

COLLEGE X2MT1

EVENWICHT EN STABILITEIT

ir. J.M.J. Journée

Rapportnr. 801-K

augustus 1988

Evenwicht en stabiliteit.

College X2MT1.

15-08-1988.

ir. J.M.J. Journée

Inleiding.

Onder de stabiliteit van een drijvend lichaam worden de eigenschappen van dit lichaam verstaan die het vertoont als het uit de evenwichtsstand wordt gebracht door een verstoring van het krachten- of momentenevenwicht.

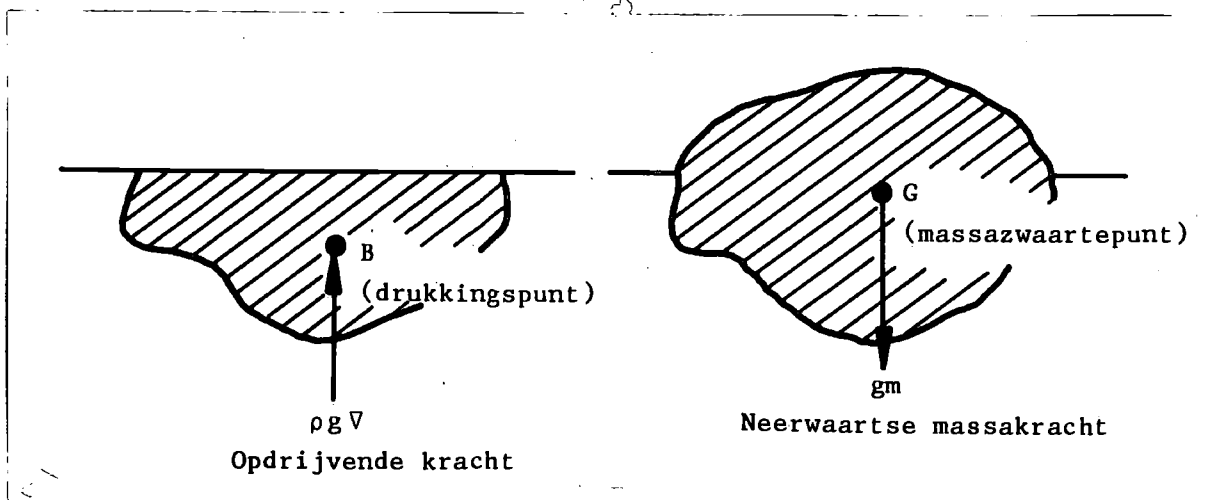
Deze verstoring kan zowel een lineaire verplaatsing als een hoekverdraaiing tot gevolg hebben. Hierbij spelen statische en dynamische eigenschappen een rol.

In het hierna volgende wordt alleen op de statische eigenschappen ingegaan. Er wordt aangenomen dat de verstoringen van het evenwicht oneindig langzaam tot stand komen waardoor de dynamische invloeden buiten beschouwing gelaten kunnen worden.

Drukkingspunt en gewichtszwaartepunt.

Op een lichaam, drijvend in vlak water, worden door het omringende water krachten uitgeoefend: de zogenaamde hydrostatische krachten. Volgens de wet van Archimedes is de resultante van deze krachten gelijk aan het gewicht van het door het lichaam verplaatste water. De werklijn van deze resultante gaat door het zogenaamde drukkingspunt B (Engels: centre of buoyancy) en is vertikaal omhoog gericht. Dit drukkingspunt valt samen met het volume-zwaartepunt van het door het lichaam verplaatste water.

De resultante van alle neerwaarts gerichte massakrachten grijpt aan in het massazwaartepunt van het lichaam G (Engels: centre of gravity).



Figuur 1. Definities.

Notaties:

- ρ soortelijke massa water
- g versnelling van de zwaartekracht
- V volume van de onderwatervorm van het lichaam
- m massa van het lichaam

Evenwichtsvoorwaarden.

Voor de eenvoud bij de begripsbepalingen worden in het hierna volgende alleen krachten, momenten en verstoringen in het vlak van tekening beschouwd. Het lichaam wordt opgevat als een drijvende cilinder met een konstante willekeurige doorsnede. Het gewichtszwaartepunt en het drukkingspunt bevinden zich in het getekende vertikale vlak.

Als dit lichaam zich in rust bevindt moet voldaan zijn aan de volgende evenwichtsvoorwaarden in het vlak van tekening:

- de som van de horizontale krachten is nul
- de som van de vertikale krachten is nul
- de som van de momenten is nul.

Horizontaal evenwicht.

Dit evenwicht wordt hier niet beschouwd daar een verstoring door een horizontale kracht geen hydrostatische kracht tot gevolg heeft.

Vertikaal evenwicht.

Voor het vertikale evenwicht moet gelden:

$$\rho \cdot g \cdot \nabla = g \cdot m$$

Als nu op dit drijvend lichaam een massa p geplaatst wordt, wordt het evenwicht verstoord. Het lichaam zal dieper inzinken tot een nieuw evenwicht bereikt is.

Voor dit nieuwe evenwicht geldt:

$$\rho \cdot g \cdot (\nabla + \Delta \nabla) = g \cdot (m + p)$$

waarin:

$\Delta \nabla$ toename van het volume van het verplaatste water.

Als de massa p zodanig op het lichaam geplaatst is dat deze evenwijdig inzinkt volgt de diepgangsvermeerdering ΔT uit:

$$\Delta \nabla = \Delta T \cdot A_{WL} = \frac{p}{\rho}$$

ofwel:

$$\Delta T = \frac{p}{\rho \cdot A_{WL}}$$

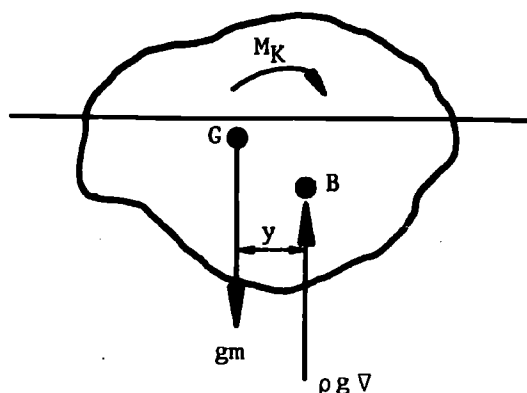
Hierin is A_{WL} het oppervlak van de waterlijn, waarbij verondersteld wordt dat deze over het interval ΔT konstant is.

