TECHNISCHE HOGESCHOOL DELFT
AFDELING DER MARITIEME TECHNIEK
LABORATORIUM VOOR SCHEEPSHYDROMECHANICA

Weerstandsmetingen aan kleine scheepsmodellen.

A.J.W. Lap

Rapportnr. 11 P

1948

Delft University of Technology
Ship Hydromechanics Laboratory
Mekelweg 2
2628 CD DELFT
The Netherlands
Phone 015 -786882

Weerstandsmetingen aan kleine scheepsmodellen.

De sleeptank v.d. Technische Hogeschool te Delft.

Toen in de jaren 1932-'37 door Prof. Davidson van Stevens-Institute te Hoboken was aangetoond, dat het geenszins onmogelijk was om aan de hand van modelproeven op kleine schaal met zeer behoorlijke nauwkeurigheid en met goede correlatie met grotere modellen de weerstand van schepen te voorspellen, werd besloten om in samenwerking met het N.S.P. te Wageningen over te gaan tot het oprichten van een kleine sleeptank aan de T.H. te Delft.

De hoofdafmetingen van het bassin en over het algemeen de gehele inrichting waren geïnspireerd op hetgeen bekend was van de tank van Stevens Institute zoals die toen was ingericht.

Het bassin meet ong. 37,50x2,70x1,45 m. terwijl, terwille van de eenvoud van het geheel het monorailsysteem voor de sleepwagen werd gekozen. Langs deze rail wordt de wagen voortbewogen door een koord zonder eind, dat via een tandwielkast en een trapschijf met 16 trappen door een synchroonmotor van 1/6 p.k. wordt aangedreven. Het toerental van deze motor en dus de snelheid van de wagen is hierbij afhankelijk van de frequentie van het wisselstroomnet, die aan sterke schommelingen onderhevig bleek te zijn. Gebleken is echter, dat deze schommelingen niet zo snel verliepen, dat de frequentie binnen het tijdsverloop van 1 run (20-40 sec.) in die mate veranderde, dat dit hinderlijk was voor de proefnemingen. De snelheid was dus tijdens een run in voldoende mate constant en dit is wel de belangrijkste voorwaarde, waaraan we dienden te voldoen. Indien versnellingen of vertragingen zouden optreden, zou een weerstandsmeter ook de voor het model benodigde versnellingskrachten indiceren en dit zou aanleiding geven tot aanzienlijke fouten in de meetresultaten.

Voor een normaal vrachtschipmodel van b.v. 156,5x20,48x8,42 en met een weerstand bij een snelheid van 1 m/sec overeenkomende met $V_{proeftocht}$ bedraagt de modelweerstand b.v. 100 g. = 98100 dyne's en de massa b.v. 17000 gr. Bij een versnelling van 0,1 cm/sec. bedraagt de genoemde versnellingskracht dan: K = 17000 x 0,1 = 1700 dyne's en dit geeft dus een meetfout van: $\frac{17}{981} \times 100\% =$ 1,75%, bij een snelheidsafwijking van slechts $\frac{0,1}{100}$ = 1/10% per sec., wat niet toelaatbaar is.

Het voordeel van de aandrijving door een synchroonmotor is nu, dat deze motor steeds in de pas blijft met de zware machine's van het electriciteitsbedrijf en dus a.h.w. van een enorme vliegwiel is voorzien, terwijl we niet de nadelen van de aanwezigheid van een reëel vliegwiel ondervinden. Een tweede in het oog springend voordeel is het feit, dat, mede door de grote reserve aan vermogen, een synchroonmotor op eventuële kleine hellingen of oneffenheden in de rail niet zal reageren met een verandering in toerental. Bij een gelijkstroommotor zou een zeer gevoelig regelmechanisme nodig zijn om de vereiste constante instelling van de snelheid te verkrijgen. Daarbij zouden we wel het voordeel hebben van een continue electrische snelheidsregeling. De gekozen constructie blijkt echter met z'n mechanische snelheidsinstelling geen overwegende bezwaren op te leveren en door haar eenvoud is zij zeer bedrijfszeker.

Bovendien hoeven we door bovengenoemde eigenschappen van de aandrijving geen zeer bijzondere zorg te besteden aan het nauwkeurig horizontaal stellen van de rail.

Aan de eis van constante snelheid is op deze wijze zeer nauwkeurig voldaan. Een juiste maat voor de nauwkeurigheid kunnen we schatten uit onze meetresultaten, wat verderop in dit verslag behandeld zal worden.

