une position approchée du centre de gravité dans la situation d'armement. On peut prévoir ainsi l'assiette future avec une assez grande exactitude et apporter aux dispositions du matériel les changements nécessaires pour modifier cette assiette dans le cas où elle serait reconnue défectueuse ;

2° Elle sert en outre comme élément de comparaison pour apprécier la position du centre de gravité de la coque d'un projet de navire analogue.

La position du centre de gravité ainsi que la valeur du poids de la coque sont indispensables à l'auteur d'un projet pour déterminer la quantité de matériel que pourra prendre le navire et répartir ce matériel dans l'intérieur de la coque. Ces deux éléments sont nécessaires aussi pour prévoir l'assiette et la stabilité du navire après le lancement.

Détermination directe du centre de gravité de la coque. — Actuellement, pour les navires en fer, on calcule pendant la construction les poids des pièces qui sont successivement employées, ainsi que leurs moments relativement au plan transversal et au plan horizontal ; on obtient de cette manière, par une opération directe, le poids de la coque et la position de son centre de gravité. L'expérience de stabilité après lancement n'offre plus alors d'autre intérêt que celui d'une vérification.

CHAPITRE III

VARIATIONS DE LA STABILITÉ INITIALE, LEST LIQUIDE, ÉCHOUAGE

---

§ 1. — Variations de la stabilité initiale.

Élévation ou abaissement d'un poids. — Supposons (fig. 41) que l'on élève un poids p de g en g', et cherchons la valeur que prendra le couple de stabilité sous une inclinaison θ. Par un raisonnement analogue à celui qui a été employé pour les transports horizontaux de poids, on voit que l'on peut admettre que le poids p est resté appliqué en g à la condition d'ajouter aux forces qui sollicitent le navire le couple $(p, -p)$.

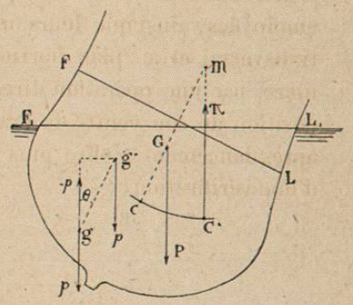

Fig. 41.

Le navire incliné est donc soumis : 1° à la poussée π appliquée en C_1 ; 2° au poids P appliqué en G, comme si l'on n'avait fait aucun déplacement de poids à bord ; enfin 3° au couple $(p, -p)$; on a ainsi deux couples dont les moments sont respectivement :

$$P(\rho - a)\sin\theta \qquad \text{et} \qquad p \cdot gg' \sin\theta.$$

Ces deux couples seront de signes contraires et le couple résultant aura pour moment :

$$P(\rho - a)\sin\theta - p \cdot gg' \sin\theta,$$

ou :

$$\{[P(\rho - a)] - p \cdot gg'\}\sin\theta.$$

Le moment de stabilité a donc diminué de la quantité $p \cdot gg'$.

Si l'on abaissait le poids au lieu de l'élever, le moment de stabilité augmenterait.

On peut arriver au même résultat en remarquant que le moment de stabilité transversale, $P(\rho - a)$, est égal au travail que l'on dépenserait si l'on élevait les poids du navire de manière que le centre de gravité vienne coïncider avec le métacentre ; le travail $p \cdot gg'$ dépensé pour élever le poids p vient évidemment en déduction de ce travail total ; par conséquent, le moment de stabibilité transversale devient : $P(\rho - a) - p \cdot gg'$.

Il est clair que le moment de stabilité longitudinale varie de la même quantité ; mais, dans la pratique, ces variations sont tellement faibles relativement à sa valeur, qu'on peut les négliger dans toutes les applications.

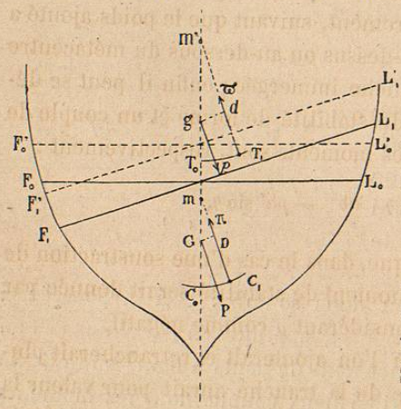

Fig 42.

Addition d'un poids sur la verticale du centre de la flottaison. — Supposons d'abord que le poids soit assez grand pour que l'on soit obligé de tenir compte de l'épaisseur de la tranche immergée ; soient (fig. 42) F_0L_0 et $F_0'L_0'$ les flottaisons droites avant

et après l'addition de poids, F_1L_1 et $F_1'L_1'$ les flottaisons isocarènes avec les précédentes et inclinées sur elles de l'angle θ ; soient enfin C_0C_1 la courbe C de la carène F_0L_0 et T_0T_1 la courbe T de la tranche $F_0F'_0$. (Voir chap. I et chap. II, livre I.)

