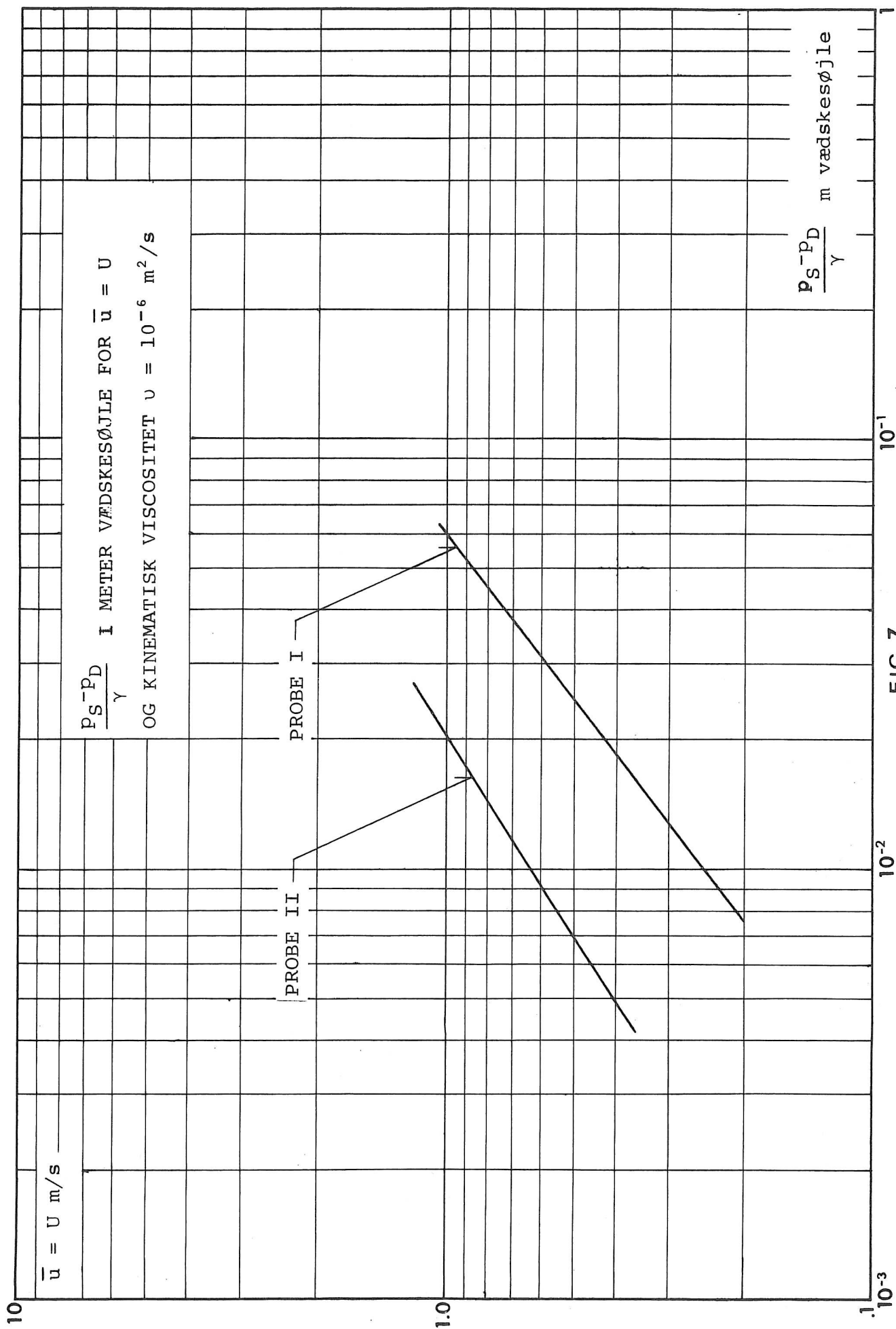


FIG. 7.

gerne er større end på probe II qua den benyttede metode.

På basis af den således eksperimentelt bestemte variation af ϕ er det nu muligt at bestemme de sammenhørende værdier af \bar{u} og $\frac{P_S - P_D}{\gamma}$, der svarer til, at $\bar{u} = U$, jvf. lign. 9, forudsat kendskab til den kinematiske viscositet. I fig. 7 er dette gjort for de to prober, i begge tilfælde svarende til $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$.