Teneinde het model schokvrij te doen starten kan de motor asynchroon aanlopen en het model zeer snel versnellen. Om de meetapparatuur te beschermen tegen de hierbij optredende grote versnellingskrachten kan het model tijdens deze aanloopperiode door een electrisch bediende grendel onwrikbaar met de sleepwagen worden verbonden. De hiervoor benodigde stromen worden evenals de voor de zelfregistrerende dynamometer benodigde hoogspanning aangevoerd via een boven de rail lopende 4 dradige antenne en een sleepbeugel met 4 contacten, op analoge wijze als bij een electrische tram. Het versnellingstraject bestrijkt ongeveer 5 m. Het meettraject ligt van ± 8- ± 31 m. vanaf het beginpunt, zodat dan nog voldoende uitloop beschikbaar blijft.

Het meten van de snelheid geschiedt nu, door het meten tot in 1/100 sec. nauwkeurig van de tijd, die nodig is voor het afleggen van de tot in mm. bekende afstand van 22,827 m. tussen twee op de rail aanwezige electrische contacten, die stroomkringen sluiten waardoor de chronometer resp, in en uitgeschakeld wordt. Het <u>meten</u> van de <u>gemiddelde</u> snelheid geschiedt dus zeer nauwkeurig, terwijl we achteraf aan onze geregistreerde weerstandswaarden tijdens de run kunnen zien of de snelheid inderdaad constant geweest is.

De dynamometer is in wezen een zeer eenvoudig gevoelig balansje. Aan de vert. arm wordt het model getrokken en de sleepkracht moet dan evenwicht maken met een aan de horizontale arm hangend gewichtje vermeerderd met de kracht, die bij uitwijking uit de nulstand op de vert. arm wordt uitgeoefend door twee slappe veertjes. Deze laatste zijn aangebracht, omdat het ten enenmale onmogelijk is om precies het goede gewicht in het schaaltje te leggen. De uitwijking van het juk uit de nulstand is nu eenmaat voor de kracht die door de veertjes op het juk wordt uitgeoefend. Deze uitwijking wordt sterk vergroot aangegeven door een electrisch geisoleerd opgesteld over een papierstrook bewegend wijzertje. De beweging van de papierstrook wordt afgeleid van de wagenbeweging. Door nu op het wijzertje een hoge electrische spanning aan te brengen, zal er een serie vonken door het papier slaan op de plaats waar het zich bevindt en zo wordt tijdens de run de uitwijking van het juk als functie van de afgelegde weg geregistreerd en daarmee dus de correctie, die we vanwege de veertjes moeten aanbrengen op het gewichtje in het bakje. Voorts zijn menige dempertjes aangebracht om eventuele schokjes of trillingen af te dempen.

Practisch blijkt het altijd uitvoerbaar te zijn om deze correctie te bepalen met een nauwkeurigheid van ± 0,5 mm., overeenkomende met een weerstandskracht van minder dan 0,1 gram. De te meten waarden liggen tussen 30 en 150 gram, zodat ook hier een ruim voldoende nauwkeurigheid bereikt wordt.

Het is duidelijk, dat bij constante modelsnelheid ook de weerstand constant zal zijn, m.a.w. de geregistreerde correctie moet constant zijn en dus moeten we op de papierstrook een lijn evenwijdig aan de nullijn krijgen en hierin hebben we dus bij iedere run een contrôle op het constant zijn van de snelheid. Het is nu gebleken, dat de snelheidsvariatie's zo klein zijn, dat het geen zin heeft om ze in een percentage uit te drukken.

Deze installatie, opgezet in 1937, waarvan de meetapparatuur gedurende de eerste oorlogsjaren werd ontwikkeld door Dr. Ir. van Wijngaarden, toenmalig hoofdassistent a.d. T.H., bevond zich in 1947 na enige jaren niet meer gebruikt te zijn in een zeer deplorabele toestand. Het is schrijver dezes echter mogen gelukken om in de herfst van 1947 een en ander weer zodanig te restaureren, dat ze, hoewel verre van ideaal, thans toch weer aan redelijke eisen van nauwkeurigheid en bedrijfszekerheid kan voldoen.

Er is geen enkele reden aan te voeren, waarom we de klassieke methode van William Froude ter berekening van de weerstandswaarden van het schip uit de modelweerstanden, in principe niet zouden mogen toepassen op kleine modellen. In de loop der tijden is een modellengte van 6 – 7 m. een normale waarde geworden en met deze grote modellen bleek men inderdaad zeer waardevolle resultaten te kunnen verkrijgen.

We zullen nu eens systematisch nagaan, welke afwijkingen we bij gebruik van kleinere modellen mogen verwachten.

