

ESTIMATIVA DE RAIOS DE GIRO DE CASCOS DE DESLOCAMENTO NAS ETAPAS INICIAIS DO PROJETO

de Conti, Mardel B.; Souza, Carlos A. G. F.
Escola Politécnica da Universidade de São Paulo (EPUSP)

Resumo

Apresenta-se um modelo para estimativa de raio de giro, para ser utilizado nas etapas iniciais do projeto de uma embarcação, em que os parâmetros são certos coeficientes de forma e proporções do casco e certas proporções do leme. Aspectos da previsão teórica são tratados em de Conti (2004).

O modelo faz uso da teoria de fôlios de pequena razão de aspecto para determinação da sustentação. São considerados os equilíbrios de momento de guinada e de força transversal, levando ao cálculo do raio de giro e do ângulo de guinada em giro.

Previsões com base neste modelo são comparadas com resultados experimentais para uma mini-embarcação ensaiada no tanque de provas do Departamento de Engenharia Naval e Oceânica da EPUSP (PNV).

Resultados para três configurações de leme mostram aderência aceitável entre previsões analítico-numéricas e resultados experimentais, considerando a simplificação de ambos os modelos.

Introdução

É conveniente a disponibilização de modelo paramétrico para estimativa de estabilidade direcional e raio de giro, que possa ser utilizado nas etapas iniciais do projeto de navios de deslocamento.

Tal modelo deve-se referir a parâmetros como proporções entre dimensões principais do casco e coeficientes de forma, bem como a proporções do leme.

Assim, os atributos de estabilidade e de giro podem eventualmente compor um conjunto de restrições ou mesmo tomar parte em um mérito de desempenho de um processo de otimização que leve à definição das

características principais de uma embarcação nas primeiras etapas de sua concepção.

Na seção 1 deste artigo apresenta-se um modelo teórico de giro conveniente para o citado projeto paramétrico. As seções 2 e 3 trazem testes e resultados experimentais. A seção 4 apresenta análise e conclusões.

1 – Modelo teórico de giro

Considere-se um barco em movimento no plano horizontal. O barco está numa certa posição (x, y) com relação a um sistema global fixo na Terra, com um certo aproamento ψ (ângulo que a linha de centro do barco forma com o eixo dos x). A velocidade de translação do barco avante é U , sofrendo pequenas variações u na sua longitudinal e v na sua transversal. O barco também assume pequenas rotações em torno de um eixo vertical, sendo r sua velocidade de rotação.

Pode-se relacionar cinematicamente a variação temporal das posições x , y , e do rumo ψ com as velocidades $U+u$, v e r (figura 1):

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= (U + u)\cos\psi - v\sin\psi ; \\ \frac{dy}{dt} &= (U + u)\sin\psi + v\cos\psi ; \\ \frac{d\psi}{dt} &= r\end{aligned}\quad (1)$$

Para explicitar os esforços inerciais, são necessárias as acelerações do barco:

$$\dot{u} = \frac{du}{dt} ; \dot{v} = \frac{dv}{dt} ; \dot{r} = \frac{dr}{dt}\quad (2)$$

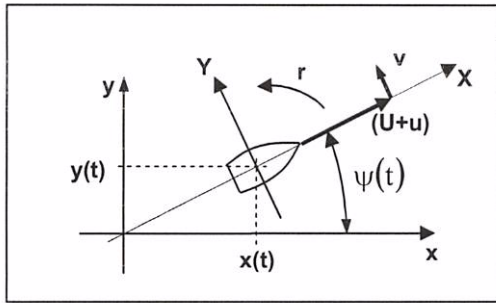


Figura 1 – Barco navegando, estando na posição $(x(t), y(t))$ com arfamação ψ ; X e Y são respectivamente eixos longitudinal e transversal ao barco em cada instante, com origem no centro de massa

Eixos fixos na terra X e Y que coincidam instantaneamente com a direção longitudinal e transversal do barco podem ser convenientes para a explicitação dos esforços externos (hidrodinâmicos), para se ter sempre a mesma geometria vista pelo referencial, e para se aproveitar sua simetria bombordo-boreste. Admita-se que a origem do sistema esteja sempre coincidindo com o centro de massa da embarcação.

Os esforços inerciais são variações da quantidade de movimento. Suponha-se que em um intervalo de tempo Δt o rumo do barco mude de $\Delta\psi$. Levando em conta que $\cos(\Delta\psi) \cong 1$ e $\sin(\Delta\psi) \cong \Delta\psi$ para $\Delta\psi$ pequeno, os esforços inerciais ficam, segundo X, Y e em torno do eixo vertical:

$$\begin{aligned} \lim_{\Delta t \rightarrow 0} m \frac{u(t + \Delta t) - v(t + \Delta t) \cdot \Delta\psi - u(t)}{\Delta t} &= \\ &= m(\dot{u} - vr) \cong m\dot{u} \\ \lim_{\Delta t \rightarrow 0} m \frac{[U + u(t + \Delta t)]\Delta\psi + v(t + \Delta t) - v(t)}{\Delta t} &= \\ &= m(Ur + \dot{v}) \\ I_z \dot{r} \quad , \quad (3) \end{aligned}$$

sendo m a massa do barco e I_z o seu momento de inércia em relação ao eixo vertical, e já desprezando os termos de segunda ordem em u, v e r, admitidos pequenos.

Os esforços inerciais devem equilibrar os esforços externos atuantes no barco. Como

esforços externos, pode-se contabilizar, por exemplo: força propulsora (e força lateral aerodinâmica, se for um veleiro), e forças hidrodinâmicas no casco e apêndices.

Pode-se supor que as forças hidrodinâmicas se compõem de arrasto de atrito, arrasto devido à geração de ondas, arrasto de forma, sustentação (no casco, no leme, na quilha, etc.), forças inerciais hidrodinâmicas.

As componentes inerciais hidrodinâmicas não aparecem nos modelos de desempenho propulsivo, quando o barco tem movimento uniforme a vante, porque o barco não está submetido a acelerações. Em manobra, no entanto, o barco acelerado “empurra” (ou “succiona”) uma porção de água junto com ele, imprimindo sua aceleração a esta água. Assim, imagine-se que o barco esteja com aceleração \dot{u} na sua direção longitudinal. Ele fará com que uma porção de água m_{xa} seja acelerada, ficando correspondentemente com uma força de inércia $m_{xa}\dot{u}$. Esta massa de água reage sobre o barco com uma força contrária $-m_{xa}\dot{u}$, que é parte das forças externas hidrodinâmicas. Admita-se que a porção de água acelerada pelo movimento do barco na sua direção transversal seja m_{ya} , e que a inércia colocada em aceleração rotacional na mudança de arfamação do barco seja I_{za} . Considerando as variações das quantidades de movimento associadas às forças inerciais hidrodinâmicas de modo análogo ao que foi feito para as forças inerciais do barco, tem-se:

$$\begin{aligned} &\text{- na direção X: } -m_{xa}\dot{u}; \\ &\text{- na direção Y: } -(m_{xa}Ur + m_{ya}\dot{v}); \\ &\text{- em torno do eixo vertical: } -I_{za}\dot{r} \quad (4) \end{aligned}$$

Nas expressões acima se ignoraram os termos cruzados de inércia, por exemplo, a porção de água que seria acelerada na direção X em razão de um movimento na direção Y.

Chamando de F_x , F_y e M_z os esforços externos não inerciais, e igualando-os, somados aos esforços hidrodinâmicos inerciais (4), aos esforços inerciais do barco (3), chega-se às seguintes equações do movimento:

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= \frac{1}{m + m_{x_a}} F_x ; \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{1}{m + m_{y_a}} (F_y - (m + m_{x_a})Ur) ; \\ \frac{dr}{dt} &= \frac{1}{I_z + I_{z_a}} M_z\end{aligned}\quad (5)$$

As inércias m_{x_a} , m_{y_a} e I_{z_a} são chamadas adicionadas porque têm um efeito somativo com relação às inércias do próprio barco.

