7.2 1

CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

Institutionen för vattenbyggnad

LUFTBUBBELRIDÅ SOM SPÄRR MOT GRAVITATIONELL OCH VINDGENERERAD SPRIDNING AV OLJA PÅ STAGNANT VATTEN

En teoretisk och experimentell laboratorieundersökning

av

Lars Bergdahl Anders Sjöberg

Göteborg

1968

Innehållsförteckning

		sid.
1.	Uppdraget	1
2.	Försöksarrangemang	1
3.	Försökens genomförande	2
4.	De använda oljornas egenskaper	4
5.	Av fläkten genererade lufthastigheter	5
6.	Vindens inverkan på oljeskiktets tjocklek	5
7.	Av luftbubbelridån genererade ythastigheter	8
8.	Bestämning av erforderligt luftflöde för att oljeskiktets utbredning på en lugnvattenyta skall förhindras	8
9.	Bestämning av erforderligt luftflöde för att oljeskiktets utbredning skall förhindras då detta påverkas av vågor och vindskjuvspänningar	12
10.	Minsta oljeläckagets storlek	19
11.	Sammanfattning	19
12.	Litteraturförteckning	21

1. Uppdraget

Institutionen för vattenbyggnad, Chalmers tekniska högskola, har på uppdrag av AB Atlas Copco utfört en laboratorieundersökning av en luftbubbelridås effektivitet som spärr mot gravitationell och vindgenererad spridning av olja på stagnant vatten. Målsättningen har varit att försöka bestämma det för erhållande av minimalt oljeläckage erforderliga luftflödet i ridån som funktion av oljans täthet och viskositet vid varierande vind- och vågförhållanden.

Undersökningen har genomförts av tekn. lic. Anders Sjöberg och civ. ing. Lars Bergdahl.

2. Försöksarrangemang

Försöken utfördes i en glasad ränna försedd med avtagbar vindtunnel av kryssfanér, se fig. 1. Rännan har en utnyttjningsbar längd av 15 m.

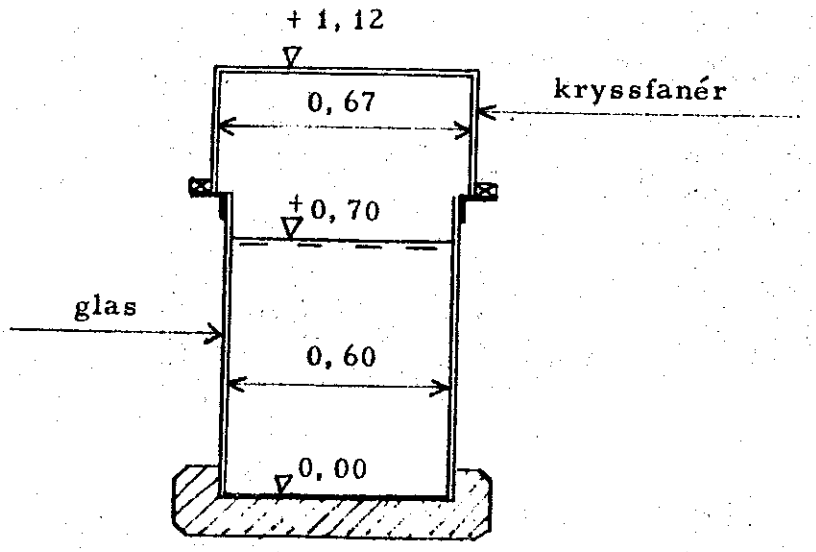


Fig. 1 Tvärsektion av försöksrännan.

Vid försöken användes två uppställningar av utrustningen. I den ena av dessa genererades vågorna enbart med hjälp av en fläkt, fig. 2a, varvid erhölls en stryklängd av 11,6 m mellan fläkten och bubbelridån. I lä om bubbelridån krävdes visst utrymme för dämpning av vågor och uppsamling av oljeläckaget genom ridån.

I den andra av uppställningarna genererades vågorna med hjälp dels av fläkten och dels av en våggenerator. Stryklängden blev då 8,9 m, se fig. 2b.

Fläktens varvtal kunde varieras mellan 250 och 1000 varv/min, vilket motsvarar vindhastigheter om 2-10 m/s i vindtunneln. Våggeneratorns paddel drevs via en variator av en motor på 1,5 hk.

Luftbubbelridån genererades genom att luft pressades ut genom ett rör ø 19 mm placerat på rännans botten och försedd med borrade hål ø 0,8 mm cc 10 mm.

3. Försökens genomförande

Rännan fylldes med vatten till ett djup av 0,70 m och olja hälldes ut på vattenytan lovart bubbelridån. Därefter inställdes önskad kombination av fläkt- och våggeneratorlägen. Luftströmmen pressade ytskiktet av olja mot ridån varvid ett visst läckage erhölls igenom denna. Läckagets storlek varierade med luftflödet i ridån.

Vid försök med korta relativt branta vågor, vilka tvingades att bryta av den motriktade ytströmmen vid ridån, kunde läckaget fångas in mellan två skärmar på läsidan om bubbelridån och uppmätas.

För varje kombination av vind, vågor och oljeskiktets tjocklek erhölls då oljeläckaget som funktion av luftflödet i bubbelridån. Ur detta samband kunde sedan erforderligt luftflöde för erhållande av minimalt läckage bestämmas, se kap. 8.

Vid försök med långa och flacka vågor var i allmänhet den av ridån genererade ythastigheten för liten för att vågorna skulle bryta. För att en stående vågrörelse då inte skulle erhållas i rännan måste en starkare ridå, vid