Momenten evenwicht.

Als het lichaam zich in rust bevindt is er dus in verticale richting een krachteenwicht. Daarnaast moet er ook een momenten evenwicht zijn.

Als er op het lichaam in rust een extern kenterend moment M_K werkt volgt uit het momenten evenwicht:

$$M_K = \rho \cdot g \cdot \nabla \cdot y$$



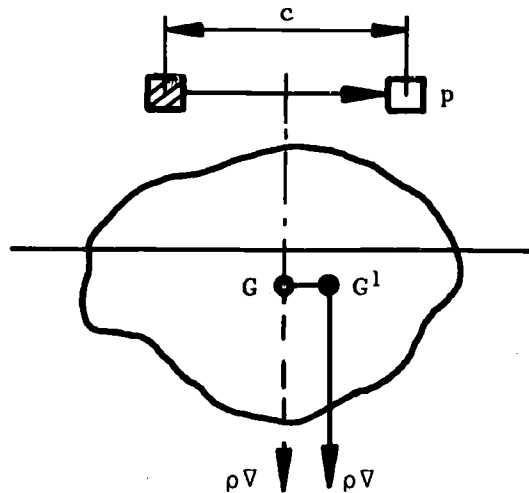
Figuur 2. Kenterend moment.

Hieruit volgt ook dat als er geen extern moment op het lichaam werkt, dus $M_K = 0$, voor de arm geldt: $y = 0$. Dit betekent dat bij evenwicht het drukingspunt B en het massazwaartepunt G altijd op één verticale lijn moeten liggen.

Verschuivingswet.

Als op het lichaam een massa p verschoven wordt over een afstand c, verschuift het totale massazwaartepunt zich evenwijdig hieraan over de afstand:

$$GG' = \frac{p \cdot c}{\rho \cdot \nabla} \quad (\text{verschuivingswet})$$



Opm.: ρV is inclusief
massa p.

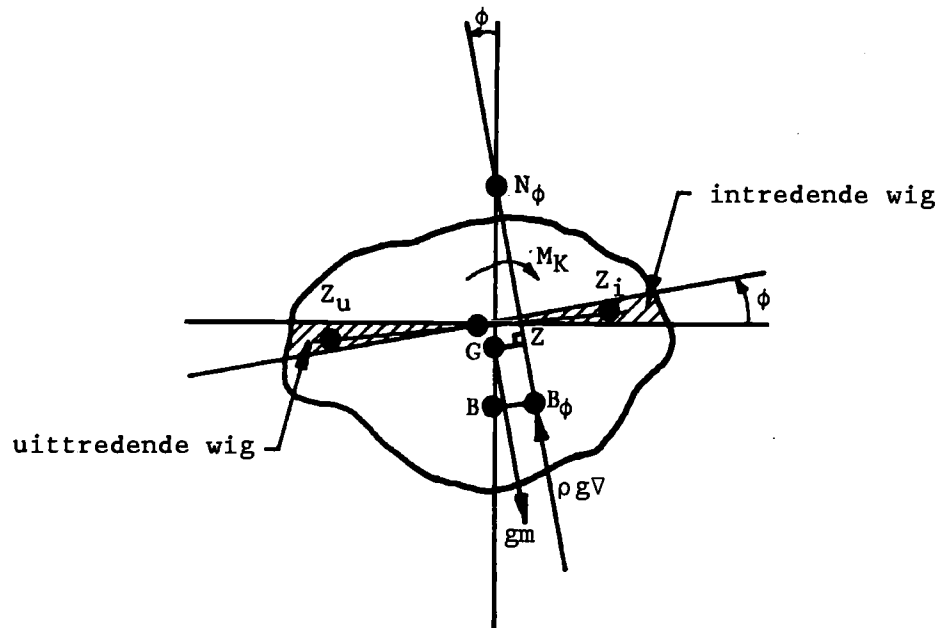
Figuur 3. Verschuivingswet.

Dit is eenvoudig in te zien door de statische momenten van de massa's ten opzichte van een vertikale lijn door G op te schrijven:

$$\begin{aligned} \rho \cdot V \cdot GG' &= \rho \cdot V \cdot 0 + p \cdot c \\ \text{nieuw} &= \text{oud} + \text{verandering} \end{aligned}$$

Evenzo is aan te tonen dat in het geval van hellen het drukkingspunt evenwijdig verschuift aan de verbindingslijn van de zwaartepunten van de uittredende en intredende wiggen. Immers het volume van de uittredende wig is als het ware verschoven naar het volume van de intredende wig.

Daar deze twee volumes gelijk zijn snijden twee opeenvolgende hellende waterlijnen met een zeer klein hellingsverschil elkaar volgens een lijn ten opzichte waarvan het statisch moment van de inhoud van de wiggen nul is, dus een lijn door het zwaartepunt van de hellende waterlijn. Dit betekent dat het lichaam helt om een lijn door het zwaartepunt van de momentane waterlijn. Bij de hier beschouwde cilinder met een konstante doorsnede is dit de halve breedte van de waterlijn.



Figuur 6. Kenterend moment.

Er treedt evenwicht op als het uitwendige kenterende moment M_K gelijk is aan het herstellende stabiliteitsmoment M_{ST} :

$$M_K = M_{ST}$$

waarbij:

$$M_{ST} = \rho \cdot g \cdot \nabla \cdot GZ$$

Voor de arm van statische stabiliteit GZ is te schrijven:

$$GZ = GN_\phi \cdot \sin\phi$$

Hiermee wordt het stabiliteitsmoment:

$$M_{ST} = \rho \cdot g \cdot \nabla \cdot GN_\phi \cdot \sin\phi$$

Het zogenaamde metacenterpunt N_ϕ is het snijpunt van de werklijnen van de oprijvende krachten voor hellingshoek nul en hellingshoek ϕ .

Metacenterpunt.