As equações (1) e (5) constituem um sistema de seis equações diferenciais ordinárias (com relação ao tempo) de primeira ordem nas incógnitas $x(t)$, $y(t)$, $\psi(t)$, $u(t)$, $v(t)$ e $r(t)$. Sua integração ao longo do tempo, dada uma condição inicial, deve levar à trajetória do barco.

Naturalmente, o modelo ainda não está totalmente explicitado. Deve-se expressar os esforços hidrodinâmicos não inerciais em termos das velocidades $U+u$, v e r , dos coeficientes de forma e dimensões do barco e dispositivos (leme, quilha, etc.), e das variáveis passíveis de controle, como o ângulo do leme (δ) e a rotação do propulsor (n). As inércias adicionadas também precisam ser explicitadas em função da geometria do casco e dispositivos.

Os esforços hidrodinâmicos não inerciais atuantes no casco e apêndices e a força propulsora devem depender das velocidades de translação ($U+u$ e v) e de rotação (r) do casco, bem como do ângulo de leme (δ) e da rotação (n) do propulsor, sendo que o timoneiro deve ter algum controle mais direto sobre os dois últimos parâmetros:

$$\begin{aligned}F_x &= F_x(U + u, v, r; \delta, n) \\ F_y &= F_y(U + u, v, r; \delta, n) \\ M_z &= M_z(U + u, v, r; \delta, n)\end{aligned}\quad (6)$$

Imagine-se que o barco esteja em movimento uniforme retilíneo avante. Daí deve-se ter: $u=v=r=0$. Além disso, os esforços inerciais, e conseqüentemente a soma dos externos, devem ser nulos. Assim:

$$\begin{aligned}F_x(U, 0, 0; \delta, n) &= F_y(U, 0, 0; \delta, n) = \\ &= M_z(U, 0, 0; \delta, n) = 0\end{aligned}\quad (7)$$

Nas expressões (7), δ não é necessariamente nulo, pois pode haver assimetrias (banda, único propulsor girando num determinado sentido), compensadas por uma deflexão do leme.

Vai-se tratar de pequenos desvios com relação à trajetória uniforme avante.

Os esforços podem variar em razão da alteração das variáveis cinemáticas u , v e r , e também em razão da alteração $\Delta\delta$ do ângulo de leme e Δn da rotação do propulsor.

Como os desvios são por hipótese pequenos, pode-se aproximar (6) por expressões linearizadas, tomando os termos lineares de séries de Taylor. Levando em conta que o ângulo de leme δ para corrigir alguma assimetria também é pequeno, pode-se escrever, já se considerando (7):

$$\begin{aligned}F_x &= F_x(U + u, v, r; \delta + \Delta\delta, n + \Delta n) \cong \\ &\cong \left(\frac{\partial F_x}{\partial u} \right)_{(U, 0, 0; 0, n)} u + \left(\frac{\partial F_x}{\partial v} \right)_{(U, 0, 0; 0, n)} v + \\ &+ \left(\frac{\partial F_x}{\partial r} \right)_{(U, 0, 0; 0, n)} r + \left(\frac{\partial F_x}{\partial \delta} \right)_{(U, 0, 0; 0, n)} (\delta + \Delta\delta) + \\ &+ \left(\frac{\partial F_x}{\partial (\Delta n)} \right)_{(U, 0, 0; 0, n)} \Delta n\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}F_y &= F_y(U + u, v, r; \delta + \Delta\delta, n + \Delta n) \cong \\ &\cong \left(\frac{\partial F_y}{\partial u} \right)_{(U, 0, 0; 0, n)} u + \left(\frac{\partial F_y}{\partial v} \right)_{(U, 0, 0; 0, n)} v + \\ &+ \left(\frac{\partial F_y}{\partial r} \right)_{(U, 0, 0; 0, n)} r + \left(\frac{\partial F_y}{\partial \delta} \right)_{(U, 0, 0; 0, n)} (\delta + \Delta\delta) + \\ &+ \left(\frac{\partial F_y}{\partial (\Delta n)} \right)_{(U, 0, 0; 0, n)} \Delta n\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_z &= M_z(U + u, v, r; \delta + \Delta\delta, n + \Delta n) \cong \\
&\cong \left(\frac{\partial M_z}{\partial u} \right)_{(U,0,0;0,n)} u + \left(\frac{\partial M_z}{\partial v} \right)_{(U,0,0;0,n)} v + \\
&+ \left(\frac{\partial M_z}{\partial r} \right)_{(U,0,0;0,n)} r + \left(\frac{\partial M_z}{\partial \delta} \right)_{(U,0,0;\delta,n)} (\delta + \Delta\delta) + \\
&+ \left(\frac{\partial M_z}{\partial (\Delta n)} \right)_{(U,0,0;\delta,n)} \Delta n
\end{aligned} \quad (8)$$

Entende-se acima que δ e n são respectivamente o ângulo do leme e a rotação do propulsor quando o barco está em trajetória retilínea avante, e $\Delta\delta$ e Δn são suas variações no desvio daquela trajetória.

Os fatores

$$F_{Xu} = \frac{\partial F_x}{\partial u} \bigg|_{(U,0,0;0,n)}, \quad F_{Xv} = \frac{\partial F_x}{\partial v} \bigg|_{(U,0,0;0,n)} \quad e$$

$$M_{z\Delta n} = \frac{\partial M_z}{\partial (\Delta n)} \bigg|_{(U,0,0;\delta,n)}$$

são as chamadas derivadas hidrodinâmicas lineares. Mais adiante se encontram indicações de como estimá-las a partir das características do casco, apêndices e propulsor. Quando há mais de um propulsor e de um leme, deve-se considerar a soma de suas contribuições.

Admitindo que o casco e os apêndices, incluindo o leme não defletido, têm simetria boreste-bombordo, pode-se verificar que algumas das derivadas hidrodinâmicas em (8) são nulas.

Por exemplo, a variação de F_x com v está esboçada na figura 2, mostrando que a força na longitudinal assume valores iguais para velocidades transversais de igual magnitude e sentidos opostos, isto é, derivando o barco ou para boreste ou para bombordo. Daí conclui-

$$\text{se que } F_{Xv} = \frac{\partial F_x}{\partial v} \bigg|_{(U,0,0;0,n)} = 0.$$

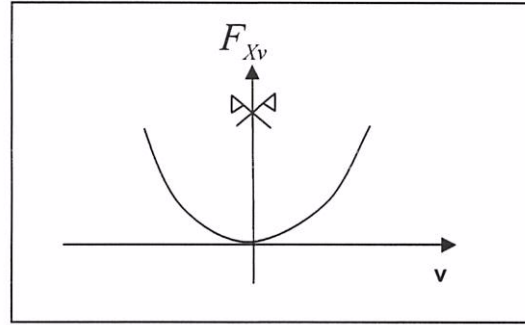


Figura 2 – Esboço da força longitudinal em razão de desvios laterais para boreste ou para bombordo.