5. Beskrivelse af de anvendte metoder til måling af differenstræk

Til måling af differenstrækkene er, som tidligere nævnt, enten benyttet måling af tilsvarende vandsøjleniveau med spidsmålere - dette gælder samtlige målinger med probe I - eller en særskilt tryktransducer - dette gælder samtlige målinger med probe II. Den benyttede transducer er en transistor med en trykfølsom emitter-base overgang, med den kommercielle betegnelse Pitran PT3 og opsat i en opstilling, som vist på fig. 8. Transistoren er anbragt i en dåse, som skit-

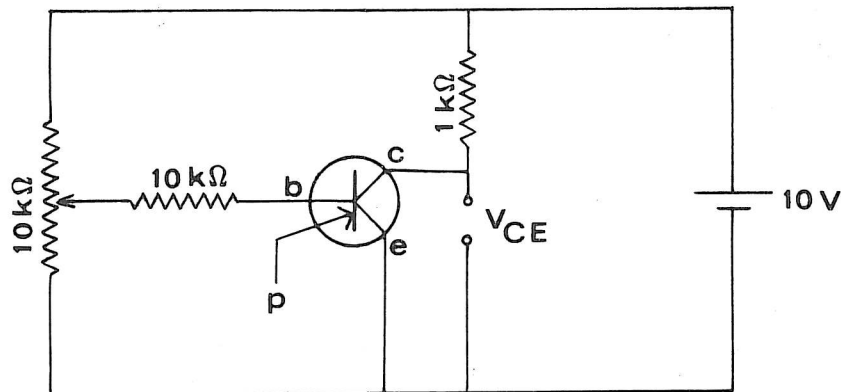


FIG. 8.

seret på fig. 9. Med en forspænding på $V_{CE} = 2 \text{ volt}$ (fig. 8), giver en ændring i p på $\Delta p = 10^{-4} \text{ m}$ en ændring i V_{CE} på $\Delta V_{CE} \approx 1 \text{ millivolt}$ uden forstærkning. Der er imidlertid en række ulemper ved den pågældende transducer:

- (1) Dåsen, hvori transistoren sidder, er ledende forbundet med collectoren.
- (2) p_{ref} skal overføres gennem et ikke-ledende og ikke-korroderende medium.
- (3) Temmelig stor nulpunktsdrift.

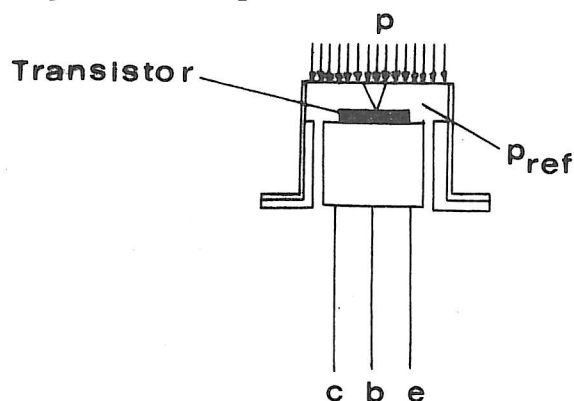


FIG. 9.

Disse ulemper er, med en vis succes, søgt afhjulpet ved at anbringe transduceren, som vist på fig. 10. Referencesiden er atmosfærisk luft, der holdes tørt af silicagel krystaller. På tryksiden overføres trykket gennem en luftfyldt gummiballon til membranen, der således ikke står i ledende forbindelse med det vand, hvori trykket måles. Ved hjælp af en omskifterhane kan vandet omkring denne luftballon sættes i forbindelse med enten snit S eller snit D på proben, og denne omskiftning kan ske så hurtigt, at der ikke i mellemtiden er sket nogen væsentlig drift af nulpunktet.

Fordelen ved at måle differenstryk med denne opstilling fremfor med standrør ligger i, at den ikke kræver, at en vis, temmelig stor, vandmængde skal strømme gennem de fine passager i proben frem til standrørene, men kun den lille mængde, der svarer til sammentrykningen af luften i gummiballon. Derved forkortes måletiden væsentligt.

