

F. Verbeke

Waterbouwkundig Laboratorium
Borgerhout

BIBLIOTHEEK

Etude des efforts de manoeuvre des portes
busquées d'ecluses.

157844

A. LEJEUNE.

Annales des Travaux Publics de Belgique.
December 1971.

Etude. Efforts manoeuvre - portes busquées

A. Lejeune

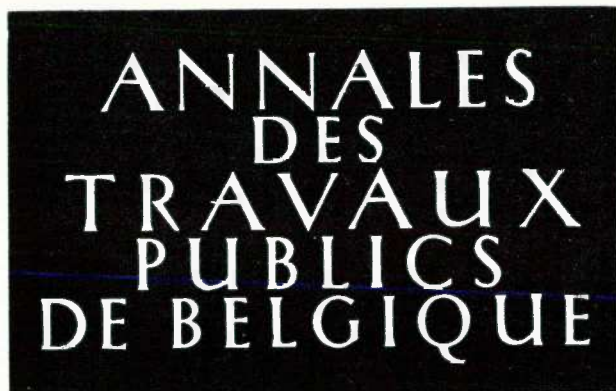


TABLE DES MATIERES - INHOUDSTAFEL

MEMOIRES - VERHANDELINGEN

Etude des efforts de manoeuvre des portes busquées d'écluses [redacted],
par A. LEJEUNE, Docteur en Sciences Appliquées, Premier Assistant à
l'Université de Liège 337

Studie van de krachten optredend bij de beweging van de sluis-puntdeuren
([redacted]). (Samenvatting) 349

Méthodes de déduction de la capacité d'un pieu à partir des résultats des
essais de pénétration, (2^e suite et fin), par Prof. Dr. Ir. E. DE BEER, Profes-
seur ordinaire à la R.U.G. et à la K.U.L., Directeur Général de l'Institut
Géotechnique de l'Etat 351

Methoden om het grensdragvermogen van een geheide paal uit de resultaten
van diepsonderingen af te leiden (2^e vervolg en slot). (Samenvatting) 404

COMMUNICATIONS - MEDEDELINGEN

PRIX MAGNEL — Biennale 1972 - 1974 406

MAGNEL-PRIJS — Biennale 1972 - 1974 406

BIBLIOGRAPHIE

SCHAALDAKEN — Richtlijnen voor het ontwerpen, berekenen en uitvoeren. — <i>CUR-rapport 50</i> . — Injecteren van verticale spankanalen. — <i>CUR-rapport 51</i> . — Splijttreksterkte van hoogwaardig beton. — <i>CUR-rapport 52, Commissie voor Uitvoering van Research (CUR) Betonvereniging, Zoetermeer</i> . — KLUWER's Universeel Technisch Woordenboek — <i>Engels-Nederlands</i> , Uitgegeven door <i>Kluwer, Uitgevers-Drukkers, Deventer</i> . — <i>Manuel de recommandations pratiques par l'étude des renforcements des chaussées revêtues en pays tropical</i> , par G.A. LIAUTAUD, Editions <i>Eyrolles</i> , Paris 407
Table des matières de l'année 415
Inhoudstafel van het jaar 419

ETUDE DES EFFORTS DE MANŒUVRE DES PORTES BUSQUEES D'ECLUSES

par

(1^e partie)

A. LEJUNE

Docteur en Sciences Appliquées
Premier assistant à l'Université de Liège

*A ma femme,
dont la patience et la compréhension
m'ont soutenu tout au long de ce travail*

En préambule, il m'est agréable d'exprimer ma très profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur N.M. DEHOUSSE.

C'est en travaillant dans son service que j'ai acquis le goût de la recherche.

Ses conseils, ses encouragements et la confiance dont il m'a honoré m'ont apporté une aide inestimable.

Il m'est agréable de remercier Monsieur le Professeur J. SMOLDEREN, qui par ses conseils et en payant souvent de sa personne, a tenu à me faciliter la réalisation d'une étude numérique complexe.

Je remercie également Messieurs les Professeurs R. SPRONCK et J. LAMOEN qui ont suivi avec attention l'évolution de ce travail.

SOMMAIRE

A l'heure actuelle, les portes busquées sont largement utilisées dans toutes les écluses du monde, tant pour des chutes de 2 à 12 m que pour des dénivellations plus importantes de 15 à 30 m.

Si le calcul des efforts de manœuvre de ce type de porte a fait l'objet de nombreuses études, le premier

chapitre montre les divergences entre les résultats de ces méthodes de calcul et les valeurs observées sur un prototype.

Le deuxième chapitre définit les deux paramètres caractérisant les couples dus aux forces hydrodynamiques, des efforts de manœuvre. Dans le chapitre III, l'un de ces paramètres fait l'objet d'une étude numérique, en intégrant numériquement les équations de Navier-Stokes dans un écoulement bidimensionnel non permanent.

Dans le chapitre IV, on détermine expérimentalement sur une maquette les variations des paramètres caractéristiques durant la manœuvre et on établit des expressions analytiques générales des forces hydrodynamiques.

Le chapitre V compare les résultats expérimentaux obtenus sur la maquette et les résultats numériques, notamment les lignes de courant instantanées et les vitesses.

Enfin, le chapitre VI vérifie la méthode du calcul des forces hydrodynamiques en appliquant les lois établies sur un prototype et en comparant les valeurs obtenues aux mesures effectuées in situ.

Pour terminer, on rappelle dans le chapitre VII les conclusions essentielles de ce travail.

ABSTRACT

Now, the mitring gates are currently used in all world locks, not only for 2 to 12 m. falls but also for more important one i.e. from 15 to 30 m.

In the computation of movement forces for this type of lock gate has been the object of several studies, the first chapter shows the discrepancies between the computed values and the observed one for a prototype.

The second chapter describes the two characteristic parameters of the hydrodynamic momenta of the movement flow. In the third chapter one of these parameters is computed by numerical integration of Navier-Stokes equations for one non steady bidimensional flow case.

In chapter four, the characteristic parameter changes during the movement are experimentally determined on model and the general analytical laws of the hydrodynamic forces are established.

In chapter five, the model and numerical results are compared, more particularly the instantaneous streamlines and the velocities.

Finally in chapter six we check our hydrodynamic forces computation method, on a prototype.

The essential conclusions are given in chapter seven.

*
* *

NOTATIONS FONDAMENTALES

On a adopté les notations fondamentales ci-après :

<i>Dimension</i>	<i>Notation</i>	<i>Désignation</i>
L	L	Longueur de la porte
	H	Hauteur immergée de la porte
	E	Épaisseur de la porte
	d_c	Diamètre du collier
	d_p	Diamètre du pivot
	η_1	Abaissement du plan du liquide derrière la porte
	η_2	Surélévation du plan du liquide devant la porte
	η	Différence de niveau du liquide entre les deux côtés de la porte

<i>Dimension</i>	<i>Notation</i>	<i>Désignation</i>
L^2	S	Surface mouillée de la porte
T	T	Durée totale de la manœuvre
LT^{-1}	V	Vitesse tangentielle de l'extrémité de la porte
	v_r	Vitesse radiale
	v_θ	Vitesse tangentielle
T^{-1}	ω	Vitesse angulaire de la porte
LT^{-2}	g	Accélération de la pesanteur
ML^{-3}		Masse spécifique

MLT^{-2}	C	Force horizontale agissant sur le collier
	P	Poids de la porte
	R_p	Réaction sur le pivot
$ML^{-1}T^{-2}$	$\frac{p}{\omega}$	Pression
$ML^{-2}T^2$	$\frac{p}{\omega}$	Poids spécifique
ML^2T^{-2}	M_η	Couple résistant dû à la différence de niveau du liquide entre les deux côtés de la porte
	M_c	Couple résistant dû aux frottements au collier
	M_p	Couple résistant dû aux frottements au pivot
	M_i	Couple résistant dû aux frottements à l'inertie de la porte
	M_{ie}	Couple résistant dû aux frottements à l'inertie de l'eau
	M_v	Couple résistant dû aux frottements au vent
	M_w	Couple résistant dû aux frottements aux vagues
	M_s	Couple résistant dû aux frottements à la vase
	M_e	Couple résistant dû aux frottements à l'eau
	M_f	Couple résistant dû aux frottements
	M_t	Couple résistant total
	f	Coefficient de frottement
	f_c	Coefficient de frottement au collier
	f_p	Coefficient de frottement au pivot
	θ	Position angulaire de la porte
	Fr	Un nombre de Froude
	Re	Un nombre de Reynolds
	D	Coefficient adimensionnel caractérisant le couple résistant M_η
	R	Coefficient adimensionnel de résistance à la rotation
	σ	Ecart type
	C_v	Coefficient de variance

*
* *

Introduction

La tendance actuelle pour tous les ouvrages du génie civil est une évolution générale vers la complexité et l'accroissement des dimensions.

Les méthodes de calcul, empiriques ou pseudo-scientifiques qui avaient été proposées pour de petites construc-

tions ne peuvent pas être appliquées pour des ouvrages plus importants. L'analyse des phénomènes, des hypothèses, apparaît à présent insuffisamment réfléchie, détaillée, et l'extrapolation de ces méthodes basées sur des concepts globaux, s'est révélée hasardeuse.

La détermination des efforts existant lors de la manœuvre d'une porte busquée d'écluse est un exemple de ces méthodes de calcul dépassées par l'évolution de la construction.

1. UTILISATION ET EVOLUTION DES PORTES BUSQUEES DANS LE MONDE

En tant que fermeture dans les têtes des écluses de navigation intérieure, les portes busquées se sont toujours bien comportées à cause des multiples avantages qu'elles présentent. Ceux-ci peuvent être définis de la manière suivante :

- a) pas de restriction du tirant d'air
- b) usure localisée en un seul point (pivot)
- c) légèreté d'ensemble car la portée est à peine supérieure à la moitié de la largeur
- d) bordage généralement situé d'un seul côté
- e) remplacement et enlèvement aisés
- f) possibilité d'installation de vannes dans les vantaux.

Les portes busquées peuvent donc être considérées comme le type de fermeture idéale des écluses, qu'elles soient à entretoises, à montants ou en voûte. A l'heure actuelle, elles sont utilisées dans la plupart des écluses.

Ainsi sur les territoires allemand et autrichien du Danube, les écluses doubles de Jochenstein, Ybbs-Persenburg, Asbach et Wallsee-Mitterhirchen [1] et [2] (230 m de long sur 24 m de large) ont été munies à leur tête aval de portes busquées.

En France et en Hollande, ainsi que le déclaraient LECLERQ [3] et VOLKER [4] au XXII Congrès de la Navigation à Paris en 1969, on trouve le plus fréquemment des portes à deux vantaux busqués dans les réalisations récentes ou en projet.

Enfin, nous devons rappeler que 90 % des écluses des Etats-Unis sont équipées de portes busquées [5].

Généralement, les portes busquées sont employées pour des écluses de 2 à 12 m de chute. Cependant, on les a également utilisées pour des dénivellations importantes, et on peut voir sur la figure 1 les caractéristiques générales de quelques grandes portes busquées mises en service ces dernières années [6].

L'évolution des portes busquées est intimement liée à celle des écluses et des canaux, et en règle générale à l'accroissement du nombre de bateaux et de leur tonnage.

Désignation	Année de mise en service	Dénivellation maximale m	Hauteur de la porte m	Largeur de la bouchure m
New Wilson (Tennessee U.S.A.)	1959	30,50	36,00	23,50
Saint-Pierre (Rhône; France)	1966	29,00	30,50	12,10
Mac Nary (Colombia U.S.A.)	1950	28,00	32,40	26,10
Chateaufort (Rhône; France)	1966	21,80	23,20	12,10
Asbach (Danube; Autriche) deux écluses	1961 et 1963	17,85	23,40	24,00
D. Eisenhower (Saint-Laurent; U.S.A.)	1959	15,85	26,00	24,30
Zemst (canal maritime Bruxelles-Anvers)	1970	9,50	18,50	13,50

Fig. 1.

Durant ces 20 dernières années, on a donc construit des ouvrages très importants, et les portes busquées ont continué d'être employées. Il en sera de même dans le futur : dans notre pays, elles sont encore prévues pour l'aménagement du canal Albert, pour les convois poussés de 9.000 t., avec une largeur d'écluse de 24 m. [7]

2. ASPECT DE L'ETUDE

Comme on a pu le voir, les écluses à sas ont suivi au cours des dernières années une progression croissante dans toutes leurs dimensions. Les portes busquées, grâce aux progrès réalisés dans le calcul des structures, se sont bien adaptées à cette croissance. Par contre, le calcul de la manœuvre de ces portes n'a pas progressé du tout, ce dont on pourra se rendre compte à la lecture de l'analyse bibliographique.

Dès lors, de nombreuses difficultés n'ont pas tardé à apparaître, par exemple celles rencontrées par S. PURSKI, lors de la manœuvre des portes busquées du canal du Saint-Laurent [8].

Ces problèmes sont essentiellement d'ordre hydraulique.

En effet, les résistances rencontrées lors de la manœuvre d'une porte busquée d'écluse peuvent être divisées en trois classes :

- 1) les forces résistantes mécaniques. Ces forces sont dues exclusivement au frottement qui se manifeste au collier et aux pivots lors de la manœuvre. La part de ces forces dans l'effort total est faible et les lois qui les régissent sont assez bien connues;
- 2) les forces résistantes hydrodynamiques, c'est-à-dire dues au mouvement de l'eau. Dans ce domaine, les approximations sont nombreuses et aucune solution n'est acceptable ni ne donne de bons résultats, bien que ces forces représentent de 40 à 85 % de l'effort total suivant la vitesse de manœuvre;
- 3) les forces résistantes dues à la vase, aux débris, à la glace, etc. Celles-ci sont particulières pour chaque site étudié et aucune méthode générale ne peut être établie.

Le thème essentiel du présent travail concerne l'aspect hydrodynamique de la recherche d'une méthode de calcul des efforts de manœuvre d'une porte busquée d'écluse, quelles que soient les données, dimensions de la porte, vitesse de manœuvre, liquide en mouvement, etc.

*
* * *

Chapitre I

Rappel et commentaires

1. RAPPEL DE QUELQUES NOTIONS SUR LES PORTES BUSQUÉES

Les portes busquées se composent de deux vantaux étanches à axes verticaux; en position fermée, ils sont arc-boutés sous l'effet de la pression de l'eau, la sécurité de cet arc-boutement étant d'ailleurs assurée par l'appui inférieur des vantaux contre un seuil disposé en chevrons, appelé buse. Un vantail comporte nécessairement : un montant matérialisant l'axe de rotation, le poteau tourillon; un montant qui doit se serrer contre le montant correspondant de l'autre vantail, le poteau busqué; des entretoises reliant ces deux montants; éventuellement des montants intermédiaires ou aiguilles; des dispositifs d'indéformabilité et un bordage étanche à l'amont.

Chaque poteau tourillon repose à la partie inférieure sur un pivot scellé dans le fond de l'écluse et est maintenu à la partie supérieure par un collier ancré dans la maçonnerie du bajoyer. (fig. 2)

Dans l'analyse qui suit, nous passerons en revue les diverses méthodes de calcul des efforts de manœuvre connues à ce jour.

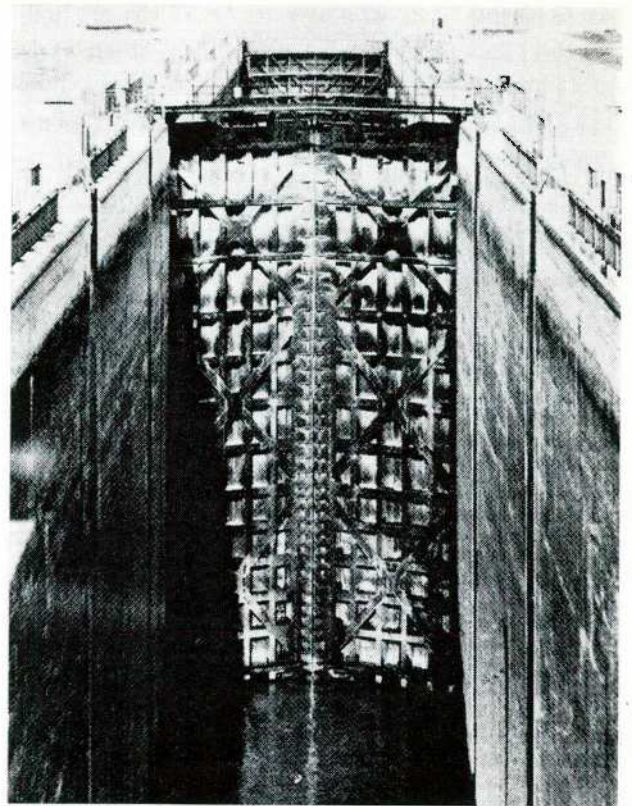


Fig. 2.

2. ANALYSE BIBLIOGRAPHIQUE

Les formules reprises dans les références bibliographiques ont été adaptées pour se conformer aux notations fondamentales.

A. Otto Franzius. 1927

La première méthode de calcul des efforts existant lors de la manœuvre d'une porte busquée d'écluse est donnée par Franzius. [9]

Les résistances des portes tournantes sont les suivantes :

1° Couple résistant dû au frottement du collier M_c

$$M_c = 0,5 \cdot f \cdot d_c \cdot C$$

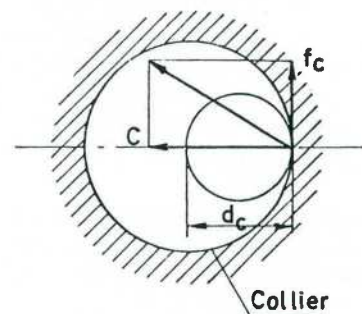


Fig. 3.

2° Couple résistant dû au frottement du pivot M_p

$$M_p = \frac{f \cdot d_p \cdot R_p}{6}$$

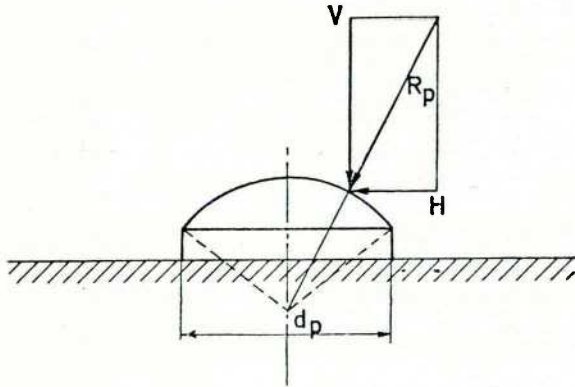


Fig. 4.

1° M_η , couple résistant dû au déplacement de l'eau

La méthode de calcul du couple est divisée en plusieurs périodes suivant la position de la porte et son sens de rotation. En premier lieu, elle est exposée pour une manœuvre de fermeture. Au début des calculs, la porte est située dans la chambre de porte.

A. Période durant laquelle l'inertie de l'eau joue un rôle

- a) Devant la porte, lors du déplacement de celle-ci, il se produit un surélévation du plan d'eau η_2 qui se propage à la vitesse \sqrt{gH} , perpendiculairement à l'axe de la porte. (fig. 5)

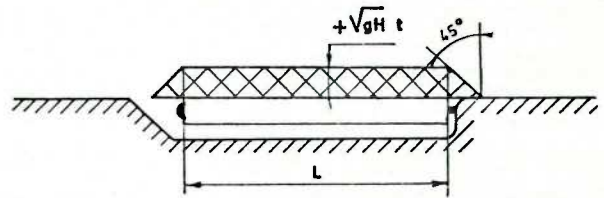


Fig. 5.

3° Couple résistant dû à l'inertie de la porte au moment de l'accélération et couple résistant dû à la pression de l'eau

L'auteur ne spécifie pas sa pensée. On peut supposer qu'il s'agit d'ouvrir les portes lorsque l'égalité entre les niveaux de l'eau, devant et derrière la porte n'a pas encore été établie. Ce phénomène se passe lorsque l'on désire ouvrir les portes avant que le sasement ne soit entièrement terminé.

4° Couple résistant dû au mouvement de l'eau comprenant :

- a) les efforts de frottement analogues à ceux rencontrés lors de la marche des bateaux;
 b) l'effort nécessaire à la mise en mouvement de l'eau dans la chambre de porte.

5° Couple résistant dû à la glace, à la vase et aux débris

Franzius dit que les efforts repris en 3, 4 et 5 ne sont pas calculables et propose une solution pragmatique : englober tous ces efforts en un seul, en supposant que la porte doit vaincre durant sa manœuvre une dénivellation d'eau de 0,10 m.

B. J.P. Josephus Jitta. 1947

La méthode de calcul proposée par Jitta [10] est assez concrète et met en évidence toute la complexité du problème. Etant l'œuvre d'un excellent praticien doublé d'un théoricien très compétent, elle se présente comme suit :

La quantité d'eau déplacée par la porte pendant un temps t est égale au volume de la surélévation devant la porte.

$$\frac{1}{2} LHVt = \eta_2 L \sqrt{gH}t + \eta_2 (\sqrt{gH})^2 t^2$$

$$\eta_2 = \frac{1}{2} \frac{LHV}{L\sqrt{gH} + gHt}$$

On remarque que si l'on admet que les ondes créées par les deux battants de la porte se réfléchissent, le calcul devrait tenir compte des phénomènes d'interférence. Cependant, le temps écoulé pour que les deux ondes se rencontrent est plus long que celui nécessaire à la création d'une résistance critique. (Soit une écluse de 4 m de profondeur et de 12 m de largeur, la vitesse de propagation de l'onde est de 6,3 m/s; il s'écoulera environ 2 secondes avant que les deux ondes ne se rencontrent.

- b) Derrière la porte, le mouvement de celle-ci crée une dénivellation du plan η_1 et provoque un appel d'eau qui s'écoule de chaque côté de la porte et sous celle-ci. (fig. 6)

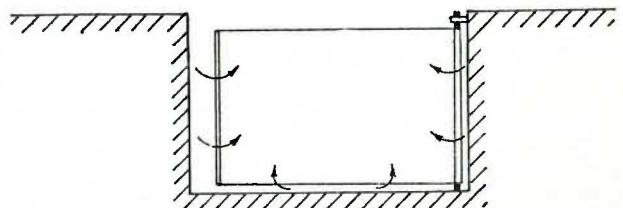


Fig. 6.

écrite à l'extrémité de la porte donne :
entre la porte et le bajoyer. L'équation de continuité
de l'eau dans celles-ci, et 0 la surface horizontale comprise
Soit f la section totale de ces ouvertures, v la vitesse

$$\eta_1 0 = \frac{1}{2} VSt - fvt$$

où $S = LH$ est la surface mouillée de la porte

$$\eta_1 = \frac{1/2 SVt - fvt}{0} \quad (1)$$

L'équation de Bernoulli en mouvement non permanent
le long de ces ouvertures s'écrit :

$$\eta_1 = \mu^2 \frac{v^2}{2g} + \frac{1}{g} \int_0^l \frac{dv}{dt} ds$$

où μ^2 est le coefficient de répartition des vitesses.

Si on suppose que $\frac{dv}{dt}$ ne dépend pas de s , cette égalité devient

$$\eta = \mu^2 \frac{v^2}{2g} + \frac{l}{g} \frac{dv}{dt} \quad (2)$$

où l est la longueur de ces ouvertures.

En combinant (1) et (2), on obtient :

$$\frac{1/2 SVt - fvt}{0} = \mu^2 \frac{v^2}{2g} + \frac{l}{g} \frac{dv}{dt} \quad (3)$$

Cette équation ne peut pas être directement résolue
car f et 0 varient en fonction du mouvement de la porte.
Ainsi on utilise une méthode pas à pas.