Tem-se:

$$F_{Xv} = F_{Xr} = F_{X\delta} = F_{Yv} = M_{zu} = 0 \quad (9a)$$

+Considere-se agora a derivada $F_{Y\Delta n}$. Se há um único propulsor na linha de centro, o fato de ele girar num determinado sentido causa um desequilíbrio transversal, obrigando a que se imponha um determinado ângulo de leme para o barco seguir uma trajetória retilínea avante. Porém, pequenas variações de sua rotação devem provocar uma força transversal bem menor do que aquela desenvolvida por deflexão do leme. Assim, vai-se aqui considerar:

$$F_{Y\Delta n} = 0 \quad (9b)$$

Das derivadas restantes, pode-se verificar quais são positivas, quais são negativas, quais são “grandes”, quais são “pequenas”, antes mesmo de expressá-las em termos das características do casco.

Por exemplo, o equilíbrio de forças na direção longitudinal, já ignorando as derivadas nulas, fica:

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{m + m_{Xa}} (F_{Xu} u + F_{X\Delta n} \Delta n)$$

Vê-se que a determinação da variação da velocidade longitudinal em razão da alteração da rotação do propulsor ficou expressa em termos de uma única equação, desacoplada das equações referentes ao equilíbrio de forças na transversal e de momentos de guinada.

A força longitudinal deve ser dada aproximadamente pela força propulsora menos a resistência ao avanço.

Um aumento da velocidade do casco ($u > 0$), mantida a rotação constante, deve provocar um aumento na resistência e uma diminuição da força propulsora (pela diminuição do ângulo de ataque nas pás). Assim, pode-se concluir que haverá uma desaceleração, e $F_{Xu} < 0$.

Já um aumento na rotação do propulsor ($\Delta n > 0$), considerando $u = 0$, deve significar um aumento da força propulsora, podendo-se concluir que haverá uma aceleração positiva, e $F_{X\Delta n} > 0$.

Daí, o equilíbrio de forças na longitudinal pode ser re-escrito:

$$\frac{du}{dt} = \frac{1}{m + m_{Xa}} \left(-|F_{Xu}|u + |F_{X\Delta n}|\Delta n \right) \quad (10a)$$

Quanto ao equilíbrio de forças na transversal e de momentos de guinada, tem-se, ignorando as derivadas nulas:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= \frac{1}{m + m_{Ya}} (F_{Yv}v + F_{Yr}r + F_{Y\delta}(\delta + \Delta\delta) - \\ &\quad - (m + m_{Xa})Ur) \\ &\quad ; \\ \frac{dr}{dt} &= \frac{1}{I_z + I_{Za}} (M_{Zv}v + M_{Zr}r + \\ &\quad + M_{Z\delta}(\delta + \Delta\delta) + M_{Z\Delta n}\Delta n) \end{aligned}$$

Estas duas equações são acopladas, e sugerem que o barco possa ser controlado não somente por lemes, mas também por propulsores.

Tome-se inicialmente F_{Yv} . Uma pequena velocidade transversal $v > 0$ superposta à velocidade de translação longitudinal U fará o barco encontrar a água com um certo ângulo de ataque aproximadamente igual a $\frac{v}{U}$ (em radianos). Como consequência, forças de sustentação são geradas no casco, no leme (considerado, para a estimativa de F_{Yv} , alinhado com o casco), em eventual quilha,

etc.. As forças de sustentação são no sentido oposto ao de v (ver figura 3). Portanto: $F_{Yv} < 0$. Haverá naturalmente arrasto em razão do ângulo de ataque, mas será bem menor do que a sustentação.

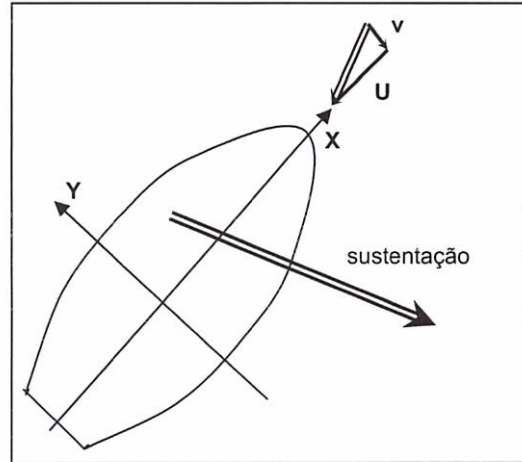


Figura 3 – Força de sustentação em razão de velocidade transversal.

A sustentação nos fólios é gerada na sua parte mais avante, e está relacionada com efeitos viscosos. Assim, a força transversal no casco estará mais à proa, e a força transversal no leme estará mais à ré do casco, uma vez que o leme está na popa. Ambas as forças contribuirão para momentos de guinada em sentidos contrários. Prevalecendo o efeito do casco, o momento será negativo para $v > 0$, e prevalecendo o efeito do leme, o momento será positivo para $v > 0$ (ver figura 4). Como o que prevalece é o casco, tem-se $M_{Zv} < 0$.

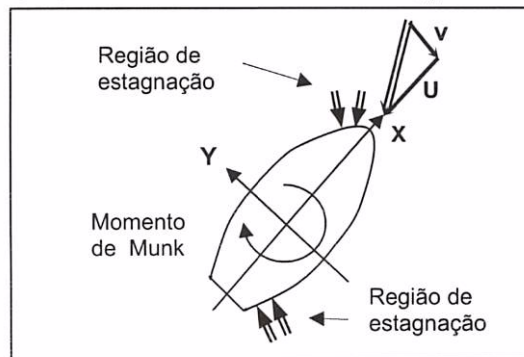


Figura 4 – Perturbação transversal da velocidade: momento de Munk.

Se fossem desconsiderados os efeitos viscosos responsáveis pela sustentação, ainda assim haveria um momento desestabilizador (ver figura 4), chamado momento de Munk. As

pressões junto à proa e junto à popa têm sentidos contrários, e tendem a aumentar o ângulo de ataque. Daí, o momento de Munk é negativo para $v > 0$. A força de sustentação surge em razão da diminuição das pressões próximas à popa, por efeitos viscosos. Dessa forma, o momento efetivo fica um pouco diminuído com relação ao momento de Munk.

Considere-se agora $F_{Y\delta}$. Primeiro, adote-se um sentido positivo para δ , por exemplo admitindo $\delta > 0$ quando o leme vira para boreste (ver figura 5). Neste caso será desenvolvida uma força de sustentação para bombordo, sendo portanto $F_{Y\delta} > 0$. Quanto ao momento, dado que a força está para bombordo e o leme está a ré, será no sentido de girar a proa do barco para boreste, ou seja, negativo: $M_{Z\delta} < 0$. No momento de guinada devido ao desalinhamento do leme está sendo considerado apenas o momento de transferência, que deve ser bem maior do que o momento próprio do fólio referido ao centro do leme.

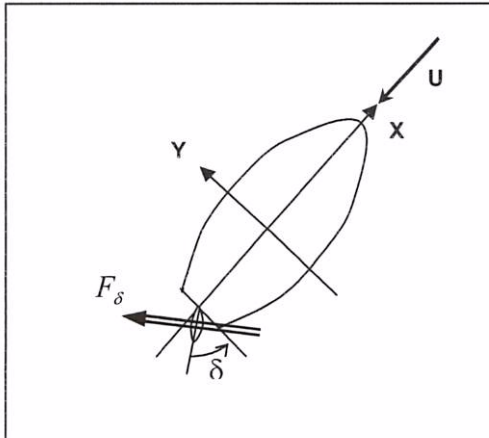


Figura 5 – Força devida a um ângulo de leme.

Tome-se agora $M_{Z\Delta n}$. Com um só hélice vai-se admitir $M_{Z\Delta n} = 0$. Havendo mais de um hélice, aqueles em bordos opostos podem ter sua rotação alterada em sentidos diferentes, de forma que as variações na força longitudinal provoquem momento de guinada. O sinal do momento vai depender do sentido de alteração da rotação de cada hélice.