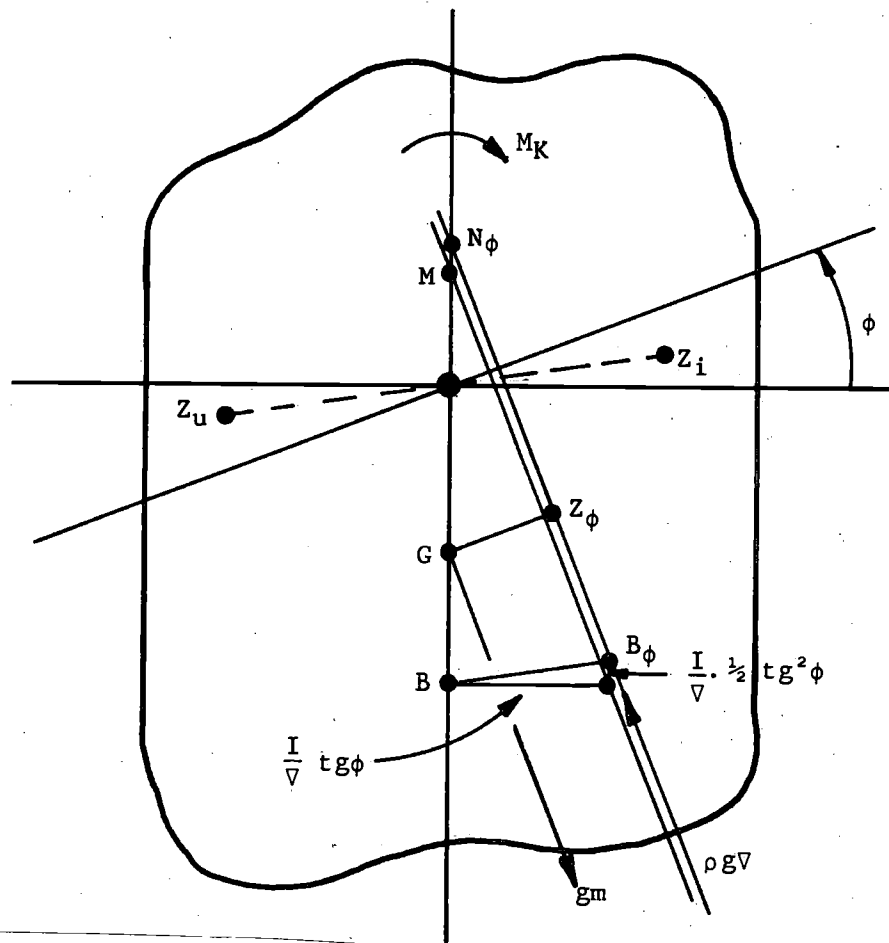
De ligging van het metacenterpunt N_ϕ is afhankelijk van de vorm van het lichaam ter plaatse van de doorsnijding van het wateroppervlak, het "gebied tussen water en wind". Immers de vorm van de in- en uittredende wiggen beheersen samen met de hoek ϕ de verschuiving van B naar B_ϕ en daarmee de ligging van N_ϕ , dat ook wel vals metacenterpunt genoemd wordt.

In het geval van een verticale begrenzing van de wiggen, dus wiggen in de vorm van een rechthoekige driehoek, kan de ligging N_ϕ op eenvoudige wijze exakt berekend worden:

$$BN_\phi = \frac{I}{\nabla} \cdot (1 + \frac{1}{2} \text{tg}^2 \phi) \quad (\text{formule van Scribanti})$$

waarin:

- I dwarstraagheidsmoment van de ongehelde waterlijn t.o.v. de langs-hoofdtraagheidsas van de waterlijn.



Figuur 7. Grote hellingshoeken en verticale zijwanden.

Uit deze formule blijkt dat het metacenterpunt voor kleine hellingshoeken vrijwel vast ligt.
 Tot hellingshoeken van ongeveer 10 graden spreekt men daarom van het **aanvangsmetacenterpunt** M, waarbij $\frac{1}{2}tg^2\varphi$ verwaarloosd is ten opzichte van de waarde 1.0:

$$BM = \frac{I}{\nabla}$$

Voor de arm van statische stabiliteit geldt dan:

$$GZ = GM \cdot \sin\varphi$$

Ook voor schepen, die over een groot deel van de lengte vertikale zijwanden hebben ter hoogte van de waterlijn, is dit tot hellingshoeken van ongeveer 10 graden een goede benadering.

Bij grotere hoeken kan niet meer van het hellingshoek-onafhankelijke aanvangsmetacentrum M gebruik gemaakt worden. De ligging van het metacenterpunt wordt dan afhankelijk van de hellingshoek.

Dan kan de formule van Scribanti gebruikt worden, die voor scheepsvormen geldig is tot hellingshoeken van 15 à 20 graden.

Let wel: Bij hellingshoeken waarbij de breedte van de waterlijn sterk verandert, bijvoorbeeld dek te water of vlak uit het water, mag de formule van Scribanti niet meer toegepast worden.

Uit het voorgaande blijkt dat het metacenterpunt het snijpunt is van de werklijnen van opdrijvende kracht voor $\varphi = \varphi_1$ en $\varphi = \varphi_2$:

$\varphi_1 = 0$ en $\varphi_2 = \text{klein}$: aanvangsmetacenterpunt M

$\varphi_1 = 0$ en $\varphi_2 = \text{groot}$: valse metacenterpunt N_φ

Deze laatste benaming maakt de vermelding van nog een metacenterpunt noodzakelijk:

$\varphi_1 = \varphi$ en $\varphi_2 = \varphi + d\varphi$: waar metacenterpunt

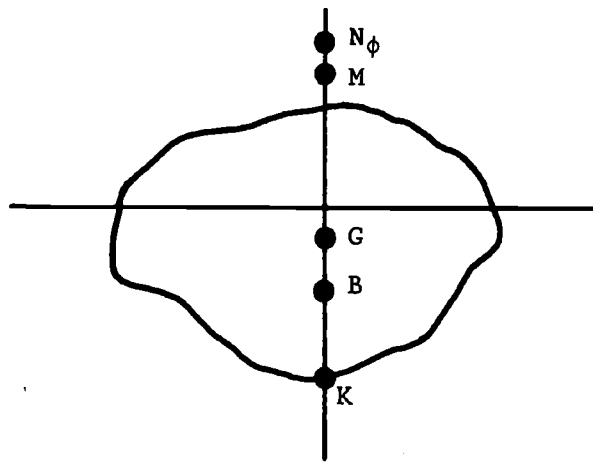
Deze is in het kader van dit kollege niet van belang.