Au début de la première période, l'eau ne s'écoule pas
à travers les orifices.

$$\eta_0 = \frac{1}{2} \frac{SVt}{0} = \mu^2 \frac{v^2}{2g} + \frac{l}{g} \frac{dv}{dt}$$

$$t_1' = \frac{l}{\mu \sqrt{2g\eta_0}} \ln \frac{\sqrt{2g\eta_0} + \mu v}{\sqrt{2g\eta_0} - \mu v}$$

$$= \frac{l}{\mu^2 v_l} \ln \frac{v_l + v}{v_l - v}$$

$$\text{où } v_l = \sqrt{2g\eta_0} \frac{1}{\mu}$$

Pour des valeurs suivantes, $l = 0,5$ m, $\eta_0 = 0,10$ m,
 $\mu^2 = 1,56$, on obtient $t_1' = 0,95$ s. On est donc obligé
d'utiliser des périodes de temps très courtes, de l'ordre de
1/10 de seconde.

Après ce premier intervalle de 0,1 s., on obtient

$$\eta_0 = \frac{1}{10} \frac{1}{2} \frac{VS}{0'} \quad \text{où } 0' \text{ est la surface du plan d'eau}$$

derrière la porte, mesurée horizontalement au milieu de
la première période. Au début de la seconde période, la
dénivellation vaudra :

$$\eta_1 = \eta_0 \frac{1/2 f'V}{0'} \frac{1}{10}$$

où f' est la section des orifices mesurée au milieu de la
première période.

En tenant compte de la surélévation η_2 , la différence
de niveau au début de la seconde période est de

$$\eta = \eta_2 + \eta_1$$

On poursuit le calcul de cette manière jusqu'à ce que
 t soit égal à t_1' .

de la chambre et pendant laquelle l'inertie de l'eau
B. Période durant laquelle la porte se meut au voisinage
n'intervient plus

Le terme $\frac{dv}{dt}$ devient rapidement négligeable et dans
l'équation (2) a une valeur constante

$$\eta = \mu^2 \frac{v^2}{2g}$$

$$v = \frac{1}{\mu} \sqrt{2g\eta} = m \sqrt{2g\eta}$$

$$\text{où } \frac{1}{\mu} = m$$

L'équation (1) devient :

$$\eta = \frac{1/2 SVt - mf \sqrt{2g\eta} t}{0}$$

$$\text{ou } \frac{1}{2} SVt - \eta 0 = mf \sqrt{2g\eta} t$$

$$\text{Comme } \eta 0 \ll \frac{1}{2} SVt$$

$$\eta = \frac{S^2 V^2}{8gm^2 f^2} \quad (4)$$

Le calcul de η se poursuit donc à l'aide de la for-
mule (4), en prenant des intervalles de temps plus
grands, car le champ de l'écoulement a un caractère plus
uniforme et les variations de f deviennent moins impor-
tantes.

C. Dernière période

A un certain moment, la manœuvre se poursuivant, la valeur de f est telle que la formule (4) n'est plus applicable. A ce moment, le phénomène est difficilement chiffrable, du fait des interférences entre les ondes.

Cependant, lorsque la porte se rapproche de la position fermée, on peut admettre la formule suivante :

$$\frac{1}{2} VLHt = \eta L \sqrt{gH}t$$

$$2\eta = \sqrt{\frac{H}{g}}$$

Pour une manœuvre d'ouverture, il suffit de prendre le calcul en sens inverse, en remarquant que l'eau de la chambre est en mouvement lorsque la porte y pénètre. La première période (résistance due à l'inertie de l'eau) doit donc être négligée.

Connaissant η , M_η est déterminé par la formule :

$$M_\eta = \frac{1}{2} \omega L^2 H \eta$$

2° M_c et M_p , couples résistants au collier et au pivot

Ils sont calculés par les formules de Franzius.

3° Couple résistant dû à l'inertie M_i

$M_i = \frac{PaL}{2g}$ où a = accélération du centre de gravité de la porte.

4° Couple résistant dû au vent M_v

On suppose que la pression due au vent est de 100 kg/m² sur la partie défavorable de la porte située hors de l'eau.

5° Couple résistant dû aux vagues M_w

S'il y a des vagues, on suppose que leur action est équivalente à l'action d'une dénivellation de 0,3 m.

6° Couple dû à la vase M_s

S'il y a lieu de se préoccuper de la vase, on supposera que son action est limitée aux 0,10 m inférieurs de la porte.

C. Hans Dehnert. 1954

Dehnert [11] cite uniquement les couples résistants rencontrés lors de la manœuvre :

- 1° Couples résistants dus aux frottements au pivot et au collier.
- 2° Couple résistant dû à l'inertie de la porte elle-même.
- 3° Couple résistant dû à la pression de l'eau (même idée que Franzius).
- 4° Couple résistant dû à la glace, au sable et à la vase.
- 5° Couple résistant dû à l'eau. Cet effort est divisé en deux termes :
 - a) le premier est fonction de la vitesse de la porte;
 - b) le second dépend de la différence de niveau entre les deux côtés de la porte.

L'auteur ajoute qu'il est impossible de calculer ces éléments et que pour dimensionner le moteur et les organes de manœuvre, on se réfère aux ouvrages existants, ou on effectuera des essais sur modèles.

D. S. Leliavsky. 1965

La méthode de Leliavsky [12] est assez semblable à celle de Franzius, mais elle renseigne en plus sur les valeurs des résistances hydrauliques.

1° Couple résistant au collier M_c

$$M_c = 0,5 f_c d_c C$$

2° Couple résistant au pivot M_p

$$M_p = f_p R_p \frac{d_p}{2}$$

3° Couple résistant dû à l'eau M_e

La résistance que l'eau oppose au mouvement de translation d'un plan de surface unitaire animé d'une vitesse v est :

$\bar{\omega} k \frac{v^2}{g}$ où k est le coefficient de traînée d'une plaque rectangulaire et vaut 1,1.

Dans le cas d'un mouvement de rotation, de vitesse angulaire ω , si l'on suppose que la force est uniformément répartie sur toute la hauteur immergée H d'une porte de longueur L , la résistance vaudra :

$$F = \frac{1000 \cdot 1,1}{2,9,81} H \omega^2 \frac{L^3}{3}$$

$$= 56 H \omega^2 \frac{L^3}{3}$$

Le couple vaut :

$$M_c = 56 H \frac{\omega^2 L^4}{4} = 14 L S V^2$$

où S est la surface immergée de la porte $S = L \cdot H$

4° Couple résistant dû à la différence de niveau entre les deux côtés de la porte

Leliavsky préconise pour des portes moyennes, une valeur de $\eta = 0,02$ m. Il suppose que la force est appliquée au centre de la porte. On a donc :

$$M_{\eta} = \bar{\omega} S \eta \frac{L}{2}$$

E. F. Campus. 1962

La méthode proposée par F. Campus [13] rassemble en les détaillant les connaissances acquises.

1° Couple résistant au collier M_c

$$M_c = 0,5 f_c d_c C$$

2° Couple résistant au pivot M_p

$$M_p = f_p R_p \frac{d_p}{6}$$

Pour les valeurs du coefficient de frottement, l'auteur donne les indications suivantes :

Etat des surfaces (acier-acier)	Valeur de f
non graissées	0,30 à 0,40
légèrement graissées	0,20
graissage intermittent	0,10
graissage continu ou sous pression	0,05
roulements à billes	0,01 à 0,003

3° Couple résistant dû à l'eau M_e

La formule employée est semblable à celle utilisée par Leliavsky.

$$M_e = 56 L S V_g^2$$

4° Couple résistant dû à l'inertie de la porte M_i

$$M_i = I_p \frac{d\omega}{dt} \text{ avec } I_p = \frac{P L^2}{3g}$$

5° Couple résistant dû à la différence de niveau entre les deux côtés de la porte

L'auteur remarque l'importance de ce terme par rapport aux autres et propose deux solutions :

a) admettre des valeurs de η comprises entre 0,05 et 0,10 m;

b) supposer que M_{η} est inconnu et déterminer le moment résistant total suivant cette formule :

$$M_{\text{total}} = K (M_c + M_e + M_p + M_i)$$

où K est un coefficient de majoration égal à 4 par exemple.

F. J. De Ries. 1967

De Ries propose la méthode suivante (communication faite par Monsieur De Ries à l'Université de Liège en 1967) pour le calcul des efforts de manœuvre d'une porte busquée.

1° Couple résistant au collier M_c

$$M_c = 0,5 d_c f C$$

2° Couple résistant au pivot M_p

$$M_p = R_p f \frac{d_p}{6}$$

où le coefficient de frottement $f = 0,25$ à $0,35$.

3° Couple résistant dû à la différence de niveau entre les deux côtés de la porte

L'auteur prend la formule générale en préconisant les valeurs de η de 0,06 m à 0,10 m.

$$M_{\eta} = \bar{\omega} S \eta \frac{L}{2}$$

4° Couple résistant dû à l'inertie de la porte M_i

$$M_i = I_p \frac{d\omega}{dt} \text{ avec } I_p = \frac{P L^2}{3g}$$

5° Couple résistant dû à l'inertie de l'eau M_{i_e}

On introduit une masse additionnelle d'eau qui accompagne la porte lors de sa rotation.

$$M_{i_e} = I_e \frac{d\omega}{dt} \text{ avec } I_e = \frac{L^4}{4} \bar{\omega} \beta H$$

où $\beta = 0,75$ radians.

3. ANALYSE DES METHODES DE CALCUL PROPOSEES

La méthode la moins précise est celle de Franzius, car elle ne donne aucune indication sur les valeurs des forces hydrauliques malgré leur prépondérance face aux forces de frottement mécaniques (pivot et collier). Le fait d'égaliser l'ensemble de ces forces à une dénivellation de 0,10 m est un aveu d'impuissance et un pis-aller.

En effet, on comprend aisément que la dénivellation du niveau de l'eau n'est pas constante durant la manœuvre mais varie en fonction de V , L , H et θ qui est la position de la porte. Les résultats de cette méthode sont très peu conformes à la réalité.

Dehnert n'est certes pas plus explicite et l'on peut lui appliquer les mêmes remarques.

Jitta développe une méthode plus fouillée mais malgré tout encore assez imparfaite lors de l'élaboration des calculs. En effet, les grandeurs f et l qui interviennent dans le calcul du couple résistant M_η ne sont pas caractérisées avec précision, ce qui rend les valeurs obtenues très peu précises.

Lorsque la porte est presque fermée, Jitta obtient une dénivellation presque nulle. Ce résultat est apparu comme inexact lors des essais effectués sur modèles réduits et sur prototype. Enfin, Jitta néglige le couple résistant dû à l'eau M_e qui pourtant est mis en évidence par Leliavsky, Dehnert et Campus.

Dans le calcul de M_e , Leliavsky prend comme valeur de coefficient de traînée $k = 1,1$. Cette valeur est le coefficient de traînée d'une plaque rectangulaire placée dans un fluide indéfini, perpendiculairement au courant pour des nombres de Reynolds supérieurs à 1.10^3 . (fig. 7)

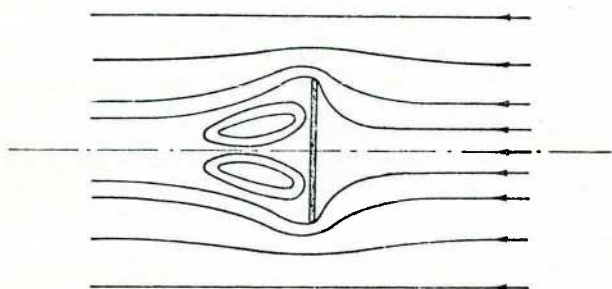


Fig. 7.

Or, dans le cas de la manœuvre d'une porte busquée, le fluide qui est dans un milieu limité par la chambre de porte, les bajoyers et l'axe de symétrie, s'écoule le long d'une seule arête de la porte. (fig. 8)

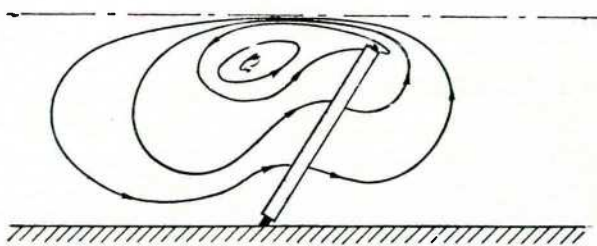


Fig. 8.

Les deux situations ne sont pas semblables et il apparaît que la valeur de k adoptée par les différents auteurs ne peut être exacte.

Une dernière remarque portera sur la valeur de l'angle β , qui dans la méthode de De Ries est assez arbitraire.

4. CONCLUSIONS

A titre de comparaison des diverses méthodes, on a calculé le couple total résistant pour une manœuvre de fermeture de la porte aval de la petite écluse de Duffel. (Belg.) Les caractéristiques de cette porte sont les suivantes :

- Longueur : 4,25 m
- Hauteur : 4,30 m
- Hauteur immergée : 4,00 m
- Poids : 4.683 kg
- Diamètre du pivot : 0,20 m
- Diamètre du collier : 0,13 m
- Durée de la manœuvre de fermeture : 40 s., avec une phase d'accélération et de décélération de 3 s.

Dans la dernière colonne de la figure 9, on a reproduit les mesures relevées lors des essais effectués sur le prototype (chapitre VI).

L'analyse de ces résultats montre leur manque de réalisme, leur divergence et la nécessité de l'élaboration d'une méthode de calcul correcte.

*
* *

	Position de la porte	Méthode de Franzius	Méthode de Leliavsky	Méthode de Campus	Méthode de De Ries	Méthode de Jitta	Prototype
Couple résistant total en kgm	10°	3710,7	971,8	2680	3377	1329	885
	20°	3710,7	971,8	2648	3056	1040	528
	50°	3710,7	971,8	2648	3056	437	620
	70°	3710,7	971,8	2648	3056	2538	1055

Fig. 9.

Chapitre II

Etudes des paramètres

1. INTRODUCTION

L'analyse précédente des diverses méthodes existantes du calcul de l'effort de manœuvre d'une porte busquée montre qu'aucune méthode ne donne des résultats satisfaisants. Une première démarche qui nous est apparue nécessaire est donc de préciser les forces naissant au cours du mouvement.

Nous définirons aussi les différents paramètres qui devront être déterminés par le calcul numérique et par l'expérimentation sur maquette.

2. FORCES RESISTANTES AGISSANT SUR UNE PORTE BUSQUEE D'ECLUSE LORS DE LA MANŒUVRE

Ainsi qu'on l'a rappelé dans l'introduction, les forces résistantes rencontrées lors de la manœuvre d'une porte busquée peuvent être divisées en trois classes :

- forces résistantes mécaniques;
- forces résistantes hydrodynamiques;
- forces résistantes dues à la vase, aux débris, à la glace, aux vagues, au vent, etc.

A la suite de l'étude bibliographique entreprise, on peut constater qu'il y a peu de divergence dans les valeurs proposées pour le calcul des forces de frottement apparaissant au pivot et au collier lors de la manœuvre.

A la suite des essais qui ont été effectués à l'écluse de Duffel (chapitre VI), il est apparu que la méthode la plus précise et la plus détaillée pour les calculs des efforts résistants mécaniques est celle préconisée par Monsieur le Professeur F. Campus (chapitre I).

Par contre, les forces résistantes dues à la vase, aux débris, à la glace, aux vagues, au vent, etc..., ne peuvent pas être calculées par une méthode générale. Dans chacun des cas, l'auteur du projet, en tenant compte des conditions particulières du site (charriage important, crues, proximité de la mer, etc...), introduira des efforts résistants dus à ces facteurs.

C'est donc à l'étude des forces résistantes hydrodynamiques qu'il est important de s'attacher.

3. FORCES HYDRODYNAMIQUES AGISSANT SUR LA PORTE BUSQUEE D'ECLUSE LORS DE LA MANŒUVRE

Rappelons que les portes busquées d'écluse sont manœuvrées lorsqu'à la fin du sasement, on a obtenu l'égalisation entre le niveau de l'eau dans l'écluse et dans le bief amont pour une porte amont, et entre le niveau dans l'écluse et dans celui du bief aval pour une porte aval.

En principe, on peut distinguer deux sortes d'efforts hydrodynamiques :

- La force qui résulte de la différence de niveau de l'eau entre les deux côtés de la porte durant la manœuvre (fig. 10)

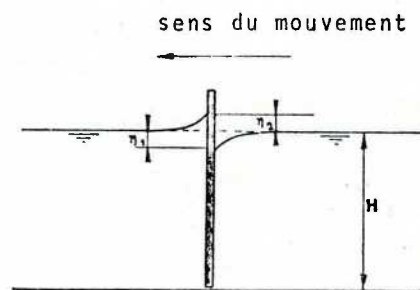


Fig. 10.

Si on suppose que la surélévation η_2 et la dénivellation η_1 sont constantes sur la longueur de la porte L , la force peut être mise sous la forme :

$$\begin{aligned} F_{\eta} &= \frac{\bar{\omega} (H + \eta_2)^2 L}{2} - \frac{\bar{\omega} (H - \eta_1)^2 L}{2} \\ &= \frac{\bar{\omega} L}{2} (H^2 + 2 H \eta_2 + \eta_2^2 - H^2 + 2 H \eta_1 - \eta_1^2) \\ &= \frac{\bar{\omega} L}{2} (2 H (\eta_1 + \eta_2) + \eta_2^2 - \eta_1^2) \end{aligned}$$

On pose $\eta_1 + \eta_2 = \eta$ et si on néglige la différence $\eta_2^2 - \eta_1^2$ ce qui revient à admettre que $\eta_1 = \eta_2$ ou que η_1 et η_2 sont très petits vis-à-vis de H , on a

$$F_{\eta} = \bar{\omega} L H \eta$$

Le bras de levier est égal à $\frac{L}{2}$; le couple résistant vaut

donc

$$M_{\eta} = \bar{\omega} H \eta \frac{L^2}{2}$$

Cet effort peut être mis sous la forme adimensionnelle :

$$\frac{M_\eta}{\bar{\omega} L^4} = D$$

2. La force que l'eau oppose au mouvement de rotation et qui est définie comme l'ensemble des forces de résistance à la rotation diminuées de M_η

En supposant qu'elle est uniformément répartie sur la hauteur de la porte, cette force peut être mise sous la forme :

$$F_e = RH \int_0^L \frac{\bar{\omega} v^2}{2g} dx$$

$v = \omega x$, ω étant la vitesse angulaire de la porte; R est le coefficient adimensionnel de résistance à la rotation.

On peut écrire :

$$\begin{aligned} F_e &= \frac{H \bar{\omega}}{2g} R \int_0^L \omega^2 x^2 dx \\ &= \frac{H}{2g} \bar{\omega} R \omega^2 \frac{L^3}{3} \end{aligned}$$

et le couple résistant M_e

$$\begin{aligned} M_e &= RH \int_0^L \frac{\bar{\omega} v^2 x}{2g} dx \\ &= \frac{H \bar{\omega} R \omega^2}{2g} \int_0^L x^3 dx \\ &= \frac{H \bar{\omega} R \omega^2 L^4}{8g} \end{aligned}$$

Le coefficient de résistance à la rotation a donc la forme suivante :

$$R = \frac{M_e g 8}{\bar{\omega} H \omega^2 L^4}$$

Puisque les effets de la compressibilité et de la tension de surface sont négligeables, les valeurs de D et R dépendent des deux paramètres sans dimension qui décrivent classiquement le champ d'écoulement d'un liquide incompressible, c'est-à-dire

— du nombre de Reynolds $Re = \frac{VL}{\nu}$

où V est la vitesse de l'extrémité de la porte

$$V = \omega L$$

L étant une dimension caractéristique de la porte, par exemple la longueur

ν est la viscosité cinématique du liquide.

— du nombre de Froude $Fr = \frac{V}{\sqrt{gH}}$

où V est une vitesse caractéristique (vitesse de l'extrémité de la porte);

g est l'accélération de la gravité;

H est la profondeur d'eau ou la hauteur immergée de la porte.

Les deux valeurs qui caractérisent l'effort de manœuvre peuvent être écrites sous la forme générale :

$$D = \Phi_1 (Fr, Re, \text{rapports géométriques}) \quad (5)$$

$$R = \Phi_2 (Fr, Re, \text{rapports géométriques}) \quad (6)$$

On suppose que la rigidité de la structure, exprimée par le produit du module d'élasticité par le moment d'inertie ne permet pas des amplitudes de mouvement telles que le champ d'écoulement le long des parois de la porte en soit influencé. Les deux valeurs de D et R ne dépendent pas du nombre de Cauchy c , qui tient compte de l'influence de l'élasticité structurale.

4. LOIS DE SIMILITUDE DES PARAMETRES CARACTERISTIQUES DE L'EFFORT DE MANŒUVRE

A. Rappel

La similitude géométrique entre le modèle et le prototype est obtenue par le choix d'une échelle appropriée. Cependant, cette seule condition ne suffit pas en général pour obtenir une similitude dynamique de l'écoulement. Pour réaliser cette dernière, il faut que la résultante des différentes forces agissant sur un point quelconque du champ d'écoulement ait la même direction en nature et sur le modèle. Cette condition est remplie si le rapport entre les différentes forces qui agissent sur une particule de liquide est le même à des points correspondants du champ d'écoulement dans les deux milieux.

En hydraulique, les forces à considérer sont causées par la gravité (forces de gravité), l'inertie (forces d'inertie) et la viscosité (forces de frottement), tandis que les effets de tension superficielle et de capillarité peuvent souvent être négligés de même que les effets de compressibilité et d'élasticité structurale. C'est le cas de notre problème.

Avec p comme indice pour les valeurs du prototype et m comme indice pour celles du modèle, les échelles suivantes peuvent être introduites :

longueurs	$\lambda = L_p / L_m$
forces	$k = F_p / F_m$
viscosités cinématiques	$\alpha = \nu_p / \nu_m$
temps	$\tau = t_p / t_m$
vitesse	$\gamma = V_p / V_m$
masses spécifiques	$\delta = \rho_p / \rho_m$

Les forces d'inertie sont de la forme

$$I = \rho v a \quad \begin{array}{l} \rho = \text{masse spécifique du liquide;} \\ v = \text{volume;} \\ a = \text{accélération} \end{array}$$

Leur rapport prototype modèle est donc :

$$K_1 = \frac{\rho_p}{\rho_m} \frac{v_p}{v_m} \frac{a_p}{a_m} = \frac{\lambda^4}{\tau^2} \delta$$

Les forces de gravité sont de la forme

$$G = \rho v g \quad (g = \text{accélération de la pesanteur})$$

Avec $g_p = g_m$, on obtient :

$$K_2 = \frac{\rho_p}{\rho_m} \frac{v_p}{v_m} = \delta \lambda^3$$

Les forces causées par la viscosité (force de frottement) sont mises en évidence suivant le principe de cisaillement ($\mu =$ viscosité dynamique du liquide; $\nu = \mu/\rho$ viscosité cinématique; $A =$ surface)

$$F = \mu \frac{dv}{dn} A = \rho \nu \frac{dv}{dn} A$$

Le rapport de ces forces dans le prototype et sur le modèle est donc :

$$K_3 = \delta \alpha \lambda^2$$

La condition de similitude dynamique entre la nature et le modèle exige que : $K_1 = K_2 = K_3$ soit :

$$\begin{aligned} \frac{\lambda^4}{\tau^2} &= \lambda^3 = \frac{\lambda^2}{\tau} \quad \text{ou} \\ \frac{\lambda}{\tau^2} &= 1 = \alpha \frac{1}{\lambda \tau} \end{aligned} \quad (7)$$

A l'aide de l'équation (7), on obtient les conditions suivantes pour l'échelle de temps :

$$\tau = \sqrt{\lambda} \quad (\text{considération des forces de gravité et d'inertie} = \text{loi de Froude})$$

$$\tau = \frac{1}{\alpha} \lambda^2 \quad (\text{considération des forces d'inertie et de frottement} = \text{loi de Reynolds})$$

$$\tau = \alpha \frac{1}{\lambda} \quad (\text{considération des forces de gravité et de frottement}).$$

Les trois conditions ne peuvent être remplies simultanément que pour

$$\alpha = \lambda^{\frac{3}{2}}$$

En règle générale, le liquide utilisé pour le prototype étant l'eau, $v_p = 1,14 \cdot 10^{-6}$ m/s, pour les valeurs de λ

comprises entre 10 et 20, il n'existe pas de liquide ayant une viscosité cinématique de

$$v_m = \frac{1,14 \cdot 10^{-6}}{20^{3/2}}$$

Cela signifie que dans la plupart des études sur modèle réduit, une similitude dynamique rigoureuse n'est pas réalisable lorsque les trois effets intervenant ont une même importance.