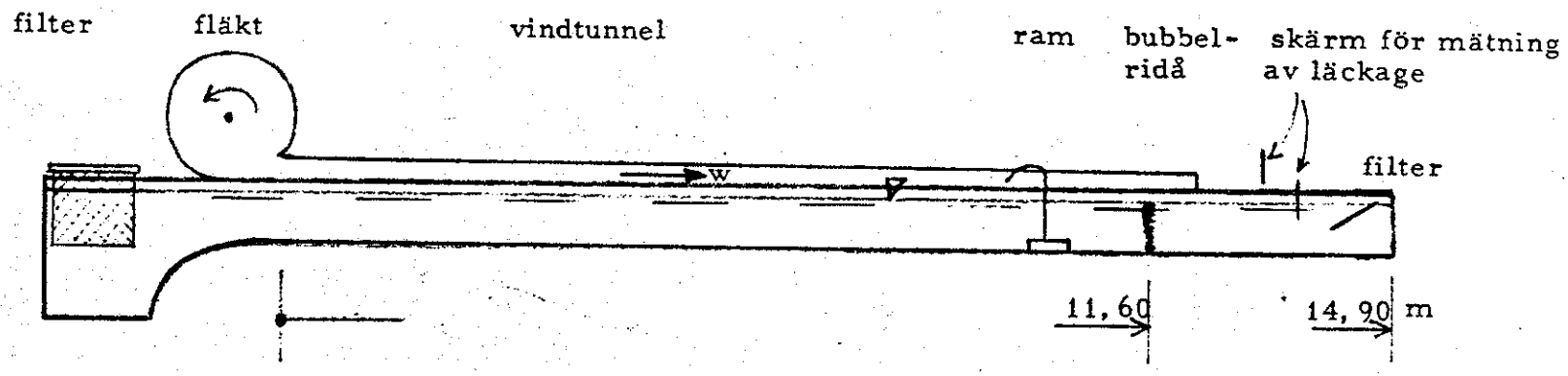


Fig. 2 a

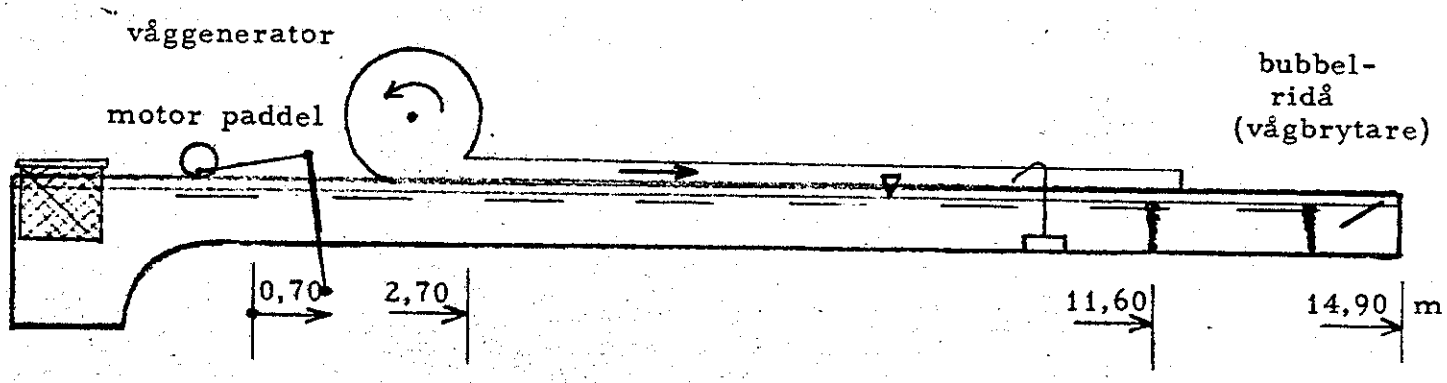


Fig. 2 b

Fig. 2 a: Elevation av försöksrännan med fläkt, vindtunnel och luftbubbelridå.

b: Elevation av försöksrännan med våggenerator, fläkt, vindtunnel och luftbubbelridåer.

5. Av fläkten genererade lufthastigheter

Vertikala lufthastighetsprofiler uppmättes i centrum av vindtunnelsektionen. Den maximala hastigheten, w_{max}, varierade linjärt med varvtalet, R, vilket framgår av fig. 3. I fig. 4 kan man se hur hastighetsprofilen ändrar karaktär vid höga vindhastigheter. Detta förhållande har tidigare observerats, se [1] .

6. Vindens inverkan på oljeskiktets tjocklek

Vi förutsätter att ett oljeskikt som driver med vinden hejdats av bubbelridån. Oljeskiktets tjocklek kommer då att bestämmas av den skjuvspänning τ_w som vinden utövar på skiktet. En kraftbetraktelse i horisontell led med beteckningar enligt fig. 5 ger

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_v} g \frac{H_x^2}{2} = \frac{x}{\rho_o} \tau_w (1 + k) \qquad (1)$$

H_x är skikttjockleken i en sektion x, ρ_v är vattnets täthet och $\Delta\rho = \rho_v - \rho_o$. På undersidan av oljeskiktet verkar skjuvspänningen $k \cdot \tau_w$ i vindens riktning.

För en vindtunnel av den storleksordning som använts vid dessa försök kan skjuvspänningen enligt [1] uppskattas till

$$\tau_w = C \cdot \rho_l \cdot U^3 \qquad (2)$$

där $C = 6,7 \cdot 10^{-4}$ s/m, ρ_l är luftens täthet $= 1,3 \cdot 10^{-3}$ kg/m^3 och U är medelvärdet av w över vindtunneltvärsnittet.

Fig. 6 visar uppmätta värden på H_x som funktion av $\tau_w x / \frac{\Delta\rho}{\rho_v} g \rho_o$. τ_w har beräknats enligt ekv. (2). De experimentella punkterna visar god anpassning till ekv. (1) om k sättes till 0,5, vilket även ur teoretisk synpunkt är ett rimligt värde.

Alldeles framför ridån utbildas en front med avsevärt större tjocklek än övriga skiktet. Med oljeskiktets tjocklek H framför bubbelridån menas dock i det följande skikttjockleken alldeles bakom fronten.

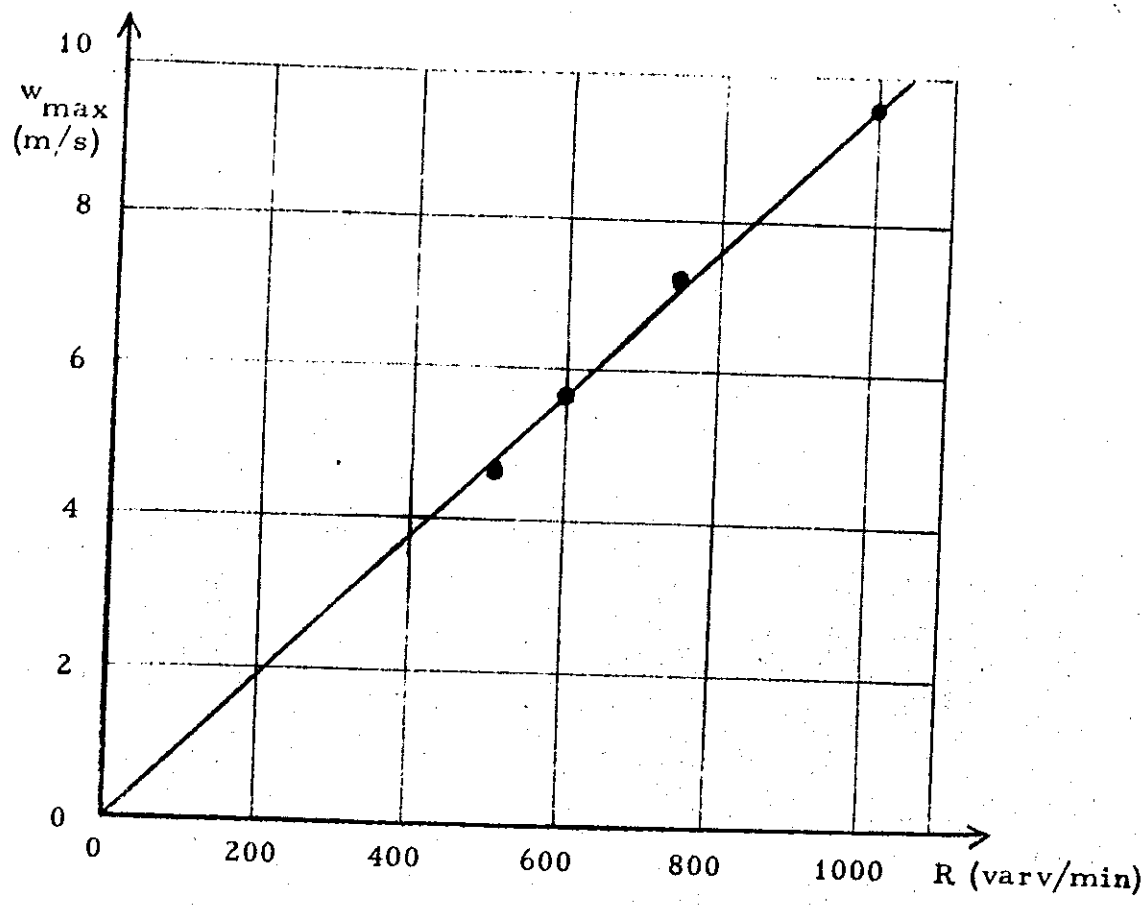
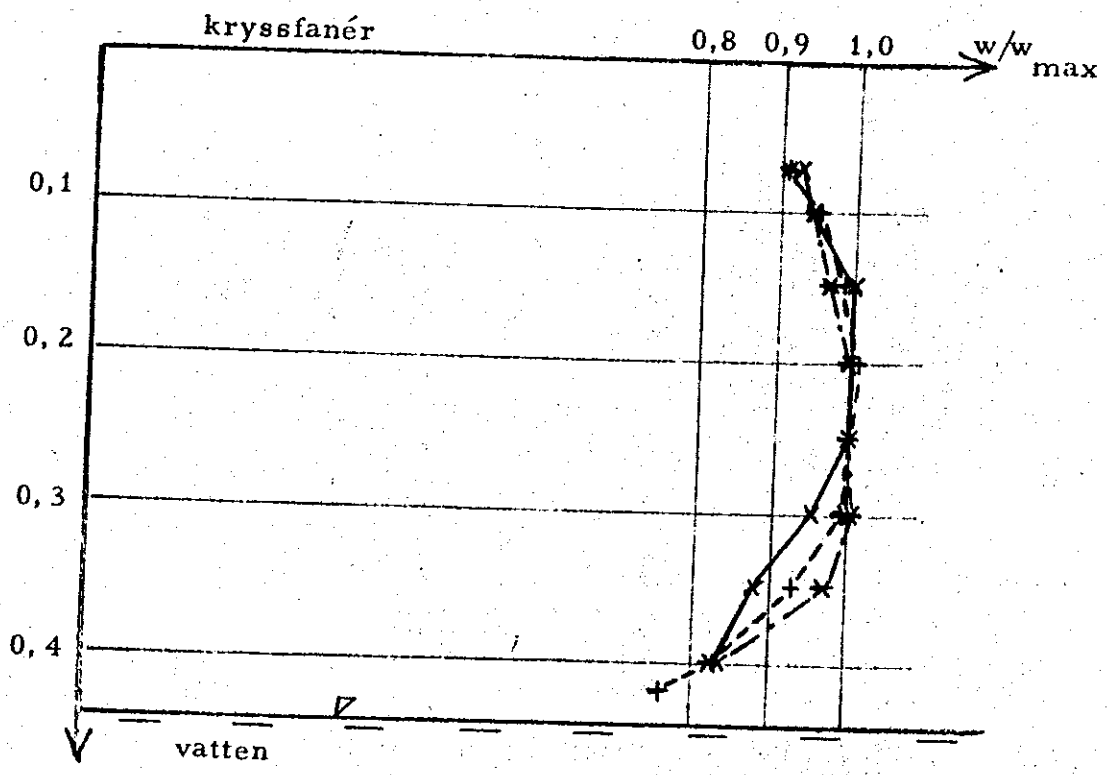