Metacenterhoogte.

De arm van statische stabiliteit $GN_\varphi \cdot \sin\varphi$ wordt bepaald door de hydrostatische eigenschappen van de onderwatervorm en de ligging van het massazwaartepunt van het lichaam.

Daarom wordt veelal de volgende vorm voor GN_φ gebruikt:

$$GN_\varphi = KB + BN_\varphi - KG$$



Figuur 8. Metacenterpunten.

Uit de onderwatervorm volgt de waarde KB en uit de massaverdeling volgt de waarde KG.

Vermeld was reeds dat, in het geval dat over het beschouwde hellingsbereik de vorm van de waterlijn niet veel verandert (vertikale zijwanden), geldt:

$$BN_{\varphi} = BM \cdot (1 + \frac{1}{2} \text{tg}^2 \varphi)$$

waarin:

$$BM = \frac{I}{V}$$

Hiermee kan de uitdrukking voor GN_{φ} als volgt geschreven worden:

$$GN_{\varphi} = KB + BM \cdot (1 + \frac{1}{2} \text{tg}^2 \varphi) - KG$$

Voor kleine hellingshoeken gaat deze uitdrukking over in die voor de (aanvangs)metacenterhoogte GM:

$$GM = KB + BM - KG$$

Hiermee kan ook geschreven worden:

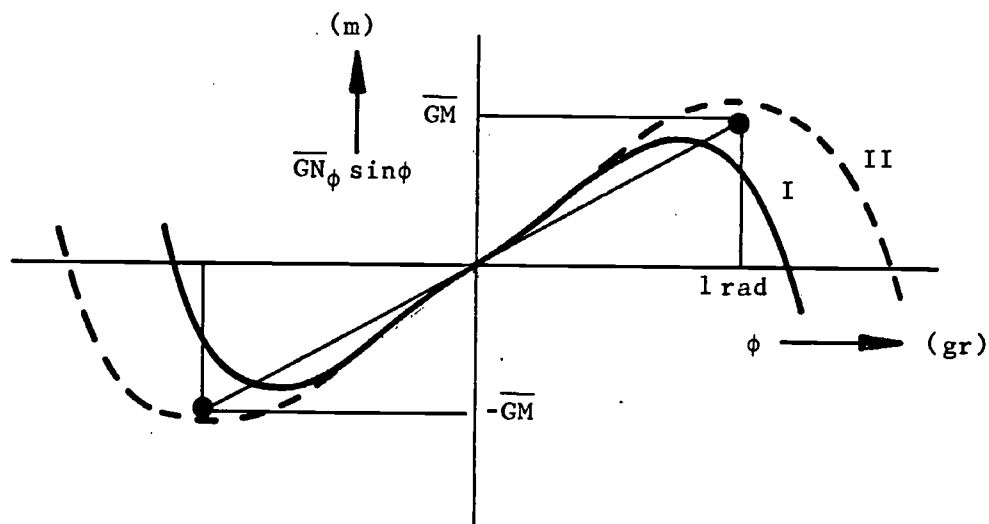
$$GN_{\varphi} = GM + \frac{1}{2} \cdot BM \cdot \text{tg}^2 \varphi$$

Uit de formulering van BN_{φ} en BM is te zien dat deze voor geheel ondergedompelde zwevende lichamen, zoals bijvoorbeeld tunnelsegmenten tijdens het afzinken en onderzeeboten, nul is. Dat betekent dat in die gevallen het metacenterpunt samenvalt met het drukkingspunt.

Hierin is:

$$GZ_{\varphi} = GN_{\varphi} \cdot \sin\varphi = \text{de arm van statische stabiliteit}$$

Deze is bepalend voor de grootte van het stabiliteitsmoment. Daar deze arm sterk afhankelijk is van de hellingshoek φ wordt dit verband ter beoordeling van de stabiliteit grafisch weergegeven.



Figuur 11. Kromme van armen van statische stabiliteit.

Bij deze willekeurige vorm van het lichaam zal de kromme van armen van statische stabiliteit niet symmetrisch zijn ten opzichte van $\varphi = 0$. Bij symmetrische vormen, zoals schepen, is dit wel zo. Daarom wordt in die gevallen alleen de rechterhelft van de kromme weergegeven.

Bij de beoordeling van de stabiliteitseigenschappen van een drijvend lichaam is de arbeid die verricht moet worden om het lichaam vanuit de evenwichtsstand een zekere hellingshoek φ^* te geven een belangrijke factor:

$$\begin{aligned} P_{\varphi^*} &= \int_0^{\varphi^*} M_{ST} \cdot d\varphi \\ &= \rho \cdot g \cdot \nabla \int_0^{\varphi^*} GN_{\varphi} \cdot \sin\varphi \cdot d\varphi \end{aligned}$$

Dit betekent dat het oppervlak van de kromme van armen van statische stabiliteit een belangrijke grootheid is bij de beoordeling van statische stabiliteitseigenschappen.

Kenmerkende eigenschappen van de kromme zijn van belang:

- De helling van de kromme van armen bij kleinere hellingshoeken is van invloed op het oppervlak.
Voor $\varphi = 0$ is deze helling gelijk aan: $GM / \text{radiaal}$.
In geval van verticale zijwanden kan dit eenvoudig aangetoond worden:

$$\frac{d}{d\varphi} \left[GN_{\varphi} \cdot \sin\varphi \right] = \frac{d}{d\varphi} \left[(GM + \frac{1}{2} \cdot BM \cdot \text{tg}^2\varphi) \cdot \sin\varphi \right]$$

Voor $\varphi = 0$ wordt deze afgeleide: GM .

Dit betekent dat GM van grote invloed kan zijn op het verloop van de kromme bij kleinere hellingshoeken en dus op het oppervlak hiervan.