Der er imidlertid en væsentlig ulempe ved denne opstil-

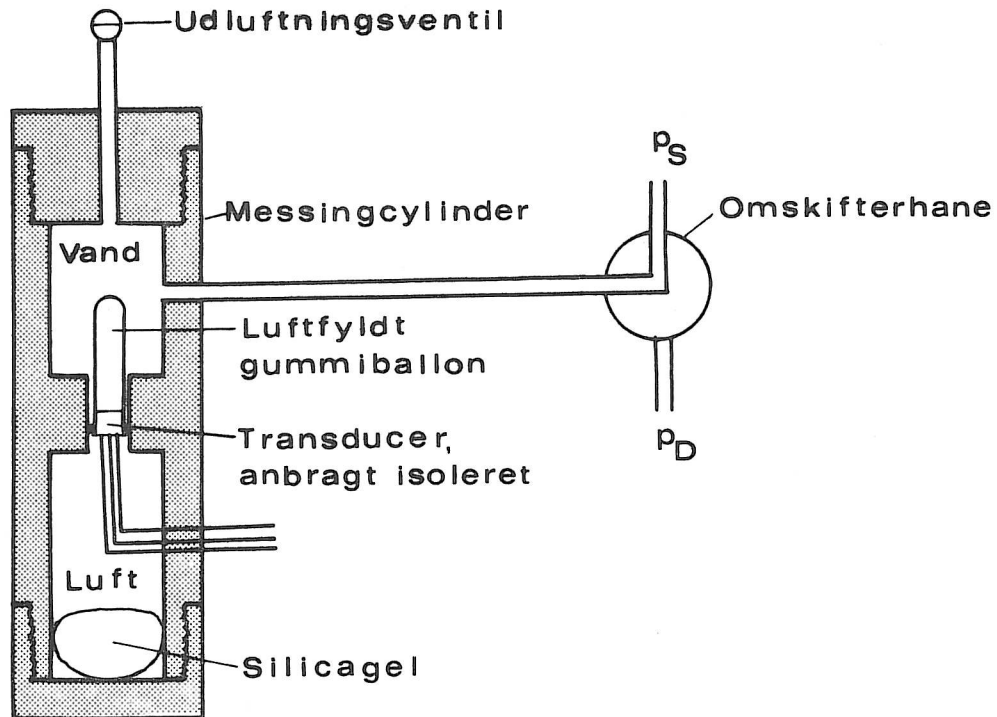


FIG. 10.

ling. Har man først stillet op til en serie målinger, hvor $p_D > p_S$, og derfor anbragt transduceren i et sådant niveau, at $p_S \approx p_{ref} = \text{atmosfæretrykket}$, kan man ikke uden at flytte transduceren fortsætte serien og måle for $p_S > p_D$, og en sådan flytning ændrer følsomheden. Dertil kommer, at det lineære område for differenstræk kun er 7" vandsøjle. I tabel 4 og fig. 11 er vist resultatet af en kalibrering af opstillingen som vist i fig. 10.

6. Eksperimentelle undersøgelser i strømning med suspenderet materiale

Under antagelse af, at variationen af trykket langs indmundingen af en probe, er den samme for en blanding af sediment og vand, som for rent vand, kan den eksperimentelt fundne variation af ϕ anvendes til ha-

TABEL 4. Kalibrering af trykmåler. $V_{CE} = 2,0$ volt

$\Delta H_{\text{målt}}$ cm vandsøjle	ΔV_{CE} mv	$\Delta H_{\text{beregnet}}$ cm vandsøjle	standardafvigelse på $(\Delta H_b - \Delta H_m)$ cm vandsøjle	standardafvigelse på $\frac{\Delta H_b - \Delta H_m}{\Delta H_b}$ %
0.09	12	0.09		
0.36	49	0.36		
0.71	92	0.70		
1.09	141	1.08		
2.69	337	2.63		
3.88	483	3.80		
5.34	660	5.23		
6.42	794	6.32		
8.70	1051	8.42		
10.57	1274	10.25		
12.46	1480	11.96		
14.30	1696	13.75		
16.72	1948	15.84		
18.90	2197	17.92		
21.55	2473	20.23		
24.05	2777	22.77	0.51	3.3
27.69	3179	26.16		
15.82	1971	16.03		
1.11	147	1.12		
2.15	288	2.24		
3.31	441	3.46		
4.49	588	4.65		
5.54	728	5.78		
6.63	873	6.96		
8.48	1083	8.68		
10.30	1316	10.60		
12.12	1544	12.49		
13.89	1752	14.21		
15.67	1976	16.07		
17.46	2178	17.76		
18.61	2329	19.02		
20.00	2494	20.40		
21.08	2624	21.49		
22.82	2813	23.08		
24.45	2995	24.61		
26.20	3202	26.35		
27.01	3297	27.15		