B. Loi de similitude pour le paramètre D

La force qui résulte de la différence de niveau de l'eau entre les deux côtés de la porte est essentiellement définie par des forces de gravité et d'inertie. Dans ce cas, la loi de similitude de Froude pourrait uniquement être applicable.

Cependant, les études faites (15) ont montré que l'influence de la viscosité n'est pas négligeable sur D.

On ne peut supprimer l'influence des forces de frottement et la loi de similitude de Froude seule n'est pas applicable.

La géométrie à considérer comprend différents termes : longueur, épaisseur, hauteur et position de la porte; dimensions de la chambre de porte et de l'écluse, etc...

Soit L la longueur de la porte; nous pouvons introduire les facteurs sans dimension suivants $\frac{H}{L}$, $\frac{E}{L}$, K' ,

K'' , K''' , où K' , K'' , K''' représentent les rapports de dimensions de la chambre de porte X, Y, Z et de l'écluse à L (fig. 11)

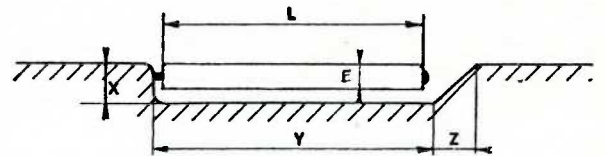


Fig. 11.

La relation (1) devient alors :

$$D = \Phi_1 \left(Fr, Re, \frac{H}{L}, \frac{E}{L}, \theta, K', K'', K''' \right) \quad (8)$$

θ représentant l'angle d'ouverture des portes.

C. Loi de similitude pour R

On a supposé dans le calcul de M_0 que l'effort agissant sur la porte était uniformément réparti sur toute la hauteur de la porte. L'influence des forces de gravité et

du rapport $\frac{H}{L}$ est donc négligée, et il reste à tenir compte

des seules forces d'inertie et de frottement, de la position de la porte, de la géométrie.

Moyennant ces hypothèses, les différents facteurs qui interviennent dans le calcul de R, sont représentés par :

$$R = \Phi_2 \left(Re, \frac{E}{L}, \theta, K', K'', K''' \right) \quad (9)$$

D. Conclusions

La dépendance de D et R, du nombre de Reynolds et du nombre de Froude rend impossible la transposition directe des résultats d'un essai sur modèle dans la réalité au moyen d'une loi de similitude dynamique. Dans ce cas, deux voies approximatives s'ouvrent à l'expérimentateur désireux de traiter le problème :

1. Utiliser des modèles à différentes échelles, en employant toujours le même liquide.
2. Utiliser un seul modèle, où l'on effectue les essais avec des liquides différents.

Du fait de la possibilité de comparer les résultats obtenus sur modèle avec des mesures in situ, pour des raisons de rapidité d'exécution et d'économie, on a employé la seconde alternative.

5. CALCUL DE L'EFFORT DE MANŒUVRE D'UNE PORTE BUSQUÉE D'ECLUSE

En fonction des diverses considérations émises à ce

stade, le couple résistant total M_t de l'effort de manœuvre a la forme suivante :

$M_t = M_f + M_i + M_s + M_v + M_w + M_h$ où
 — M_f est le couple résistant dû aux frottements mécaniques; il se décompose en M_p , couple résistant dû aux frottements au pivot et M_c , couple résistant dû aux frottements au collier; $M_f = M_p + M_c$.

Comme on l'a montré dans le 2e paragraphe, M_p et M_c sont aisément calculables, par exemple par la méthode de Campus, ou Leliavsky.

— M_i est le couple résistant dû à l'inertie de la porte. Sa forme est la suivante :

$$M_i = \frac{PL^3}{3g} \frac{d\omega}{dt}$$

— M_s , M_v et M_w sont respectivement les couples résistants dus à la vase, au vent et aux vagues. Ils ne seront pas abordés dans ce travail, car leur valeur dépend des conditions particulières de l'environnement où ils sont utilisés.

— M_h est le couple résistant dû aux forces hydrauliques; il se décompose en deux parties M_η et M_e qui ont été définies aux paragraphes 3 et 4. On a donc la relation $M_h = M_\eta + M_e$.

M_η et M_e dépendent respectivement des paramètres caractéristiques D et R qui sont inconnus. La suite de l'étude consistera à déterminer, soit par le calcul numérique, soit par l'expérimentation sur modèle, les valeurs des paramètres caractéristiques D et R. Plus concrètement, le moment M_e sera calculé dans l'hypothèse de l'écoulement plan. Il sera comparé à des résultats expérimentaux dont on déduira d'autre part la valeur de M_η .

(A suivre)

SAMENVATTING :

STUDIE VAN DE KRACHTEN OPTREDEND BIJ DE BEWEGING VAN SLUIS-PUNTDEUREN (1^e deel)

Deze bijdrage is voornamelijk gewijd aan de studie van het hydrodynamisch weerstandskoppel dat optreedt bij het openen en het sluiten van de puntdeuren, een deurtype dat overal ter wereld veelvuldig wordt gebruikt voor scheepvaartsluizen.

Bedoeld koppel neemt het leeuwenaandeel voor zich van de weerstand die de deurbewegingen ondervinden. De weerstanden veroorzaakt door de wrijving aan halsbeugel en taats, alsmede door de aanwezigheid van slib, ijs, e.d., zijn inderdaad veel kleiner of over het algemeen moeilijk te schatten.

In het eerste hoofdstuk, wordt aangetoond hoezeer de huidige methodes voor het berekenen van de krachten optredend bij het bewegen van de deuren ten achter blijven bij de graad van volmaaktheid die bij de constructie zelf wordt bereikt. De nadruk wordt hierbij gelegd op het gebrek aan realisme en op de onderlinge afwijkingen welke de thans gebruikte formules vertonen, mits volgens de diverse, bestaande methodes tot een berekening van de bewuste bewegingskracht over te gaan, en de uitkomsten hiervan vervolgens te vergelijken met de werkelijke waarden verkregen op een prototype.

In het tweede hoofdstuk, worden de verschillende elementen van het probleem nader beschouwd. Het gaat hier om een uiterst ingewikkeld geval van niet-permanente stroming met inwendige wrijving, in een begrensde, driedimensionale ruimte en met een vrij wateroppervlak. Men merkt al dadelijk op dat het proefondervindelijk onderzoek op verkleinde modellen belemmerd wordt door de onmogelijkheid om te voldoen aan de voorwaarden van Reech-Froude en van Reynolds, die in principe dienen eerbiedigd te worden, vermits de zwaartekracht, de viscositeit en de traagheid gezamenlijk optreden.

Zo komt men ertoe, in het hydrodynamisch weerstandskoppel twee afzonderlijke componenten te onderscheiden :

- a) het weerstandskoppel M_η , veroorzaakt door de optredende verschillen in waterstand en bepaald door

$$M_\eta = D \bar{\omega} L^4$$

- b) het weerstandskoppel M_e , berekend aan de hand van de horizontale snelheidscomponenten en bepaald door

$$M_e = \frac{R H \bar{\omega} L^4 \omega^2}{8g}$$

- waarin H = de ingedompelde hoogte van de deur (m)
 L = de lengte van de deur (m)
 $\bar{\omega}$ = het soortelijk gewicht van de vloeistof (kg/m³)
 ω = de hoeksnelheid (rad/s)
 g = de versnelling te wijten aan de zwaartekracht
 D en R = dimensieloze coëfficiënten, waarvan de uitdrukking gegeven wordt aan het slot van deze samenvatting.

De afzonderlijke beschouwing van een viscositeitsweerstand en van een golfweerstand is gebruikelijk bij de studie van de translatie van vlottende lichamen.

De viscositeitsweerstand ontstaat doordat turbulentie optreedt. Dit veroorzaakt een vervorming van het drukingsveld rondom het obstakel, vervorming die te wijten is aan een zone van turbulent zog en aan het ontstaan van tangentiële wrijvingskrachten langs de wanden.

De golfweerstand vindt zijn oorsprong in de energie nodig om de golven aan de waterspiegel op te wekken en te onderhouden.

Het is onmogelijk een scherpe lijn te trekken tussen deze twee weerstanden. Het probleem is uiterst ingewikkeld en het ligt dan ook voor de hand dat de uitkomsten van het onderzoek aan de werkelijkheid dienen getoetst te worden.

In hetzelfde hoofdstuk worden daarenboven de parameters bepaald van de gebruikte meetkundige verbouwingen.

In het vervolg van de studie, worden alle beschikbare theoretische en proefondervindelijke middelen aangewend om de bijdrage, in de totale weerstand, van de hierboven aangehaalde koppels a) en b) vast te stellen.

(wordt voortgezet)

ETUDE DES EFFORTS DE MANŒUVRE DES PORTES BUSQUEES D'ECLUSES

par

A. LEJEUNE

Docteur en Sciences Appliquées
Premier assistant à l'Université de Liège

(2^e partie et fin)¹

Chapitre III

Calcul numérique du moment M_e

I. INTRODUCTION

Après une étude de l'influence du fond et de la surface sur les moments M_e et M_η , ce chapitre traite principalement du calcul numérique du moment M_e et du mouvement de l'eau autour des portes busquées durant leur manœuvre.

La première partie est consacrée à l'exposé d'une méthode d'intégration numérique des équations de Navier-Stokes, pour un écoulement bidimensionnel.

La deuxième partie est l'application de cette méthode à la manœuvre des portes busquées.

Au moyen des calculs effectués par l'ordinateur, on obtient les valeurs du moment M_e et les lignes de courants instantanées en fonction de la position des portes.

2. RAPPEL THEORIQUE

L'écoulement d'un fluide visqueux Newtonien (liquide ou gaz) est régi par les équations de Navier-Stokes. Ces équations forment un système complet d'équations aux

dérivées partielles, reliant les variables physiques qui décrivent l'écoulement. Celles-ci peuvent être par exemple : la masse spécifique, le vecteur vitesse u_i , la pression et la température T . Le système d'équations est obtenu en exprimant la conservation des masses, des quantités de mouvement et des énergies.

S'il n'y a pas de forces extérieures agissant sur le fluide, ces équations sont dans le système d'axes (ox_1, ox_2, ox_3) (fig. 12).

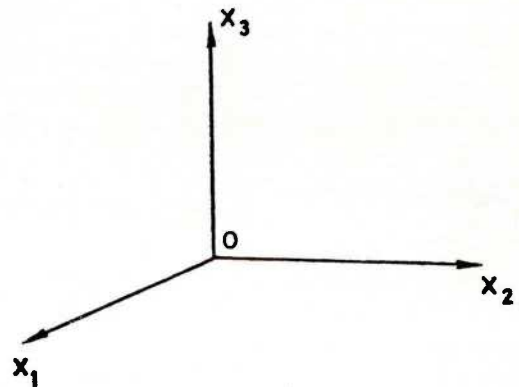


Fig. 12.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (10)$$

(conservation des masses)

⁽¹⁾ Pour le début voir page 337 du fasc. 6/1971/72.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \rho u_i u_k}{\partial x_k} &= \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ &+ \sum_{k=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \sum_{k=1}^3 \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

(conservation des quantités de mouvement) pour $i = 1, 3$.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho c + \sum_{k=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_k} \rho u_k c &= - \sum_{k=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_k} p u_k \\ &+ \sum_{k=1}^3 \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\mu u_i \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \right) \\ &+ \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda u_i \sum_{k=1}^3 \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \\ &+ \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \left(K \frac{\partial t}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (12)$$

(conservation des énergies)

où μ et λ sont des coefficients de viscosité, (habituellement reliés par l'hypothèse de Stokes ($2\mu + 3\lambda = 0$)) et K représente le coefficient de conductibilité thermique. L'énergie spécifique interne c , et les variables thermodynamiques d'états ρ , p , T , sont reliées par deux équations d'états.

Dans le cas d'un liquide incompressible, on a :

$$\rho = \text{constante} \quad (13)$$

$$c = CvT \quad (14) \quad \text{où } Cv \text{ est la chaleur spécifique à volume constant.}$$

De plus, si on étudie le mouvement laminaire d'un liquide incompressible, de température uniforme constante, on obtient les équations suivantes, en tenant compte des équations (13) et (14) :

$$\sum_{k=1}^3 \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (15)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \sum_{k=1}^3 \frac{\partial u_i u_k}{\partial x_k} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \sum_{k=1}^3 \frac{\partial u_i^2}{\partial x_k^2} \quad (16)$$

pour $i = 1, 3$

La dernière équation est découplée puisque dans les liquides utilisés on n'envisage pas les échanges thermiques.

Si le champ d'écoulement est limité, ce qui est habituellement le cas, des conditions aux limites doivent être imposées à la vitesse sur ces contours. On peut

montrer que dans le cas prévu trois conditions indépendantes doivent être spécifiées aux contours, pour définir complètement la solution des équations de Navier-Stokes. Ces conditions sont habituellement des conditions d'adhérence qui s'expriment de la manière suivante : $u_i = w_i$, où w_i représente la vitesse de la paroi solide au point considéré.

3. APPLICATION AU PROBLEME ETUDIE

L'écoulement de l'eau, lors de la manœuvre d'une porte busquée d'écluse, est un écoulement qui à priori doit être envisagé comme tridimensionnel. Le champ de l'écoulement qui résulte de la manœuvre devrait donc être étudié suivant les trois axes du trièdre trirectangle ox_1, ox_2, ox_3 . Cependant, une étude exécutée suivant ce schéma serait d'une telle complexité qu'il est apparu indispensable de simplifier le problème.

Si on fait l'hypothèse que la quantité d'eau passant par en dessous de la porte busquée est négligeable et que les variations de niveau du plan d'eau n'influencent les vitesses qu'au voisinage de la surface, l'écoulement de l'eau autour de la porte busquée peut se traiter comme un écoulement autour d'une plaque de hauteur infinie, c'est-à-dire comme un phénomène essentiellement bidimensionnel.

A. Influence du fond sur les caractères du mouvement ondulatoire de la surface libre

L'ondulation qui tend à accompagner la porte dans son mouvement aurait une célérité C égale au maximum à la vitesse linéaire de l'extrémité libre de la porte : $C_M = V_M$.

D'après la règle de Taylor [16], la longueur d'onde correspondante reste égale à la longueur d'une houle en grande profondeur si on a

$$H > 3H_c = 3 \frac{C_M^2}{g} = 3 \frac{V_M^2}{g}$$

Or dans le cas de la manœuvre en 30 secondes d'une porte busquée dans une écluse de 24 m de largeur et de 4 m de tirant d'eau minimum, on a $V_M = 0,5$ m/sec environ,

d'où

$$H = 4 \text{ m} > \frac{3 V_M^2}{g} = 0,075$$

L'influence du fond sur les longueurs d'onde en surface reste donc négligeable.

B. Influence de la surface

La ventilation, en imposant la pression atmosphérique à la surface libre, conditionne les variations du niveau du liquide au voisinage de la porte durant la manœuvre. (fig. 13)

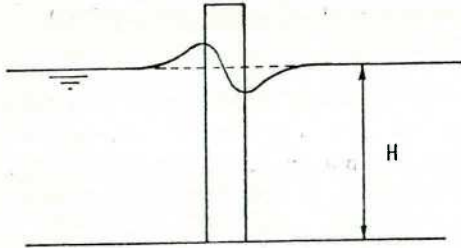


Fig. 13.

On peut aisément comprendre que ce phénomène ne pourra pas être résolu par une étude bidimensionnelle.

Apelt [18] le confirme en affirmant que la résistance totale d'une plaque normale à un écoulement diffère de la résistance en écoulement bidimensionnel de plus de 15 % si le rapport H/L (profondeur relative) est inférieur à 2,5. Or, pour une porte busquée d'écluse, on obtient généralement

$$\frac{H}{L} < 1,8$$

C. Conclusion

De ce qui précède, on peut conclure que l'influence du fond sur l'écoulement est quasi nulle, mais que par contre les variations de niveau du liquide influencent d'une manière certaine l'effort nécessaire à la manœuvre des portes.

Ici, on doit rappeler (chapitre II) que les efforts hydrodynamiques agissant sur la porte busquée d'écluse lors de la manœuvre ont été classées suivant deux paramètres :

a) le paramètre

$$D = \Phi_1 \left(Fr, Re, \frac{H}{L}, \frac{E}{L}, \theta, K', K'', K''' \right)$$

b) le paramètre

$$R = \Phi_2 \left(Re, \frac{E}{L}, \theta, K', K'', K''' \right)$$

L'étude d'un écoulement bidimensionnel permet de déterminer les valeurs du paramètre R puisque celui-ci dépend uniquement du nombre de Reynolds, et que les effets de la couche limite se développant sur le fond sont négligeables.

Par contre, les valeurs du paramètre D , dépendant uniquement du nombre de Froude, et caractérisé par le phénomène de ventilation, ne peuvent être calculées par cette méthode.

4. FORMULATION MATHÉMATIQUE DU PROBLÈME

A. Forme des équations de Navier-Stokes

En écoulement bidimensionnel, les équations (15) et (16) deviennent :

$$\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} = 0 \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u_1}{\partial t} + \rho \left(u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) \\ = - \frac{\partial p}{\partial x_1} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_2^2} \right) \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u_2}{\partial t} + \rho \left(u_1 \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right) \\ = - \frac{\partial p}{\partial x_2} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_2^2} \right) \end{aligned} \quad (19)$$

Si au lieu de coordonnées rectangulaires (x_1, x_2) , on utilise les coordonnées polaires (θ, r) , on obtient (fig. 14)

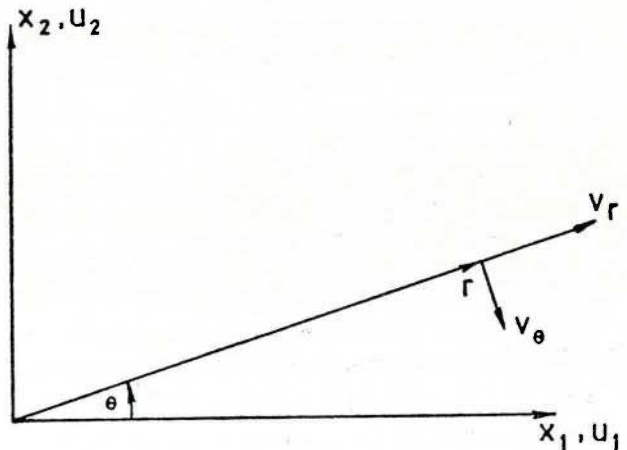


Fig. 14.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rv_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} = 0 \quad (20)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} \right)$$

$$= -\frac{\partial p}{\partial r} + \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_r}{\partial \theta^2} - \frac{v_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right) \quad (21)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\theta v_r}{r} \right) = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 v_\theta}{\partial \theta^2} - \frac{v_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \right) \quad (22)$$

où v_r et v_θ sont les composantes de la vitesse parallèlement et perpendiculairement au vecteur r , formant sur l'axe des x_1 un angle θ .

En introduisant la fonction de courant ψ , on obtient les relations suivantes :

$$v_r = +\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \quad (23) \quad \text{et} \quad v_\theta = -\frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (24)$$

La fonction de vorticité ζ , en état plan et coordonnées polaires est définie par :

$$\zeta = \frac{1}{r} \frac{\partial (rv_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} \quad (25)$$

En dérivant (21) par rapport à θ , et (22) par rapport à r , et en les soustrayant membre à membre, on élimine la pression p .

Après plusieurs simplifications et en introduisant dans ce résultat la fonction ζ , on obtient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv_r \zeta) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta \zeta) \\ &= v \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \zeta}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} \right) \end{aligned} \quad (26)$$

où $v = \frac{\mu}{\rho}$ est la viscosité cinématique.

Si on utilise la fonction de courant, en tenant compte de l'équation de continuité, on a :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \frac{\partial \zeta}{\partial r} \\ &= v \left(\frac{\partial \zeta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \theta^2} \right) \end{aligned} \quad (27)$$

De même, l'équation (25) peut être mise sous la forme :

$$\zeta = - \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} \right) \quad (28)$$

Les équations aux dérivées partielles (27) et (28) forment un système complet qui définit le champ de l'écoulement en fonction de la vorticité ζ et de la fonction de courant ψ .

On peut réduire les deux équations dérivées partielles du 2e degré (27) et (28) en une seule du 4e degré en remplaçant la valeur de ζ tirée de l'équation (28) dans l'équation (27).

Cependant, la forme compliquée de cette équation l'a fait rejeter, car il est apparu une convergence plus rapide et une précision plus grande lors de l'intégration numérique en employant la méthode des deux variables.

Thom et Apelt [21], From [20], Macagno [21], et bien d'autres ont préconisé cette méthode.

On peut remarquer cependant avec Dumitrescu, que pour des fluides visqueux à très petit nombre de Reynolds [20], l'équation du 4e degré peut donner des résultats plus précis.

B. Choix des variables

Le choix des variables ζ et ψ a été conduit par un souci d'économiser des mémoires lors du passage sur ordinateur, et ainsi d'étendre l'utilisation possible de la recherche.

En effet, l'utilisation des variables v_θ , v_r , et p introduites dans les équations (20), (21) et (22) auraient conduit à un programme de calcul utilisant plus de mémoires. Gauthier cependant a justement mis en évidence [23] que la précision de cette méthode était liée à la connaissance à chaque instant de la vorticité sur le contour. Or il apparaît que dans certains cas, la précision souhaitable n'est que partiellement obtenue.

5. DIFFICULTES DE L'INTEGRATION NUMERIQUE

On sait que dans les équations de Navier-Stokes, l'importance des forces dues à la viscosité, comparées à celles dues à l'accélération et à la pression, est inversement proportionnelle au nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{VL}{v}$$

Les théories de Prandtl ont notamment montré l'ordre de grandeur des variations importantes de la vitesse le long des couches limites qui est de $\frac{V}{L} \sqrt{Re}$.

Au voisinage des points singuliers (point de séparation, discontinuité) et aussi en présence de chocs, on obtient des variations encore plus importantes, dont l'ordre de grandeur est de $\frac{V}{L} \text{Re}$.