Será verificado agora o efeito de uma pequena rotação r . Para $r > 0$, a parte de vante do casco ficará submetida a velocidades transversais positivas, e a parte de ré a

velocidades transversais negativas. Assim, o escoamento de encontro à parte de vante do casco forma um ângulo de ataque vindo por bombordo, e aquele de encontro à parte de ré forma um ângulo de ataque vindo por boreste (ver figura 6). Na parte de vante do casco deve-se desenvolver uma força de sustentação para boreste, e na parte de ré uma força de sustentação para bombordo. No leme também se desenvolverá uma força de sustentação para bombordo. Deve predominar a parte de ré, em vista do leme, tendo-se $F_{Yr} > 0$. Quanto ao momento dessas forças, resulta no sentido negativo, sendo “grande”, pois as contribuições devidas às partes de vante e de ré se somam. Assim: $M_{Zr} < 0$. Na tabela 1 encontra-se um resumo das conclusões.

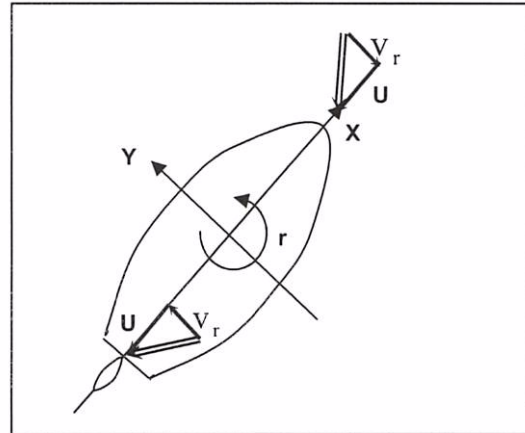


Figura 6 – Casco sob rotação.

Tabela 1 – Indicações sobre as derivadas hidrodinâmicas lineares.

Derivadas	Características
$F_{Xv}, F_{Xr}, F_{X\delta}, F_{Yu}, F_{Y\Delta n}, M_{Zu}$	admitidas nulas
$F_{Xu}, F_{Yv}, M_{Zv}, M_{Z\delta}, M_{Zr}$	negativas
$F_{X\Delta n}, F_{Y\delta}, F_{Yr}$	positivas
$M_{Z\Delta n}$	sinal depende de características dos propulsores e de seus sentidos de rotação

Observe-se que as equações de equilíbrio de forças transversais e de momentos de guinada podem ser escritas:

$$\begin{aligned}\frac{dv}{dt} &= \frac{1}{m + m_{Ya}} \left(-|F_{Yv}|v + |F_{Yr}|r + \right. \\ &\quad \left. + |F_{Y\delta}|(\delta + \Delta\delta) - (m + m_{Xa})Ur \right) \\ \frac{dr}{dt} &= \frac{1}{I_z + I_{Za}} \left(-|M_{Zv}|v - |M_{Zr}|r - \right. \\ &\quad \left. - |M_{Z\delta}|(\delta + \Delta\delta) \pm |M_{Z\Delta n}|\Delta n \right)\end{aligned}\quad (10b)$$

Vai-se re-escrever as equações do movimento (10) na forma adimensional.

Seja L o comprimento do casco, B a sua boca, T o seu calado, e C_B o coeficiente de bloco. A área lateral do casco é da ordem de LT.

Tabela 2 – Definição de parâmetros adimensionais.

Parâmetros dimensionais	Correspondentes parâmetros adimensionais
distâncias	distâncias/L
velocidades de translação u, v	$u' = \frac{u}{U}, v' = \frac{v}{U}$
Tempo t	$t' = \frac{t}{L/U}$
velocidades angulares (=velocidades de translação/distâncias) r, Δn	$r' = \frac{r}{U/L}, \Delta n' = \frac{\Delta n}{U/L}$
acelerações= =velocidades/tempo	acelerações/ (U^2/L)
acelerações angulares (=velocidades angulares/tempo)	acelerações angulares/ (U^2/L^2)
forças de inércia, forças externas	forças/ $\left[\frac{1}{2}\rho(LT)U^2\right]$
momentos de forças externas	momentos/ $\left[\frac{1}{2}\rho L^2TU^2\right]$

Tabela 2 – Definição de parâmetros adimensionais (continuação).

Parâmetros dimensionais	Correspondentes parâmetros adimensionais
inércias(=forças / acelerações) m, m_{Xa} , m_{Ya}	$m' = \frac{m}{\frac{1}{2}\rho L^2 T} = 2 \frac{C_B}{L/B},$ $m'_{Xa} = \frac{m_{Xa}}{\frac{1}{2}\rho L^2 T},$ $m'_{Ya} = \frac{m_{Ya}}{\frac{1}{2}\rho L^2 T}$
momentos de inércia (=momentos / acelerações angulares) I_z , I_{Za}	$I'_z = \frac{I_z}{\frac{1}{2}\rho L^4 T},$ $I'_{Za} = \frac{I_{Za}}{\frac{1}{2}\rho L^4 T}$
derivadas hidrodinâmicas F_{Xu} , F_{Yv} (forças / velocidades de translação)	$F'_{Xu} = \frac{F_{Xu}}{\frac{1}{2}\rho L T U},$ $F'_{Yv} = \frac{F_{Yv}}{\frac{1}{2}\rho L T U}$
derivadas hidrodinâmicas M_{Zv} , F_{Yr} , $F_{X\Delta n}$ (momentos / velocidades de rotação)	$M'_{Zv} = \frac{M_{Zv}}{\frac{1}{2}\rho L^2 T U},$ $F'_{Yr} = \frac{F_{Yr}}{\frac{1}{2}\rho L^2 T U},$ $F'_{X\Delta n} = \frac{F_{X\Delta n}}{\frac{1}{2}\rho L^2 T U}$
derivada hidrodinâmica $M_{Z\delta}$ (momento / ângulo)	$M'_{Z\delta} = \frac{M_{Z\delta}}{\frac{1}{2}\rho L^2 T U^2}$
derivadas hidrodinâmicas M_{Zr} , $M_{Z\Delta n}$ (momentos / velocidades angulares)	$M'_{Zr} = \frac{M_{Zr}}{\frac{1}{2}\rho L^3 T U},$ $M'_{Z\Delta n} = \frac{M_{Z\Delta n}}{\frac{1}{2}\rho L^3 T U}$
derivada hidrodinâmica $F_{Y\delta}$ (força / ângulo)	$F'_{Y\delta} = \frac{F_{Y\delta}}{\frac{1}{2}\rho L T U^2}$

Os adimensionais de forças são obtidos, dividindo-as por $\frac{1}{2}\rho(LT)U^2$, de maneira análoga à definição dos coeficientes de sustentação e de arrasto em um fólio. Esta forma de adimensionalizar é razoável no caso de manobras, em que o casco, o leme, a quilha, “funcionam” basicamente como superfícies de sustentação.

Na tabela 2, encontra-se a definição dos vários parâmetros adimensionais envolvidos no equacionamento da manobra.

As equações do movimento na forma adimensional ficam:

$$\frac{du'}{dt'} = \frac{1}{2 \frac{C_B}{L/B} + m'_{xa}} \left(-|F'_{xu}|u' + |F'_{x\Delta n}|\Delta n' \right) \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \frac{dv'}{dt'} &= \frac{1}{2 \frac{C_B}{L/B} + m'_{va}} \left(-|F'_{yv}|v' + |F'_{yr}|r' + \right. \\ &\quad \left. + |F'_{y\delta}|\delta - \left(2 \frac{C_B}{L/B} + m'_{xa} \right) r' \right) \\ \frac{dr'}{dt'} &= \frac{1}{I'_z + I'_{za}} \left(-|M'_{zv}|v' - |M'_{zr}|r' - \right. \\ &\quad \left. - |M'_{zv}|v' - |M'_{zr}|r' \right) \end{aligned} \quad (11b)$$

A equação (11a), na variável $u'(t')$, pode ser resolvida independentemente das equações (11b), nas variáveis $v'(t')$ e $r'(t')$.