$$\Delta H_b = 6.78 \cdot 10^{-3} \cdot (\Delta V_{CE})^{1.024}$$

$$\Delta H_b = \text{cm vandsøjle}$$

$$\Delta V_{CE} = \text{millivolt}$$

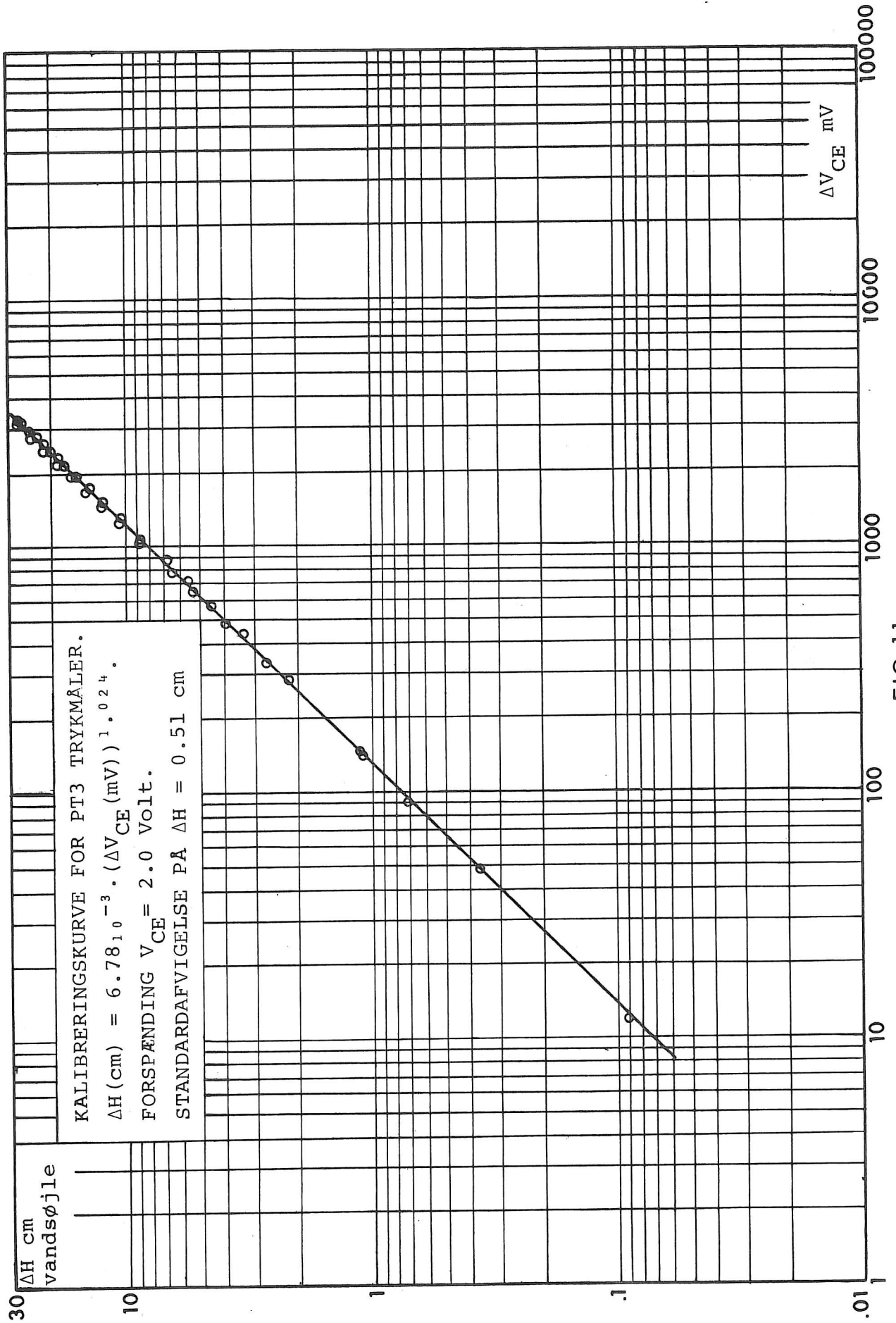


FIG. 11.

stighedsbestemmelse i en sådan suspension. Med det formål, at undersøge forholdet mellem den således bestemte hastighed, og den hastighed man ville få ved direkte beregning ud fra stagnationstrykket (faktoren C_2 i lign. (4b), idet $C_1 \approx 1$), er der udført 2 forsøgsserier med hastighedsmålinger i en suspensionsførende strømning.