En conséquence, un calcul numérique qui voudrait définir avec précision ces phénomènes, devrait utiliser une maille dont la grandeur serait proportionnelle à

$$\frac{L}{\sqrt{\text{Re}}} \text{ ou } \frac{L}{\text{Re}} \quad [24]$$

Cette condition devient très sévère lorsque l'on rencontre des nombres de Reynolds de 10^6 ou plus.

Cependant, on constate que la position des points de séparation le long d'une paroi ne dépendent pas du nombre de Reynolds, pour une distribution de pression donnée, et cette dernière ne dépend pas toujours des caractéristiques du sillage, même pour un écoulement autour d'un corps anguleux.

On peut donc admettre que dans notre cas, la singularité apparaissant à l'extrémité de la porte, ne perturbera pas la distribution des pressions de chaque côté de la porte.

6. EQUATIONS AUX DIFFERENCES FINIES

Pour tous les points situés à l'intérieur du domaine d'intégration, on a utilisé la maille suivante (fig. 15) :

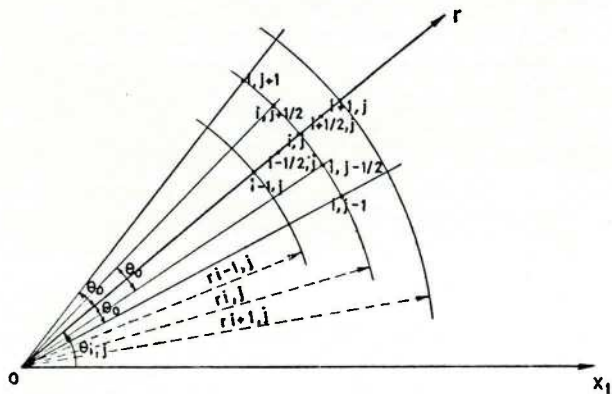


Fig. 15.

L'accroissement suivant r est r_0 et suivant θ , θ_0 . Les vitesses tangentielle et radiales sur les côtés de la maille sont calculées à partir des équations (23) et (24).

$$v_{r_{i,j+\frac{1}{2}}} = \frac{\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j}}{r_{i,j}\theta_0} \quad (29, a)$$

$$v_{r_{i,j-\frac{1}{2}}} = \frac{\psi_{i,j} - \psi_{i,j-1}}{r_{i,j}\theta_0} \quad (29, b)$$

$$v_{\theta_{i+\frac{1}{2},j}} = \frac{\psi_{i,j+1} - \psi_{i,j}}{r_0} \quad (29, c)$$

$$v_{\theta_{i-\frac{1}{2},j}} = \frac{\psi_{i,j} - \psi_{i-1,j}}{r_0} \quad (29, d)$$

Au centre de la maille, les composantes de la vitesse sont définies en prenant la moyenne arithmétique de leurs valeurs sur les côtés opposés.

$$v_{r_{i,j}} = 0,5 (v_{r_{i,j+\frac{1}{2}}} + v_{r_{i,j-\frac{1}{2}}}) \quad (30, a)$$

$$v_{\theta_{i,j}} = 0,5 (v_{\theta_{i+\frac{1}{2},j}} + v_{\theta_{i-\frac{1}{2},j}}) \quad (30, b)$$

Ensuite, sur les autres côtés, elles sont définies par la moyenne arithmétique de leurs valeurs dans la maille et dans la maille adjacente.

$$v_{r_{i+\frac{1}{2},j}} = 0,5 (v_{r_{i+1,j}} + v_{r_{i,j}}) \quad (31, a)$$

$$v_{r_{i-\frac{1}{2},j}} = 0,5 (v_{r_{i,j}} + v_{r_{i-1,j}}) \quad (31, b)$$

$$v_{r_{i,j+\frac{1}{2}}} = 0,5 (v_{r_{i,j}} + v_{r_{i,j+1}}) \quad (31, c)$$

$$v_{r_{i,j-\frac{1}{2}}} = 0,5 (v_{r_{i,j}} + v_{r_{i,j-1}}) \quad (31, d)$$

Les valeurs de la vorticité dans la maille sont définies en fonction du signe des composantes de la vitesse. (cf § 8)

$$\text{Pour } v_{r_{i-\frac{1}{2},j}} > 0 \quad \zeta_{i-\frac{1}{2},j} = \zeta_{i-1,j}$$

$$v_{r_{i-\frac{1}{2},j}} < 0 \quad \zeta_{i-\frac{1}{2},j} = \zeta_{i,j} \quad (32, a)$$

$$\text{Pour } v_{r_{i+\frac{1}{2},j}} > 0 \quad \zeta_{i+\frac{1}{2},j} = \zeta_{i,j}$$

$$v_{r_{i+\frac{1}{2},j}} < 0 \quad \zeta_{i+\frac{1}{2},j} = \zeta_{i+1,j} \quad (32, b)$$

$$\text{Pour } v_{\theta_{i,j-\frac{1}{2}}} > 0 \quad \zeta_{i,j-\frac{1}{2}} = \zeta_{i,j-1}$$

$$v_{\theta_{i,j-\frac{1}{2}}} < 0 \quad \zeta_{i,j-\frac{1}{2}} = \zeta_{i,j} \quad (32, c)$$

$$\text{Pour } v_{\theta_{i,j+\frac{1}{2}}} > 0 \quad \zeta_{i,j+\frac{1}{2}} = \zeta_{i,j}$$

$$v_{\theta_{i,j+\frac{1}{2}}} < 0 \quad \zeta_{i,j+\frac{1}{2}} = \zeta_{i,j+1} \quad (32, d)$$

En employant une différence avant pour examiner la dérivée temporelle, et en appliquant les conventions ci-dessus, l'équation (26) peut être mise sous la forme suivante :

$$\frac{\zeta_{i,j}^{n+1} - \zeta_{i,j}^n}{\delta t} + \frac{1}{r_{i,j}} \left[((rv_r \zeta)_{i+\frac{1}{2},j}^n - (rv_r \zeta)_{i-\frac{1}{2},j}^n) \frac{1}{r_0} \right. \\ \left. + ((v_\theta \zeta)_{i,j+\frac{1}{2}}^n - (v_\theta \zeta)_{i,j-\frac{1}{2}}^n) \frac{1}{\theta_0 r_{i,j}} \right] \\ = \frac{v}{r_{i,j} r_0} \left(\frac{r_{i+\frac{1}{2},j} (\zeta_{i+1,j}^n - \zeta_{i,j}^n)}{r_0} - \frac{r_{i-\frac{1}{2},j} (\zeta_{i,j}^n - \zeta_{i-1,j}^n)}{r_0} \right) \\ + \frac{v}{(r_{i,j} \theta_0)^2} (\zeta_{i,j+1}^n - 2\zeta_{i,j}^n + \zeta_{i,j-1}^n) \quad (33)$$

Où n est l'indice du temps et δt l'accroissement de temps. L'équation (25) devient :

$$\begin{aligned} -\zeta_{i,j}^{n+1} &= \frac{1}{r_{i,j}\theta_0} \left(\frac{r_{i+\frac{1}{2},j}(\psi_{i+1,j}^{n+1} - \psi_{i,j}^{n+1})}{r_0} \right. \\ &- \left. \frac{r_{i-\frac{1}{2},j}(\psi_{i,j}^{n+1} - \psi_{i-1,j}^{n+1})}{r_0} \right) \\ &+ \frac{1}{(r_{i,j}\theta_0)^2} (\psi_{i,j+1}^{n+1} - 2\psi_{i,j}^{n+1} + \psi_{i,j-1}^{n+1}) \end{aligned} \quad (34)$$

En résolvant l'équation (34) par rapport à $\psi_{i,j}$, on a :

$$\begin{aligned} \psi_{i,j}^{n+1} &= \frac{1}{2 \left(\frac{1}{r_0^2} + \frac{1}{(r_{i,j}\theta_0)^2} \right)} \left(\zeta_{i,j}^{n+1} + \frac{r_{i+\frac{1}{2},j} \psi_{i+1,j}^{n+1}}{r_{i,j} r_0^2} \right. \\ &+ \left. \frac{r_{i-\frac{1}{2},j} \psi_{i-1,j}^{n+1}}{r_{i,j} r_0^2} + \frac{1}{(r_{i,j}\theta_0)^2} (\psi_{i,j+1}^{n+1} + \psi_{i,j-1}^{n+1}) \right) \end{aligned} \quad (35)$$

En mettant sous forme de différences finies l'équation (21) et en résolvant par rapport à $p_{i-\frac{1}{2},j}^{n+1}$, on obtient si on introduit la vorticité ζ :

$$\begin{aligned} p_{i-\frac{1}{2},j}^{n+1} &= p_{i+\frac{1}{2},j}^{n+1} + \rho r_0 \left(\frac{v_{r_{i,j}}^{n+1} - v_{r_{i,j}}^n}{\delta t} \right. \\ &+ v_{r_{i,j}}^{n+1} \frac{v_{r_{i+\frac{1}{2},j}}^{n+1} - v_{r_{i-\frac{1}{2},j}}^{n+1}}{r_0} \\ &+ v_{\theta_{i,j}}^{n+1} \frac{v_{r_{i,j+\frac{1}{2}}}^{n+1} - v_{r_{i,j-\frac{1}{2}}}^{n+1}}{r_{i,j}\theta_0} - \left. \frac{(v_{\theta_{i,j}}^{n+1})^2}{r_{i,j}} \right) \\ &+ \frac{\mu}{r} \left(\frac{\zeta_{i,j+1} - \zeta_{i,j-1}}{2\theta_0} \right) \end{aligned} \quad (36)$$

De m me, en résolvant l'équation (13), on obtient :

$$\begin{aligned} p_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1} &= p_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+1} - \rho r_{i,j}\theta_0 \left(\frac{v_{\theta_{i,j}}^{n+1} - v_{\theta_{i,j}}^n}{\delta t} \right. \\ &+ v_{r_{i,j}}^{n+1} \frac{v_{\theta_{i+\frac{1}{2},j}}^{n+1} - v_{\theta_{i-\frac{1}{2},j}}^{n+1}}{r_0} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ v_{\theta_{i,j}}^{n+1} \frac{v_{\theta_{i,j+\frac{1}{2}}}^{n+1} - v_{\theta_{i,j-\frac{1}{2}}}^{n+1}}{r_{i,j}\theta_0} + \frac{(v_{\theta_{i,j}}^{n+1})^2}{r_{i,j}} \Big) \\ &+ \frac{\mu}{2r_0} (\zeta_{i+1,j} - \zeta_{i-1,j}) \end{aligned} \quad (37)$$

On définit

$$p_{i,j}^{n+1} = 0,5 (p_{i,j+\frac{1}{2}}^{n+1} + p_{i,j-\frac{1}{2}}^{n+1}) \quad (38)$$

Le fait de définir la vorticité suivant la valeur des composantes de la vitesse a été introduit par D.C. Thoman et A.A. Szewczyk [25]. Il a pour effet d'éliminer une des conditions de stabilité sur le nombre de Reynolds. En effet, D.C. Thoman et A.A. Szewczyk ont montré [25] que le fait d'employer les conventions (32) pour définir la vorticité permettait de calculer avec un nombre de Reynolds relatif à la maille supérieur à 2, tout en respectant les critères généraux de stabilité (voir § 8).

Dans le cas du modèle étudié, c'est la seule méthode qui ait donné satisfaction pour des nombres de Reynolds supérieurs à 50, pour un maillage et un temps de calcul raisonnables.

7. CONDITIONS AUX LIMITES

Le système à étudier étant symétrique, il suffira d'envisager la manœuvre d'une seule porte limitée par l'axe de symétrie (fig. 16).

Le domaine d'intégration est défini comme suit :

OP représente la porte busquée

BOB' représente le bajoyer

AB et A'B' représentent des parois fictives suffisamment éloignées où les composantes de la vitesse sont nulles

AA' représente l'axe de symétrie.

Les calculs étant effectués en coordonnées polaires, les segments AB et AB' sont les portions de cercle. L'axe de

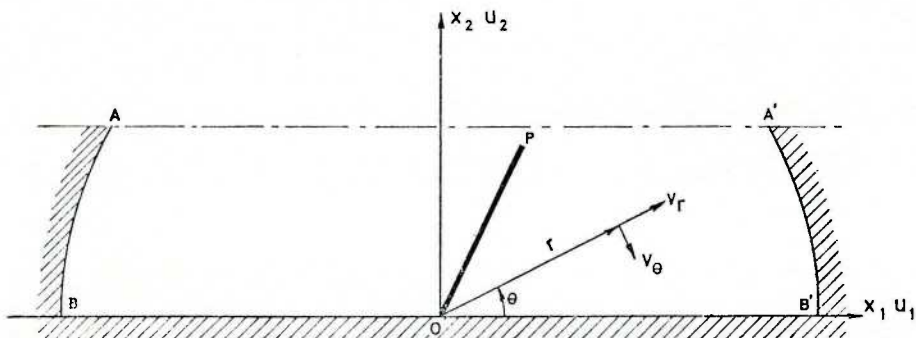


Fig. 16.

symétrie AA' est obtenu en limitant le domaine d'intégration suivant une fonction calculée $r = f(\theta)$ entre les points A et A'.

Il faut à présent définir les conditions sur ces limites, compatibles avec les équations de Navier-Stokes.

A. Sur la porte OP

1) Sur chacune des faces

Le liquide en contact avec la porte se déplace à la même vitesse que celle-ci. On a donc :

$$v_\theta = -\frac{\partial \psi}{\partial r} = \omega r \quad (39)$$

$$v_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 0 \quad (40)$$

Soit aux différences finies, on obtient les conditions suivantes sur la fonction de courant, en posant que en O, $v_\theta = 0$ (fig. 17) :

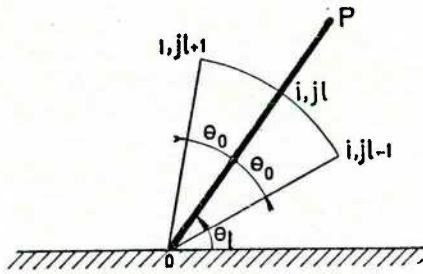


Fig. 17.

$$\psi_{i,jl} = -\frac{\omega r^2}{2} \quad (41)$$

$$\psi_{i,jl+1} = \psi_{i,jl} = \psi_{i,jl-1} \quad (42)$$

où jl est l'indice désignant la position d'une face de la porte.

Or la vorticité est définie par l'équation (25) :

$$\zeta_{i,jl} = \frac{1}{r_i} \frac{\partial(rv_\theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta}$$

En remplaçant dans cette équation v_θ et v_r par leur valeur tirée des équations (39) et (40), on obtient la valeur de la vorticité sur la porte :

$$\begin{aligned} \zeta_{i,jl} &= -\frac{1}{r_i} \frac{\partial(\omega r^2)}{\partial r} \\ &= -2\omega \end{aligned} \quad (43)$$

2) A l'extrémité

On définit l'extrémité de la porte par les points il, jl et $il, jl+1$ (fig. 18).

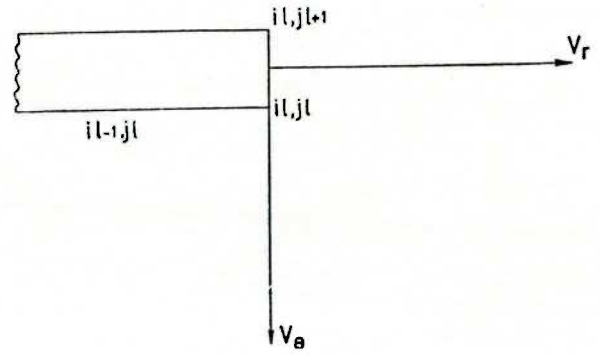


Fig. 18.

En il, jl et $il, jl+1$, on a que

$$v_\theta = -\frac{\partial \psi}{\partial r} \quad (44)$$

$$v_r = +\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 0 \quad (45)$$

En tenant compte des équations (44) et (45) la vorticité ζ par exemple pour le point il, jl est définie par la formule suivante :

$$\begin{aligned} \zeta_{il,jl} &= -\frac{2}{r_o^2} (\psi_{il+1,jl} - 2\psi_{il,jl} - \psi_{il-1,jl}) \\ &+ (\psi_{il,jl} - \psi_{il-1,jl}) \frac{1}{r_{il,jl} r_o} \end{aligned} \quad (46)$$

B. Sur le contour ABOB'A'

Sur ce contour, on impose la double condition de vitesse tangentielle et normale à la paroi nulle

$$v_\theta = -\frac{\partial \psi}{\partial r} = 0 \quad (47)$$

$$v_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta} = 0 \quad (48)$$

Aux différences finies, on a pour la fonction de courant (fig. 19) :

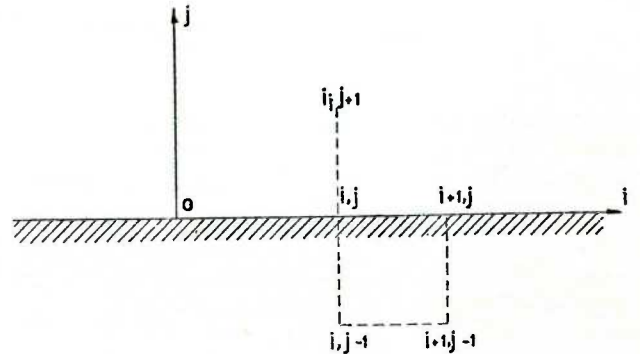


Fig. 19.

$$(47) \text{ devient } \psi_{i-1,j} - \psi_{i,j} = 0 \quad (49)$$

$$(48) \text{ devient } \psi_{i,j-1} - \psi_{i,j} = 0 \quad (50)$$

Comme en O, on a pris $v_0 = 0$, on pose $\psi_0 = 0$. En introduisant cette valeur dans les relations (49) et (50), on obtient :

$$\psi_{i+1,j} = \psi_{i,j} = \psi_{i,j-1} = 0$$

On peut remarquer que la paroi est située en i,j et $i,j-1$, par hypothèse et pour économiser des mesures lors du calcul sur ordinateur.

En la posant en i,j , on évitera une double rangée de zéros sur le contour ABOB'A'.

La condition sur la vorticité est définie par l'approximation de Fromm [20] qui est obtenue en remplaçant les valeurs de la fonction de courant dans l'équation (34).

$$\begin{aligned} -\zeta_{i,j}^{n+1} &= \frac{1}{r_{i,j}r_0} \left(\frac{r_{i+\frac{1}{2},j} (\psi_{i+1,j}^{n+1} - \psi_{i,j}^{n+1})}{r_0} \right. \\ &\quad \left. - \frac{r_{i-\frac{1}{2},j} (\psi_{i-1,j}^{n+1} - \psi_{i,j}^{n+1})}{r_0} \right) \\ &\quad + \frac{1}{(r_{i,j}\theta_0)^2} (\psi_{i,j+1}^{n+1} - 2\psi_{i,j}^{n+1} + \psi_{i,j-1}^{n+1}) \end{aligned}$$

On obtient dans le cas d'une paroi s'étendant suivant les i

$$\zeta_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{(r_{i,j}\theta_0)^2} (\psi_{i,j+1}^{n+1} - \psi_{i,j}^{n+1}) \quad (51)$$

Dans le cas d'une paroi suivant les j , on a (fig. 20) :

$$\zeta_{i,j}^{n+1} = \frac{r_{i+\frac{1}{2},j}}{r_{i,j}r_0^2} \psi_{i+1,j}^{n+1} - \psi_{i,j}^{n+1} \quad (52)$$

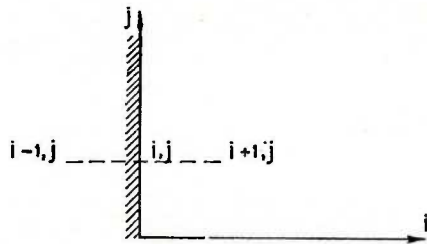


Fig. 20.

Pour définir les valeurs de la vorticité à la paroi, on a préféré l'approximation de Fromm [20] par rapport à celle de Woods [26]. En effet, bien que cette dernière soit une approximation d'un degré supérieur, Taylor a montré [27] qu'en écoulement non permanent, elle pourrait rendre le calcul instable. On peut noter que l'on n'a pas utilisé l'approximation de Thomas [28] parce que

dans ces matières elle semble moins précise que celle utilisée par Fromm.

C. Sur l'axe AA'

AA' est l'axe de l'écluse (fig. 21); il divise l'écoulement en deux parties exactement identiques. On a donc sur AA' :

$$v_n = 0 \quad (53)$$

$$\zeta_{AA'} = 0 \quad (54)$$

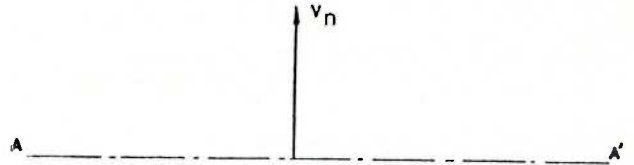


Fig. 21.

8. CONDITION DE STABILITE

Ce paragraphe n'est pas une démonstration mathématique rigoureuse et précise des critères de stabilité; il a seulement pour but de les mettre en évidence pour le cas étudié.

Si dans l'équation (33) on ne considère que le terme de diffusion de la vorticité, on a :

$$\begin{aligned} \zeta_{i,j}^{n+1} &= \zeta_{i,j}^n + \nu \delta t \left(-\zeta_{i,j}^n \left(\frac{2}{r_0^2} + \frac{2}{(r_{i,j}\theta_0)^2} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{r_{ij}r_0^2} (r_{i+\frac{1}{2},j}\zeta_{i+1,j}^n + r_{i-\frac{1}{2},j}\zeta_{i-1,j}^n) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{(r_{ij}\theta_0)^2} (\zeta_{i,j+1}^n + \zeta_{i,j-1}^n) \right) \quad (55) \end{aligned}$$

D'après le critère de positivité, on sait que pour obtenir la stabilité, il faut que le coefficient de $\zeta_{i,j}^n$ soit plus grand ou égal à zéro; donc :

$$1 - 2\nu\delta t_d \left(\frac{1}{r_0^2} + \frac{1}{(r_{i,j}\theta_0)^2} \right) \geq 0$$

$$\delta t_d \leq \frac{1}{2\nu \left(\frac{1}{r_0^2} + \frac{1}{(r_{i,j}\theta_0)^2} \right)} \quad (56)$$

où $r_{i,j}$ est variable en fonction de la maille et dt est relatif à la diffusion.

Pour la convection de la vorticité, on a de la même manière :

$$\delta t_c \leq \frac{1}{\frac{v_{r_{i,j}}}{r_o} + \frac{v_{\theta_{i,j}}}{r_{i,j}\theta_o}} \quad (57)$$

En combinant les inégalités (56) et (57), on obtient la condition suivante :

$$\delta t \leq \frac{1}{\frac{1}{\delta t_c} + \frac{1}{\delta t_d}} \quad (58)$$

δt_c et δt_d étant variables en fonction de la maille, il faudra prendre le δt basé sur les valeurs minimums de δt_c et δt_d relatives au champ de l'écoulement étudié.

Les valeurs r_o , θ_o et $r_{i,j}$ sont définies par la géométrie choisie tandis que les valeurs maximum de v_r et $\frac{v_\theta}{r_{i,j}}$ ne peuvent être déterminées qu'après le calcul.

Il s'ensuit une indétermination qui peut être contournée par le choix d'une vitesse de référence connue au départ et d'un coefficient corrigeant cette vitesse afin que le critère de stabilité soit toujours respecté.