I. <u>Vormweerstand</u>: wordt in grootte bepaald door:

<u>V. Golfweerstand.</u> Waar we ons bij modelproeven aan de wet van William Froude houden, d.w.z. dat we de snelheden van model en schip als overeenkomstig definiëren als voor beide dezelfde waarde heeft, zullen de tengevolge van zwaartekracht en traagheidskracht ontstane krachtvelden voor model en schip onderling gelijkvormig zijn. Deze krachten zullen zich voor model en schip verhouden als de derde macht van de gekozen schaal. Dit zou exact gelden, indien er niet tevens wrijvingsverschijnselen optreden, waardoor op bovengenoemde gelijkvormige krachtvelden voor model en schip <u>niet gelijkvormige</u> krachtvelden gesuperponeerd gedacht moeten worden.

Door de vloeistofversnelling langs de huid in de grenslaag, sleept het model als het ware een zekere hoeveelheid vloeistof met zich mee, wat tot gevolg heeft, dat we feitelijk een virtueel lichaam door het water slepen, bestaande uit het model zelf + een zekere hoeveelheid water die door het model meegesleept wordt. Een maat voor deze laatste hoeveelheid water is de verdringingsdikte : $\delta^* = \frac{(V - u)}{V}$. Door invoering van de verdringingsdikte kunnen we het samengestelde geval van vorm en wrijvingsweerstand dus gereduceerd denken tot een model, dat alleen vormweerstand heeft, maar waarvan de afmetingen met een bedrag δ^* loodrecht op de wand zijn toegenomen. Dit lichaam zullen we nu nader te noemen redenen het secundaire virtuele lichaam noemen. Het is nu echter niet mogelijk om δ^* te berekenen voor een scheepsvorm. Waar we echter slechts vergelijkingen willen treffen tussen grote en kleine modellen, kunnen we ons behelpen door δ^* te berekenen voor een vlakke plaat met hetzelfde nat oppervlak en lengte als onze resp. modellen.

Daarvoor hebben we in de eerste plaats nodig het verloop van de snelheid in de grenslaag.

In het algemeen zal zijn:

$u = f(\qquad)$

waarin: = schuifkracht langs de wand.

= dichtk. vloeistof.

= dyn. visc. coeff.,

K = ruwheidsparameter (met dimensie van een lengte).

= afstand tot de wand.

Uit dimensieoverwegingen kunnen we opstellen:

= f (dimensieloze combinatie's van deze grootheden).

de onmogelijke dimensieloze combinatie's zijn:

en waarin:

Prof. Burgers geeft nu:

$$u = v^* \quad \frac{1}{K} \ln \frac{y}{K} + A \qquad \text{waarin } A = \frac{K\, v^*}{}$$

$$K = \text{const.} = 0{,}4$$

Het is duidelijk, dat voor een gladde wand K uit deze formule moet wegvallen en een goede benadering blijkt in dit geval te zijn

$$A = \frac{1}{K} \ln \frac{K\, v^*}{} + 5{,}5,$$ waardoor onze formule voorgaat in:

$$u = \frac{v^*}{K} \ln \underline{2{,}05 \quad v^*}$$

Volgens deze methode zijn we geheel van de wand uitgegaan, zodat (grenslaagdikte) in onze formule niet voorkomt. Echter is u = V voor y = en dus:

$$V = \frac{V^x}{K} \ln \underline{2{,}05 \quad V^x}$$

waarmee dus het verband tussen V en vastligt.

Nu kunnen we opstellen de verg. :

Wrijvingskracht = impulsverlies van de vloeistof per sec.

Voor een strook met de lengteeenheid als breedte wordt dit:

$$(V - u)\ u.\ dy = \quad dx.$$

1e. $$V.\ u.\ dy = V \quad \frac{V^x}{K} \ln \underline{2{,}05\, V^x \quad y} = \frac{V\, V^x}{K} \quad n\, py.dy$$

$$= \frac{V.V^x}{K}\, n\, p.y + \frac{V.V^x}{K}\, y.\ \ n\, y - \frac{V.V^x}{K}\, y$$

$$= \frac{V.V^x}{K}\, \delta \quad n\, p\delta - \frac{V.V^x}{K}\, .\delta.$$

$$= \frac{V.V^x}{K} .\delta\ \frac{V\, K}{V^x} - \frac{V.V^x}{K\, \delta}\ \delta = V^2\, \delta - \frac{V.V^x}{K}\, .\ \delta.$$

2e. $u^2 . dy = \frac{V^{x2}}{K^2} \; (np + ny)^2 \; dy$

$= \frac{V^{x2}}{K^2} \; ((np)^2 . dy + 2 \, np . \, n.y . dy + (n.y)^2 . dy$

$= \frac{V^{x2}}{K^2} \; ((np)^2 y + 2 \, n.p.y \, n.y - 2 \, np.y + y(n.y)^2 - 2 y . \, n.y + 2 y$