- De vorm van het bij $\varphi = 0$ bovenwaterdeel van het lichaam is van grote invloed op de maximaal te bereiken waarden van arm van statische stabiliteit en dus ook op het oppervlak. Vergelijk hiertoe de kromme I en II in de vorige figuur.
- Een zeer kenmerkend punt is de hoek waarbij de arm van statische stabiliteit weer nul wordt. Dit is van grote invloed op het maximaal te bereiken oppervlak en dus op de maximale potentiële energie die het lichaam kan opnemen. Bij grotere hellingshoeken wordt de arm en dus ook het stabiliteitsmoment negatief en zal het lichaam kenteren. Het bereik van φ , waarbij het stabiliteitsmoment positief is, wordt de stabiliteitsomvang genoemd. De vorm van het bovenwaterlichaam is hierop van grote invloed, vergelijk de krommen I en II.

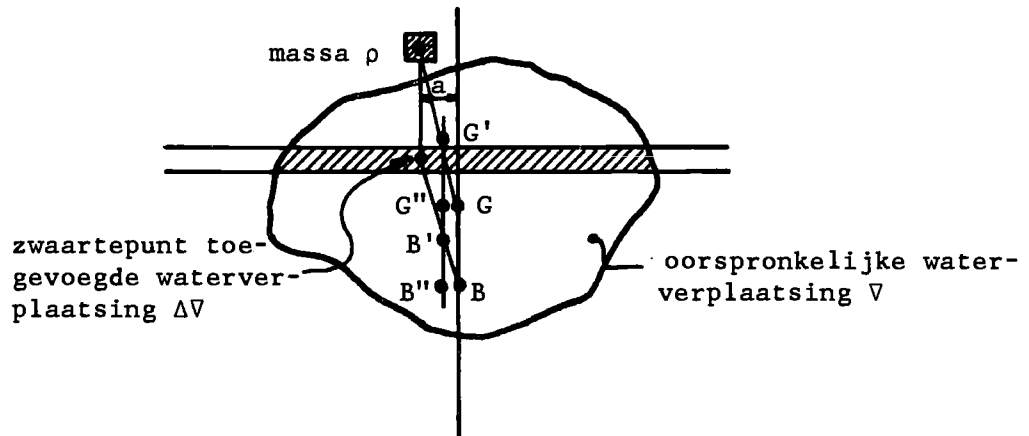
Plaatsen van een massa op het lichaam.

Plaatst men nu op een willekeurige plaats op een zich in rust bevindend lichaam een massa p dan zal het lichaam tengevolge hiervan tegelijkertijd dieper inzinken en hellen.

Het inzinken wordt veroorzaakt door een toename van de totale massa van het lichaam.

Het hellen wordt veroorzaakt door het opwekken van een moment tengevolge van een verschuiving van het zwaartepunt en het drukkingspunt, waardoor de neerwaartse massakracht en de oprijvende kracht niet meer in één lijn liggen.

Er zal geen moment opgewekt worden als het drukkingspunt en het gewichtszwaartepunt in horizontale richting over dezelfde afstand verschuiven. Met behulp van de verschuivingswet is in te zien dat dit het geval is als de massa p geplaatst wordt boven of onder het zwaartepunt van de door evenwijdig inzinken toegevoegde waterverplaatsing.



Figuur 12. Evenwijdig inzinken.

Immers:

$$BB'' \cdot (\rho V + \rho \cdot \Delta V) = a \cdot \rho \cdot \Delta V$$

$$GG'' \cdot (\rho V + p) = a \cdot p$$

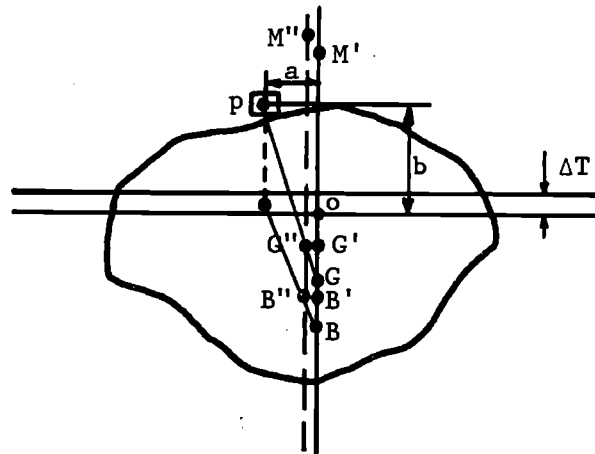
Daar $p = \rho \cdot \Delta V$ is dus: $BB'' = GG''$

De evenwichtstoestand na het plaatsen van een massa in een willekeurig punt op een drijvend lichaam kan eenvoudig in twee stappen berekend worden.

- A. Plaats het zwaartepunt van de massa p in het gewenste horizontale vlak vertikaal boven of onder het zwaartepunt van de toegevoegde waterverplaatsing ten gevolge van het evenwijdige inzinken over een verticale afstand ΔT . Als de waterlijn over de diepgangsverandering ΔT niet veel verandert, geldt:

$$\Delta T = \frac{p}{\rho \cdot A_{WL}}$$

- het zwaartepunt van de toegevoegde waterverplaatsing ligt vertikaal boven het zwaartepunt van de oorspronkelijke waterlijn op een afstand $\Delta T/2$ tot die waterlijn.



Figuur 13. Last boven zwaartepunt waterlijn.

B verschuift naar B" tengevolge van de toegevoegde waterverplaatsing $\Delta T \cdot A_{WL}$.
 G verschuift naar G" tengevolge van de toename van de massa van het lichaam met p.

Deze verschuivingen zijn betrekkelijk eenvoudig uit te rekenen met behulp van de verschuivingswet, vooral als de waterlijnform niet sterk verandert over de diepgangsvermeerdering ΔT :

$$G'G'' = B'B'' = \frac{a \cdot p}{\rho \cdot \nabla + p}$$

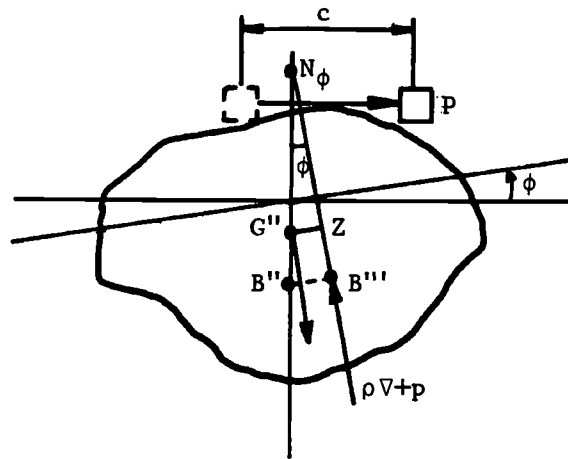
$$GG' = \frac{(GO + b) \cdot p}{\rho \nabla + p}$$

$$BB' = \frac{(BO + \Delta T/2) \cdot p}{\rho \nabla + p}$$

$$B''M'' = \frac{I}{\nabla + p/\rho}$$

In het geval van symmetrische vormen ten opzichte van een symmetrievlak door G, B en M ligt het zwaartepunt van de waterlijn ook in dit vlak, waardoor G'G'' en B'B'' beide nul zijn. Immers $a = 0$.