Dans le cas de la manœuvre de la porte busquée d'écluse, on a choisi comme vitesse de référence la vitesse tangentielle de l'extrémité de porte V . En supposant également une vitesse radiale de référence nulle, la relation (57) devient :

$$\delta t \leq \frac{r_o}{V} a_t \quad (59)$$

où a_t , le coefficient corrigeant la valeur V vaut :

$$a_t = 0,2$$

On montrera à la lumière des résultats obtenus que pour le cas étudié, les conditions (58) et (59) sont semblables et que la condition (59) est d'un usage beaucoup plus aisé pour une première approche.

9. CALCUL DE LA RESISTANCE A LA ROTATION DE LA PORTE

Connaissant les pressions à une constante près de part et d'autre de la porte par les équations (36) et (38), on trouve aisément par intégration les moments résistants M_1 et M_2 situés de part et d'autre de la porte (fig. 22).

$$M_1 = \int_0^L r_{i,j}(r) p_{i,j1}(r) S_{i,j}(r) dr + C \quad (62)$$

$$M_2 = \int_0^L r_{i,j}(r) p_{i,j2}(r) S_{i,j}(r) dr + C \quad (63)$$

où C est une constante.

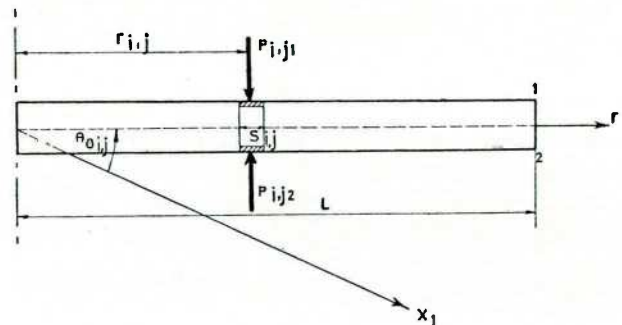


Fig. 22.

Le moment résistant total vaut alors :

$$M_e = (M_1 - M_2) \quad (64)$$

et le coefficient de résistance à la rotation, en profondeur unitaire, est défini par la formule du chapitre III :

$$R = \frac{8M_e g}{\omega \omega^2 L^4} \quad (65)$$

10. PROCEDURE DE CALCUL

A. Grandeur de la maille

La première étape est la définition de la maille. A la suite des arguments avancés dans le paragraphe 4 de ce chapitre, on prendra (fig. 23) :

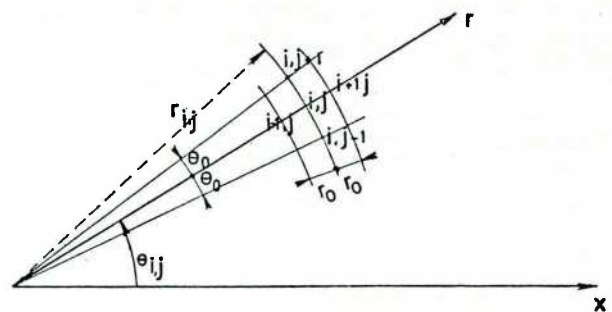


Fig. 23.

$$r_o \leq \frac{L}{\sqrt{Re}} \quad (66)$$

$$\theta_0 r_{i,j} \leq \frac{L}{\sqrt{Re}} \quad (67)$$

$$\text{où } Re = \frac{VL}{\nu}$$

On conviendra de choisir pour définir θ_0 par (67) qui dépend de $r_{i,j}$, une maille située à l'extrémité de la porte, là où des vitesses importantes sont observées.

En effet, on constate que les vitesses diminuent en s'éloignant de l'extrémité de la porte. Par conséquent, si on définit le nombre de Reynolds relatif à la maille :

$$Re_m = \frac{V_m L}{\nu} \text{ où } V_m \text{ est la vitesse du fluide dans cette maille, le critère (67) sera toujours respecté à condition de remplacer } Re \text{ par } Re_m.$$

B. Solution initiale

On prend comme solution initiale un écoulement irrotationnel. Cette méthode a déjà été utilisée, notamment par D.C. Thoman, A.A. Szewczyk [25], Hunck, Macagno [21],

En posant la vorticité $\zeta = 0$, on obtient pour l'équation (35) :

$$\begin{aligned} \psi_{i,j} = & \frac{1}{2 \left(\frac{1}{r_0^2} + \frac{1}{(\theta_0 r_{i,j})^2} \right)} \\ & \times \left(r_{i+\frac{1}{2},j} \psi_{i+1,j} + r_{i-\frac{1}{2},j} \psi_{i-1,j} \right) \\ & \times \frac{1}{r_{i,j} r_0^2} + \frac{1}{(r_{i,j} \theta_0)^2} (\psi_{i,j+1} + \psi_{i,j-1}) \end{aligned} \quad (68)$$

Les conditions aux limites, ayant été définies suivant le paragraphe 6, on détermine par itérations successives dans l'équation (68) la fonction de courant.

La solution est obtenue lorsque l'on a :

$$(\psi_{i,j}^{k+1} - \psi_{i,j}^k)_{\max} < \beta \psi_{i,j}^k \text{ où } \beta = 10^{-4} \quad (69)$$

n est le facteur d'itération.

C. Solution en régime non permanent

La figure 24 montre l'organigramme de la méthode de calcul. A partir des résultats donnés par la solution initiale, on calcule par l'équation (34) la vorticité ζ pour tous les points intérieurs au domaine d'intégration, en

prenant un accroissement du type δt défini par l'équation (59).

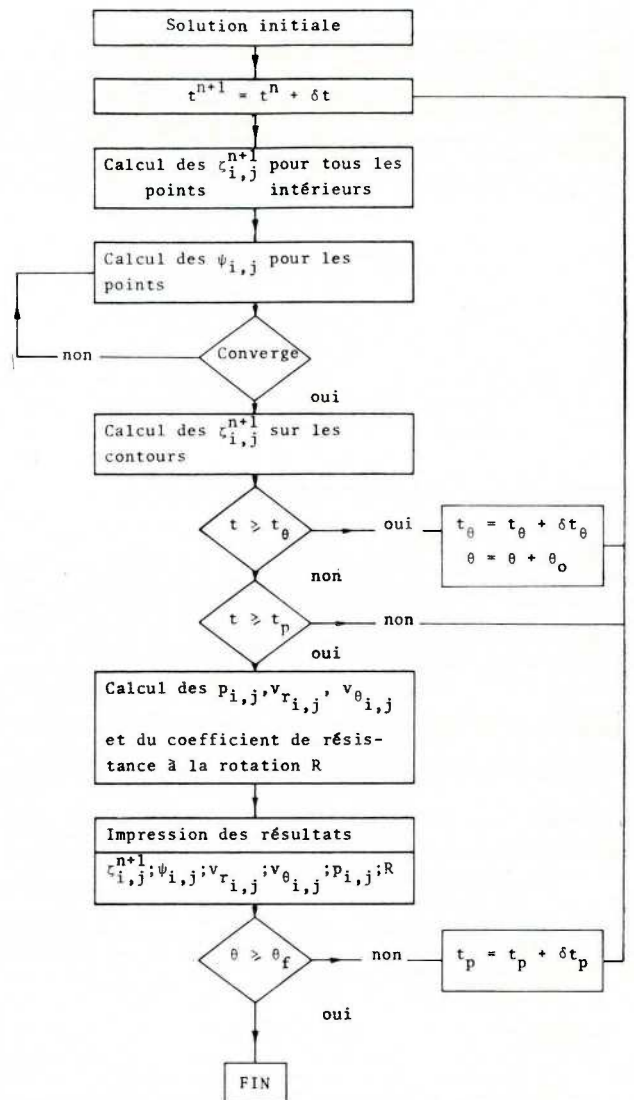


Fig. 24.

Ensuite, à l'aide de l'équation (35), la fonction de courant est déterminée par un procédé itératif identique à celui employé pour la recherche de la solution initiale. Sur les contours, la vorticité est établie au moyen des équations (51) et (52).

On effectue alors deux tests sur le paramètre temps, à la suite l'un de l'autre.

1) si $t > t_\theta$ passage de la porte d'une position à la suivante suivant la manœuvre (fermeture ou ouverture) et la vitesse angulaire choisie. $t_\theta = t_\theta + \delta t_\theta$ et $\delta t_\theta = \frac{\theta_0}{|\omega|}$

2) si $t > t_p$ calcul des pressions $p_{i,j}$ au voisinage de la porte par (36), des vitesses $v_{\theta_{i,j}}$, $v_{r_{i,j}}$ en tous les points intérieurs par (30, a) et (30, b); le moment résistant total M_e par (64); le coefficient de résistance à la rotation par (65); t_p , un temps où l'on dérive pour obtenir l'impression de l'ensemble des caractéristiques de la phase choisie est défini par $t_p = t_p + \delta t_p$

δt_p est fixé en fonction de deux critères opposés :

- 1° gagner un temps machine en évitant des calculs qui ne font pas progresser le processus;
- 2° obtenir des résultats aussi souvent que possible.

Enfin, lorsque la porte a atteint sa position ultime, le programme est arrêté.

11. RESULTATS OBTENUS

Pour résoudre l'intégration numérique des équations de Navier-Stokes, suivant la méthode exposée précédemment, on a utilisé l'ordinateur 360/65 de l'Université de Liège.

On a étudié une porte busquée d'écluse d'une longueur $L = 0,20$ m identique à celle d'une maquette de porte d'écluse dont il sera question au chapitre IV. Le domaine d'intégration a la forme de la figure 25, où le côté BB' vaut 1,00 m. D'après une étude précédente [15], cette distance est suffisante pour que l'on puisse composer sur les côtés AB et $A'B'$ une vitesse nulle parallèlement et perpendiculairement à la paroi. Le maillage a été déterminé pour un nombre de Reynolds $Re = 40$, soit une vitesse angulaire de $\omega = 10^{-3}$ rad/s et une viscosité cinématique égale à celle de l'eau, soit $\nu = 10^{-6}$ m²/s.

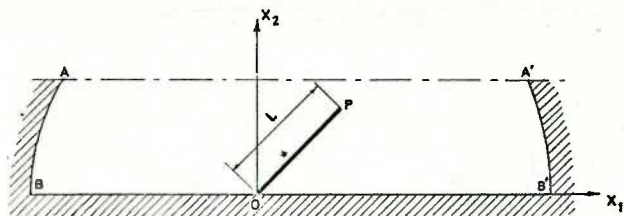


Fig. 25.

$$Re = \frac{VL}{\nu}$$

$$= \frac{\omega L^2}{\nu} = 40$$

On a choisi :

$$r_0 = 0,025 \text{ m} < \frac{L}{\sqrt{Re}} = 0,031 \text{ m}$$

$$\theta_0 = 0,165347 \text{ rad}$$

soit

$$\theta_0 r_{i,j} = 0,033069 \text{ m} \cong \frac{L}{\sqrt{Re}} = 0,031 \text{ m}$$

pour $r_{i,j} = L$.

L'inégalité (66) est donc vérifiée. Le fait de ne pas respecter strictement l'inégalité (67) n'a pas causé de perturbations dans le calcul numérique.

Avec la géométrie définie ci-dessus, les calculs ont été effectués pour une manœuvre d'ouverture et une manœuvre de fermeture. De plus, afin de déterminer la validité de la solution obtenue pour des nombres de Reynolds plus élevés, on a poursuivi ces mêmes calculs avec la même géométrie pour des vitesses angulaires de 10^{-2} et 10^{-1} rad/s, soit des valeurs de Re de 400 et 4000.

Vu les critères énoncés précédemment, il apparaît que la validité des résultats obtenus peut être mise en défaut. Cependant, les chapitres V et VI, « Comparaison entre les résultats expérimentaux obtenus sur maquette et les résultats numériques » et « Comparaison entre les résultats de l'étude et les mesures sur un prototype », montreront que l'on peut dans le cas présent appliquer cette méthode pour des valeurs du nombre de Reynolds plus élevées.

Ainsi que cela a été exposé dans la procédure de calcul, on a obtenu pour les différentes positions de la porte au cours de la manœuvre, les valeurs des pressions $p_{i,j}$ au voisinage de la porte, les vitesses $v_{r_{i,j}}$ et $v_{\theta_{i,j}}$ et tous les points intérieurs, du moment M_e , du coefficient de résistance à la rotation R , de la fonction de courant ψ et de la vorticité ζ .

Il n'est pas possible dans ce cadre de présenter tous ces résultats, aussi a-t-il été nécessaire de se limiter aux plus significatifs pour l'étude.

Les tableaux 26 et 27 montrent les variations du coefficient de résistance à la rotation R en fonction de la position de la porte θ et du nombre de Reynolds Re pour une manœuvre de fermeture (26) et d'ouverture (27). Les figures 28 à 34 montrent les lignes de courant instantanées déterminées à l'aide de l'ordinateur pour une manœuvre de fermeture, et les figures 35 à 40 pour une manœuvre d'ouverture.

LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Type de la manoeuvre: fermeture

Re = 40

Position de la porte: $\theta = 52^\circ$

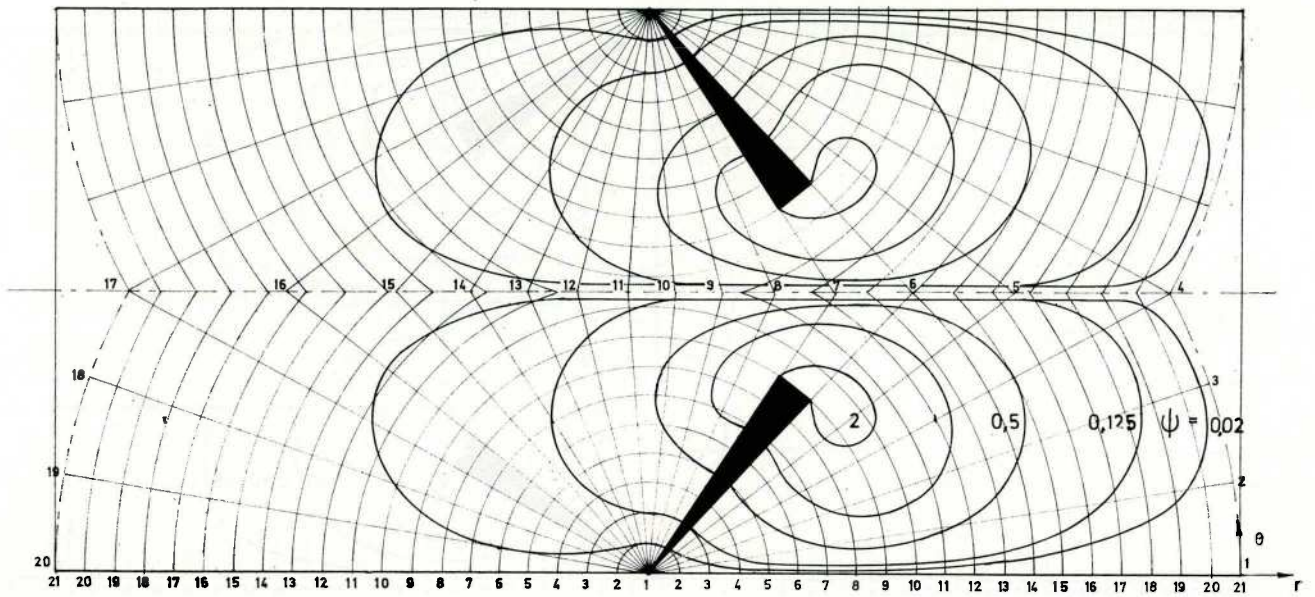


Fig. 31.

LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Type de la manoeuvre: fermeture

Re = 40

Position de la porte: $\theta = 61,5^\circ$

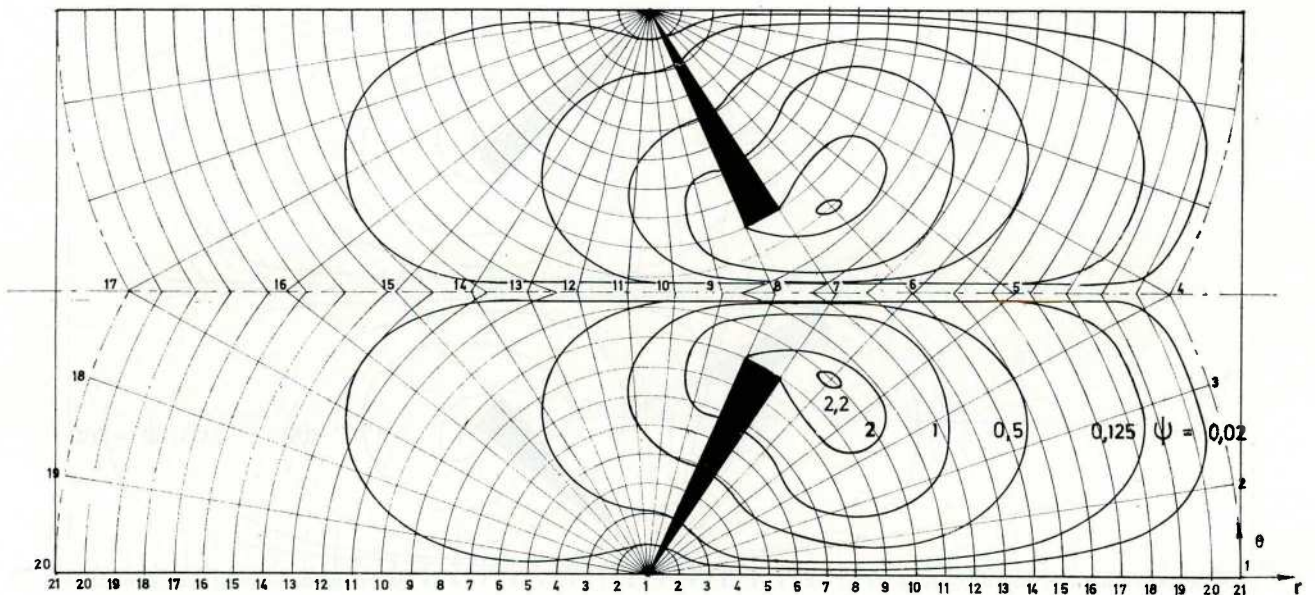


Fig. 32.

LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 40

Type de la manoeuvre: fermeture

Position de la porte: $\theta = 71^\circ$

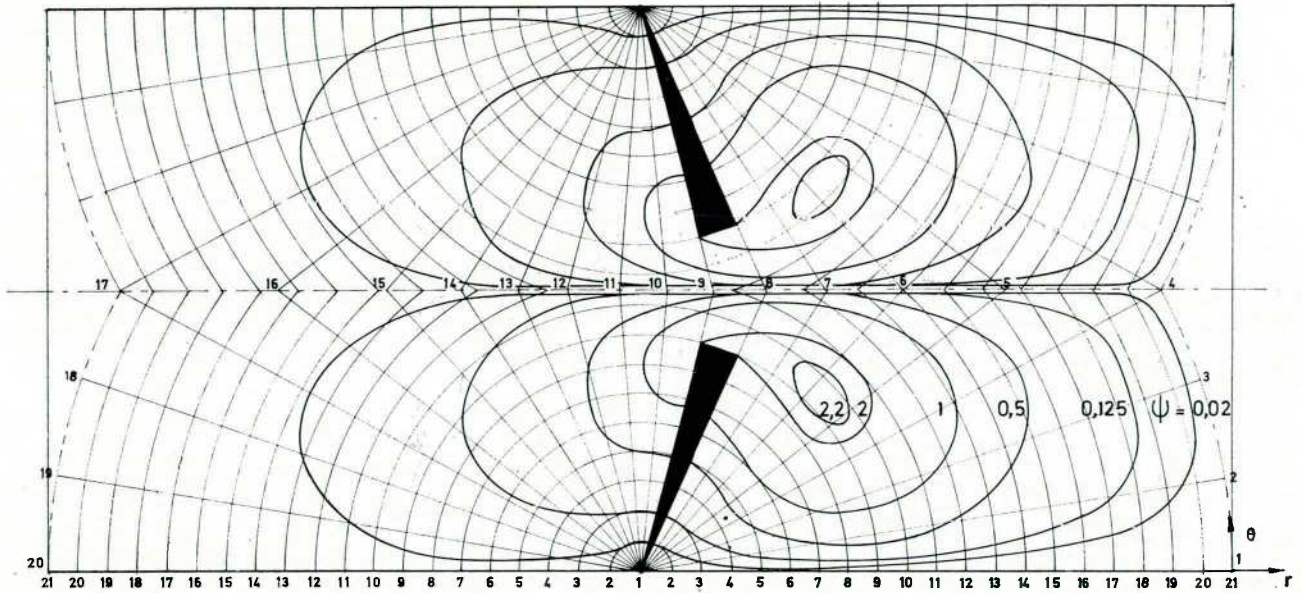


Fig. 33.

LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 40

Type de la manoeuvre: fermeture

Position de la porte: $\theta = 80,5^\circ$

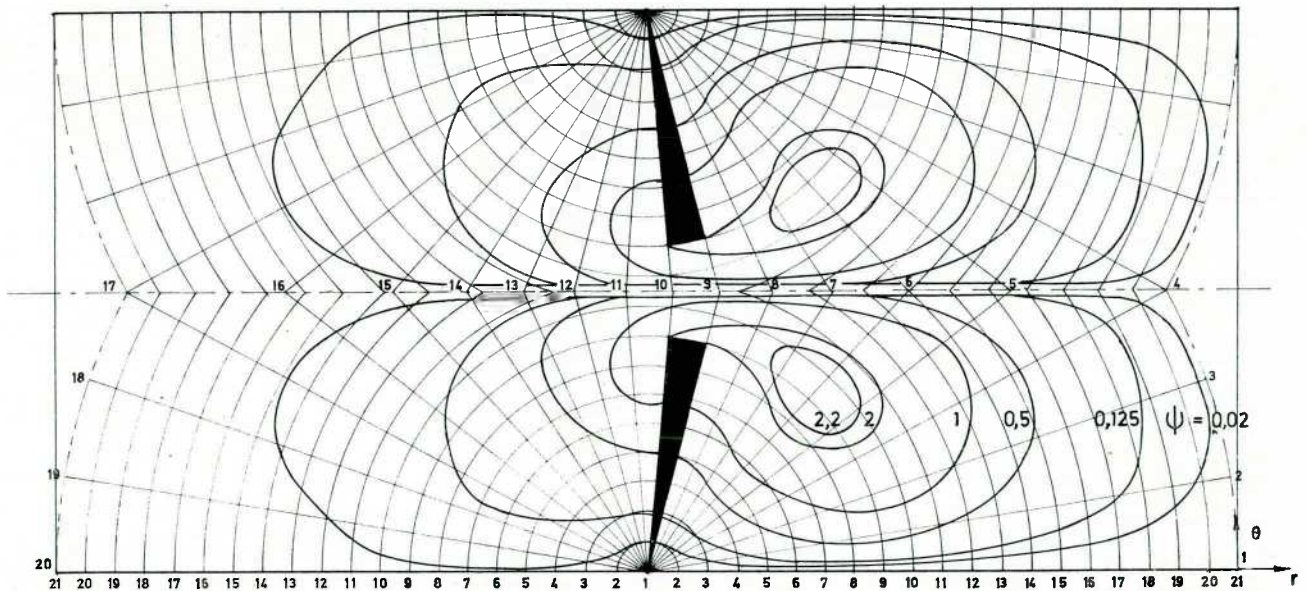


Fig. 34.

LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 40

Type de la manoeuvre: ouverture

Position de la porte: $\theta = 71^\circ$

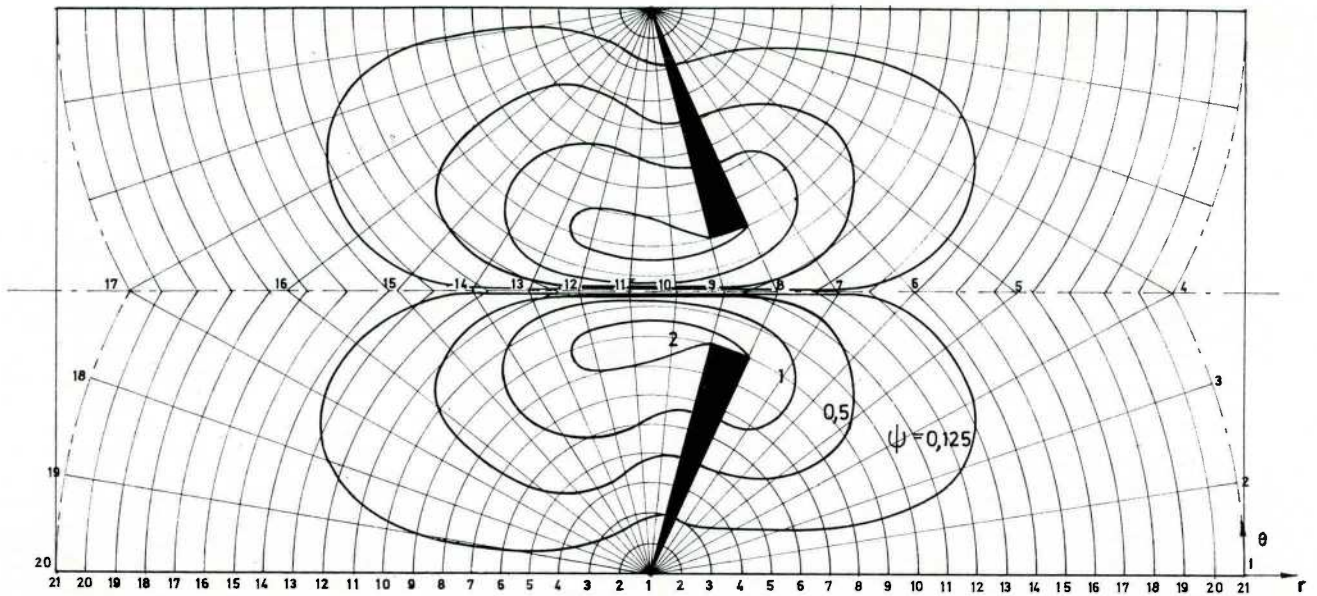


Fig. 35.

LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 40

Type de la manoeuvre: ouverture

Position de la porte: $\theta = 61,5^\circ$

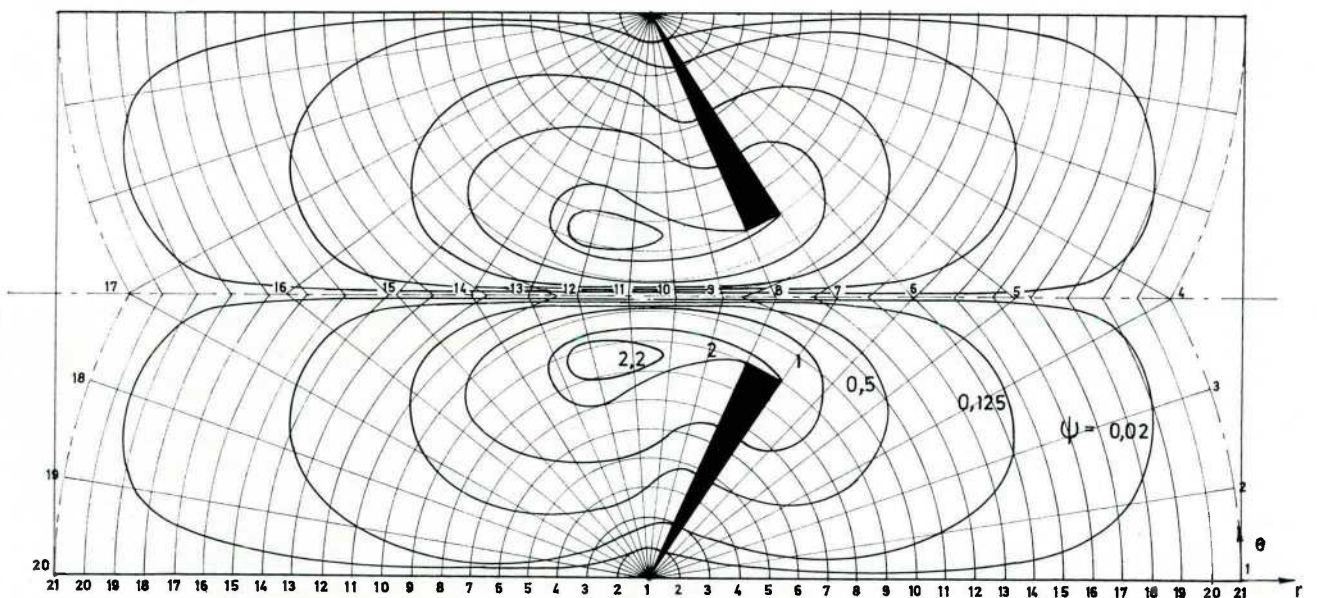


Fig. 36.

LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Type de la manœuvre: ouverture

$Re = 40$

Position de la porte: $\theta = 52^\circ$

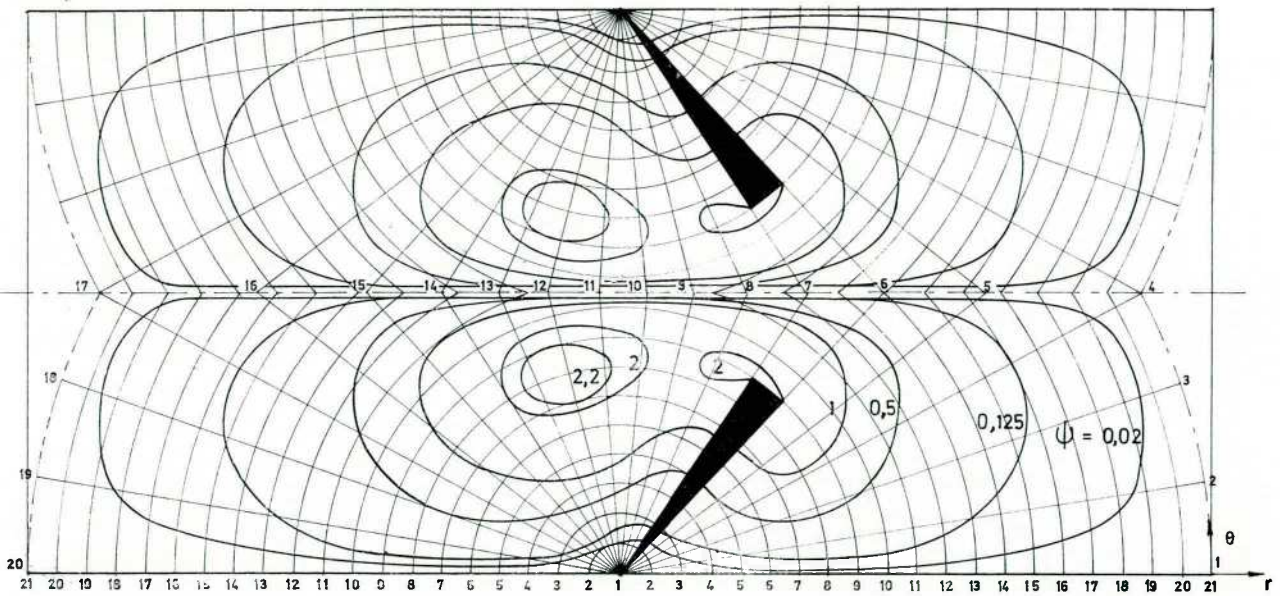


Fig. 37.

LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Type de la manœuvre: ouverture

$Re = 40$

Position de la porte: $\theta = 42,2^\circ$

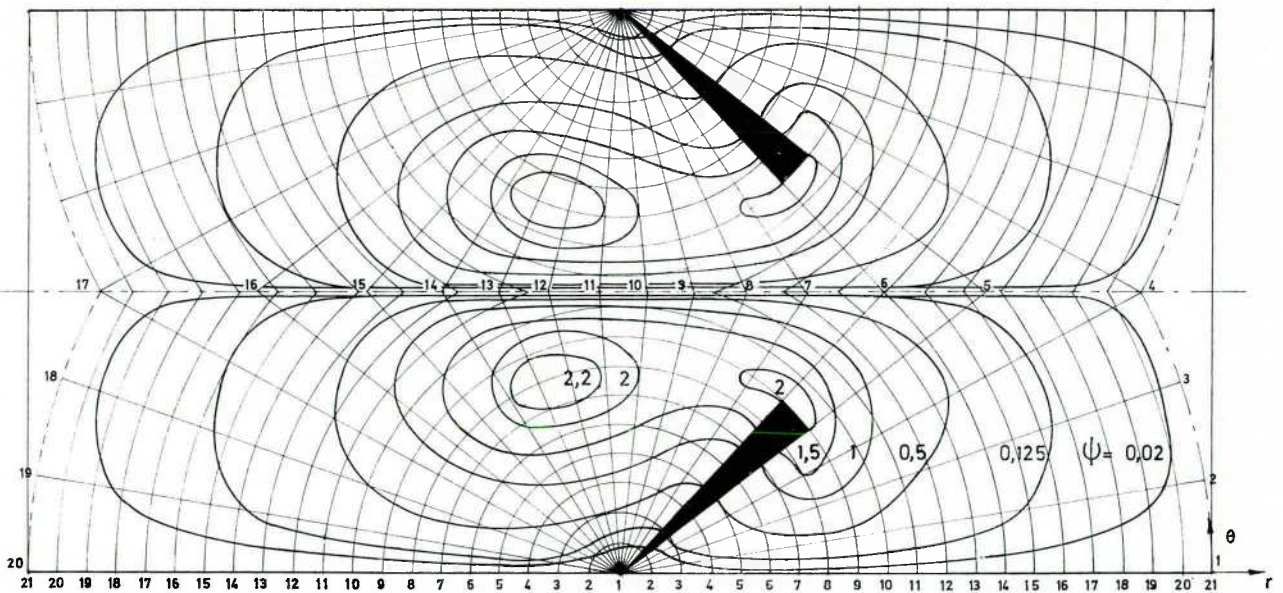


Fig. 38.

LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 40

Type de la manoeuvre: ouverture

Position de la porte: $\theta = 33^\circ$

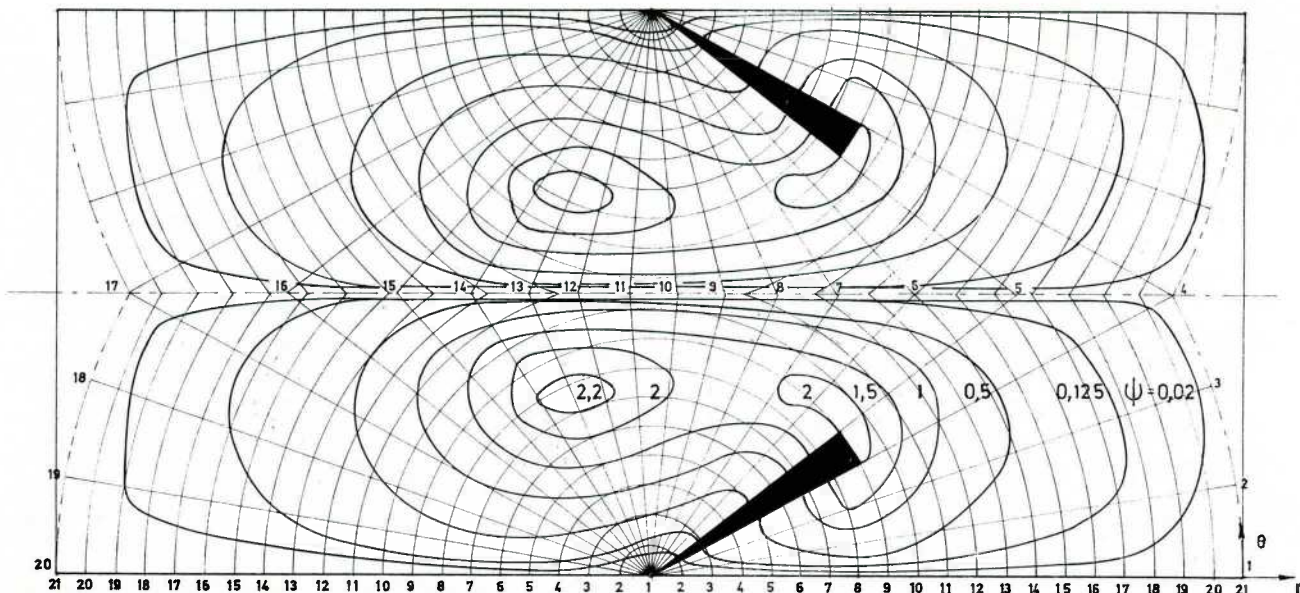


Fig. 39.

LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 40

Type de la manoeuvre: ouverture

Position de la porte: $\theta = 24,5^\circ$

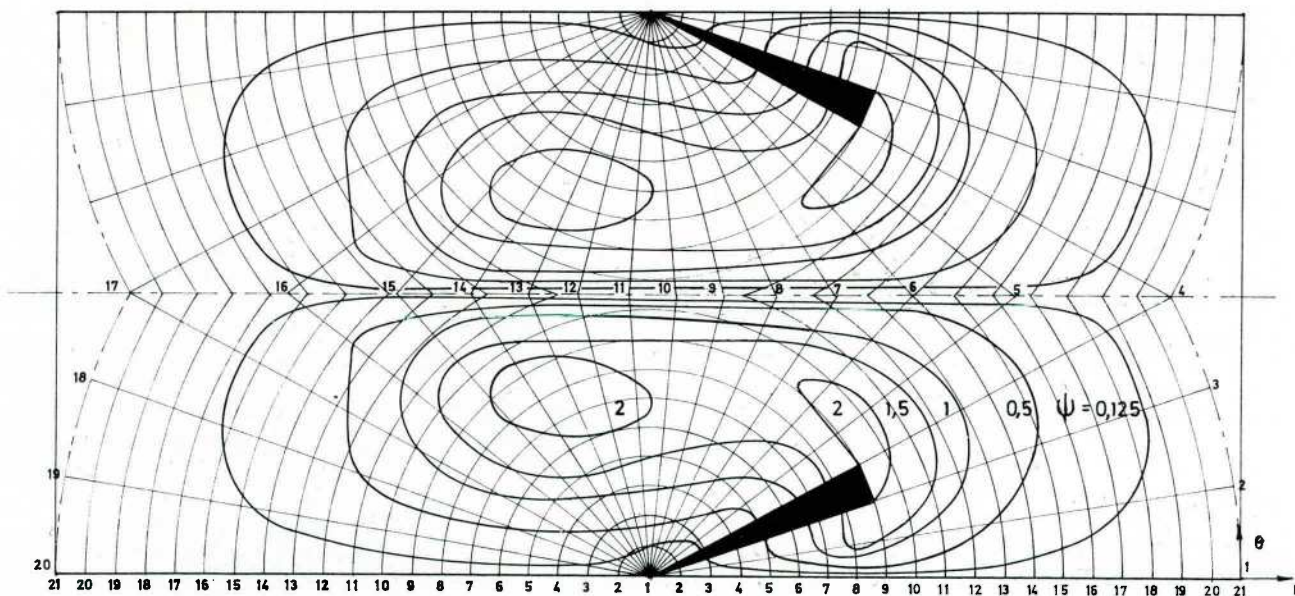


Fig. 40.

12. DISCUSSION DES RESULTATS

Les valeurs du coefficient de résistance à la rotation R peuvent paraître élevées par rapport à celles du coefficient de traînée k d'une plaque rectangulaire placée dans un fluide indéfini, perpendiculairement au courant. Selon Rouse [29] la force exercée sur la plaque est proportionnelle à

$$F \div kv^2$$

où k varie de 1,1 à 2 selon le rapport L/D (fig. 41) pour $Re > 10^2$

v est la vitesse du fluide par rapport à la plaque.

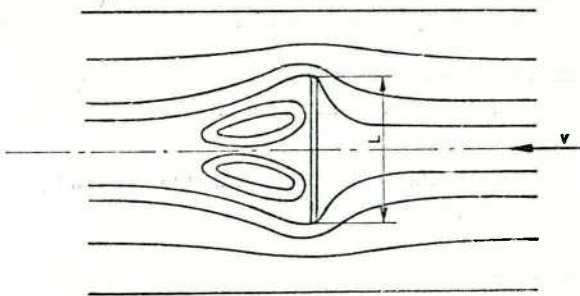


Fig. 41.

Cependant ainsi qu'on l'a signalé dans le chapitre II, les situations sont essentiellement différentes.

Dans le cas de la manœuvre d'une porte d'écluse où $F_e \div RV^2$ (chapitre III), on peut expliquer les valeurs de R de la manière suivante : V étant la vitesse tangentielle de l'extrémité de la porte (fig. 42), les résultats des calculs montrent que la vitesse de retour V' varie entre 2 et 4 V suivant la position de la porte au cours de la manœuvre.

La vitesse du fluide par rapport à la porte est alors de 3 à 5 V .

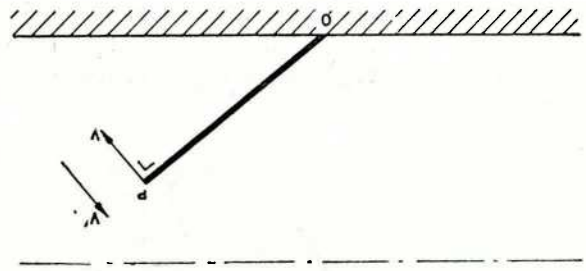


Fig. 42.

En introduisant ces valeurs dans l'équation (70) et en remplaçant k par ses valeurs extrêmes, on obtient :

$$F_e \div 3^2 \cdot 1,1 \cdot V^2 = 9,9 \cdot V^2 \quad (72)$$

et

$$F_e \div 5^2 \cdot 2 \cdot V^2 = 50 \cdot V^2 \quad (73)$$

On constate alors en rapprochant les équations (71), (72) et (73) que dans le cas de la manœuvre d'une porte busquée d'écluse, le coefficient de résistance à la rotation R peut varier d'après ce raisonnement entre 9,9 et 50. C'est effectivement ce que montrent les résultats des calculs effectués par l'ordinateur. (voir tableaux 26 et 27)

13. REMARQUES SUR LA PROCEDURE DE CALCUL ADOPTEE

A. Du fait de l'utilisation d'un maillage, le mouvement continu de la rotation de la porte a dû être transformé en une suite de sauts successifs, l'angle d'ouverture de la porte passant à un instant donné subitement de la valeur θ_j à la valeur θ_{j+1} . Ceci provoque une certaine discontinuité dans les résultats et notamment dans les valeurs des vitesses $v_{r,i,j}$ et $v_{\theta,i,j}$ et de pression $p_{i,j}$.

On peut voir sur la figure 43 la variation de la vitesse tangentielle au point G en fonction du temps au cours

VARIATION DE LA VITESSE TANGENTIELLE v_{θ} , AU POINT G EN FONCTION DU TEMPS

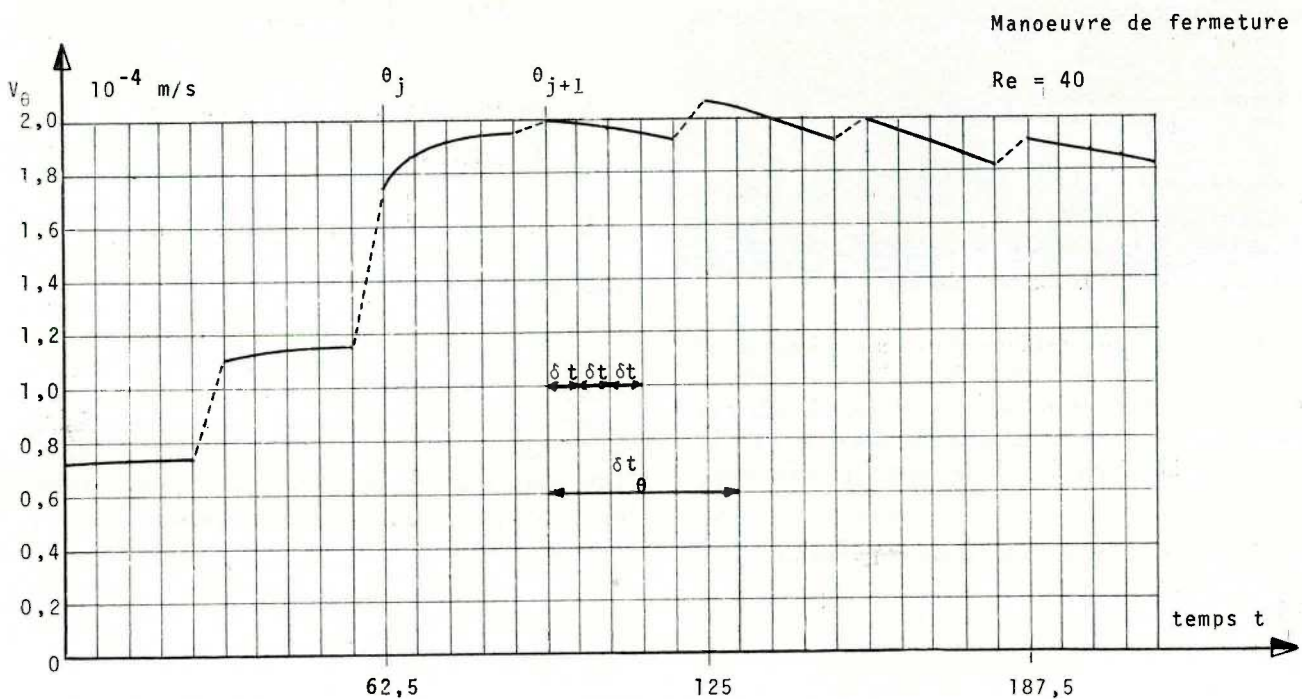


Fig. 43.

Les portes busquées en PVC forment entre elles un angle de buscage de $78^{\circ}05'$ et sont manoeuvrées par un système de câbles dont le schéma est donné à la figure 46.

Ce fil, alimenté par un courant alternatif, constitue avec le milieu liquide un condensateur dont le diélectrique est l'émail et les deux armatures le cuivre et l'eau.