Den ene serie er udført med probe I i en suspension af granatsand i vand, medens den anden er udført med probe II i en suspension af kvartssand i vand. De to sandsorter er karakteriserede ved:

Granatsand: $0.125 \text{ mm} < \text{korndiameter} < 0.250 \text{ mm}$
 $2.39 \text{ cm/s} \leq \text{faldhastighed} \leq 6.67 \text{ cm/s}$
 $w_{\text{middel}} = 3.93 \text{ cm/s}$
 $s = 4.15$

Kvartssand: $0.125 \text{ mm} < \text{korndiameter} < 0.250 \text{ mm}$
 $1.27 \text{ cm/s} \leq \text{faldhastighed} \leq 3.47 \text{ cm/s}$
 $w_{\text{middel}} = 2.28 \text{ cm/s}$
 $s = 2.68$

Faldhastigheden w er bestemt i stillestående vand ved 23°C over en faldlængde på 30 cm. Korndiameteren er bestemt ved almindelig sigteanalyse.

Forsøgene udførtes i en opstilling bestående af et 1.50 m langt $\varnothing 40$ mm, vandret liggende plasticrør, hvorigennem suspensionen cirkuleredes ved en centrifugalpumpe med variabel omdrejningshastighed. Til sikring af strømningens stabilitet var der indskudt åbne reservoirer foran og efter røret. Proben var i begge tilfælde fast monteret i plasticrøret.

Proceduren har nu været en lille smule forskellig for de to serier. For serien med probe I (granatsand) er først bestemt stagnationstrykket $\frac{p_D - p_S}{\gamma_a}$ (i meter vand-søjle). Dernæst er bestemt en række sammenhørende

værdier af $\frac{P_S - P_D}{\gamma_a}$ (i meter suspensionssøjle) og oppumpningshastigheden \bar{u} . Oppumpningen er foregået ved en slangepumpe med variabelt omdrejningstal. Den oppumpede prøvestørrelse holdtes konsekvent så nær 0.5 l som muligt. Efter bestemmelsen af \bar{u} og sedimentkoncentrationen c fra den oppumpede prøve, er den hældt tilbage i systemet. Trykmålingerne er udført ved åbne standrør med spidsmålere og $\frac{P_S - P_D}{\gamma_a}$ er bestemt som

$$\frac{P_S - P_D}{\gamma} (\text{målt}) \cdot \frac{\gamma}{\gamma_a}, \text{ hvor}$$

$$\frac{\gamma_a}{\gamma} = 1 + (s-1)c$$

Ideelt set burde man nu have varieret \bar{u} indtil

$$\frac{P_S - P_D}{\gamma_a} = \phi \cdot \frac{\bar{u}^2}{2g} \quad \text{svarende til} \quad \bar{u} = U$$

I stedet for eksperimentelt at finde det $\phi \cdot \frac{\bar{u}^2}{2g}$, der opfylder denne betingelse, er værdien beregnet ved lineær interpolation mellem de to sæt, der ligger nærmest ved at tilfredsstille ligningen. ϕ er taget fra den eksperimentelt bestemte variation gengivet i fig. 6, idet Re er beregnet som for rent vand ved samme temperatur. Den dertil svarende værdi af \bar{u} er da den søgte hastighed U i strømmingen.

Med den koncentration c , der svarer til den fundne værdi af U er stagnationstrykket $\frac{P_S - P_D}{\gamma_a}$ dernæst beregnet ud fra den målte værdi $\frac{P_S - P_D}{\gamma}$ og den dertil svarende hastighed U_0 er da beregnet som

$$U_0 = \sqrt{2g \cdot \left(\frac{P_D - P_S}{\gamma_a} \right)_{\bar{u}=0}}$$

idet $C_1 \cong 1$ (lign. (4b)) som tidligere nævnt. Endelig er beregnet forholdet $\frac{U}{U_0}$ (= C_2 i lign. (4b)). Resultaterne er gengivet i tabel 5 og i fig. 12.