Fig. 3 Uppmätta maximala lufthastigheter, w_{max}, som funktion av fläktens varvtal, R.



✳ R = 500 varv/min
+ R = 750 - " -
× R = 1000 - " -

Fig. 4 Uppmätta vertikala hastighetsprofiler.

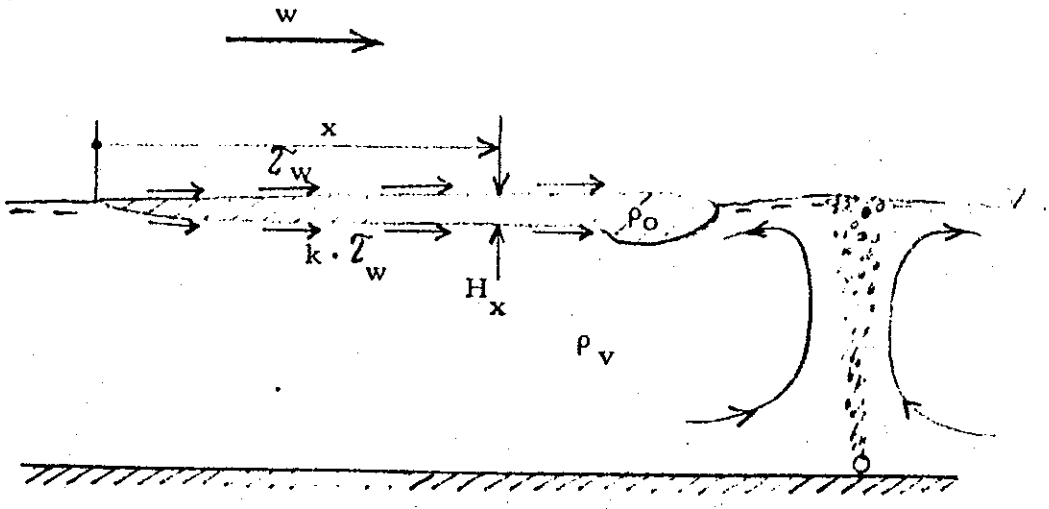


Fig. 5 Oljeskiktets uppbyggnad framför ridån.

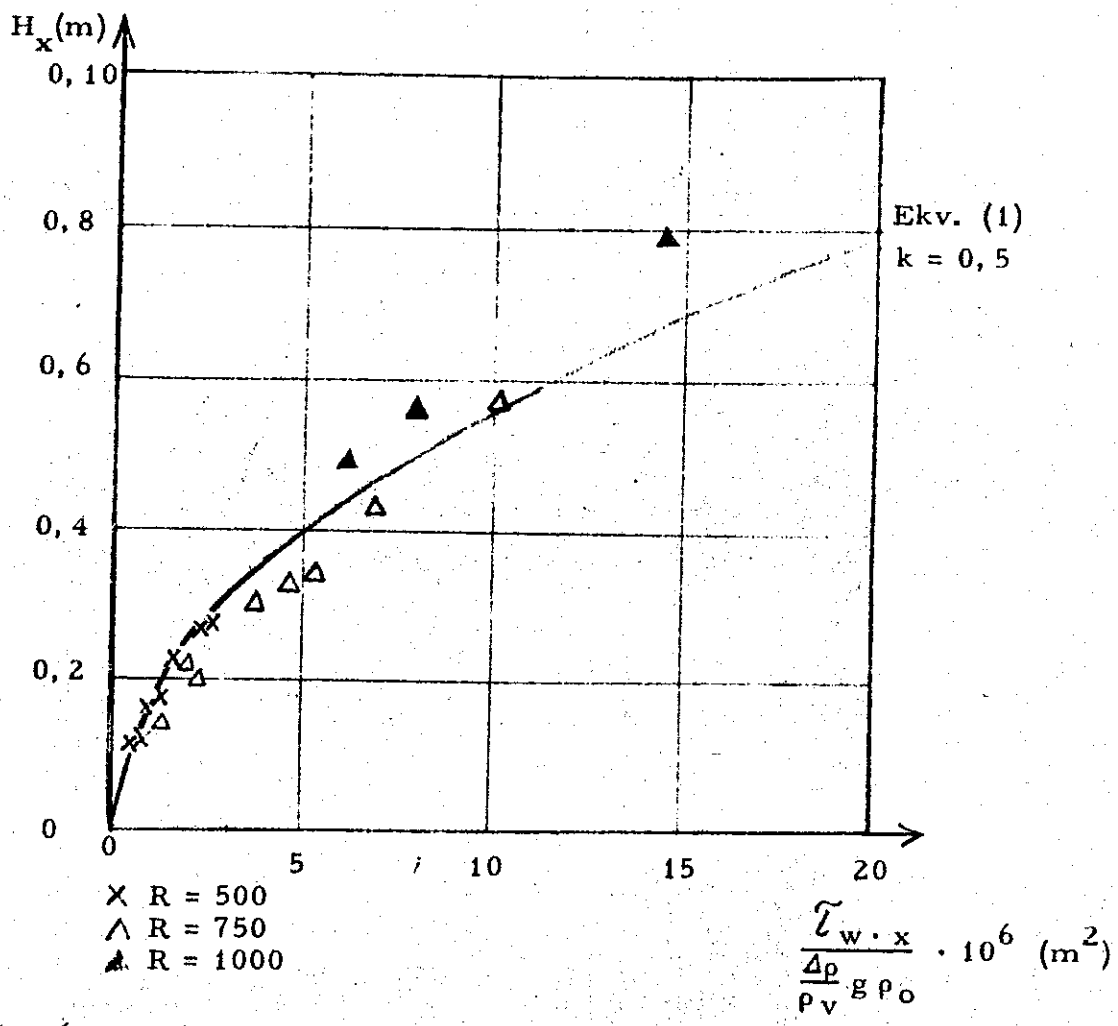


Fig. 6 Oljeskiktets tjocklek H_x som funktion av vindskjuvspänningen τ_w. τ_w har beräknats enligt ekv. (2).