Sous l'inclinaison θ, le navire, avant l'addition de poids, était soumis au couple (P, π) ; après l'addition de poids, il sera soumis, en outre, au poids p appliqué en g', et à la poussée ϖ de la tranche immergée appliquée en T, et l'on a $\varpi = p$, ces deux forces forment donc aussi un couple.

Les moments de ces deux couples sont respectivement :

$$P \cdot GD = P\,Gm \sin\theta = P \cdot (\rho - a)\sin\theta,$$
$$p \cdot gd = p \cdot gm' \sin\theta = p\,(r - a')\sin\theta,$$

en désignant, dans cette dernière expression, par r le rayon de courbure de la courbe T, et par a' la distance du poids ajouté au-dessus du point T_0.

La variation du couple de stabilité est donc représentée par un couple qui offre une analogie complète avec le couple de stabilité lui-même ; le sens de ce couple est celui du redressement ou du chavirement, suivant que le poids ajouté a son centre de gravité au-dessus ou au-dessous du métacentre de la courbe T de la tranche immergée ; enfin il peut se décomposer en un couple de stabilité de forme et un couple de stabilité de poids dont les moments sont, respectivement :

$$pr\sin\theta \quad \text{et} \quad -pa'\sin\theta.$$

On verrait de même que, dans le cas d'une soustraction de poids, la variation du moment de stabilité serait donnée par la même formule, en considérant p comme négatif.

Enfin, dans le cas où l'on ajouterait et retrancherait plusieurs poids, la poussée de la tranche aurait pour valeur la somme algébrique de ces poids ; elle pourrait être considérée comme formée d'autant de parties qu'il y aurait de poids envisagés, chacune de ces parties formerait avec le poids

correspondant un couple ayant pour moment $(pr - pa')\sin\theta$; la variation totale du moment de stabilité serait donc :

$$r \cdot \Sigma p - \Sigma pa'.$$

Stabilité différentielle. — Dans la pratique, le plus souvent, les poids embarqués sont assez petits pour que l'on puisse négliger l'épaisseur de la tranche immergée ; les principes précédents restent applicables, puisque la propriété que nous venons d'établir est indépendante de l'épaisseur de la tranche, mais alors la courbe T se confond avec la courbe F, et le métacentre m' devient le *Métacentre différentiel.*

Nous avons donné le nom de *Couple différentiel* au couple dont a varié le couple de stabilité; son moment est :

$$p(\rho' - a')\sin\theta;$$

ρ' représente le rayon de courbure de la courbe F et a' la distance du point g au-dessus de la flottaison. Ce moment est positif, négatif ou nul, suivant que le point g est situé au-dessous, au-dessus ou à la hauteur du métacentre différentiel.

Le moment différentiel transversal se décompose en moment différentiel de stabilité de forme et moment différentiel de stabilité de poids, ayant pour valeurs respectives :

$$p\rho' \quad \text{et} \quad -pa'.$$

Le moment de stabilité de poids est négatif quand le point g est au-dessus de la flottaison, et positif quand il est au-dessous ; quant au moment de stabilité de forme, il sera lui-même négatif, quand le métacentre differentiel sera au-dessous de la flottaison; alors, en effet, la valeur de ρ' donnée par les calculs sera négative.

Position approchée du métacentre différentiel. — En raison de l'importance majeure du rôle que joue dans l'étude des variations de la stabilité le métacentre différentiel, il est utile

d'indiquer un moyen de trouver sa position approchée sur un navire donné. Les carènes des navires étant sensiblement cylindriques dans leur maîtresse partie, la position de ce point diffère peu, en général, de celle qu'il occuperait sur un navire dont les sections transversales seraient toutes égales au maître-couple.

Nous considérerons successivement le cas des flottaisons droites, où les murailles sont symétriques, et celui des flottaisons obliques, où elles sont dissymétriques.