$= \frac{V^{x2}}{K^2} \; \delta ((np)^2 + 2 \delta \, n \delta \, np - 2 \delta \, np + \delta (n \delta)^2 - 2 \delta \, n \delta + 2 \delta$

$= \frac{V^{x2}}{K^2} . \delta \quad n (p \delta)^2 - 2 \, n(p \delta) + 2)$

$= \frac{V^{x2}}{V^2} . \delta \quad \frac{V^2 K^2}{V^{x2}} - 2 \frac{V K}{V^x} + 2 = V^2 \delta - 2 \frac{V^x V}{K} . \delta + 2 \frac{V^{x2}}{K^2} . \delta$

1e en 2e levert:

$\frac{V . V^x}{K} . \delta + 2 \frac{V^x V}{K} . \delta - 2 \frac{V^{x2}}{K^2} . \delta$

$= \delta \frac{V^x V}{K} - 2 \frac{V^{x2}}{K^2} = dx.$

of: $\frac{d}{dx} \; \delta \frac{V^x V}{K} - 2 \frac{V^{x2}}{K^2} =$

Hierin zijn nu nog V^x en δ functie's van x.

We voeren nu de hulpgrootheid : $z = n \; \underline{2,05 \, p . \, \delta \, V^x}$ in. Dan wordt:

$V = \frac{V^x}{K} z$ of $V^x = \frac{K V}{z} =$ en $= \frac{K^2 V^2}{z^2}$

Tevens: $e^z = \underline{9,05 \quad \delta \, V^x} = \underline{2,05 \quad \delta} \quad \frac{K V}{z}$ en dus:

$\delta = \frac{z . e .^z .}{9,05 \, K \, V} = \frac{z . e^z}{9,05} . \frac{z}{R}$

Substitutie van δ en V^x in onze verg. geeft:

$\frac{d}{dx} \quad \frac{V}{9,05 \, K} . e^z (1 - \frac{2}{z}) =$

$\frac{V}{9,05 \, K} . \frac{d}{dx} . \quad e^z (1 - \frac{2}{z}) = \frac{K^2 V^2}{z^2}$

$\frac{V}{9,05 K} \quad e^z (1 - \frac{2}{z} + \frac{2}{z}) \frac{dz}{dx} = \frac{K^2 V^2}{z^2}$

$\frac{V}{9,05 K} \quad e^z (z^2 - 2 z + 2) \quad dz = K^2 \, V^2 . dx.$

Geintegreerd: $\frac{V}{9,05 K} \quad e^z (z^2 - 4 z + 6) = K^2 \, V^2 \, x + C'.$

$e^z \; (z^2 - 4 z + 6) = 9,05 \, K^3 \; \underline{V x} \; + C = 0,579 \, R \, e_x + C.$

De constante vinden we als volgt:

Als $C = 6$ wordt voor $z = 0$ het linkerlid nul. De 6 is echter t.o.v. het linkerlid te verwaarlozen, zodat we $C = 0$ kunnen nemen.

Dan is dus:

$$e^{z} \left(z^2 - 4z + 6 \right) = 0{,}579\ R\ e_x.$$

Als we nu t.p. x. het verloop van de snelheid in de grenslaag, de schuifspanning langs de wand en de grenslaagdikte willen weten, kunnen we dus, daar $R\ e_x$ bekend is, de waarde van z uitrekenen en met behulp daarvan   en V^x. Het snelheidsverloop wordt dan gegeven met behulp van: $u = \frac{V^x}{K}\ \ n\frac{y}{K} +$

en δ volgt uit het feit, dat $u = V$ voor $y = \delta$.

Een en ander werd uitgevoerd voor gladde platen en overkomende in lengte en nat opp. met modellen van resp. 6 en 1,5 m. lengte en op overeenkomstige plaatsen wat betreft de lengteligging. De resultaten zijn in grafieken neergelegd en de berekeningen in tabellen verenigd.

Hieruit bleek, dat de verdringingsdikte voor een klein model inderdaad relatief ongeveer 1% groter is dan voor het grote model, indien we δ^* betrekken op de plaatselijke breedte. Ruwgenomen was:

δ^*_{groot} = % v. B.
δ^*_{klein} = 1% v. B.   over de voorste modelhelft.