7. Av luftbubbelridån genererade ythastigheter

De av en luftbubbelridå genererade strömningshastigheterna i stillastående vatten har behandlats i referens [2] . Några experimentella bestämningar av den maximala ythastigheten u_{max}, se fig. 7, har emellertid tidigare ej

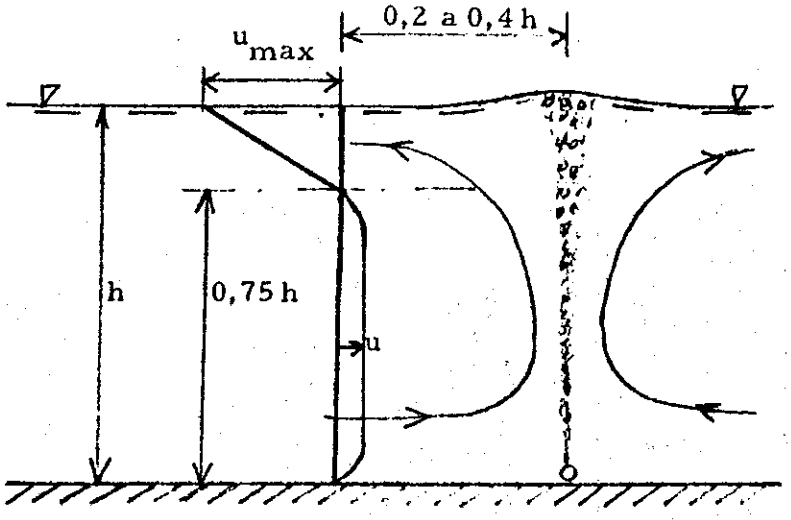


Fig. 7 Horisontella strömningshastigheter på avståndet 0, 2 - 0, 4 h från bubbelridån.

utförts för de i denna undersökning aktuella vattendjupet och luftmängderna. u_{max} har därför uppmätts vid några olika luftflöden. På grund av de starkt turbulenta strömningsförhållandena som erhölls vid dessa stora luftflöden var mätningarna svåra att genomföra. Som framgår av fig. 8 är emellertid överensstämmelsen god mellan de uppmätta värdena och det i [2] redovisade teoretiska sambandet mellan genererad ythastighet och luftflöde vid vattendjupet 0, 7 m och hålavståndet 10 mm.

I det följande har det teoretiska sambandet använts vid bestämningen av u_{max}.

8. Bestämning av erforderligt luftflöde för att oljeskiktets utbredning på en lugnvattenyta skall förhindras

En serie bestämningar har utförts av oljeläckaget Δ genom luftbubbelridån för olika luftflöden Q_o och skikttjocklekar H, då vattenytan ej påverkades av vind, vågor eller ström. För varje värde på H uppritades sedan samhörande

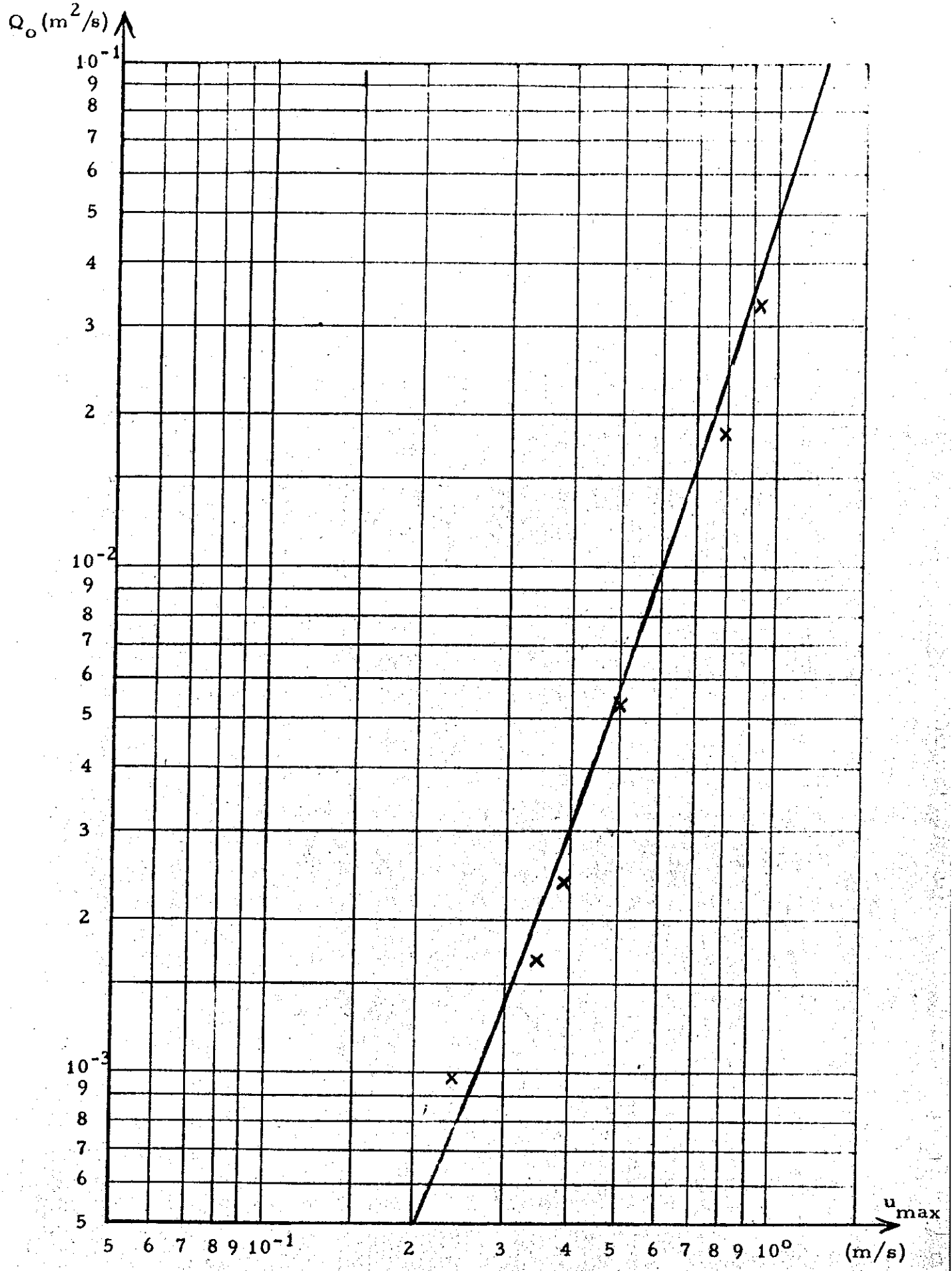


Fig. 8 Maximala ythastigheten u_{max} som funktion av luftflödet Q_o vid vattendjupet 0,7 m och hålavståndet 10 mm.
x = experimentellt bestämda värden
—— = teoretiskt samband enligt [2].

värden på Δ och Q_o i ett diagram, varur det luftflöde Q_{erf}, som erfordrades för att oljeskiktet ej skulle kunna bryta igenom ridån, utvärderades på det sätt som skisserats i fig. 9. För värden på luftflödet större än Q_{erf} utgöres då oljeläckaget av suspenderade oljebubblor som slits loss från oljefronten och som genom turbulent utbyte tränger igenom ridån.