1° *Flottaison droite ou murailles symétriques.* — Le métacentre différentiel est situé au point m', où les normales aux murailles, à la flottaison, rencontrent la verticale milieu. Si, en effet (fig. 43), on décrit du point m', ainsi obtenu, une circonférence ayant $m'F_0$ pour rayon, on détermine une carène dont les murailles sont tangentes en F_0 et L_0 aux murailles du navire considéré ; les onglets de cette carène, compris entre la flottaison F_0L_0 et une flottaison infiniment voisine, coïncident avec les onglets de la carène considérée; or, si l'on mène la tangente F_1L_1 au cercle K_0K_1, décrit du point m' comme centre, on obtient une flottaison qui détache dans la carène circulaire des onglets F_0F_1 et L_0L_1 équivalents; il en est donc de même dans la carène considérée; par conséquent, la circonférence K_0K_1 se confond à l'origine avec la courbe F; donc m' est le métacentre différentiel.

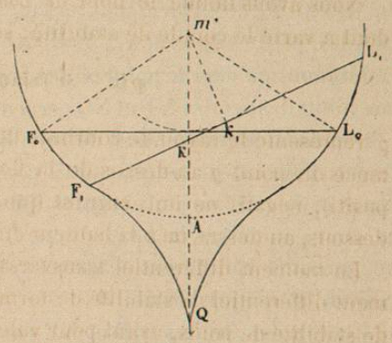

Fig. 43.

Murailles dissymétriques. — Flottaisons obliques. — Lorsque les murailles ne sont pas symétriques (fig. 44), le métacentre différentiel est situé sur la perpendiculaire élevée à la

flottaison en son milieu K ; et sa position sur cette droite est le milieu de la distance des points A et B où elle est rencontrée par les normales aux deux murailles.

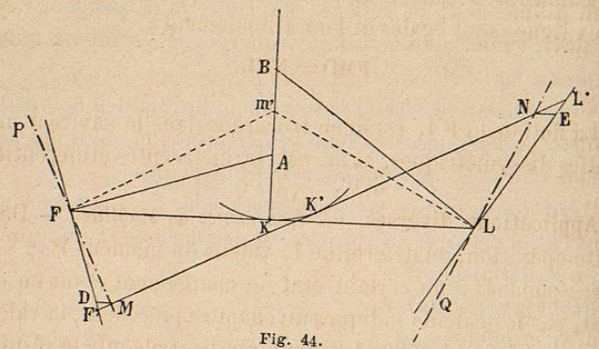

Fig. 44.

Joignons en effet le point m' aux points F et L, et menons en ces points des droites MP et NQ perpendiculaires à m'F et m'L.

D'après ce que l'on vient de voir, m' est le métacentre différentiel de la carène qui aurait pour murailles NQ et NP ; par conséquent, les deux onglets FM et LN sont équivalents et, pour démontrer la proposition, il suffit de faire voir qu'à une quantité infiniment petite près, les deux triangles FMF' et LNL' sont équivalents.

Menons les droites MD et NE parallèles à FL, et, négligeant les deux triangles infiniment petits MF'D et L'NE, comparons les triangles FMD et NEL. Le premier est semblable à m'FA, le second à m'LB à cause de la perpendicularité des côtés ; les aires des triangles étant dans le rapport des carrés des côtés homologues, on a :

$$\frac{\text{FMD}}{m'\text{FA}} = \frac{\overline{\text{FM}}^2}{\overline{\text{F}m'}^2}, \qquad \frac{\text{NEL}}{m'\text{LB}} = \frac{\overline{\text{NL}}^2}{\overline{m'\text{L}}^2};$$

remarquant que m'FA et m'LB sont équivalents, et que $\text{F}m' = m'\text{L}$, on a, par division :

$$\frac{\text{FMD}}{\text{NEL}} = \frac{\overline{\text{FM}}^2}{\overline{\text{NL}}^2}.$$

Mais en comparant, comme on l'a fait plus haut, les murailles symétriques NQ et MP à la carène circulaire décrite du point m' comme centre, on voit que FM et NM coïncident avec deux arcs égaux d'un même cercle ; par conséquent, ces deux lignes sont égales et l'on a finalement :

$$\text{FMD} = \text{NEL}.$$

La flottaison F'L' est donc isocarène dans le navire à murailles dissymétriques, et m' est le métacentre différentiel.

Applications diverses. — *Expérience de stabilité.* — Dans cette opération, on détermine la valeur du moment P $(\rho - \alpha)$ correspondant à un certain état de chargement et on en déduit, par les calculs indiqués au chapitre précédent, la valeur correspondant à un état différent. On peut obtenir le résultat plus simplement en appliquant les principes qui viennent d'être démontrés.

On vient de voir, en effet, que la variation du moment de stabilité a pour valeur :

$$r\Sigma p - \Sigma pa' ;$$

à l'aide de la variation du déplacement, on trouve dans les tableaux la variation ΔI du moment d'inertie de la flottaison, et on en déduit la valeur de $r = \frac{\Delta \text{I}}{\Delta \text{V}}$; on a vu d'ailleurs comment on obtient la somme des moments des poids relativement au plan horizontal, on en déduit la valeur de $\Sigma pa'$ en retranchant le produit de la somme algébrique des poids par la hauteur du milieu de la tranche au-dessus de ce plan.