- B. Verschuif nu de massa p in horizontale richting over een afstand c naar de gewenste plaats waardoor een hellend moment op het lichaam uitgeoefend wordt en dit gaat hellen tot een hoek φ .



Figuur 14. Verschuiven van de last.

Dit hellend moment is gelijk aan:

$$M_K = M_{ST} \quad \text{ofwel:} \quad g \cdot p \cdot c \cdot \cos \varphi = g \cdot (\rho V + p) \cdot G''N_\varphi \sin \varphi$$

Uit dit momentenevenwicht volgt voor de ontstane hellingshoek φ :

$$\varphi = \arccos \left[\frac{(\rho V + p) \cdot G''N_\varphi \cdot \sin \varphi}{p \cdot c} \right]$$

Als de kromme van armen van statische stabiliteit $G''N_\varphi \cdot \sin \varphi$ versus φ berekend is kan φ op iteratieve wijze opgelost worden.

Voor kleinere hellingshoeken, waarbij de vorm van de waterlijn niet veel verandert, gaat deze uitdrukking over in:

$$\varphi = \arctg \left[\frac{p \cdot c}{(\rho V + p) \cdot G''M''} \right]$$

Hieruit kan φ rechtstreeks opgelost worden.

Het berekenen van de massa en de hoogteligging van het massazwaartepunt van een drijvend lichaam kan vaak zeer complex zijn. Door het meten van de diepgangen en de hellingshoek na het verplaatsen van een op het lichaam geplaatst gewicht kan de hoogteligging van het massazwaartepunt op eenvoudige wijze vastgesteld worden.

Immers uit het voorgaande volgt een kleine hellingshoek ook:

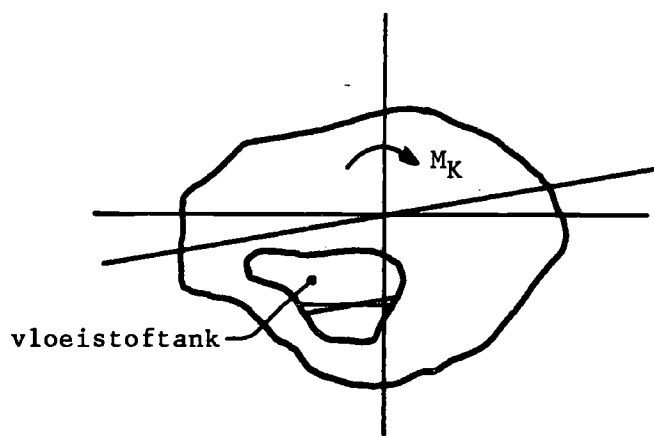
$$G''M'' = \frac{p \cdot c}{(\rho V + p) \cdot \operatorname{tg} \varphi}$$

Een experiment waarbij de metacenterhoogte op deze wijze bepaald wordt noemt men de **hellingproef**. Samen met de berekende hydrostatische eigenschappen levert dit massa en de ligging van het massazwaartepunt op.

In het geval van hangende lasten, bijvoorbeeld in een kraan, wordt de massa gekoncentreerd gedacht in de top van de kraan. Onder elke hellingshoek oefent deze last een verticale kracht naar beneden uit op het aangrijpingspunt in de top van de kraan en dient derhalve hier gekoncentreerd gedacht te worden.

Vrije vloeistofoppervlakten.

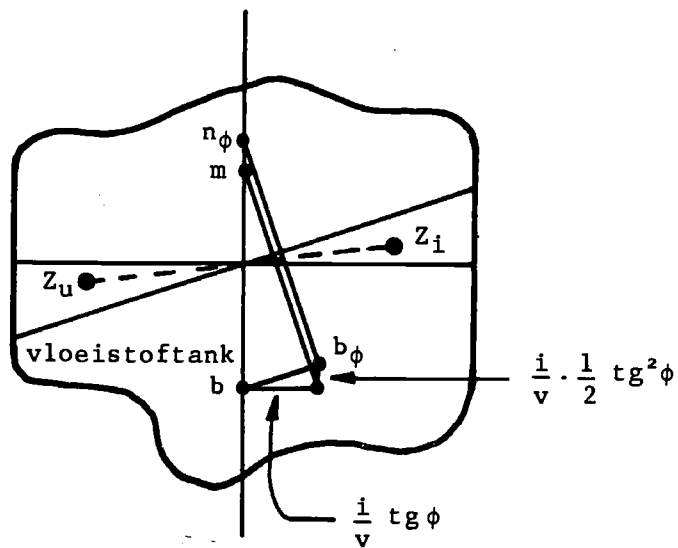
Vrije vloeistofoppervlakken binnen een drijvend lichaam kunnen van zeer grote invloed zijn op de statische stabiliteit. Ze reduceren de arm van statische stabiliteit.



Figuur 15. Vloeistoftank.

Als het lichaam door een extern moment M_K een hellingshoek aanneemt zal het vrije vloeistofoppervlak in het lichaam horizontaal blijven. Dat betekent dat het vloeistofoppervlak gaat hellen ten opzichte van het lichaam, waardoor het gewichtszwaartepunt van het totale lichaam gaat verschuiven. Deze verschuiving vindt analoog plaats aan de verschuiving van het drukingspunt volgens het principe van de in- en uitredende wiggen, zoals hiervoor behandeld. Ook hier speelt de vorm van de begrenzing van de wiggen een rol. Deze beheerst samen met de hellingshoek de mate waarin het gewichtszwaartepunt zal verschuiven.