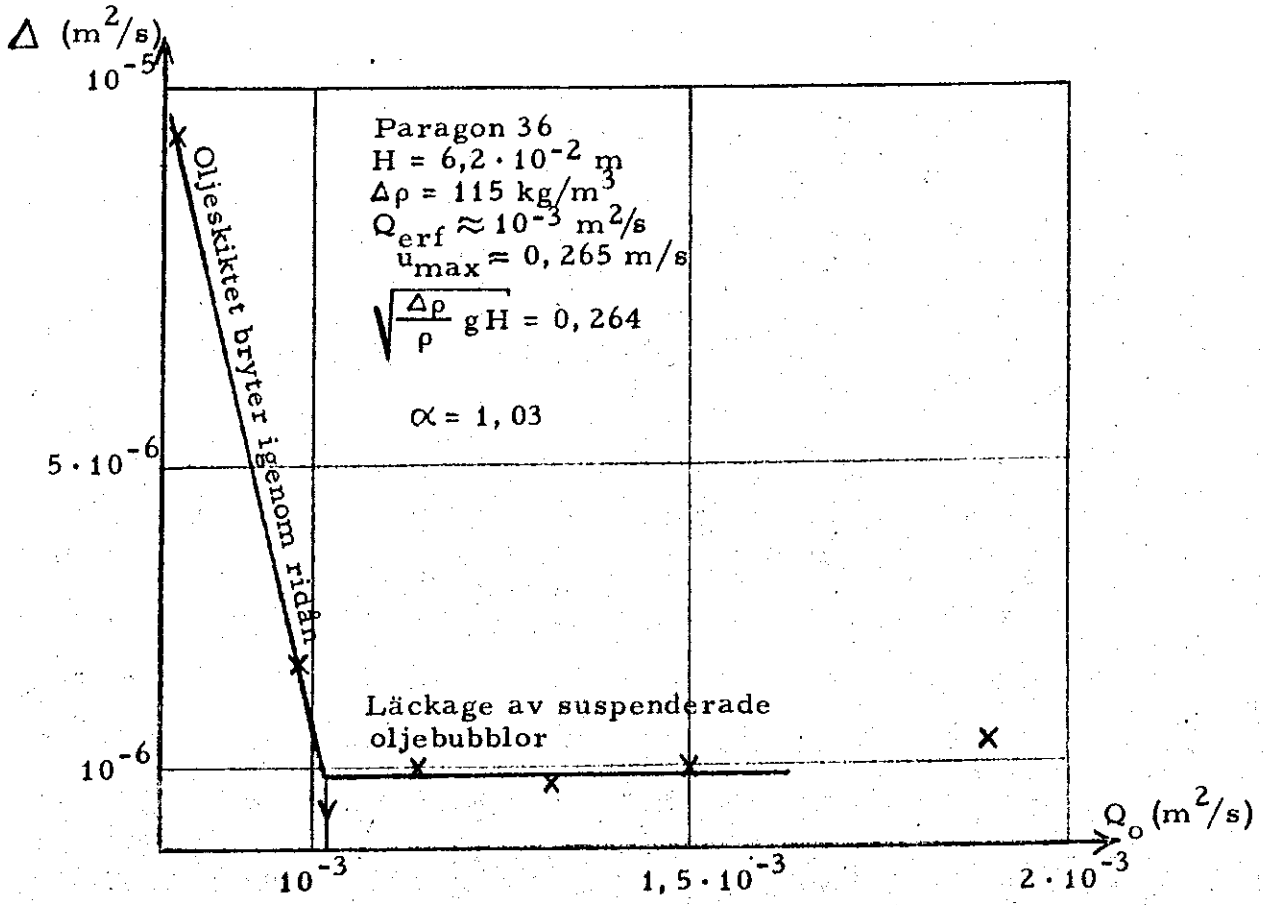


Fig. 9 Utvärdering av erforderligt luftflöde Q_{erf} för att oljeskiktet ej skall bryta igenom ridån.

En oljefronts utbredningshastighet v_f på en lugnvattenyta ges av sambandet

$$v_f = \alpha \sqrt{\frac{\Delta \rho}{\rho_v} g H} \qquad (3)$$

där H är oljeskiktets tjocklek strax bakom fronten. α är en koefficient vars värde ur teoretisk synpunkt bör vara av storleksordningen 1 - 1,4. För en front, som hejdats av en bubbelridå, bör då gälla att

$$u_{max} > \alpha \sqrt{\frac{\Delta \rho}{\rho_v} g H}, \qquad (4)$$

där $u_{max} = f(Q_o)$ är den av bubbelridån genererade ythastigheten enligt fig. 8. För gränsfallet gäller således att

$$u_{max} = f(Q_{erf}) = \alpha \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_v} gH}, \qquad (5)$$

varur α kan lösas.

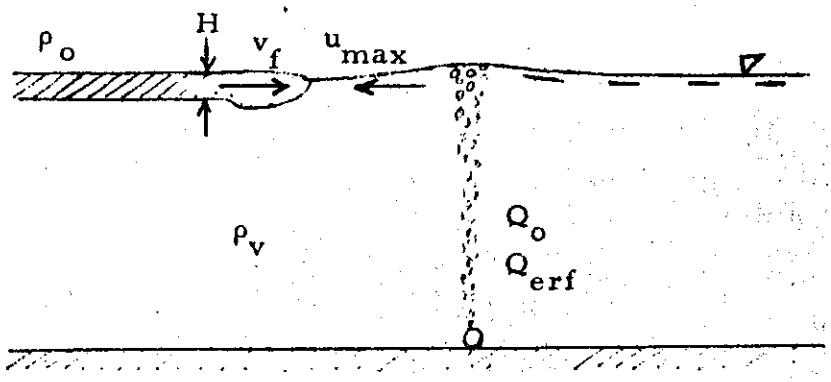


Fig. 10 Oljeskikt som hejdats vid luftbubbelridån.

Tabell 3 Bestämning av koefficienten α i ekv. (5).

olja	H (m)	$\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_v} gH}$ (m/s)	$Q_{erf} \cdot 10^3$ ($m^3/s \cdot m$)	u_{max} (m/s)	α
Eo 1	0,026	0,204	0,9	0,25	1,22
	0,026	0,204	0,75	0,24	1,18
	0,050	0,282	1,7	0,32	1,13
	0,075	0,346	3	0,39	1,13
	0,124	0,444	9	0,59	1,33
				medelvärde:	1,20
P36	0,026	0,171	0,4	0,185	1,08
	0,062	0,264	1	0,265	1,00
H97	0,040	0,208	0,58	0,213	1,02
Ar	0,041	0,241	0,9	0,255	1,06

I tabell 3 är resultaten från försöksserien sammanställda med beteckningar enligt fig. 10. De erhållna värdena på α ligger inom det förväntade intervallet och synes avta med växande viskositet hos oljan.

9. Bestämning av erforderligt luftflöde för att oljeskiktets utbredning skall förhindras då detta påverkas av vågor och vindskjuvspänningar

Förhållandena då oljeskiktet påverkades av vågor och vindskjuvspänningar visade sig vara mycket komplexa. Det erforderliga luftflödet befanns inte endast bero av täthetsdifferens mellan oljan och vattnet och oljeskiktets tjocklek utan även av vågornas medelamplitud a och medellängd λ. a och λ definieras i figur 11.

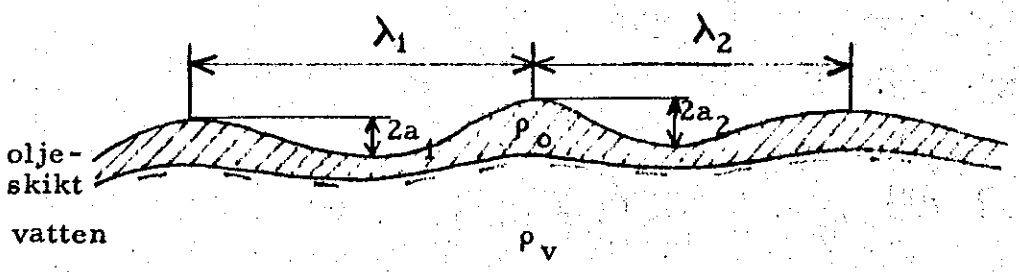


Fig. 11 Definition av vågamplituden a och våglängden λ. Observera att oljeskiktet förtjockas under vågtopparna.

Vindskjuvspänningens effekt bedömes i huvudsak endast vara den som beskrivits i kapitel 6, nämligen att pressa oljeskiktet mot bubbelridån. För en given skikttjocklek H vid ridån skulle då läckaget endast vara en funktion av $\Delta\rho/\rho_v$, a, λ och u_{max}.

Figur 12 visar hur den erforderliga ythastigheten u_{max} vid en viss given vågstorlek beror av oljeskiktets tjocklek H. Linjen $u_{max} = 1,2\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_v} \cdot gH}$ motsvarar den ythastighet som enligt kapitel 8 krävs för att effektivt förhindra läckage av olja (Eol) genom ridån.