Dans la pratique, sauf pour cette opération qui demande à être faite avec une grande exactitude, on peut presque toujours, dans l'évaluation des variations de la stabilité, négliger l'épaisseur de la tranche et appliquer les principes de la stabilité différentielle, c'est-à-dire prendre pour r le rayon de courbure de la courbe F, et pour a' la hauteur du poids au-dessus de la flottaison.

Considérations utiles pour l'établissement du plan d'un navire. — On verra plus loin combien il est important qu'un navire, dans ses différents états de chargement, conserve un moment de stabilité transversale convenable ; d'ailleurs, comme on l'a vu, pour qu'un changement de poids n'altère pas la stabilité, il est nécessaire et suffisant que le centre de gravité des poids enlevés ou ajoutés se trouve à la hauteur du métacentre différentiel ; on devra donc, d'après le principe énoncé plus haut, donner aux murailles à l'exposant de charge, une inclinaison telle que leurs normales se rencontrent dans le voisinage du centre de gravité de l'ensemble des poids variables.

Formes des embarcations. — Les embarcations ont leurs couples très évasés dans les fonds, de sorte que, lorsqu'elles sont lèges, leur métacentre différentiel est très élevé ; lorsque l'armement y est placé, le centre de gravité des poids ajoutés est situé un peu au-dessus des bancs de nage et, par conséquent, de la flottaison, mais comme il est au-dessous du métacentre différentiel, elles deviennent plus stables.

Les *plates*, au contraire, ont leurs murailles droites ; leur métacentre différentiel est à la hauteur de la flottaison, et leur stabilité diminue lorsque l'on y embarque des hommes debout ou assis sur les fargues.

Poids suspendus. — Il peut se présenter des circonstances dans lesquelles certains poids embarqués sont suspendus, au lieu d'être fixés ; alors le point fixe par lequel passe le poids du corps, sous toutes les inclinaisons, est le point de suspension ; on doit donc dans l'évaluation de la stabilité et de ses variations traiter les poids suspendus comme s'ils étaient fixés au point de suspension.

§ 2. — Lest liquide.

Stabilité du navire qui contient du lest liquide.

Point d'application du poids du liquide embarqué. — Lorsqu'un chargement de liquide est contenu dans un com-

partiment D (fig. 45), il produit le même effet qu'un lest solide qui serait placé au métacentre μ de la carène liquide.

On voit en effet sur la figure que si le navire est droit, le centre de gravité du liquide est en Q_0 ; lorsque le navire s'incline, la surface libre se range parallèlement à la flottaison et le centre de gravité du liquide vient en Q_1 ; par conséquent, dans l'un et l'autre cas, le poids du liquide passe par le centre de courbure μ de la courbe Q_0Q_1 ; il agit donc, comme nous l'avons dit, de la même manière que si un poids fixe égal à p était placé en μ.

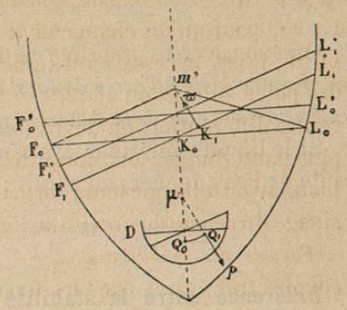

Fig. 45.

Différence entre la stabilité qui correspond à un lest fixe et celle qui correspond à un lest liquide. — Soit $P(\rho - a)$ le moment de stabilité d'un navire sur lequel un poids fixe p serait appliqué en Q_0, et soit r le rayon de courbure μQ_0 de la courbe Q_0Q_1 ; si on enlève le poids fixe p et qu'on le remplace par le chargement liquide équivalent indiqué sur la figure, on voit que le poids, au lieu d'être appliqué en Q_0, devra être considéré comme appliqué en μ ; la variation du moment de stabilité sera donc la même que si l'on avait élevé le poids p de Q_0 en μ, et le moment de stabilité deviendra :

$$P(\rho - a) - pr.$$

On a vu que, en appelant I le moment d'inertie de la flottaison autour de l'axe longitudinal, et δ le poids spécifique de l'eau de mer, le moment de stabilité de forme $P\rho$ peut s'écrire sous la forme $I\delta$; on voit par analogie que, en appelant i le moment d'inertie de la surface libre du liquide intérieur relativement à un axe passant par le centre de cette