TABEL 5. Hastighedsmålinger med probe I i suspension af granatsand. $s = 4.15$

$\frac{P_S - P_D}{\gamma}$ $\bar{u} = 0$ $mvs \cdot 10^4$	\bar{u} m/s	c		$\frac{P_S - P_D}{\gamma_a}$ $m \cdot 10^4$	$\frac{\gamma_a}{\gamma}$	T °C	$2 \frac{x}{d} \frac{1}{Re}$	ϕ	$\phi \frac{\bar{u}^2}{2g}$ $m \cdot 10^4$	U m/s	U_0 m/s	$\frac{U}{U_0}$
		%	g/l									
-2352	2.00	1.82	75	1032	1.057	34	$8.00 \cdot 10^{-3}$	0.64	1305	2.05	2.09	0.98
	2.11	1.78	74	1740	1.056	34	$7.58 \cdot 10^{-3}$	0.64	1452			
-1019	0.945	13.9	577	362	1.44	29	$1.74 \cdot 10^{-2}$	1.04	473	1.06	1.18	0.90
	1.180	13.3	553	850	1.42	29	$1.39 \cdot 10^{-2}$	0.93	660			
-519	1.026	15.7	653	915	1.50	29	$1.60 \cdot 10^{-2}$	0.98	526	0.74	0.82	0.90
	1.106	15.6	648	1094	1.49	30	1.48 -	0.93	580			
-509	0.495	17.4	724	30	1.55	25	$3.64 \cdot 10^{-2}$	1.78	222	0.69	0.81	0.85
	0.829	15.8	657	598	1.50	25	$2.17 \cdot 10^{-2}$	1.26	441			

For serien med probe II (kvarstssand) er stagnationsstrykket $\frac{p_D - p_S}{\gamma}$ (i meter vandsøjle) bestemt med den tidligere beskrevne tryktransducer. Dernæst er den værdi for \bar{u} , der svarer til $p_D = p_S$, bestemt, idet oppumpning og prøvetagning er foretaget som for probe I. Dernæst er hastigheden i strømmingen bestemt som

$$U = \sqrt{1+\phi} \cdot \bar{u}$$

idet lign. (8) med $p_D = p_S$ er benyttet. $\sqrt{1+\phi}$ er taget fra den eksperimentelle kurve gengivet i fig. 6. Når U kan bestemmes på denne måde, beror det på, at $\sqrt{1+\phi}$ for probe II ligger meget nærmere 1 end for probe I, således at U kun er ca. 20% større end det \bar{u} , der svarer til $p_D = p_S$, således at overtrykket, leveret af det opslemmede materiale, ved denne \bar{u} -værdi må antages at være næsten elimineret. Dette fremgår af, at sedimentkoncentrationen i den oppumpede blanding må antages at være 5 å 10% over koncentrationen i strømmingen når $\bar{u} \approx 0.8 \cdot U$, jvf. [1].

Som for probe I er stagnationstrykket $\frac{p_D - p_S}{\gamma_a}$ dernæst beregnet ud fra den målte værdi af $\frac{p_D - p_S}{\gamma}$ og koncentrationen svarende til den fundne hastighed U . Endelig er hastigheden U_0 beregnet,

$$U_0 = \sqrt{2g \cdot \left(\frac{p_D - p_S}{\gamma_a}\right)_{\bar{u}=0}}$$

og

$$C_2 = \frac{U}{U_0}$$

idet $C_1 = 1$ (lign. (4b)). Resultaterne er gengivet i tabel 6 og i fig. 12.

Af fig. 12 ser man, at spredningen på målingerne med probe II er meget større end målingerne med probe I og i virkeligheden af samme størrelsesorden som den stør-

TABEL 6. Hastighedsmålinger med probe II i suspension af kvartssand. $s = 2.68$

$\frac{P_S - P_D}{\gamma}$	\bar{u} $\frac{P_S - P_D}{\gamma} = 0$ m/s	c		$\frac{\gamma a}{\gamma}$	T °C	$\frac{2x}{d} \frac{\bar{u}}{Re}$	$1+\phi$	$\frac{\bar{u}^2}{(1+\phi) 2g}$ m·10 ⁴	U m/s	U ₀ m/s	$\frac{U}{U_0}$
		%	g/l								
-566	0.769	1.5	42	1.026	23	1.100 ₁₀ ⁻³	1.417	427	0.92	1.04	0.88
-512	0.699	1.9	51	1.032	-	1.210 -	1.452	362	0.84	0.99	0.85
-827	0.865	7.3	196	1.123	-	9.78 ₁₀ ⁻⁴	1.417	540	1.03	1.20	0.86
-820	0.943	3.5	94	1.059	-	8.97 -	1.401	635	1.12	1.23	0.91
-755	0.844	12.7	340	1.213	-	1.002 ₁₀ ⁻³	1.417	515	1.01	1.11	0.91
-1065	1.112	4.0	107	1.067	-	7.61 ₁₀ ⁻⁴	1.368	862	1.30	1.40	0.93
-1008	1.129	6.3	169	1.106	-	7.49 -	1.352	878	1.31	1.34	0.98
-1000	1.098	3.7	99	1.062	-	7.71 -	1.368	841	1.29	1.36	0.95
-911	0.998	2.1	56	1.035	-	8.48 -	1.452	737	1.20	1.31	0.92
-853	1.070	1.4	38	1.024	-	7.91 -	1.384	808	1.26	1.28	0.98