För små skikttjocklekar kommer den erforderliga ythastigheten att bestämmas av delen ① - ② av den heldragna kurvan. Inom detta intervall påverkas vågorna mycket ringa av ytströmmen vid ridån. Förhöjningen av delen ① - ② i förhållande till linjen $u_{max} = 1,2\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_v} gH}$ torde i huvudsak bero på att vågorna pumpar fram oljefronten mot ridån.

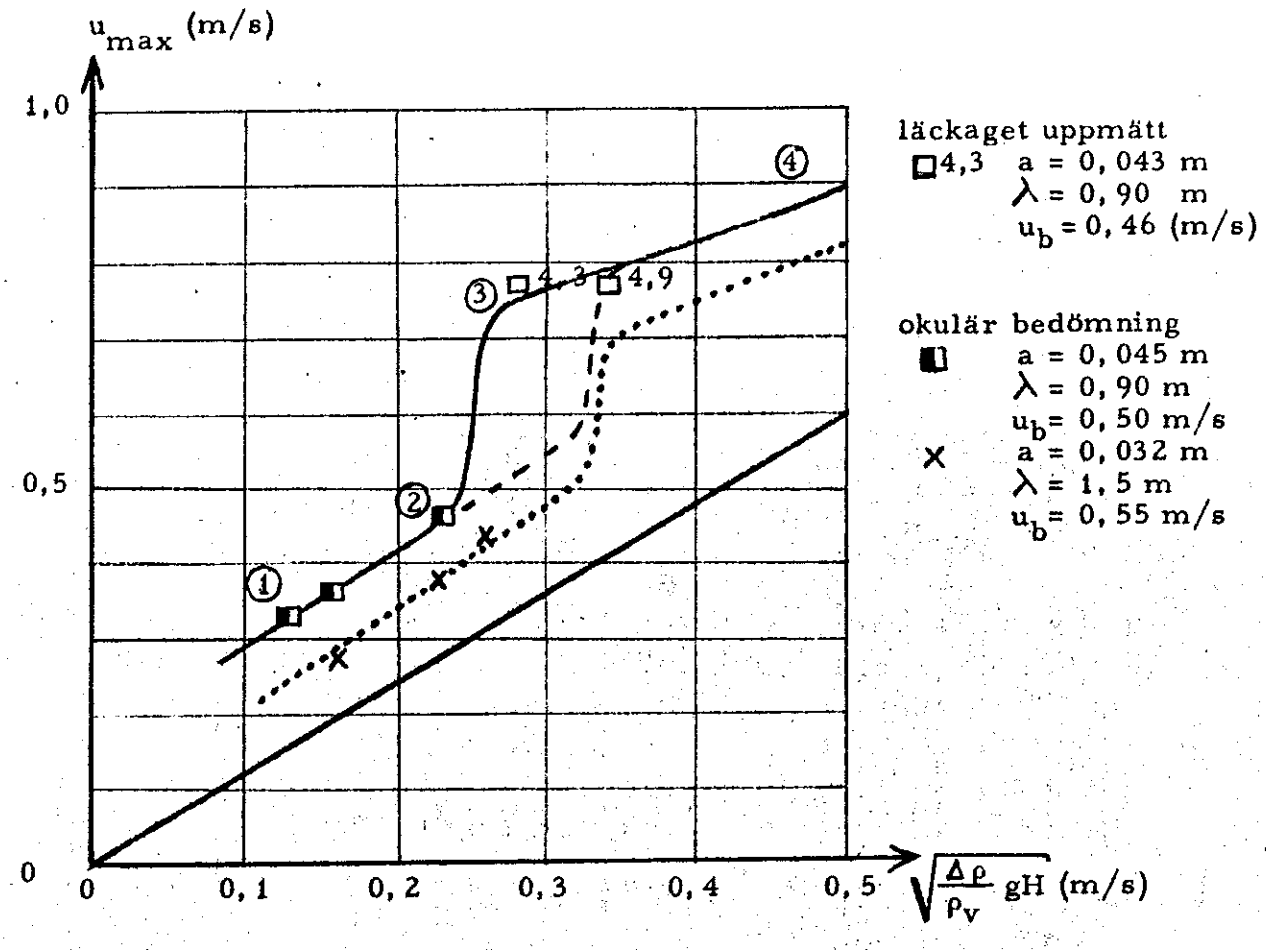


Fig. 12 Den erforderliga ythastighetens u_{max}, variation med oljeskiktets tjocklek H vid given vågamplitud a och våglängd λ.
Använd olja: Eo 1.

När punkt ② uppnås kommer vågorna att börja bryta framför ridån, deras potentiella energi övergår i rörelseenergi. För att då förhindra att den på detta sätt genererade ytströmmen av olja tränger genom ridån krävs en kraftig ökning av ythastigheten u_{max}. Vid ytterligare ökad skikttjocklek ges den erforderliga ythastigheten av delen ③ - ④.

I [3] redovisas försök med luftbubbelridå som vågbrytare. Teoretiskt bryter en våg då den möter en motriktad ytström med en hastighet större än våghastigheten. Den ythastighet u_b vid vilken vågen bryter ges av sambandet

$$u_b = \text{koeff.} \cdot \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \qquad (6)$$

Koefficientens värde beror av ytströmmens djup och hastighetsprofil samt vågens branthet $2a/\lambda$. Av fig. 12 framgår att det teoretiskt beräknade värdet

på u_b väl överensstämmer med det i punkten ② experimentellt erhållna värdet på u_{max} för en våg med amplituden 0,045 m och våglängden 0,90 m. En flackare våg - t.ex. a = 0,045 m, λ = 1,5 m - skulle då teoretiskt representeras av den streckade linjen om vi förutsätter att delen ① - ② ej beror av våglängden. För en våg a = 0,032 m, λ = 1,5 m ges u_{max} av den prickade linjen.

I tabell 4 redovisas de för icke brytande vågor okulärt bestämda värdena på den erforderliga luftmängden och ythastigheten. Övriga försöksresultat har sammanställts i tabellerna 5, 6 och 7.

De för brytande vågor erhållna resultaten kan beskrivas med hjälp av sambandet

$$u_{max} = (\alpha^2 \cdot \frac{\Delta\rho}{\rho} gH + \beta g a)^{1/2} \qquad (7)$$

där för Eo 1 gäller att $\alpha \approx 1,2$ och $\beta \approx 1,0$, se tabell 5, 6 och 7. För vindgenererade vågor erhölls något större β -värden än för motsvarande mekaniskt genererade vågor, vilket kan bero på att de vindgenererade vågorna uppvisade en större spridning i våghöjd och våglängd.

Ekvation (7) representeras i fig. 12 av kurvdelen ③ - ④ och i fig. 13 av den inritade kurvskaran (α = 1,2; β = 1,0).

Tabell 4 Okulär bestämning av erforderligt luftflöde för icke brytande vågor. Eo 1.

w (m/s)	$a \cdot 10^2$ (m)	λ (m)	$H \cdot 10^2$ (m)	$\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} gH}$ (m/s)	$Q_{erf} \cdot 10^3$ (m^2/s)	u_{max} (m/s)
3,3	4,5	0,90	1,0	0,126	1,89	0,33
			1,6	0,160	2,4	0,36
			3,2	0,226	4,7	0,46
	3,2	1,5	4,2	0,259	4,0	0,43
			3,2	0,226	2,4	0,36
			1,7	0,164	1,04	0,27

Tabell 5. Bestämning av β ur ekv. (7). $\alpha = 1,2$.