In het geval van een verticale begrenzing van de wiggen, dus verticale tankwanden, kan deze verschuiving eenvoudig berekend worden met behulp van de verschuivingswet.



Figuur 16. Invloed vrije vloeistof oppervlak.

Hierin is:

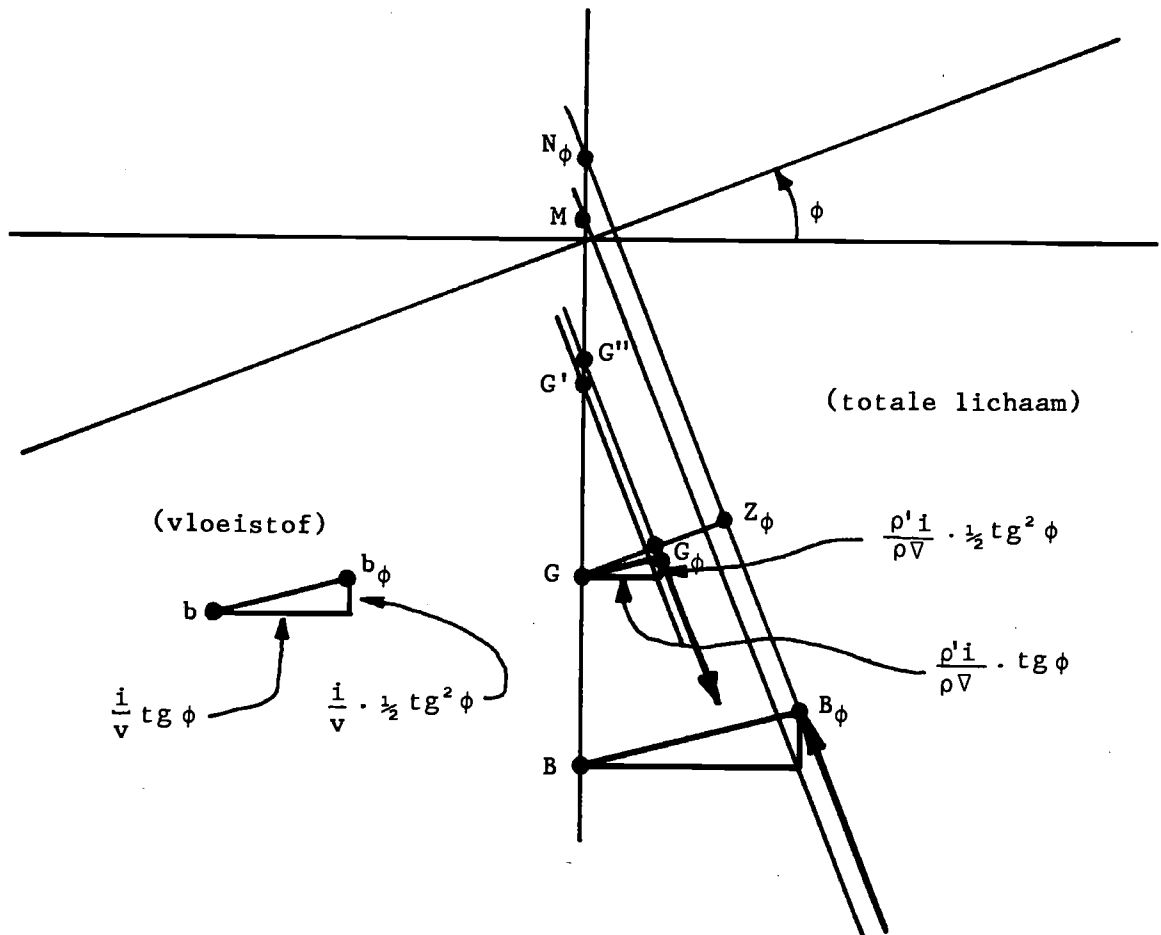
ρ' = soortelijke massa van de vloeistof

v = volume van de vloeistof

i = dwarstraagheidsmoment vrije vloeistofoppervlak voor $\varphi = 0^\circ$

De invloed van de verschuiving van de massa $\rho'v$ van b naar b_φ op de ligging van het gewichtszwaartepunt kan nu ook met de verschuivingswet bepaald worden.

richting	verschuiving zwaartepunt vloeistof	verschuiving totale gewichts- zwaartepunt
horizontaal	$\frac{i}{v} \cdot \text{tg}\varphi$	$\frac{\rho' i}{\rho \cdot \nabla} \cdot \text{tg}\varphi$
vertikaal	$\frac{i}{v} \cdot \frac{1}{2} \text{tg}^2\varphi$	$\frac{\rho' i}{\rho \cdot \nabla} \cdot \frac{1}{2} \text{tg}^2\varphi$



Figuur 17. Reduktie metacenterhoogte.

Dit betekent dat de arm van statische stabiliteit met $GG'' \cdot \sin \varphi$ verminderd wordt, waarbij:

$$GG'' = \frac{\rho' i}{\rho \cdot V} \cdot (1 + \frac{1}{2} \text{tg}^2 \varphi)$$

De waarde GG'' noemt men de (schijnbare) reductie van de metacenterhoogte.

Voor kleine hellingshoeken wordt $\frac{1}{2} \cdot \text{tg}^2 \varphi$ verwaarloosd ten opzichte van de waarde 1.0 en wordt de reductie van de metacenterhoogte:

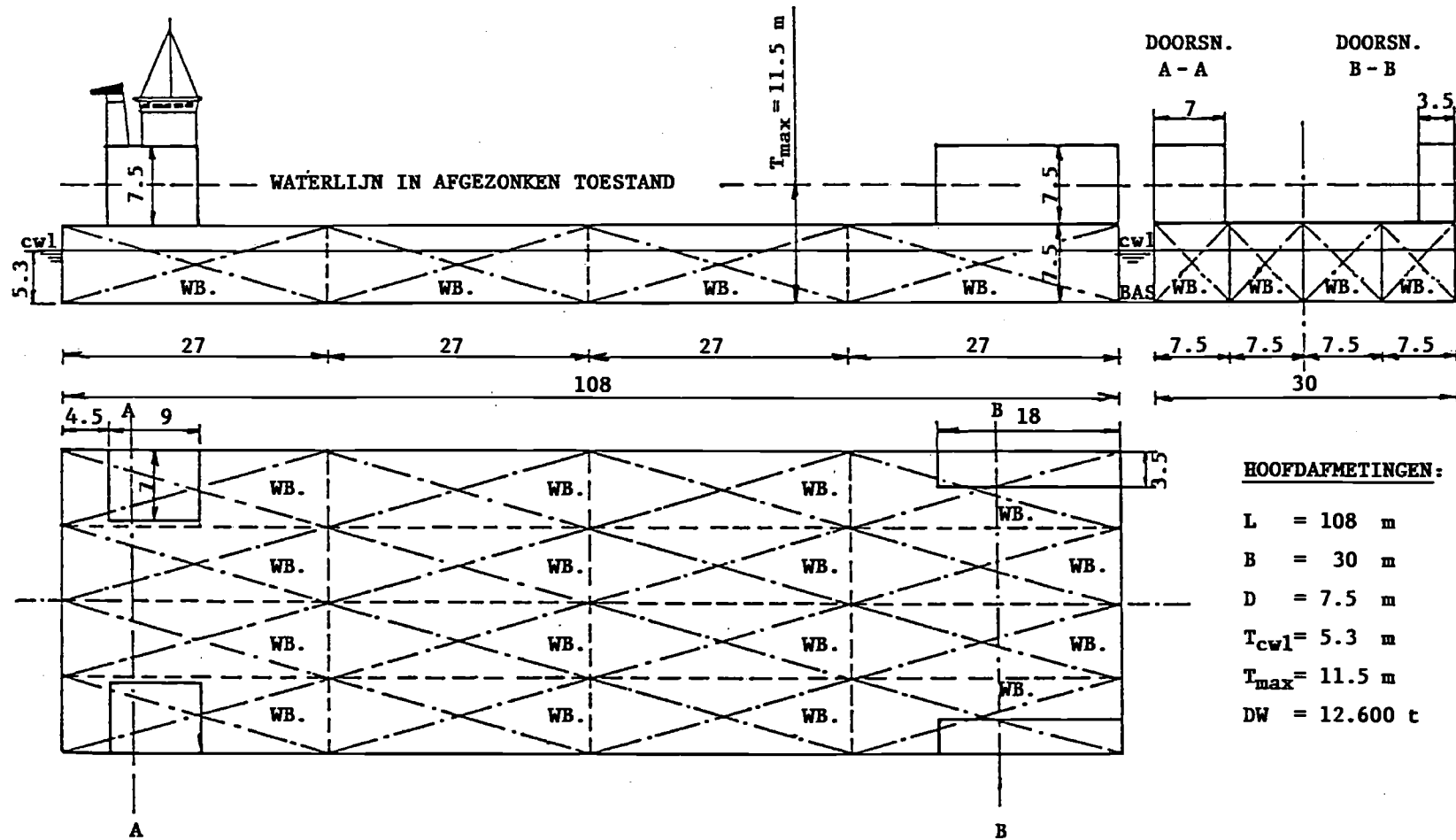
$$GG' = \frac{\rho' i}{\rho \cdot V}$$

Voor meerdere vrije vloeistofoppervlakken is deze reductie van de metacenterhoogte:

$$GG' = \frac{\Sigma(\rho' i)}{\rho \cdot V}$$

REKENVOORBEELD

Oefenopgave.



HOOFDAFMETINGEN:

- L = 108 m
- B = 30 m
- D = 7.5 m
- $T_{cwl} = 5.3$ m
- $T_{max} = 11.5$ m
- DW = 12.600 t

AFZINKBARE PONTON
(VEREENVOUDIGD)

(MATEN IN METERS)
WB. = WATERBALLASTTANK

Het lege ponton ligt gelijklastig met een diepgang $T = 1.55$ meter in de haven. De soortelijke massa van het water in de haven is $\rho = 1.000 \text{ ton/m}^3$.

1. Bepaal de ligging van het gewichtszwaartepunt van het lege ponton met behulp van een hellingproef door tank VI geheel te vullen. De hellinghoek wordt daarbij 1.46° .

2. Wat wordt hierbij de trimhoek?

3. Wat zijn de diepgangen op de 4 hoekpunten?

4. Wat is de hellingshoek bij een 80% gevulde tank?

Het lege ponton wordt nu in een baai met zeewater afgezonken. Waterballast in alle tanks blijft steeds even hoog.

5. Wat is de metacentrumhoogte GM bij een gelijklastige diepgang van 7.50 m, waarbij verondersteld wordt dat het dek net niet onder water staat?
6. Wat is deze waarde als verondersteld wordt dat het dek net wel onder water staat?
7. Wat is de metacentrumhoogte GM als afgezonken wordt tot de maximale gelijklastige diepgang van 11.50 meter?

Het ponton laadt nu een booreiland, waarvan het volgende bekend is:

- massa = 4920 ton, gelijklastig
 - KG = 20.00 meter
 - waterlijn = 40 x 40 meter
 - geen vrije vloeistofoppervlakken
8. Wat is de metacentrumhoogte GM van het booreiland?
9. Wat is de metacentrumhoogte van ponton + booreiland als beide elkaar bij het opdrijven van het schip net raken (midden booreiland = midden ponton)?
10. Wat is de metacentrumhoogte als alle waterballast uit het ponton verwijderd is?
11. Wat zal de hellingshoek zijn als het zwaartepunt van het booreiland door een foutieve belading 1.0 meter uit de midscheeps blijkt te liggen?

Antwoorden.

1. $KG = 4.02$ meter
2. $\theta = 0.38$ graden
3. SB voor: $T = 1.28$ meter BB voor: $T = 2.04$ meter
SB achter: $T = 2.00$ meter BB achter: $T = 2.76$ meter
4. $\varphi = 1.16$ graden
5. $GM = 9.93$ meter
6. $GM = 1.55$ meter
7. $GM = 11.50$ meter
8. $GM = 25.94$ meter
9. $GM = 5.51$ meter
10. $GM = 10.86$ meter
11. $\varphi = 2.61$ graden

P.S. Door afrondingsfouten kunnen kleine verschillen in de antwoorden optreden.