Bij vergelijking van de vormweerstanden, die we schrijven in de vorm van specifieke weerstandscoëff., zouden we dus krijgen:

<u>Groot</u>   <u>Klein</u>

$$C_{f_{gr}} = \frac{W_{f_{gr}}}{V^2_{gr.} F_{gr.}} \qquad\qquad C_{f_{kl}} = \frac{W_{f_{kl}}}{V^2_{kl.} F_{kl.}}$$

Zij het grote model a x zo groot als het kleine, dan is:

$$V^2_{gr.} F_{gr.} = a^3 \times V^2_{kl.} F_{kl.}$$

De gemeten vormweerstanden veranderen echter evenredig aan de derde macht van de schaal van de virtuële modellen. Indien we nu alle bijkomende verschijnselen, zoals het loslaten van de grenslaag e.d. buiten beschouwing laten, zullen we voor de virtuële modelschaal vinden:

$\frac{1,01}{1,02}$ a. en dan zal dus:

$$W_{f_{gr.}} = \left(\frac{1,01}{1,02} a \right)^3 \; W_{f_{kl.}} = 0,97 \; W_{f_{kl.}} \; a^3 \text{ zijn.}$$

en h.v. dus: $O_{f_{gr.}} = 0,97 \; O_{f_{kl.}}$

Zoals bekend, blijft echter de grenslaag niet over de gehele modellengte de scheepsvorm volgen. De vloeistog langs de wand wordt verder naar achteren steeds terker meegesleurd en het gevolg is een loslaten van de grenslaag en in het achterschip ontstaat zo een veel groter verschil tussen virtuële en reële vorm van het model.

Denken we ons de virtuële vorm van het achter schip nu echter ontstaan door superpositie van de bovengenoemde verdringingsdikte op de vormverandering door de grenslaag afscheiding, dan blijft onze redenering voor het achterschip ook gelden, dus voor de wat we hierna de primaire virtuële vorm zullen noemen. We hebben dan dus een lichaam beschouwd, gevormd door het voorschip en een virtueel achterschip en geconstateerd dat, indien maar de afscheiding van de grenslaag op gelijkvormige wijze geschiedt, de directe beïnvloeding van de golfweerstand door wrijvingsverschijnselen slechts enkele % van de golfweerstand bedraagt. En waar bij modellen de golfweerstand slechts ongeveer 1/3-1/5 van de totale weerstand bedraagt, is de hieruit ontstane afwijking niet van practisch belang.

Nemen we nu echter de vorm van het primaire virtuële lichaam eens nader onder de loupe. Maatgevend voor het loslaten van de grenslaag zal zijn de steilheid van het snelheidsverloop in de grenslaag, dis de gemiddelde waarde van $\frac{dy}{du}$.

We komen nu vanzelf op het terrein van de:

2e Drukweerstand, die ontstaat tengevolge van de relatief lagere druk aan het achterschip, door het afscheiden van de grenslaag. In een zuivere potentiaalstroming zou de drukweerstand de waarde van nul hebben. Deze factor wordt dus mede beinvloed door de wrijvingsverschijnselen, die het punt van afscheiding van de grenslaag bepalen. Natuurlijk dienen we er ons van bewust te zijn, dat we, hoewel we proberen om uit berekeningen van wrijvingsverschijnselen langs een vlakke plaat conclusie's te trekken omtrent het afscheidingspunt aan een scheepsmodel met zeer vele nevenverschijnselen te maken hebben.

We vergelijken echter beide modellen met overeenkomstige platen. De factoren nu, die invloed uitoefenen op de grenslaag verschijnselen, ontlenen echter hun werking aan traagheids- en zwaarteveldskrachten en omdat we ons aan de wet van Froude hebben gehouden, waardoor aan de modellen deze krachtenvelden gelijkvormig verlopen, menen we daaruit de conclusie te mogen trekken, dat de beinvloeding van de grenslaagverschijnselen voor verschillende modellen ook tennaastebij gelijkvormig zal verlopen en dus m.a.w. dat het snelheidsverloop in de grenslaag van met de modellen in nat. opp. en lengte overeenkomende, platen wel min of meer een vergelijkingsmaat kan vormen om verschillende modelgrootte met elkaar te vergelijken. Voor het trekken van absolute conclusie's is deze methode natuurlijk totaal ongeschikt.

We komen nu dus terug op het snelheidsverloop in de grenslaag, waarvan we de gemiddelde waarde van $\frac{du}{dy}$ verantwoordelijk gesteld hebben voor het al of niet loslaten van de grenslaag.

Nu beschouwen we dus eens $\frac{dy}{du}$.

$$\frac{dy}{du} = \frac{1}{\frac{du}{dy}} = \frac{K\,y}{v^*} \quad \text{en} \quad \left(\frac{dy}{du}\right)_{gem} = \frac{\frac{dy}{du} \cdot dy}{\delta} = \frac{K}{v^*\delta}\; y.dy = K.\frac{\delta^2}{v^*\delta} = \frac{K\,\delta}{2\,v^*}.$$

Afscheiding zal nu optreden bij een zekere critische waarde van $\frac{dy}{du}$. Zodra deze onder een bepaalde min. waarde daalt, zal afscheiding het geval zijn.