Para se recuperar a trajetória deve-se integrar as equações (1) que, adimensionalizadas, ficam:

$$\begin{aligned} \frac{dx'}{dt'} &= (1 + u')\cos\psi - v'\sin\psi \\ \frac{dy'}{dt'} &= (1 + u')\sin\psi + v'\cos\psi \\ \frac{d\psi}{dt'} &= r' \end{aligned} \quad (12)$$

A integração pode, por exemplo, ser feita por um método tipo preditor-corretor.

Quanto às derivadas hidrodinâmicas, considere-se, por exemplo, a derivada F_{Yv} , que é negativa (1).

Uma perturbação v provoca forças de sustentação e de arrasto no casco e no leme. As forças de arrasto são bem menores do que as de sustentação, para ângulos de ataque

$\beta = \arctan \frac{v}{U} \approx \frac{v}{U}$ pequenos. Como a projeção do arrasto na direção transversal ainda tem o fator $\sin\beta \approx \beta$, ela será ignorada, por resultar de segunda ordem com relação à componente da sustentação. Assim, a força lateral fica:

$$\begin{aligned} F_Y &\cong -\frac{1}{2}\rho \left[LT \left| \frac{\partial C_{L,casco}}{\partial \beta} \right| + \right. \\ &\quad \left. + A_{leme} \left| \frac{\partial C_{L,leme}}{\partial \beta} \right| \right] U^2 \frac{v}{U} \end{aligned}$$

em que $\frac{\partial C_{L,casco}}{\partial \beta}$ e $\frac{\partial C_{L,leme}}{\partial \beta}$ são as derivadas dos coeficientes de sustentação do casco e do leme com relação ao ângulo de ataque devido a v , e A_{leme} é a área lateral do leme.

A derivada adimensional (ver tabela 2) é:

$$F'_{Yv} \cong - \left[\left| \frac{\partial C_{L,casco}}{\partial \beta} \right| + \frac{A_{leme}}{LT} \left| \frac{\partial C_{L,leme}}{\partial \beta} \right| \right] \quad (14)$$

A inclinação das curvas de coeficientes de sustentação em função de ângulos de ataque pode ser estimada por:

$$\frac{\partial C_L}{\partial \beta} = \frac{2\pi}{1 + \frac{2}{AR} + \frac{2}{AR(1 + AR/2)}} \quad (15a)$$

em que AR é a razão de aspecto do fólio, igual à sua envergadura dividida pela sua corda.

No caso do casco, a razão de aspecto é duas vezes o calado pelo comprimento, sendo que o

motivo de se considerar o dobro do calado é que o efeito ponta (devido ao vórtice gerado em sua extremidade) só ocorre para a parte inferior do casco. Como a razão de aspecto do casco é pequena, a fórmula (15) se aproxima da fórmula de Jones:

$$\frac{\partial C_L}{\partial \beta} = \frac{\pi}{2} AR, \quad (15b)$$

tendo-se para o casco:

$$\left| \frac{\partial C_{L,casco}}{\partial \beta} \right| \cong \frac{\pi}{2} \left(\frac{2T}{L} \right) = \frac{\pi T}{L}$$

No seu artigo sobre modelo linear de manobras, Clarke et alii (1983) sugerem o seguinte coeficiente de correção para multiplicar $\left| \frac{\partial C_{L,casco}}{\partial \beta} \right|$: $b_{11} = 1 + 0.40 \frac{C_b B}{T}$.

No caso do leme, normalmente a razão de aspecto também é duas vezes sua altura pelo seu comprimento, a menos que o leme esteja totalmente submerso com a extremidade superior não bloqueada pelo casco, e daí sua razão de aspecto sendo sua altura dividida pelo seu comprimento.

Considere-se, agora, a derivada M'_{Zv} , que é negativa (ver tabela 1), mas com uma contribuição positiva do leme, além da contribuição negativa do casco.

O momento de guinada devido a um ângulo de ataque $\beta = \arctan \frac{v}{U} \approx \frac{v}{U}$ pode ser entendido como formado pelas parcelas:

- momento de Munk, experimentado por corpos alongados formando um pequeno ângulo de ataque com o fluxo (atua no sentido de aumentar o ângulo de ataque; não se deve a efeitos viscosos; é significativo apenas para o casco, sendo desprezível para o leme);

- diminuição do momento de Munk, em razão de efeitos viscosos, com o decréscimo das pressões próximas à popa (e correspondente formação da força de sustentação no casco);

- momento da força de sustentação no leme.

Segundo Newman (1977), as duas primeiras parcelas podem ser avaliadas por

$-\frac{\pi}{4} \rho L T^2 U v$, resultando na parte referente

ao casco de M'_{Zv} igual a $-\frac{1}{2} \frac{\pi T}{L}$.

Quanto ao momento da força de sustentação no leme, supõe-se igual àquela força vezes $L/2$. A correspondente parte de M'_{Zv} fica:

$$\frac{1}{2} \frac{A_{leme}}{LT} \left| \frac{\partial C_{L,leme}}{\partial \beta} \right|.$$

Assim, resulta:

$$M'_{Zv} = -\frac{1}{2} \frac{\pi T}{L} + \frac{1}{2} \frac{A_{leme}}{LT} \left| \frac{\partial C_{L,leme}}{\partial \beta} \right| \quad (16)$$

Clarke et alii (1983) sugerem o seguinte coeficiente de correção para multiplicar $\frac{1}{2} \frac{\pi T}{L}$

na expressão acima: $b_{21} = 1 + 4.8 \frac{T}{L}$.

Considere-se agora a derivada F'_{Yr} , que é negativa (ver tabela 1).

Uma velocidade de rotação r positiva provoca velocidades transversais para bombordo na parte da proa, e velocidades transversais para boreste na parte da popa. Ou seja, na parte da proa o escoamento forma ângulo de ataque por bombordo, e na parte de popa por boreste (ver figura 7).

Segundo Newman (1989) a força de sustentação resultante é para bombordo, ou

seja, positiva, e igual a $\frac{\pi}{4} \rho L T^2 U r$, ficando a

parte referente ao casco de F'_{Yr} igual a

$$\frac{1}{2} \frac{\pi T}{L}.$$

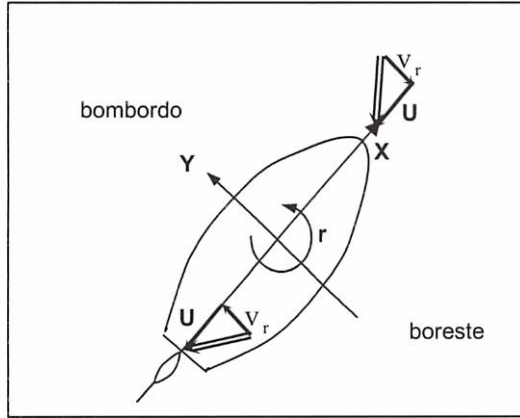


Figura 7 – Casco submetido a uma velocidade de rotação positiva.

Quanto ao leme, a força de sustentação devida à rotação é positiva, sendo igual à força de sustentação devida a uma velocidade transversal dada por $\frac{rL}{2}$.