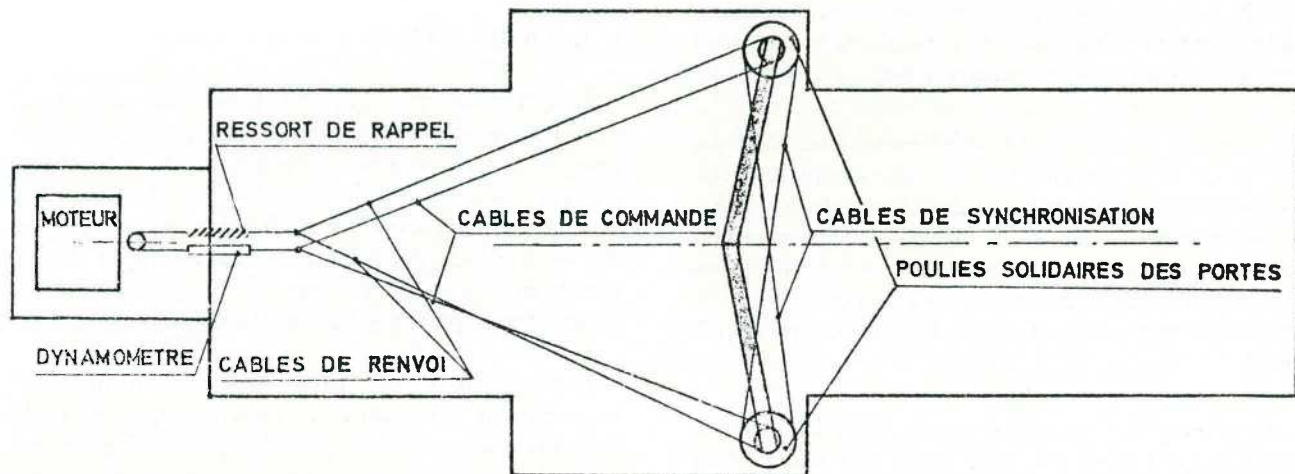


Fig. 46.

La poulie d'entraînement des câbles est actionnée par un moteur électrique à vitesse variable. Le moteur a été choisi de telle sorte que la variation de l'effort résistant n'influence pas sa vitesse de rotation, dans la limite des phénomènes étudiés.

La variation de capacité, proportionnelle à la variation de longueur du fil immergé, est mesurée en permanence durant toute la manoeuvre, au moyen d'un amplificateur démodulateur Neyrpic (type EG 4), relié à un enregistreur XY. (fig. 48)

B. Dispositifs de mesure

A. Mesure des variations du niveau de l'eau de chaque côté de la porte

Sur chaque face des portes, on a placé des dispositifs de mesure du niveau du plan d'eau, différents suivant la nature du liquide dans le bac.

1° Pour l'eau

Les capteurs du type capacitif sont constitués par un fil de cuivre émaillé, tendu sur un support de 0,20 m. (figure 47)

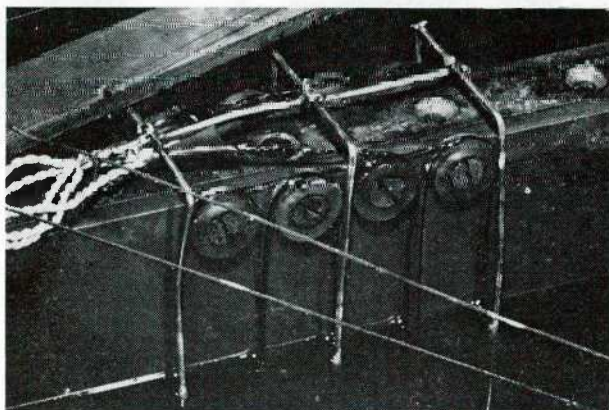


Fig. 47.

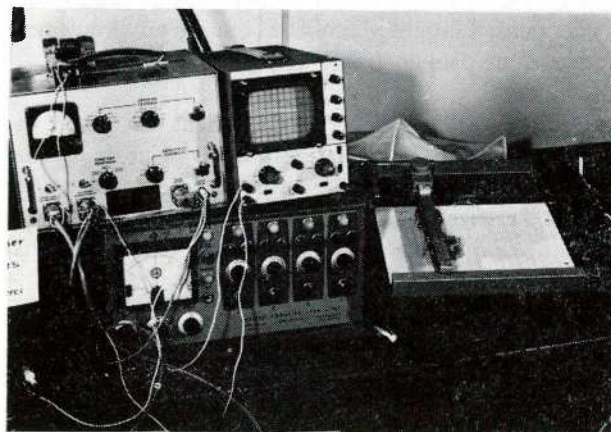


Fig. 48.

Ce dispositif donne une valeur moyenne de la variation de niveau de l'eau sur la largeur de la porte.

2° Pour les liquides corrosifs

L'émail des capteurs de type capacitif ne résistant pas à ces agents corrosifs, on a pris un système de mesure par variation de résistance. Ces capteurs au nombre de 6 et placés de part et d'autre d'une porte, sont composés de deux électrodes d'acier inoxydable de 0,20 m. (fig. 49)

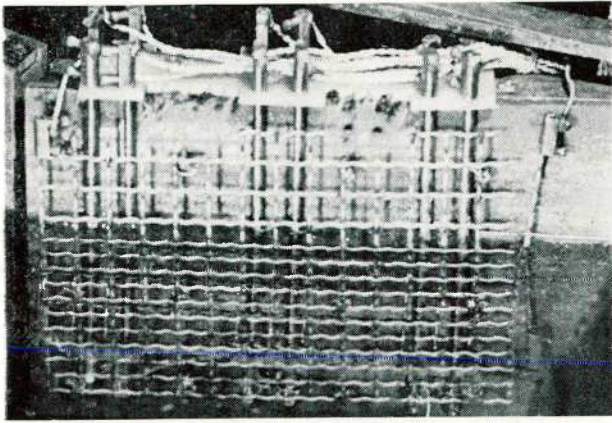


Fig. 49.

Un courant est induit dans ces deux tiges et lorsque celles-ci sont immergées partiellement, il se forme un champ électrique dont l'intensité est proportionnelle à la profondeur d'immersion des tiges.

L'enregistrement des variations du champ électrique causées par le plan d'eau se fait à l'aide d'un Pont de Wheatstone, relié à l'enregistreur XY.

La précision de ces deux systèmes permet de mesurer des dénivellations du plan du liquide de l'ordre de 0,05 mm à condition d'ajouter un abaisseur de tension superficielle du liquide pour éviter la formation de ménisque sur les capteurs.

B. Mesure du couple nécessaire pour manoeuvrer les portes

Dans le système de manoeuvre, on a interposé dans les câbles un dynamomètre dynamique. Ce dynamomètre, composé d'une lame d'acier sur laquelle sont collées 2 jauges de tension, permet à tout instant de connaître l'effort dans le câble. (fig. 50)

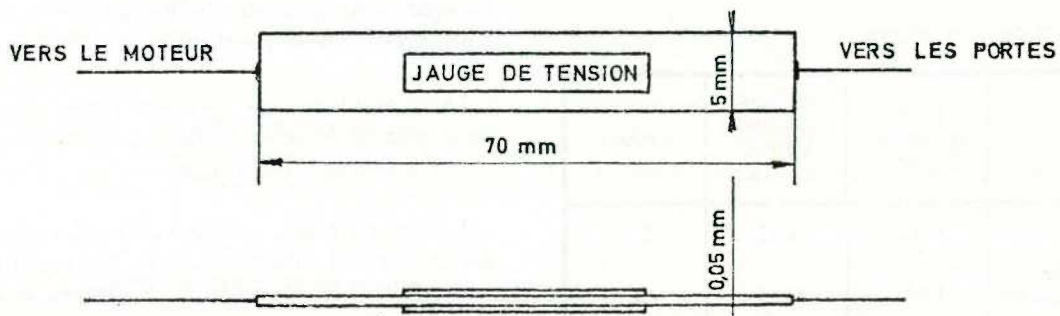


Fig. 50.

La précision de ce dynamomètre est de 50 gr, et le tarage de contrôle effectué après les essais n'a montré aucune modification.

C. Mesure de la position de la porte

Un potentiomètre, placé sur l'axe de l'une des portes (fig. 51) est relié à l'enregistreur XY; de telle sorte que la position de la porte soit indiquée en abscisse; en ordonnée, à l'aide des deux canaux, la mesure du couple nécessaire pour manoeuvrer la porte et la mesure d'un des capteurs.

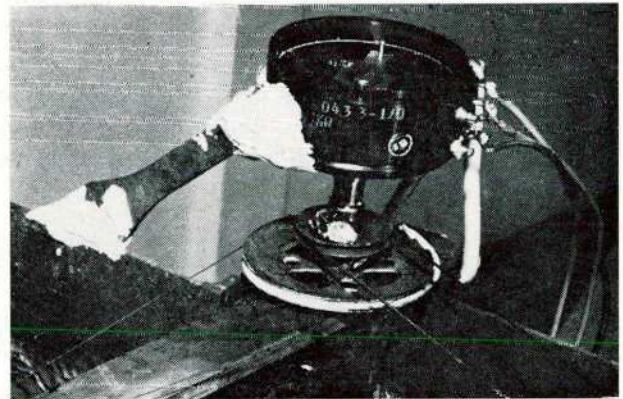


Fig. 51.

Un enregistrement obtenu est représenté à la figure 52.

Le potentiomètre est linéaire dans le domaine utilisé; la précision de l'angle donnant la position de la porte est de $0,3 \cdot 10^{-2}$ radians.

Cependant, pour l'eau, en vue de vérifier cette hypothèse, on a effectué des essais sur les deux systèmes de mesure. La différence entre les valeurs de M obtenues à partir des valeurs moyennes η_2 de la surélévation et η_1 de la dénivellation, et à partir de leurs valeurs discrétisées $\eta_2^1, \eta_2^2, \eta_2^3$, et $\eta_1^1, \eta_1^2, \eta_1^3$ était inférieure à 2,3 %.

Ce résultat montre que les valeurs moyennes obtenues par les capteurs capacitifs sont représentatives du phénomène avec une très bonne précision.

B. Calcul de R

Le couple résistant total M_t nécessaire à la manœuvre d'une porte est calculé à partir de la mesure de l'effort dans les câbles de manœuvre. D'après l'exposé du chapitre II, M_t peut être décomposé de la manière suivante :

$$M_t = M_f + M_i + M_h \quad (78)$$

avec

M_f = couple résistant dû aux frottements mécaniques;

M_i = couple dû à l'inertie de la porte;

M_h = couple dû aux forces hydrauliques.

Pour chacune des vitesses choisies, en manœuvrant les portes dans le bac vide, on obtient les valeurs de M_f et M_i qui sont des valeurs propres de la maquette.

Pour la mesure de M_f , on décharge les portes en enlevant des feuilles de plomb pour compenser la poussée d'Archimède existant lors de la présence de liquide. De cette manière, les efforts agissant sur le collier et le tourillon sont identiques à ceux existant lors de la manœuvre de M_t .

A partir de ces mesures, on peut déterminer la valeur de M_i à partir de l'équation (78) :

$$M_h = M_t - M_f - M_i$$

$$\text{or } M_h = M_e + M_\eta$$

M_η a été calculé au paragraphe précédent, donc :

$$M_e = M_t - M_f - M_i - M_\eta$$

$$\text{et } R = \frac{8 M_e g}{\omega H \omega^2 L^4}$$

5. PRESENTATION DES RESULTATS

Pour chaque essai, on a établi un tableau donnant les valeurs mesurées des dénivellations, ainsi que les valeurs calculées

$$\frac{M_e}{\omega L^4} \text{ et } \frac{M_\eta}{\omega L^4}$$

en fonction de la position de la porte.

Les lecteurs intéressés par le détail des mesures et des résultats pour l'ensemble des essais, sont invités à se reporter à l'annexe I.

6. EXPLOITATION DES RESULTATS

A. Expression de la valeur du paramètre caractéristique D

On a établi (chapitre II) que le paramètre caractéristique D pouvait se mettre sous la forme :

$$D = \Phi_1 \left(Fr, Re, \frac{H}{L}, \frac{E}{L}, \theta, K', K'', K''' \right) \quad (79)$$

Un travail préliminaire [15] a montré que l'on pouvait négliger l'influence des facteurs K', K'' et K''' sous les conditions que

$$\begin{aligned} K' &> 0,12 \\ K'' &> 0,165 \\ K''' &> 0,026 \end{aligned}$$

De plus, si on étudie l'ensemble des portes busquées d'écluses, on peut remarquer que le rapport $\frac{E}{L}$ garde une valeur peu variable.

En tenant compte que les conditions sur K', K'' et K''' sont habituellement respectées dans les écluses, et que la variation du rapport $\frac{E}{L}$ est assez faible et a peu d'influence, la relation (79) peut s'écrire :

$$D = \frac{M_\eta}{\omega L^4} = \Phi_1 \left(Fr, Re, \frac{H}{L}, \theta \right)$$

Pour l'ensemble des essais effectués avec les différents liquides, on peut établir la fonction Φ_1' pour une manœuvre de fermeture et Φ_1'' pour une manœuvre d'ouverture.

En effet, en multipliant les valeurs calculées de D pour chaque essai par les facteurs adimensionnels

$$Fr^{-3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H} \right)^{9/4}$$

et en observant les diagrammes de D

$$Fr^{-3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H} \right)^{9/4}$$

en fonction de la position de la porte, on constate que pour une même manœuvre, ouverture ou fermeture, les tracés obtenus à partir de hauteurs, de vitesses de manœuvre et liquides différents, sont semblables. (fig. 55 à 60)

VARIATION DE LA FONCTION Φ_1 EN FONCTION DE LA POSITION DE LA PORTE

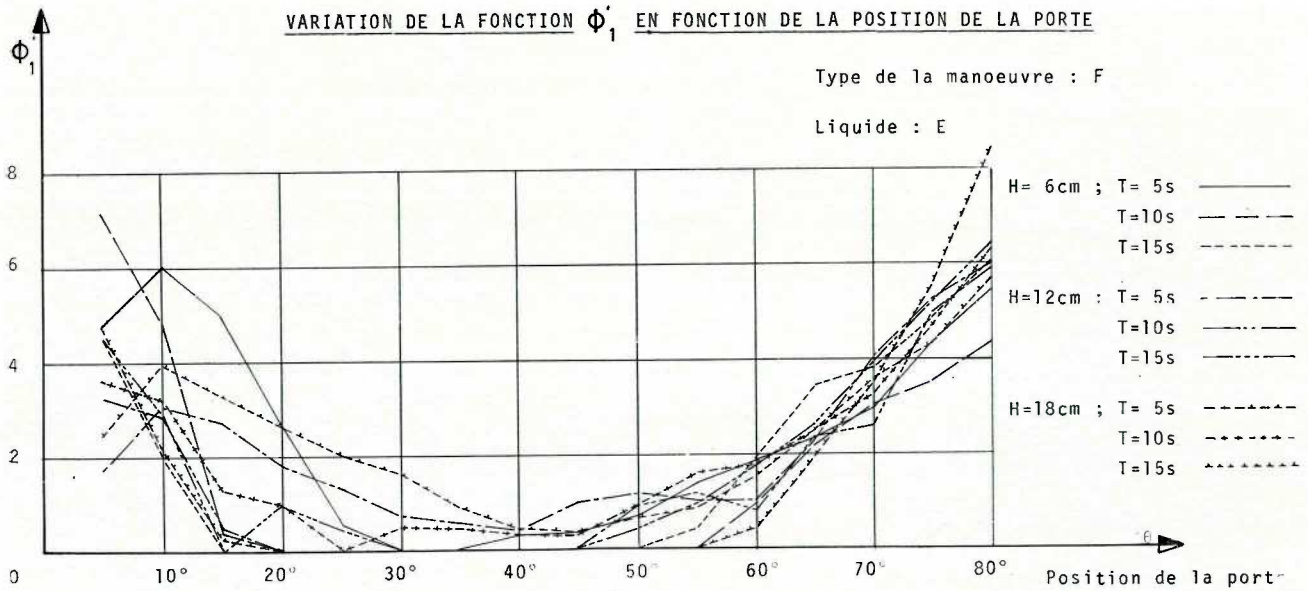


Fig. 55.

VARIATION DE LA FONCTION Φ_1 EN FONCTION DE LA POSITION DE LA PORTE

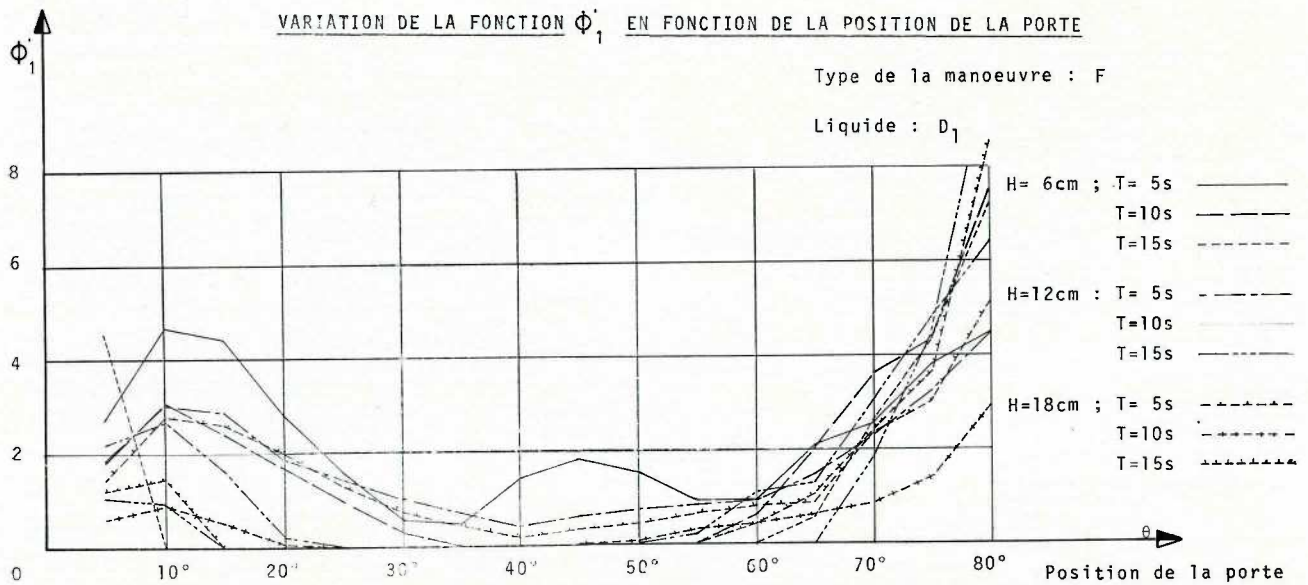


Fig. 56.

VARIATION DE LA FONCTION Φ_1 EN FONCTION DE LA POSITION DE LA PORTE

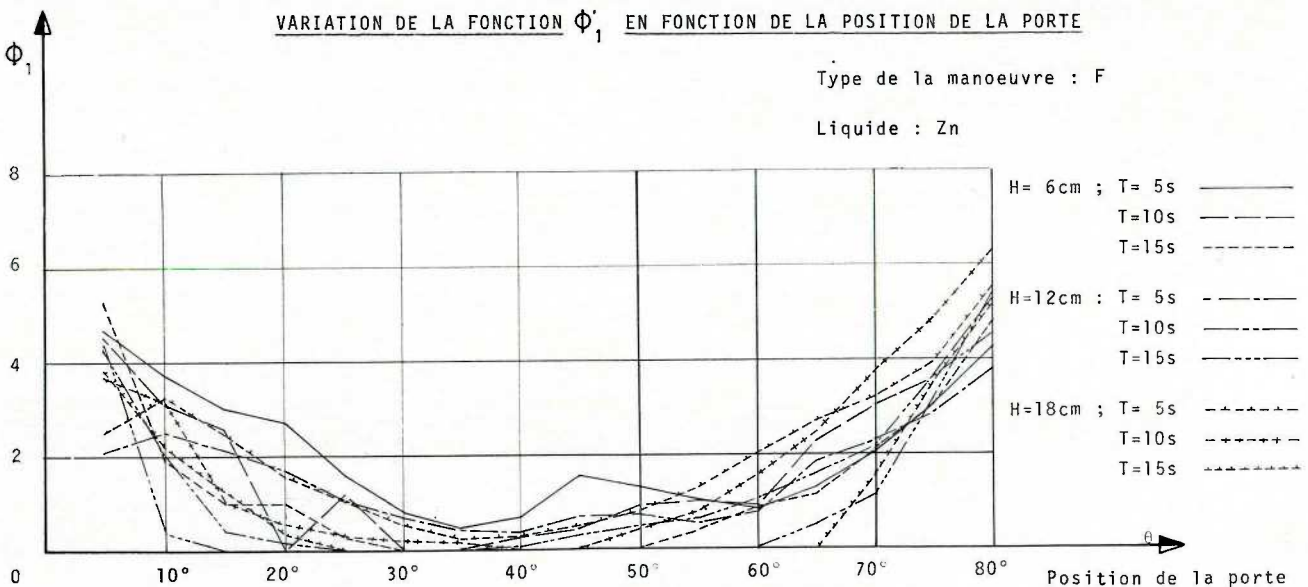


Fig. 57.

VARIATION DE LA FONCTION Φ_1' EN FONCTION DE LA POSITION DE LA PORTE

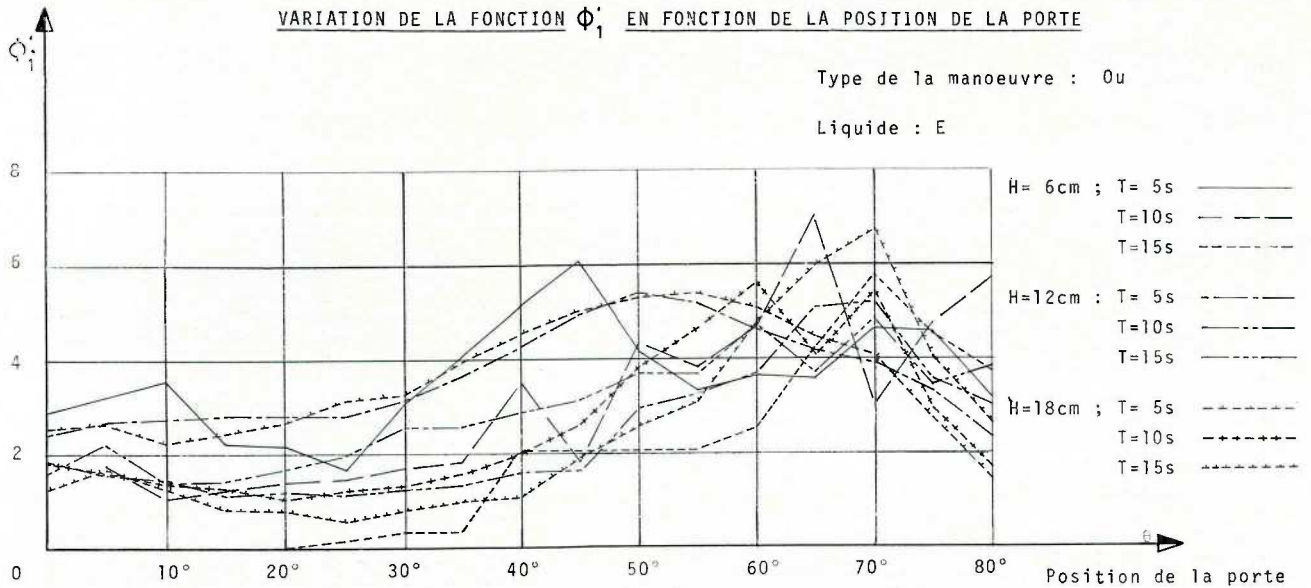


Fig. 58.