We moeten nu dus trachten deze afscheidingsparameter $\frac{K\,\delta}{2\,v^*}$ te geven, als functie van het plaatselijk Reynolds-getal.

$$\delta = \frac{z.e^z}{9,05} \cdot \frac{x}{Re_x}. \qquad v^* = \frac{K\,V}{z} \text{ waarin weer } z = \ln\frac{9,05\ \ v^*}{\quad}$$

$$\text{Ingevuld: } \left(\frac{dy}{du}\right)_{gem.} = \frac{K.\frac{z.e^z}{9,05} \cdot \frac{x}{Re_x}}{2\,\frac{K\,V}{z}} = \frac{z}{2\,K\,V} \cdot K\,\frac{z.e^z}{9,05} \cdot \frac{x}{Re_x} =$$

$$\frac{z^2\,e^z}{18,1\,V} \cdot \frac{x}{Re_x} = \left(\frac{dy}{du}\right)_{gem.}$$

Deze vergelijking combineren we nu met: $e^z\,(z^2 - 4\,z + 6) = 0,579\ Re_x$

$$\frac{z^2\,e^z}{18,1\,V} \cdot \frac{x}{V\,x} = \frac{v.z^2.e^z}{18,1\,V^2} = A.\ \frac{z^2 e^z}{V^2}.$$

Dit zou nu uitsluitend een functie mogen zijn van Re_x V als

= modelschaal, indien de afscheiding voor grote en kleine modellen op hetzelfde punt zal plaats hebben.

Daar deze vergelijking slechts langs grafische weg is op te lossen zullen we hier volstaan met enkele voorbeelden, die we uit onze grenslaag berekeningen kunnen lichten.

Klein model $V = 0,9$ m/sec.				Groot model $V = 1,8$ m/sec.		
x	0,568	0,847	1,082	2,340	3,387	4,329
s	8,53	8,84	9,03	10,20	10,50	10,70
$(\frac{dy}{du})_{gem.}$	$\frac{3,62 \times 10^5}{V_1^2}$ A	$\frac{5,40 \times 10^5}{V_1^2}$ A	$\frac{6,81 \times 10^5}{V_1^2}$ A	$\frac{2,8.10^6}{V_2^2}$ A	$\frac{4,0 \times 10^6}{V_2^2}$ A	$\frac{5,1 \times 10^6}{V_2^2}$ A

De verhouding tussen de modelschalen was hier 1 : 4 en de gemiddelde waarden van $\frac{dy}{du}$ werden op overeenkomstige plaatsen berekend. Waar $V_2^2 = 4\ V_1^2$ blijkt hieruit, dat voor een groot model $(\frac{dy}{du})_{gem}$ zeer veel groter is dan voor een klein model en daaruit volgt dus, dat bij een klein model een zeer veel sterkere neiging zal bestaan om de grenslaag los te laten, indien we nog steeds de steilheid van het snelheidsverval als maatgevend voor de afscheiding beschouwen.

Dit zou tot onmiddellijk gevolg een grotere drukweerstand hebben. Daar dit blijkens onze proefnemingen vermoedelijk niet het geval is, moeten we wel is waar aannemen, dat bij een klein model als gevolg van de kleinere $(\frac{dy}{du})_{gem.}$ gemakkelijker wervelt jes in de grenslaag zullen ontstaan, maar dat het werkelijk loslaten van de wervelen, de grenslaag van het reële model, alsmede de verdere vorm van het primaire virtuële lichaam achter dit punt, hoofdzakelijk bepaald wordt door invloeden van traagheids- en zwaartekrachten. Waar deze laatste weer voor beide modellen vóór het afscheidingspunt geheel gelijkvormig verlopen, zou daaruit volgen, dat, waar hieraan de modelwetten voor deze krachtvelden is voldaan, de vormen van het primaire virtuële model voor beide modelschalen gelijkvormig zouden moeten zijn.

M. a.w. de steilheid van het snelheidsverloop in de grenslaag kan misschien het afscheiden wel in de hand werken, doch indien bij gelijkvormige modellen een zodanige snelheidsverval is bereikt, dat het verloop van u onregelmatig wordt door het optreden van werveltjes, zal het werkelijk loslaten hoofdzakelijk door traagheids- en zwaartekrachten worden bepaald.

Als voorwaarde voor het op overeenkomstige plaatsen loslaten van de grenslaag zou volgens voorgaande redenering dus moeten gelden, dat op de plaats, waar deze afscheiding tengevolge van vorm, zwaarte- en traagheidskrachten mogelijk wordt, reeds een zodanige waarde voor $(\frac{dy}{du})_{gem.}$ is bereikt, dat deze onder de vereiste minimumwaarde ligt.