Resulta:

$$F'_{Yr} = \frac{1}{2} \frac{\pi T}{L} + \frac{1}{2} \frac{A_{\text{leme}}}{LT} \left| \frac{\partial C_{L,\text{leme}}}{\partial \beta} \right| \quad (17)$$

Clarke et alii (1983) sugerem o seguinte coeficiente de correção para multiplicar $\frac{1}{2} \frac{\pi T}{L}$ na expressão anterior:

$$b_{12} = 1 - 4.4 \frac{B}{L} + 0.16 \frac{B}{T}$$

O momento devido a uma velocidade de rotação é negativo e, segundo Newman (1977), pode ser avaliado por $-\frac{\pi}{8} \rho L^2 T^2 U r$.

A parte referente ao casco de M'_{Zr} resulta assim igual a $-\frac{1}{4} \frac{\pi T}{L}$.

Incluindo a parte do leme, fica:

$$M'_{Zr} = -\frac{1}{4} \frac{\pi T}{L} - \frac{1}{4} \frac{A_{\text{leme}}}{LT} \left| \frac{\partial C_{L,\text{leme}}}{\partial \beta} \right| \quad (18)$$

Clarke et alii (1983) sugerem o seguinte coeficiente de correção para multiplicar $\frac{1}{4} \frac{\pi T}{L}$ na expressão anterior:

$$b_{22} = 1 - 2.4 \frac{B}{L} + 0.156 \frac{B}{T}$$

Têm-se, ainda:

$$F'_{Y\delta} \cong \frac{A_{\text{leme}}}{LT} \left| \frac{\partial C_{L,\text{leme}}}{\partial \beta} \right| ; \quad (19)$$

$$M'_{Y\delta} \cong -\frac{1}{2} \frac{A_{\text{leme}}}{LT} \left| \frac{\partial C_{L,\text{leme}}}{\partial \beta} \right| \quad (20)$$

Quanto às inércias adicionais, Newman (1977) traz as seguintes expressões, válidas para uma placa de comprimento L e calado T:

$$m_{Ya} = \frac{\pi}{2} \rho T^2 L ; \quad I_{Za} = \frac{\pi}{24} \rho T^2 L^3 ,$$

que, adimensionalizadas, ficam:

$$m'_{Ya} = \frac{\pi T}{L} ; \quad I'_{Za} = \frac{\pi T}{12L} \quad (21)$$

Clarke et alii (1983) propõem as seguintes correções para multiplicar as inércias acima:

$$a_{11} = 1 + 0.16 C_B \frac{B}{T} - 5.1 \left(\frac{B}{L} \right)^2 ;$$

$$a_{22} = 1 + 0.204 C_B \frac{B}{T} - 3.96 \frac{B}{L}$$

Embora as inércias “cruzadas”, isto é, força inercial em razão de aceleração rotacional e momento inercial em razão de aceleração centrípeta, sejam nulas para a placa plana, Clarke et alii (1983) propõem as seguintes expressões, respectivamente, que devem ser multiplicadas por $\frac{\pi T}{L}$:

$$a_{12} = \left[0.67 \frac{B}{L} - 0.0033 \left(\frac{B}{T} \right)^2 \right] ;$$

$$a_{21} = \left[1.1 \frac{B}{L} - 0.041 \frac{B}{T} \right]$$

Reescrevendo as equações (11b) na forma matricial, tem-se:

$$\begin{bmatrix} \left(2\frac{C_B}{L/B} + m'_{Y_a}\right) & 0 \\ 0 & \left(\frac{1}{I'_Z + I'_{Z_a}}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{dv'}{dt'} \\ \frac{dr'}{dt'} \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} -|F'_{Y_v}| & (F'_{Y_r} - m'_{X_a}) \\ -|M'_{Z_v}| & -|M'_{Z_r}| \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v' \\ r' \end{bmatrix} +$$

$$+ \begin{bmatrix} |F'_{Y_\delta}| \\ -|M'_{Z_\delta}| \end{bmatrix} \delta \pm \begin{bmatrix} 0 \\ |M'_{Z_{\Delta n'}}| \end{bmatrix} \Delta n'$$

Considerando (14) e (16) a (21), chega-se a:

$$\begin{bmatrix} \left(2\frac{C_B}{L/B} + \frac{\pi T}{L}\right)a_{11} & \frac{\pi T}{L}a_{12} \\ \frac{\pi T}{L}a_{21} & \left(I'_Z + \frac{\pi T}{12L}\right)a_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{dv'}{dt'} \\ \frac{dr'}{dt'} \end{bmatrix} =$$

$$= \frac{A_{\text{leme}}}{LT} \left| \frac{\partial C_{L,\text{leme}}}{\partial \beta} \right| \begin{bmatrix} 1 \\ -\frac{1}{2} \end{bmatrix} \delta \pm \begin{bmatrix} 0 \\ |M'_{Z_{\Delta n'}}| \end{bmatrix} \Delta n' +$$

$$+ \left(\frac{\pi T}{L} \begin{bmatrix} -b_{11} & \left(\frac{1}{2} - m'_{X_a}\right)b_{12} \\ -\frac{1}{2}b_{21} & -\frac{1}{4}b_{22} \end{bmatrix} \right) +$$

$$+ \frac{A_{\text{leme}}}{LT} \left| \frac{\partial C_{L,\text{leme}}}{\partial \beta} \right| \begin{bmatrix} -1 & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{4} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} v' \\ r' \end{bmatrix} \quad (22)$$

A manobra de giro é quando o barco está em movimento circular uniforme, com o leme desviado para um dos bordos (ver figura 8). O

raio de giro, adimensionalizado pelo comprimento, é $R' = \frac{R}{L}$.

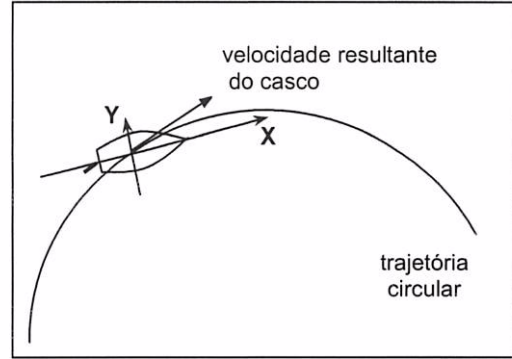


Figura 8 – Barco em manobra de giro.

A velocidade tangencial do casco é U , constante. O casco dá uma volta de perímetro $2\pi R$ num tempo igual a $\frac{2\pi R}{U}$. No decorrer

de cada volta (de 2π rad) o casco gira em torno de si mesmo, e portanto a sua velocidade angular é $r = \frac{2\pi}{2\pi R/U} = \frac{U}{R}$.

A força de inércia do casco (força centrífuga), dada pela segunda das expressões (3), já considerando que $\dot{v} = 0$ (a velocidade radial do casco é sempre nula), fica igual a mUr , ou

seja, $m \frac{U^2}{R}$. Para o barco se manter em giro,

deve haver uma força centrípeta que equilibre a força de inércia sobre ele. A força de inércia, no entanto, deve também levar em conta a inércia hidrodinâmica (ver segunda das expressões (4)), ficando com magnitude

$$(m + m_{X_a}) \frac{U^2}{R}.$$

Para o barco, a velocidade angular $r = \frac{2\pi}{2\pi R/U} = \frac{U}{R}$ é tal que $R > 0$ quando gira

para bombordo e $R < 0$ quando gira para boreste. A força de inércia é

$$-(m + m_{X_a}) \frac{U^2}{R}.$$

A velocidade radial e a força de inércia adimensionais ficam, respectivamente,

$$r' = \frac{U/R}{U/L} = \frac{L}{R} \text{ e } -(m' + m'_{xa}) \frac{L}{R}.$$

No giro uniforme, vale: $\frac{dv'}{dt'} \equiv \frac{dr'}{dt'} \equiv 0$.