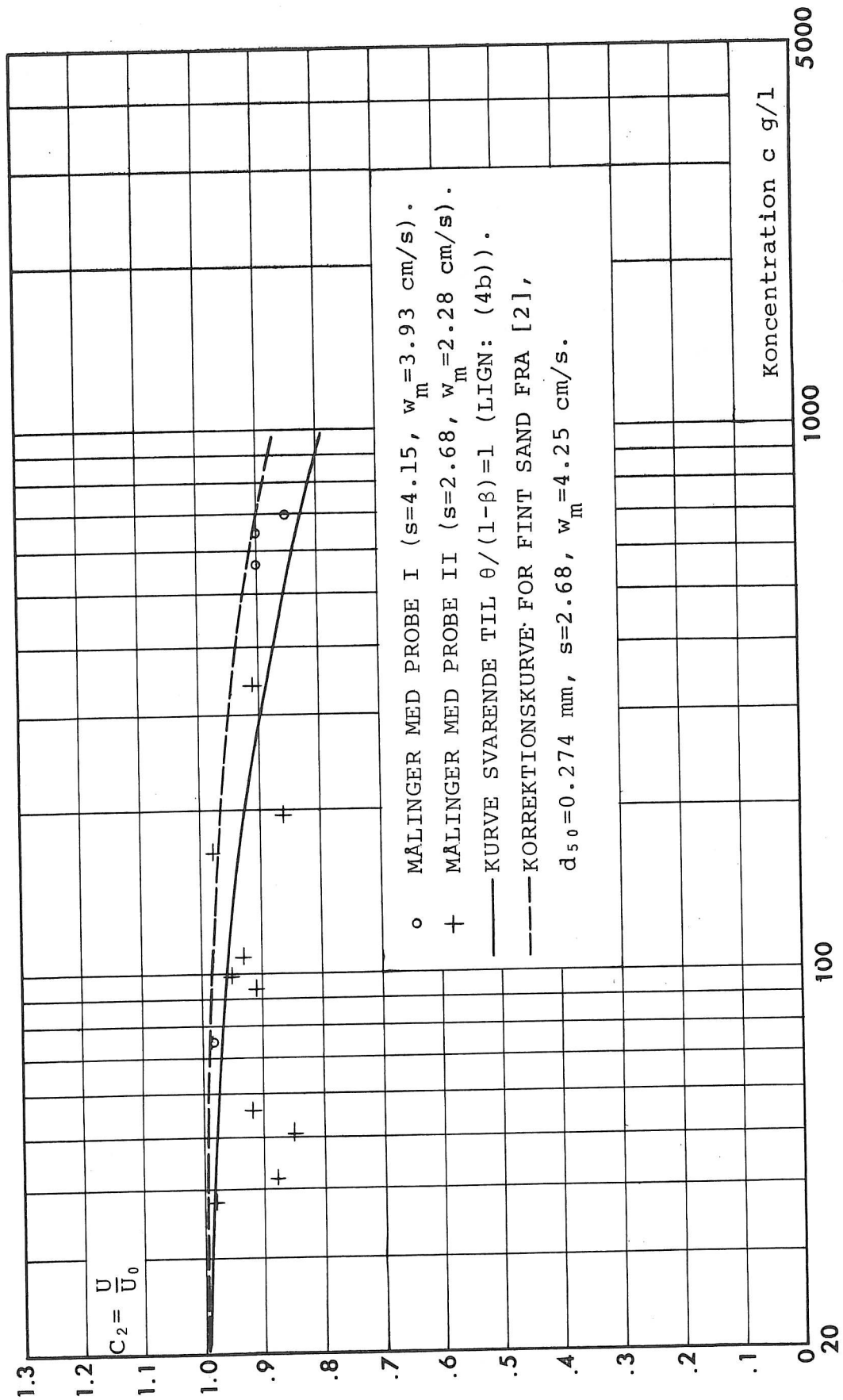


FIG.12.