Eo 1. Vindgenererade vågor.

w (m/s)	$a \cdot 10^2$ (m)	λ (m)	$H \cdot 10^2$ (m)	$\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} gH}$ (m/s)	$Q_{erf} \cdot 10^3$ (m^2/s)	u_{max} (m/s)	$\Delta_{min} \cdot 10^5$ (m^2/s)	β
4,6	0,71	0,21	0,7	0,106	0,43	0,190	0	0,29
			1,2	0,138	0,65	0,225	0	0,34
			2,1	0,183	0,9	0,255	0,05	0,24
			2,2	0,187	1	0,265	0,22	0,28
			3,2	0,226	2	0,340	0,08	0,62
			5,7	0,302	3	0,390	0,28	0,31
5,7	0,97	0,26	2,2	0,187	1,1	0,273	0,25	0,25
			2,8	0,211	2	0,340	0,14	0,54
			3,4	0,233	3	0,390	0,14	0,78
			5,8	0,304	5	0,470	0,083	0,93
7,2	1,15	0,32	1,6	0,160	3	0,390	0,058	1,02
			2,2	0,187	4	0,432	0,14	1,20
			2,7	0,208	4	0,432	0,22	1,10
			2,9	0,213	3	0,390	0,25	0,77
			5,0	0,282	6,5	0,515	0,31	1,34
			7,4	0,344	8	0,555	1,4	1,22
9,5	1,85	0,41	4,5	0,268	9	0,580	1,5	1,29
			4,7	0,274	9	0,580	1,4	1,26
			6,0	0,309	10	0,600	2,2	1,22
			10,1	0,402	13	0,660	4,4	1,12

Tabell 6. Bestämning av β ur ekv. (7), α = 1, 2. Eo 1. Mekaniskt genererade vågor

w (m/s)	$a \cdot 10^2$ (m)	λ (m)	$H \cdot 10^2$ (m)	$\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} gH}$ (m/s)	$Q_{erf} \cdot 10^3$ (m^2/s)	u_{max} (m/s)	$\Delta_{min} \cdot 10^5$ (m^2/s)	β
4, 6	2, 00	0, 52	3, 0	0, 219	7	0, 530	0, 97	1, 08
7, 2	2, 54	0, 54	3, 8	0, 246	10	0, 600	1, 22	1, 10
5, 7	2, 58	0, 52	3, 4	0, 233	8	0, 550	1, 44	0, 91
4, 6	4, 29	0, 87	5, 0	0, 282	20	0, 77	1, 94	1, 02
4, 6	4, 85	0, 95	7, 3	0, 342	20	0, 77	1, 93	0, 89

Tabell 7. Bestämning av β ur ekv. (7). α = 1, 1. Paragon 36. Vindgenererade vågor.

w (m/s)	$a \cdot 10^2$ (m)	λ (m)	$H \cdot 10^2$ (m)	$\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} gH}$ (m/s)	$Q_{erf} \cdot 10^3$ (m^2/s)	u_{max} (m/s)	$\Delta_{min} \cdot 10^5$ (m^2/s)	β
4, 6	0	-	2, 7	0, 174	0, 4	0, 185	0	(α = 1, 06)
5, 7	0, 53	0, 21	3, 4	0, 196	0, 7	0, 230	0	0, 12
7, 2	0, 87	0, 36	4, 2	0, 218	1, 4	0, 300	0, 28	0, 40
9, 5	1, 69	0, 34	5, 5	0, 248	4	0, 432	2, 1	0, 67

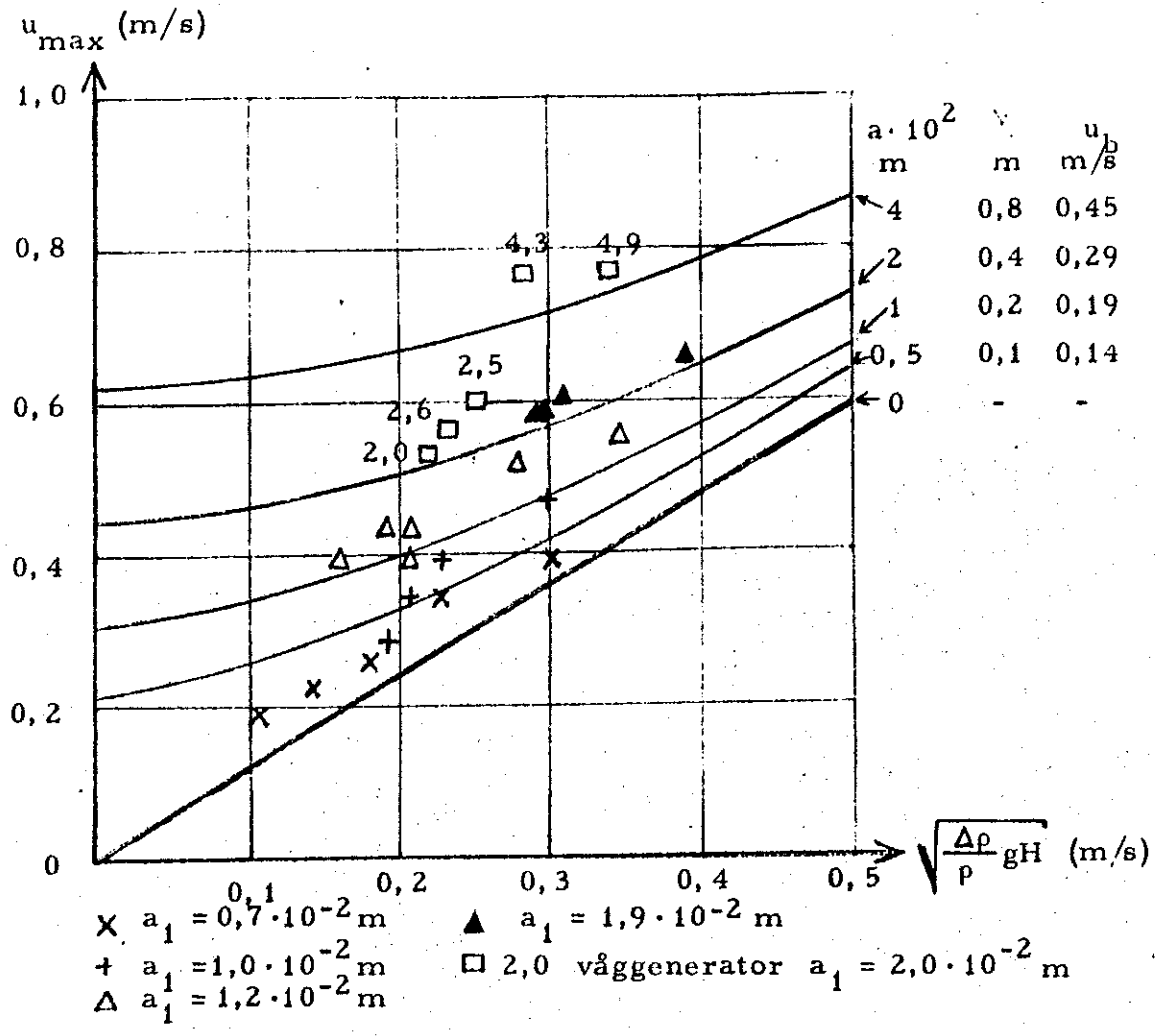


Fig. 13 Den erforderliga ythastighetens, u_{max}, variation med oljeskiktets tjocklek H vid helt eller delvis brytande vågor med amplituden a och våglängden λ. De heldragna kurvorna beskriver ekvation (7) med $\alpha = 1,2$, $\beta = 1,0$ och med a som parameter. u_b är den ythastighet som enligt [3] krävs för att bryta vågor med angivna värden på a och λ. Eo 1. De experimentella punkterna avser vindgenererade vågor om annat ej anges.