Portanto, as equações (11b) se reduzem a (já dividindo a equação para a força por $\frac{\pi T}{L}$ e a equação para o momento por $\frac{1}{2} \frac{\pi T}{L}$, e desprezando a massa adicionada longitudinal):

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} b_{11} & \left(\frac{4}{\pi} C_B \frac{B}{T} - b_{12} \right) \\ b_{21} & b_{22} \end{bmatrix} + \\ & + \frac{A_{leme}}{\pi T^2} \left| \frac{\partial C_{L,leme}}{\partial \beta} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{bmatrix} \right| \begin{bmatrix} v' \\ \frac{L}{2R} \end{bmatrix} = \\ & = \frac{A_{leme}}{\pi T^2} \left| \frac{\partial C_{L,leme}}{\partial \beta} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix} \right| \delta \end{aligned} \quad (23)$$

Observe-se que, se se partisse das equações (11b), desprezando a massa adicionada longitudinal, chegar-se-ia a:

$$\begin{aligned} -|F'_{Yv}|v' - \left(2 \frac{C_B}{L/B} - |F'_{Yr}| \right) \frac{L}{R} &= -|F'_{Y\delta}| \delta ; \\ -|M'_{Zv}|v' - |M'_{Zr}| \frac{L}{R} &= |M'_{Z\delta}| \delta , \end{aligned} \quad (24)$$

que resulta nas mesmas equações (23), uma vez que as derivadas hidrodinâmicas sejam substituídas.

Em notação matricial, fica:

$$\begin{bmatrix} |F'_{Yv}| & \left(2 \frac{C_B}{L/B} - |F'_{Yr}| \right) \\ |M'_{Zv}| & |M'_{Zr}| \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v' \\ \frac{L}{R} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |F'_{Y\delta}| \\ -|M'_{Z\delta}| \end{bmatrix} \delta \quad (25)$$

A solução tem como fator a matriz inversa de

$$\begin{bmatrix} |F'_{Yv}| & \left(2 \frac{C_B}{L/B} - |F'_{Yr}| \right) \\ |M'_{Zv}| & |M'_{Zr}| \end{bmatrix}, \text{ que pode ser}$$

calculada como a transposta da matriz dos cofatores dividida pelo determinante. Assim, as incógnitas v' e $\frac{L}{R}$ devem ser inversamente proporcionais ao determinante.

Para giros sem variação da rotação do propulsor, o raio de giro resulta tal que:

$$\begin{aligned} \frac{R}{L} &= -\det \begin{bmatrix} |F'_{Yv}| & \left(2 \frac{C_B}{L/B} - |F'_{Yr}| \right) \\ |M'_{Zv}| & |M'_{Zr}| \end{bmatrix} \cdot \\ & \cdot \frac{1}{|M'_{Zv}| |F'_{Y\delta}| + |F'_{Yv}| |M'_{Y\delta}|} \end{aligned} \quad (26a)$$

ou seja,

$$\frac{R}{L} = - \frac{|F'_{Yv}| |M'_{Zr}| - \left(2 \frac{C_B}{L/B} - |F'_{Yr}| \right) |M'_{Zv}|}{|M'_{Zv}| |F'_{Y\delta}| + |F'_{Yv}| |M'_{Y\delta}|} \frac{1}{\delta} \quad (26b)$$

Considerem-se dois casos:

CASO 1. O determinante em (26) é positivo. Neste caso, um ângulo $\delta > 0$, ou seja, defletido para boreste, implica em um $R < 0$, ou seja, o barco virando para boreste. Já um ângulo $\delta < 0$, isto é, defletido para bombordo, implica em um $R > 0$, com o barco virando para bombordo. Estas situações são, por assim dizer, "intuitivas".

CASO 2. O determinante em (26) é negativo. Agora, leme defletido para boreste implica em navio girando para bombordo, e vice-versa. Estas situações não são “intuitivas”, mas podem ocorrer. Neste caso o navio será instável em linha reta, tendo dificuldade para seguir uma trajetória retilínea.

Seja $b_{leme} = \frac{A_{leme}}{\pi T^2} \left| \frac{\partial C_{L,leme}}{\partial \beta} \right|$. Substituindo as

derivadas hidrodinâmicas na expressão (26), ou partindo direto da equação (23), chega-se a:

$$\begin{aligned} \frac{R}{L} &= - \frac{\det \begin{bmatrix} b_{11} + b_{leme} & \left(\frac{4}{\pi} C_B \frac{B}{T} - (b_{12} + b_{leme}) \right) \\ b_{21} - b_{leme} & (b_{22} + b_{leme}) \end{bmatrix}}{b_{leme} \delta (b_{11} + b_{21})} = \\ &= - \frac{1}{b_{leme} \delta (b_{11} + b_{21})} \left(\left(b_{11} b_{22} + \left(b_{12} - \frac{4}{\pi} C_B \frac{B}{T} \right) b_{21} \right) + \right. \\ &\quad \left. + b_{leme} \left(b_{11} + b_{22} + b_{21} - b_{12} + \frac{4}{\pi} C_B \frac{B}{T} \right) \right) \end{aligned} \quad (27)$$

Da mesma forma, pode-se expressar a velocidade v' , cujo arco-tangente é o próprio ângulo de ataque no casco:

$$\begin{aligned} v' &\equiv \tan \beta_{casco} = \\ &= \frac{b_{leme} \delta \left(b_{22} + \frac{4}{\pi} C_B \frac{B}{T} - b_{12} \right)}{\det \begin{bmatrix} b_{11} + b_{leme} & \left(\frac{4}{\pi} C_B \frac{B}{T} - (b_{12} + b_{leme}) \right) \\ b_{21} - b_{leme} & (b_{22} + b_{leme}) \end{bmatrix}} = \\ &= \frac{b_{leme} \delta \left(b_{22} + \frac{4}{\pi} C_B \frac{B}{T} - b_{12} \right)}{\left(b_{11} b_{22} + \left(b_{12} - \frac{4}{\pi} C_B \frac{B}{T} \right) b_{21} \right) +} \\ &\quad \left. + b_{leme} \left(b_{11} + b_{22} + b_{21} - b_{12} + \frac{4}{\pi} C_B \frac{B}{T} \right) \right) \end{aligned} \quad (28)$$

Considere de novo os dois casos anteriores, observando antes que o numerador em (28) é tal que:

$$\begin{aligned} b_{22} + \frac{4}{\pi} C_B \frac{B}{T} - b_{12} &= \\ &= 2,16 \frac{B}{L} + \left(\frac{4}{\pi} C_B - 0,004 \right) \frac{B}{T} > 0 \end{aligned}$$

Tem-se:

CASO 1. O determinante em (28) é positivo. Neste caso, um ângulo de leme para boreste implica em o barco virar para boreste, com um “embicamento” para dentro da curva ($v' > 0$). Já um ângulo de leme defletido para bombordo implica em o barco virar para bombordo, novamente com um “embicamento” para dentro da curva ($v' < 0$) – ver figura 9.

CASO 2. O determinante em (28) é negativo. Agora, leme defletido para boreste implica em navio girando para bombordo, com $v' < 0$ e vice-versa. Ou seja, o barco sempre está “embicado” para dentro da curva. Observa-se por fim que Clarke e Yap (2001) recomendam alternativamente a expressão de Plandl para estima do coeficiente de sustentação no leme.

2 – Testes experimentais

Foram conduzidos ensaios com uma mini-embarcação no tanque de provas do PNV. Trata-se de um casco de deslocamento, mas que não representa em escala alguma embarcação real.