relse der ønskes målt, nemlig afvigelsen af $\frac{U}{U_0}$ fra 1. Dette må tilskrives den målemetode, der er benyttet til trykmålingerne - den tidligere beskrevne tryktransducer. Af kalibreringen vist på fig. 11 fremgår det, at standardafvigelsen på en trykdifferens er 5.1 mm. For de værdier af U_0 , der her er tale om svarer dette til en relativ standardafvigelse på U_0 på 2 á 5% og på U til en relativ standardafvigelse på 3 á 7% svarende til en standardafvigelse på 5 á 12% fra C_2 , altså samme størrelsesorden som $1-C_2$. Forsøgsserien er derfor relativt ubrugelig til eksperimentel fastsættelse af C_2 's variation med koncentrationen.

I fig. 12 er til sammenligning optegnet to kurver. Den ene er en korrektionskurve beregnet ud fra [2] og har ikke eksperimentel støtte længere end til $c = 200$ g/l. Den anden er den teoretiske variation af C_2 med sedimentkoncentrationen for $\theta/(1-\beta) = 1$, beregnet efter lign. (4b), svarende til at alle sedimentkorn enten fanges i probemundingen eller forlader fladen F (se fig. 1) med nulhastighed i strømningsretningen. Den beregnede kurve er den samme for de to benyttede sandsorter ($s = 2.68$ og $s = 5.14$).

7. Diskussion og konklusion

Afgørende for den beskrevne målemetodes anvendelighed er det, at en suspension kan opfattes som en vædske, således at trykfaldet i indløbet af proben, og frem til det snit - snit D - hvori trykket måles kan beregnes på samme måde som for en rigtig vædske, d.v.s. suspensionen skal kunne tillægges en bestemt viscositet. Dette får voksende betydning jo længere strækningen frem til snit D er. For de to prober, der har været undersøgt, har den ensformige strømning i det indre rør ved de anvendte hastigheder været laminær. Det vil sige, at den del af trykfaldet, der beror på

omfordelingen af hastigheden er betragtelig samtidig med, at resten stort set skyldes dissipation i det laminære væglag, som begge må forventes at ændre sig ved tilstedeværelsen af kornformede partikler i strømmingen. Jo mindre man kan gøre dette trykfald, jo mindre vil den begåede tilnærmelse betyde, og man må derfor vente, at probe II vil give bedre resultater end probe I. En anden forbedring, der under visse omstændigheder vil være mulig, er at øge diameteren af proben, således at den ensformige strømning i røret bliver turbulent, samtidig med at snit D's afstand fra munden relativt til rørdiameteren formindskes. Derved vil man opnå, at ϕ (lign. (9)) kommer tættere på 0 og bliver mere ufølsom overfor ændringer i viscositeten.

Det er imidlertid ikke muligt, på basis af de udførte målinger at afgøre, om probe II er bedre end probe I, idet begge, jvf. fig. 12, giver rimelige værdier for C_2 sammenlignet med andre målinger, og hvad man iøvrigt måtte forvente.

Konklusionen bliver derfor, at den forelagte målemetode med de forudsatte tilnærmelser er brugbar og praktisk anvendelig.

8. Referencer

- [1] St. Paul U.S. Engineer District Sub-Office Hydraulic Laboratory, University of Iowa, "Laboratory Investigation of Suspended Sediment Samplers", Report no. 5 in the series, "Measurement and Analysis of Sediment Loads in Streams".

- [2] H.A. Einstein and Ning Chien, "Effect of Heavy Sediment Concentration Near the Bed on Velocity and Sediment Distribution", 1955 University of California Institute of Engineering Research, Berkely.

- [3] L. Schiller, "Untersuchungen über laminare und turbulente Strömung" 1922, Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Heft 248.

- [4] H.L. Langhaar, "Steady Flow in the Transition Length of a Straight Tube" 1942, Journal of Applied Mechanics part 9, pp. A55-A58.

- [5] O. Tietjens, "Hydro- und Aeromechanik" Band II. Julius Springer Verlag, Berlin 1931.