En waar dit, blijkens de proeven met grote modellen voor model en schip vrijwel steeds het geval is, zal bij kleinere modellen hieraan zeker voldaan worden, daar bij kleinere modelschalen $(\frac{dy}{du})_{gem.}$ kleiner wordt.

II. Wrijvingsweerstand.

In het bovenstaande hebben we steeds aangenomen, dat bij alle modellen steeds volledig turbulente stroming ontstond. Dit is nu echter bij een klein model zeker niet het geval, daar het getal van Reynolds bij overeenkomende snelheid afneemt met als we ons aan de wet van Froude houden. En zoals bekend zal dan het gevaar van laminaire stroming groter worden. Om dit te voorkomen dienen we dus kunstmatig turbulentie te veroorzaken. We onderscheiden hierbij uitwendige en inwendige turb. middelen.

a. Uitw. b.v. een verticaal staafje, ruw plaatje, trillende naald, die bevestigd aan de sleepwagen voor het model uitgesleept wordt om de nodige beroering in het water op te wekken en daarmee een turbulente stroming te bevorderen. Het voordeel van deze methode is, dat de eigen weerstand van het turbulentemiddel niet meegemeten wordt in de modelweerstand. Het blijkt echter, dat bij gebruik van louter uitwendige turbulente middelen aan kleine modellen nog steeds over een zeer aanzienlijk snelheidstraject (lage v's) laminaire stroming kan optreden.

b. Inw. b.v. een zandstrook van enkele cm. breedte, die zo ver mogelijk naar voren op het model geplakt wordt, of een turbulentiedraad.

Vooral het eerste middel bleek bij voldoende korrelgrofheid en breedte van de strook onder vrijwel alle omstandigheden turbulentie te kunnen verwekken. Een sterk nadeel wordt hier echter gevormd door het feit, dat het turbulentiemiddel behalve de begeerde weerstandsverhoging door overgang van laminaire in turbulente stroming ook een eigen weerstand geeft, die in dit geval in onze modelweerstanden wordt meegemeten en waarvoor dus een correctie dient te worden aangebracht.

Rest ons nu dus nog de berekening van de wrijvingsweerstand, waarbij echter geen bijzondere moeilijkheden optreden buiten de in W. en V. genoemde, die evenzeer voor grote modellen gelden en waarvan de vaak tegengesteld gerichte invloeden elkaar wel ongeveer neutraliseren.

In tegenstelling tot de meeste grote tanks worden hier echter de wrijvingscoëfficienten van v. Kármán-Schoenherr gebruikt. De formule, $\frac{0{,}242}{}$ = log ( ) die deze coefficienten geeft, berust op theoretische overwegingen en is in overeenstemming met de gemiddelde uitkomsten van een zeer groot aantal metingen op dit gebied. In Delft wordt de door Prof.Troost gegeven benaderingsformule:

$$= \frac{0,083}{(\log Re - 1,65)^2}$$

gebruikt , die het voordeel heeft, dat met een rekenschuifonmiddellijk voor ieder geval de wrijvingscoefficient met voldoende nauwkeurigheid kan worden berekend.
Gebleken is, dat bij gebruik van deze wrijvingscoefficienten een zeer goede correlatie van Delftse en Wageningse resultaten kon worden verkregen, terwijl bij gebruik van "Froude's coefficient" belangrijke afwijkingen voor de kleine modellen kunnen optreden.

Resultaten en berekeningsmethode.