A mini-embarcação tem comprimento de 1,33m, boca de 0,14m e calado de 0,065m; seu deslocamento é 0,0058 metros cúbicos. Foram ensaiados três lemes:

- leme 1: área de 0,0024 metros quadrados (total) e razão de aspecto 1,85;
- leme 2: mesma área do leme 1 e razão de aspecto 0,54;
- leme 3: área de 0,0083 metros quadrados (total) e razão de aspecto 0,49.

Foram realizados ensaios para medição do raio de giro com a embarcação com velocidade em torno de 0,5 metro por segundo. No caso do leme 3, foram realizados ensaios adicionais com variação da velocidade média (em torno de 0,5m/seg, 0,9m/seg e

1,1m/seg, correspondendo respectivamente a números de Froude iguais a 0,14 , 0,25 e 0,30).

A posição vertical do leme também foi variada, com condições em que o leme estava totalmente fora da esteira do hélice, bem como parcialmente sob a esteira.

Para avaliação do raio de giro, adotou-se o seguinte procedimento:

- 1) fixava-se um ângulo de leme;
- 2) mantinha-se a mini-embarcação em condição de plena rotação, mas segura no bordo do tanque, numa posição normal à parede;
- 3) liberava-se a embarcação, a qual passava a descrever uma trajetória aproximadamente semi-circular até retornar à parede, quando era freada subitamente;
- 4) media-se a distância entre o ponto de partida e o ponto de chegada, tomada como aproximadamente o diâmetro de giro.

3 – Resultados experimentais

A velocidade da mini-embarcação foi de aproximadamente 0,5 m/seg. Foi constatada reprodutibilidade de resultados nos ensaios, havendo pouca dispersão. A largura do tanque, de cerca de 5 metros, limitou a realização de ensaios com pequenos ângulos de leme, já que os raios de giro eram tais que a mini-embarcação atingia a parede oposta do tanque, não completando o semi-círculo.

A determinação do torque de posicionamento do leme não está em discussão no presente trabalho.

Os resultados experimentais são mostrados no gráfico da figura 9 juntamente com os valores teóricos para cada ângulo de leme para o leme 1.

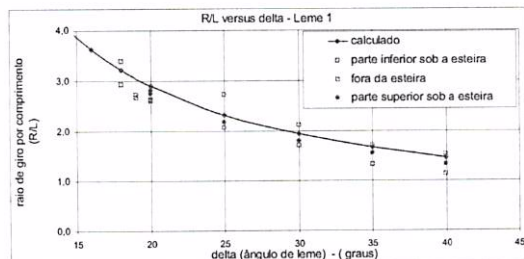


Figura 9 – Raio de giro por comprimento com leme 1.

A figura 10 ilustra o leme 1 com a parte superior sob a esteira do hélice.

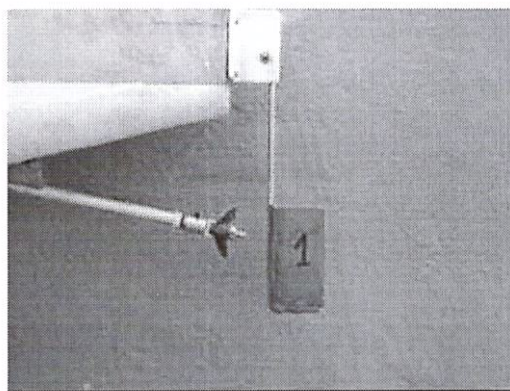


Figura 10 – Fotografia do leme 1 com a parte superior sob a esteira do hélice.

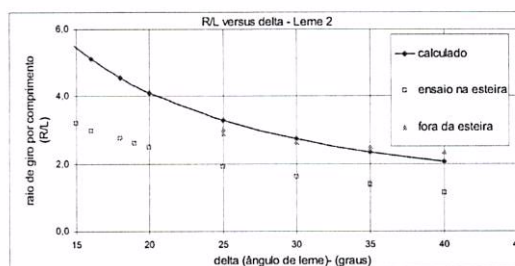


Figura 11 – Raio de giro por comprimento com leme 2.

Os resultados para o leme 2, ensaiado com a mesma velocidade em que foi ensaiado o leme 1, são mostrados na figura 11.

O leme 3 também foi ensaiado nas mesmas condições dos lemes 1 e 2. Os resultados são mostrados na figura 12.

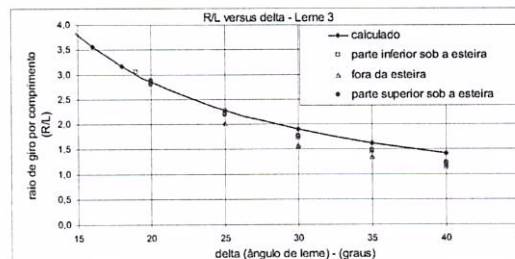


Figura 12 – Raio de giro por comprimento com leme 3.

Os resultados com variação da velocidade de avanço são mostrados na figura 13.

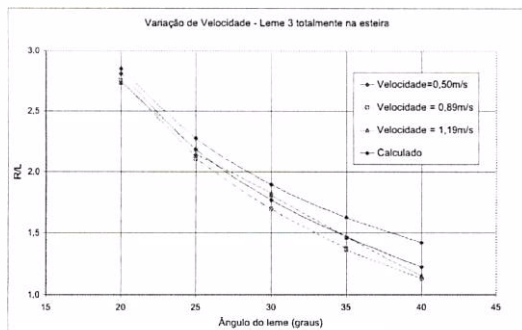


Figura 13 – Raio de giro com variação na velocidade de avanço.

Observam-se variações reduzidas do raio de giro com relação à variação de velocidade, não havendo uma tendência definida desta variação.

4 – Análise e conclusões

Os gráficos das figuras 9, 11, 12 e 13 apresentam os resultados experimentais juntamente com previsões teóricas através da expressão (27).

A tendência de variação das curvas experimentais segue aquela das curvas teóricas. No caso do leme 1, os valores experimentais se situam no entorno da curva teórica. No caso do leme 2, a condição do leme fora da esteira tem uma aderência melhor com as previsões teóricas. No caso do leme 3, à medida em que o raio de giro diminui, começa a haver um maior afastamento dos resultados experimentais com relação às previsões teóricas.

Em geral, os resultados experimentais mostram tendência de variação com o ângulo de leme bem como ordem de grandeza de sua magnitude compatíveis com as previsões

teóricas. Considerando a simplicidade do modelo teórico de estimativa e da técnica experimental de medição do raio de giro, entende-se que houve concordância aceitável de resultados.

Desse modo, fica reforçada a possibilidade de se utilizar o modelo teórico de previsão, o qual tem por parâmetros dimensões principais e coeficientes e relações de forma do navio e do leme, nas fases iniciais de seu projeto. De fato, no projeto de concepção, em que tais parâmetros são definidos, ainda não se dispõe de detalhes suficientes para cálculos por modelos mais detalhados e precisos. Acredita-se que o modelo apresentado seja adequado para escolha da concepção por um processo de otimização com base em representação paramétrica simplificada.

Agradecimentos

Os autores agradecem a Sra. Marlei Araújo pela colaboração nas ilustrações.

Referências bibliográficas

- 1 – de Conti, M. B.. Algumas considerações sobre a representação e estima de atributos de embarcações. Tese de Livre-Docência, EPUSP, 2004.
- 2 - Clarke, D.; Gedling, P. & Hine, G.. The application of maneuvering criteria in hull design using linear theory. In: Transactions of RINA, v. 125, 1983, p. 45-68.
- 3 – Newman, J. N.. Marine Hydrodynamics. MIT Press, 1989.
- 4 – Clarke, D. & Yap, M. L. R.. A multi-criteria view of the IMO maneuvering requirements. In: Transactions of RINA, v. 143, 2001, p. 99-111.