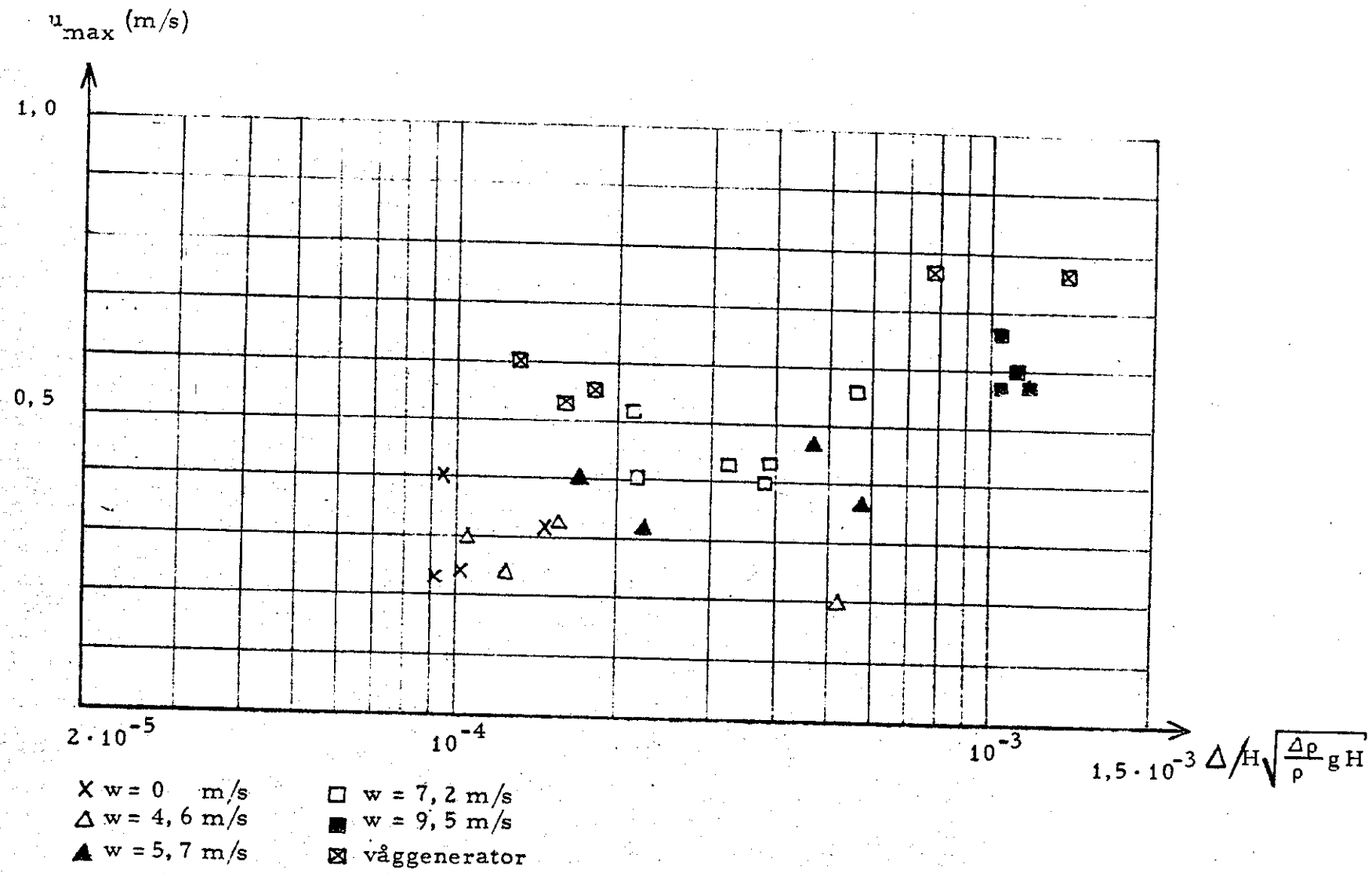


Fig. 14 Det mot Q_{erf} svarande oljeläckaget Δ per tidsenhet som funktion av den erforderliga ythastigheten u_{max}. $H\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_v} gH}$ är det läckage som skulle erhållas vid lugnvattenyta utan bubbelridå.

10. Minsta oljeläckagets storlek

Oljeläckaget genom ridån uppmättes i regel under en tidsrymd av 5 min. Den relativa storleken $\Delta / H \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_v} g H}$ av det läckage Δ per tidsenhet som svarar mot Q_{erf} redovisas i fig. 14 som funktion av den erforderliga ythastigheten u_{max}. $H \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_v} g H}$ är det läckage som skulle erhållits vid lugn vattenyta utan bubbelridå. Under den genomförda försöksserien har således inget minsta relativt läckage > 2 ‰ uppmätts.

11. Sammanfattning

De genomförda laboratorieförsöken visar att skikttjockleken hos ett av en oljespärr hejdat med vinden drivande oljeskikt kan beskrivas med hjälp av sambandet

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_v} g \frac{H_x^2}{2} = \frac{x}{\rho_o} \cdot \tau_w (1 + k) \qquad (1)$$

där k kan sättas till 0,5. Detta samband bör även vara applicerbart på prototypsförhållanden. Vindskjuvspänningen τ_w kan då ansättas

$$\tau_w = \xi \cdot \rho_1 \cdot w_{10}^2 \qquad (8)$$

där w_{10} är vindhastigheten på 10 m höjd över vattenytan. Experimentella undersökningar tyder på att man vid likformig luftströmning kan sätta $\xi \approx 0,8 \cdot 10^{-3}$ om $w_{10} < 6$-8 m/s och att $\xi \approx 2,6 \cdot 10^{-3}$ om $w_{10} > 6$-8 m/s. Inom ett hamnområde kommer dock knappast en likformig strömning att erhållas varför beräkningen av τ_w blir osäker.

Den ythastighet u_{max} som bubbelridån måste generera för att ett oljeskikts utbredning på en lugnvattenyta skall förhindras ges av

$$u_{max} = \alpha \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho_v} g H} \qquad (5)$$

där koefficienten vid modellförsöken befanns vara av storleksordningen 1,0-1,2. Det lägre värdet motsvarar en högviskös olja. De vid dessa förhållanden erhållna modellförsöksresultaten – 0,02 m < H < 0,13 m – bör vara direkt överförbara till prototypsförhållanden. Det luftflöde Q_{erf} som svarar mot den erforderliga ythastigheten u_{max} kan då erhållas ur referens [2].

Då oljeskiktet påverkades av vågor visade sig den erforderliga ythastigheten u_{max} kraftigt överstiga de värden som ges av ekv. (5). Detta förhållande var - som framgår av fig. 12 - särskilt markerat då skikttjockleken var så stor att den av bubbelridån genererade ythastigheten tvingade vågorna att bryta. Försöksresultaten kan sammanfattas med ekvationen

$$u_{max} = \left(\alpha^2 \frac{\Delta\rho}{\rho_v} gH + \beta g a \right)^{1/2} \qquad (7)$$

där för Eo 1 gäller att $\alpha \approx 1,2$ och $\beta \approx 1,0$. Att utan tillgång till några experimentella prototypsdata extrapolera de i fig. 12 och 13 redovisade resultaten förefaller något vanskligt, då de vågor som studerats i modellen av naturliga skäl varit relativt små. På grund av att större vågor kräver en större ythastighet för att de skall brytas, skulle man dock kunna förmoda att kurvdelen ③ - ④ i fig. 12 ej blir aktuell utom möjligen i krabb sjö i t. ex. en hamnbassäng. Några kvantitativa slutsatser om hur kurvdelens ① - ② läge beror av vågornas karakteristika kan dock ej dras, då undersökningen av icke brytande vågors inverkan ej har kunnat genomföras med önskad noggrannhet och omfattning på grund av den tidigare påpekade svårigheten att alstra sådana vågor i modellen. Då oljefronten i prototypen på grund av det större vattendjupet kommer att stoppas upp längre bort från ridån än vad som sker i modellen, skulle man dock kunna förvänta ett gynnsammare resultat - mindre erforderlig luftmängd - jämfört med det för samma våg i laboratorieundersökningen.

Litteraturförteckning

[1] Hidy & Plate: Wind Action on Water Standing in a Laboratory Channel. I. Fluid Mech. (1966) Vol. 26, part 4, pp 651 - 687, Great Britain.

[2] Sjöberg, Anders: Strömningshastigheter kring luftbubbelridå i täthetshomogent och stillastående vatten. CTH, Inst. för vattenbyggnad, Meddelande nr. 39, Göteborg 1967.

[3] Bulson, P. S: Large Scale Bubble Breakwater Experiments. Report res 9/3, Military Engineering Experimental Establishment. Christchurch, Hampshire, England.