In de eerste plaats moeten en kunnen we aan de hand van het bovenstaande afzien van een correctiemethode voor eventueel optredend schaaleffect in de vormweerstand . Waar het aanbrengen van een voldoend effectieve zandstrook het enige middel bleek te zijn om turb. stroming te verkrijgen, moest naar een correctiemethode gezocht worden om de eigen weerstand hiervan te elimineren. Nu zij hier eerst even een opmerking gemaakt over de manier waarop laminaire stroming geconstateerd wordt. De resultaten werden steeds uitgezet als specifieke weerstandscoefficientenBij overgang naar laminaire stroming zal nu de spec. wrijvingsweerstand zeer aanmerkelijk gaan dalen om een minimum te bereiken en bij nog lagere snelheden weer te stijgen. (zie fig. 15 W. en V.). Volgens Weitbrecht ligt het minimum bij Re = 5×10^5 voor vlakke platen. Voor scheepsmodellen werd in Delft gevonden dat het min. daar bij ongeveer Re = 9×10^5 ligt. In ieder geval zal bij optreden van laminaire stroming de kromme van spec. weerstandscoeff. als functie van Re of v een zeer karakteristieke zak vertonen bij Re = 9×10^5.
Bij de eerste proeven werd dus het model gesleept met steeds intenser turbulentiemiddelen, totdat een kromme verkregen werd, die genoemde zak niet meer vertoonde. Bovendien werd de verwachting bevestigd, dat bij toename van de intensiteit van het turbulentiemiddel boven de min. intensiteit nodig voor volledig turb. stroming, de verschillende krommen aequidistant verliepen. Hieruit werd de conclusie getrokken, dat de toename in eigen weerstand van het turbulentiemiddel de kwadratische weerstandwet volgde. De volgende stap was natuurlijk om, zoals door Prof. Davidson aangegeven, te trachten door extrapolatie van de weerstandswaarden met resp. b.v. 2, 3, 4 en 5 cm. zandstrook de eigen weerstand van de gehele zandstrook te vinden en vervolgens van de totaal-weerstand af te trekken. Dit bleek echter in de praktijk niet mogelijk, doordat de te meten verschillen

van de orde van grootte van de reproduceerbaarheid van de kleine tank waren. Wel kon aan de hand hiervan een schatting gemaakt worden, doch het bleek, dat we dan steeds te lage correctiewaarden vonden, althans te laag om een behoorlijke correlatie met Wag. te geven. Wat echter wel opviel, was, dat de gevonden krommen steeds zeer mooi gelijkvormig verliepen met de door Wageningen gegeven krommen, doch dat de Delftse in hun geheel een constant bedrag te hoog lagen. De verklaring hiervan wordt nu in het volgende feit gezocht. Om voldoende effect op de stroming te ressorteren moet zand van aanzienlijke korrelgrootte gebruikt worden, dat met cellulose lak aan het paraffine-model gehecht wordt. In de eerste plaats neemt nu dus de ruwheid van het bedekte oppervlak toe en de hieruit voortvloeiende extra-weerstand zal inderdaad gevonden kunnen worden volgens de extrapolatiemethode. De belangrijkste weerstandstoename is echter een gevolg van de "in- en uittredeweerstand" van het zandstrookje, dat op dezelfde wijze als een turbulentiedraad een aanmerkelijke weerstandstoename geeft. Het is nu de bedoeling om in Delft de modellen te gaan slepen met een 3 cm. brede zandstrook, van een bepaalde korrelgrofheid en uit een groot aantal metingen zal dan een gemiddelde waarde gevonden kunnen worden voor de weerstand per lengteeenheid van deze zandstrook als functie van de snelheid. Hierbij moet rekening gehouden worden met het feit, dat door het optreden van de boeggolf de ondergedompelde zandstrooklengte varieert met de snelheid. Op dit ogenblik is echter nog niet voldoende materiaal beschikbaar om langs deze weg een bevestiging van onze veronderstelling te vinden.

Toch werd langs andere weg een methode gevonden om zonder berekening van de correctiewaarde te komen tot de weerstandswaarde van het naakte model.

Het is n.l. logisch, dat bij hogere snelheden en dus een toenemend getal van Reynolds een minder effectief turbulentiemiddel voldoende kan zijn. Dit werd bij onze proeven bevestigd en zelfs bleek, dat bij snelheden boven de proeftochtsnelheid de weerstandskromme van het naakte model zeer mooi paste in het bovengenoemde aequidistante systeem, waaruit we de volgende conclusie's kunnen trekken.

1e. Bij hoge snelheden is voor een klein model geen turbulentiemiddel nodig.

2e. Bij hoge snelheden volgt de gehele eigen weerstand van het turbulentiemiddel de kwadratische weerstandswet.

Daar er geen redenen zijn aan te voeren, waarom de eigen weerstand ~~dan~~ bij lagere snelheden dan ook niet de kwadratische weerstandswet zou volgen, hebben we dus een middel gevonden om de weerstandskromme van het naakte model te vinden, eenvoudig door de bij de hoge snelheden gevonden aequidistantie met de 3 cm. zandkromme ook voor lage snelheden aan te houden.

De langs deze weg gevonden resultaten bleken een zeer goede correlatie te geven met de door het N.S.P. gevonden waarden. In het algemeen kan gezegd worden, dat de afwijkingen tussen de Delftse resultaten en die van het N.S.P. teruggerekend op de Delftse schaal, niet groter dan 1,5% van de totale specifieke weerstand zijn.

Hieruit blijkt dus wel zeer duidelijk, dat met een eenvoudige en goedkope apparatuur met voor de meeste doeleinden voldoende nauwkeurigheid weerstandsproeven kunnen worden gedaan.

Delft, April 1948.