VARIATION DE LA FONCTION Φ_1'' EN FONCTION DE LA POSITION DE LA PORTE

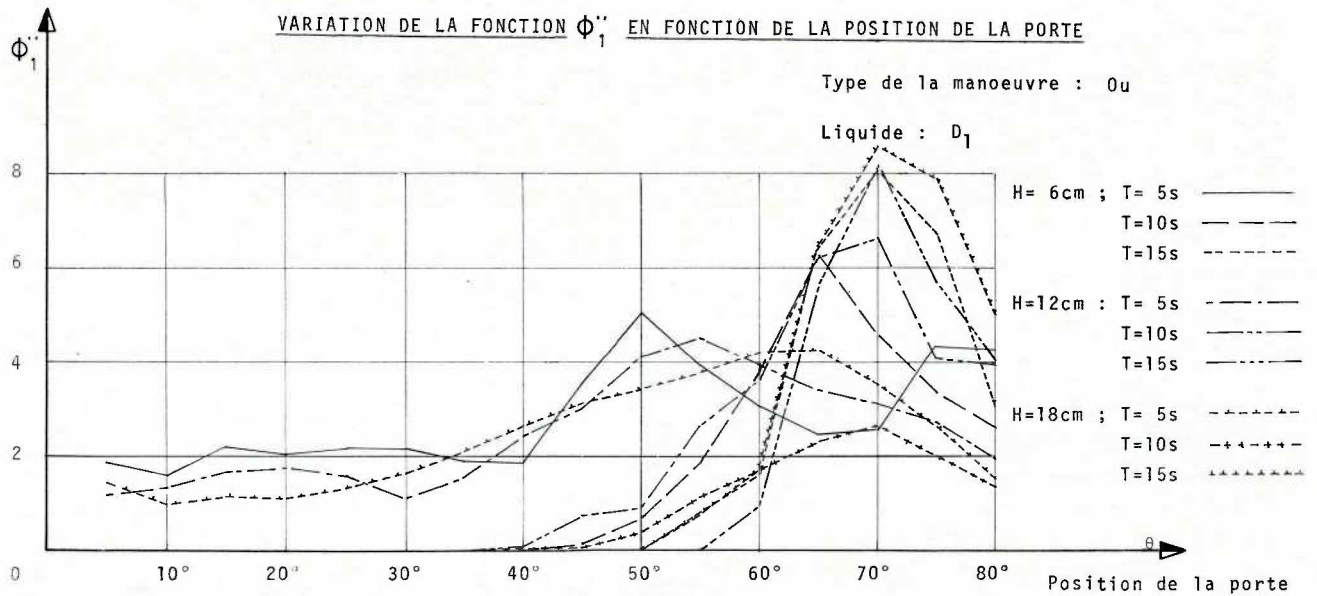


Fig. 59.

VARIATION DE LA FONCTION Φ_1''' EN FONCTION DE LA POSITION DE LA PORTE

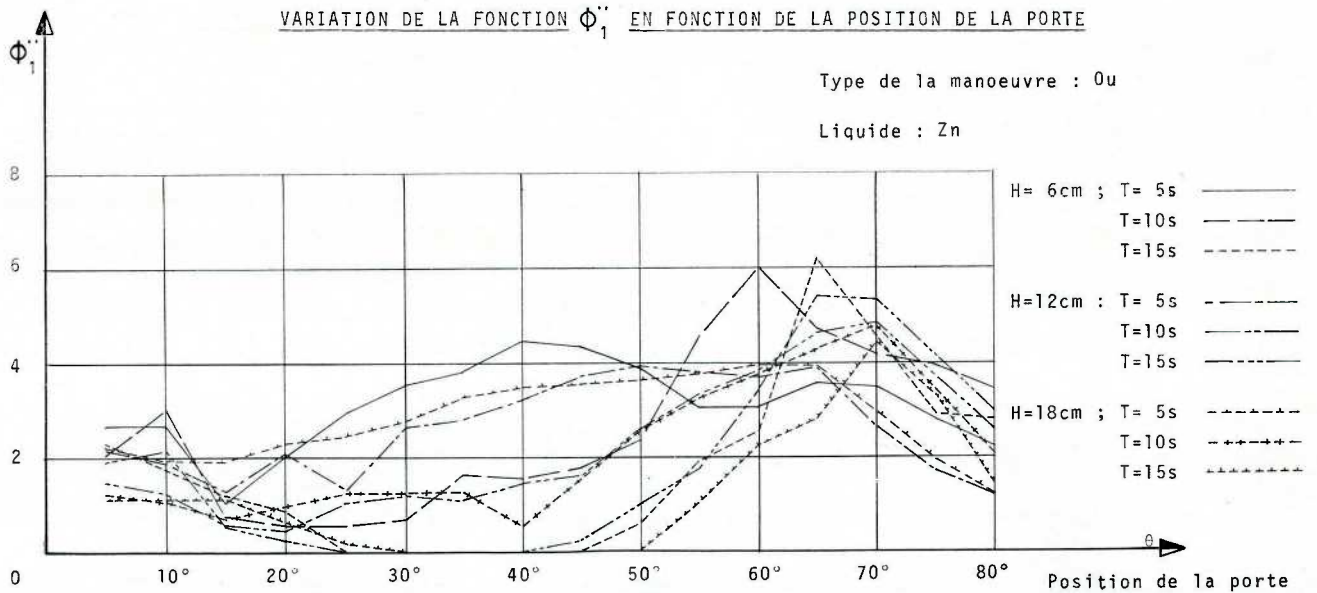


Fig. 60.

On peut donc écrire pour une manœuvre de fermeture

$$D Fr^{-3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H} \right)^{9/4} = \Phi'_1(\theta)$$

pour une manœuvre d'ouverture

$$D Fr^{-3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H} \right)^{9/4} = \Phi''_1(\theta)$$

A priori, les exposants des facteurs adimensionnels Fr , Re , et $\frac{L}{H}$, qui permettent aux diverses courbes de se superposer, sont inconnus.

Après la série d'essais avec l'eau, deux solutions paraissent acceptables :

$$D Fr^{-2} \left(\frac{L}{H} \right)^{5/2}$$

et

$$D Fr^{-3/2} \left(\frac{L}{H} \right)^{9/4}$$

La deuxième série d'essais utilisant le sulfanate de dodécylbenzène a ajouté aux deux solutions possibles le facteur adimensionnel $Re^{1/8}$ sans pour cela arriver à une solution unique.

Enfin la troisième série d'essais, a permis de trancher entre les deux solutions possibles

$$D Fr^{-2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H} \right)^{5/2} \text{ et } D Fr^{-3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H} \right)^{9/4}$$

et d'adopter la dernière ainsi que le montrent les figures 55 à 60.

A l'aide de la méthode des moindres carrés, on a établi pour les fonctions Φ'_1 et Φ''_1 des polynômes d'approximation

dont les degrés ont été choisis pour minimiser l'écart entre les valeurs obtenues par les polynômes et les valeurs moyennes calculées à partir des résultats expérimentaux.

On obtient pour une manœuvre de fermeture :

$$\begin{aligned} \Phi'_1 = D Fr^{-3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H} \right)^{9/4} = & \\ & 2,404 - 0,09538 \theta \\ & + 0,1447910^{-2} \theta^2 \\ & + 0,04572 \cdot 10^{-3} \theta^3 \\ & - 59,69 \cdot 10^{-8} \theta^4 \end{aligned}$$

pour une manœuvre d'ouverture :

$$\begin{aligned} \Phi''_1 = D Fr^{-3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H} \right)^{9/4} = & \\ & 4,3003 - 1,50758 \cdot 10^{-1} \theta \\ & + 0,07693 \cdot 10^{-2} \theta^2 \\ & + 0,011093 \cdot 10^{-3} \theta^3 \\ & + 7,1795 \cdot 10^{-8} \theta^4 \end{aligned}$$

où θ est exprimé en degrés et défini suivant la figure 61.

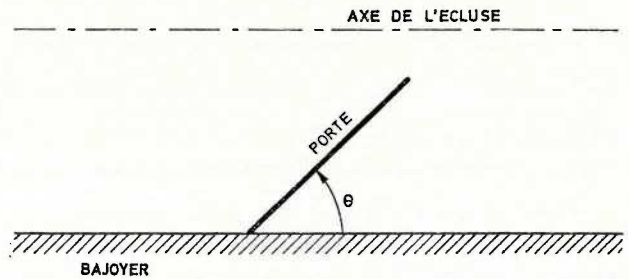


Fig. 61.

Sur les figures (62) et (63), on a tracé les fonctions d'approximation Φ'_1 et Φ''_1 ainsi que la courbe des valeurs moyennes et les courbes des écarts types.

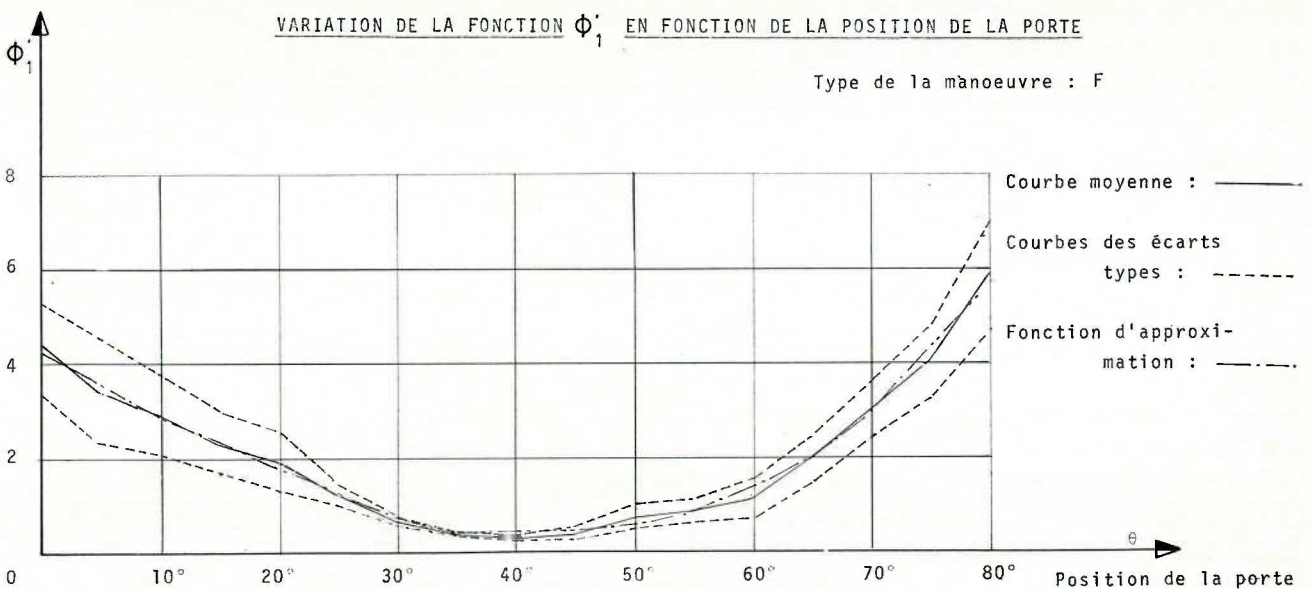


Fig. 62.

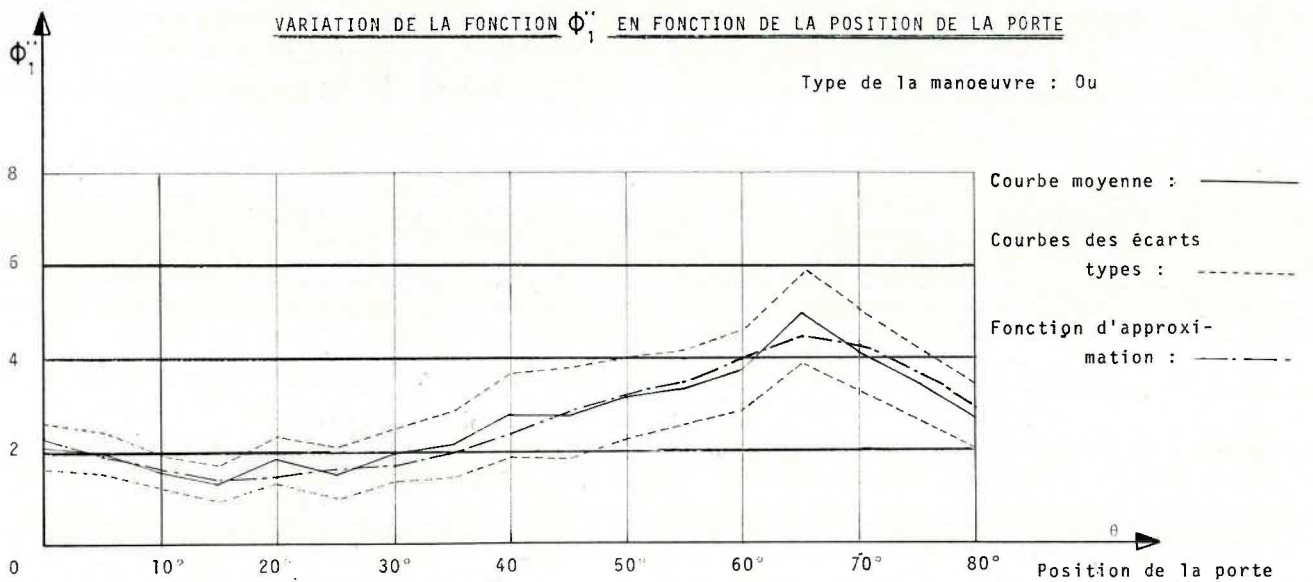


Fig. 63.

B. Expression de la valeur du paramètre caractéristique R

En suivant le même raisonnement que celui établi pour le paramètre caractéristique D, l'expression

$$R = \Phi_2 \left(Re, \frac{E}{L}, \theta, K', K'', K''' \right)$$

définie au chapitre II peut se mettre sous la forme suivante :

$$R = \Phi_2 (Re, \theta) \tag{79, a}$$

En observant les figures 64 à 69 exprimant la variation du coefficient de résistance à la rotation R en fonction de la position de la porte, pour l'ensemble des essais effectués, on constate que l'on obtient les deux lois suivantes, indépendantes de Re

- pour une manoeuvre de fermeture : $R = \Phi_2' (\theta)$
- pour une manoeuvre d'ouverture : $R = \Phi_2'' (\theta)$

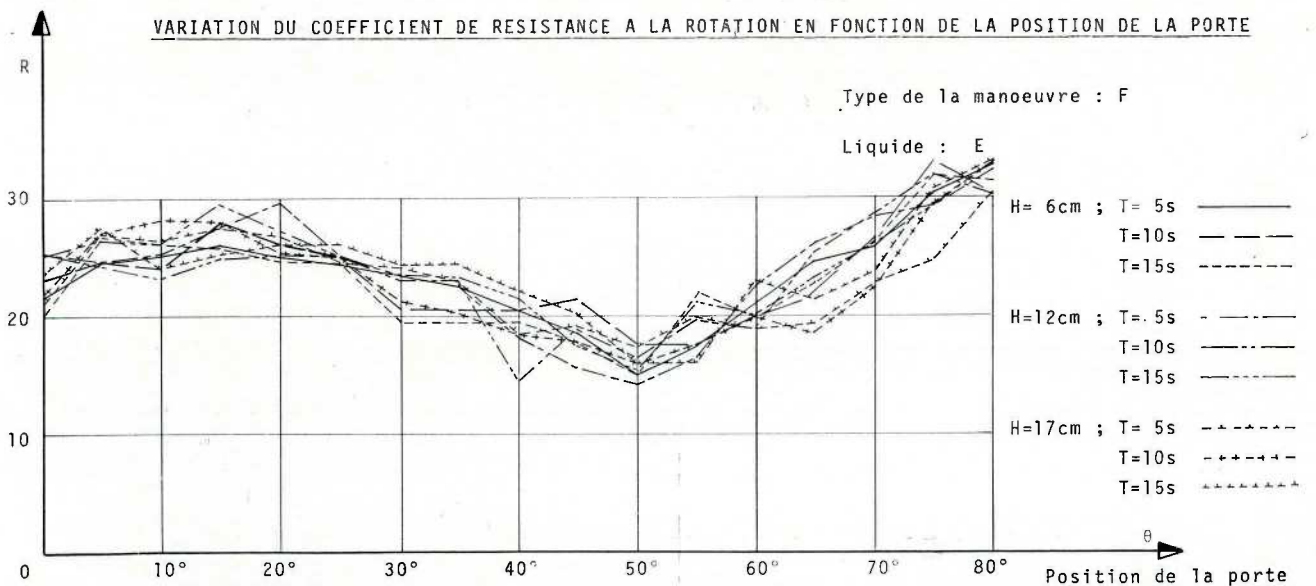


Fig. 64.

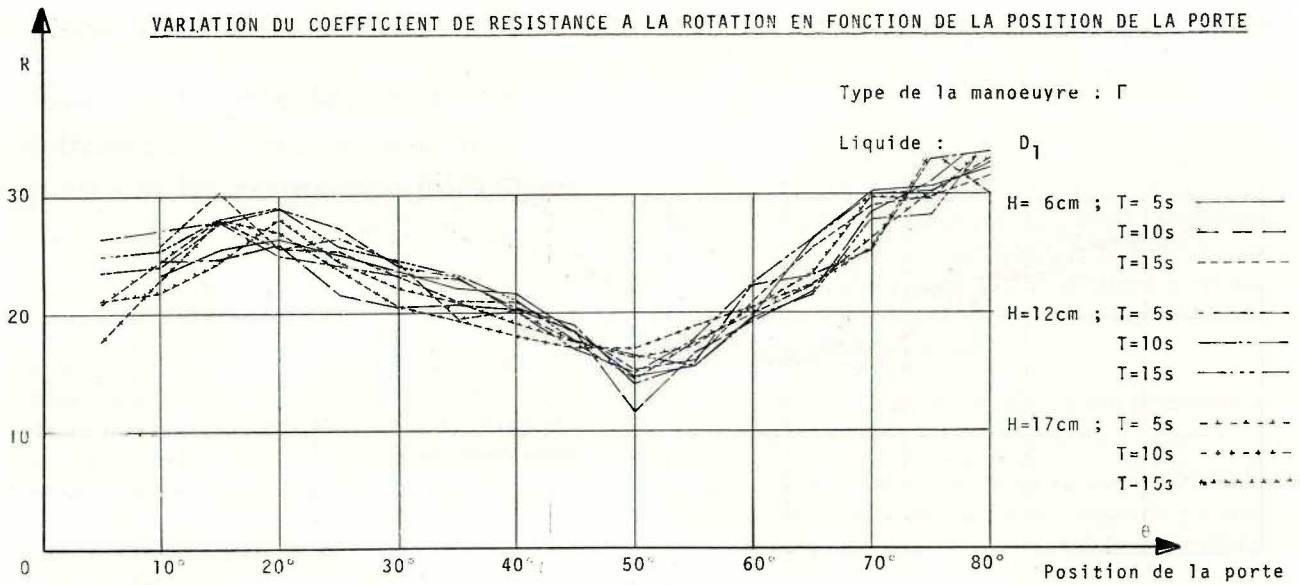


Fig. 65.

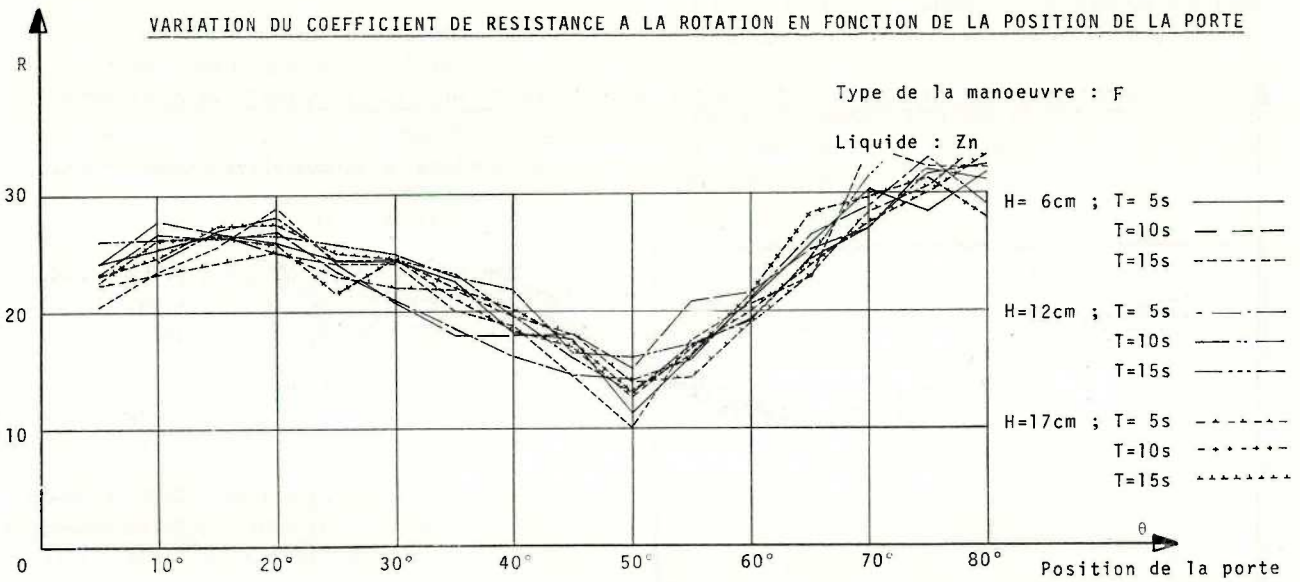


Fig. 66.

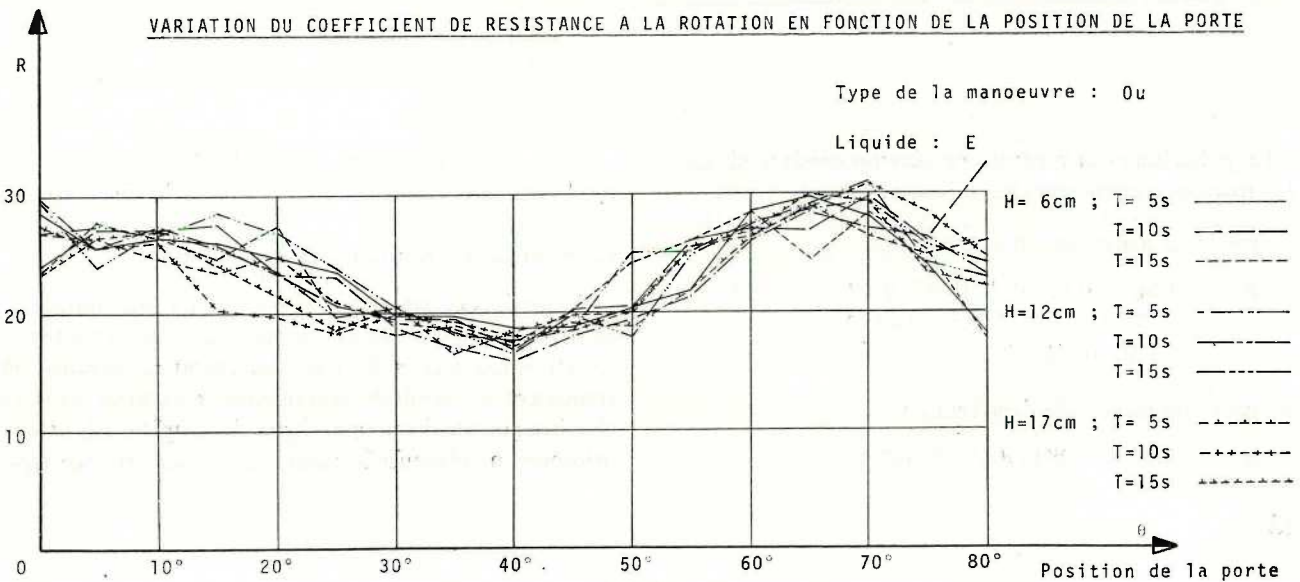
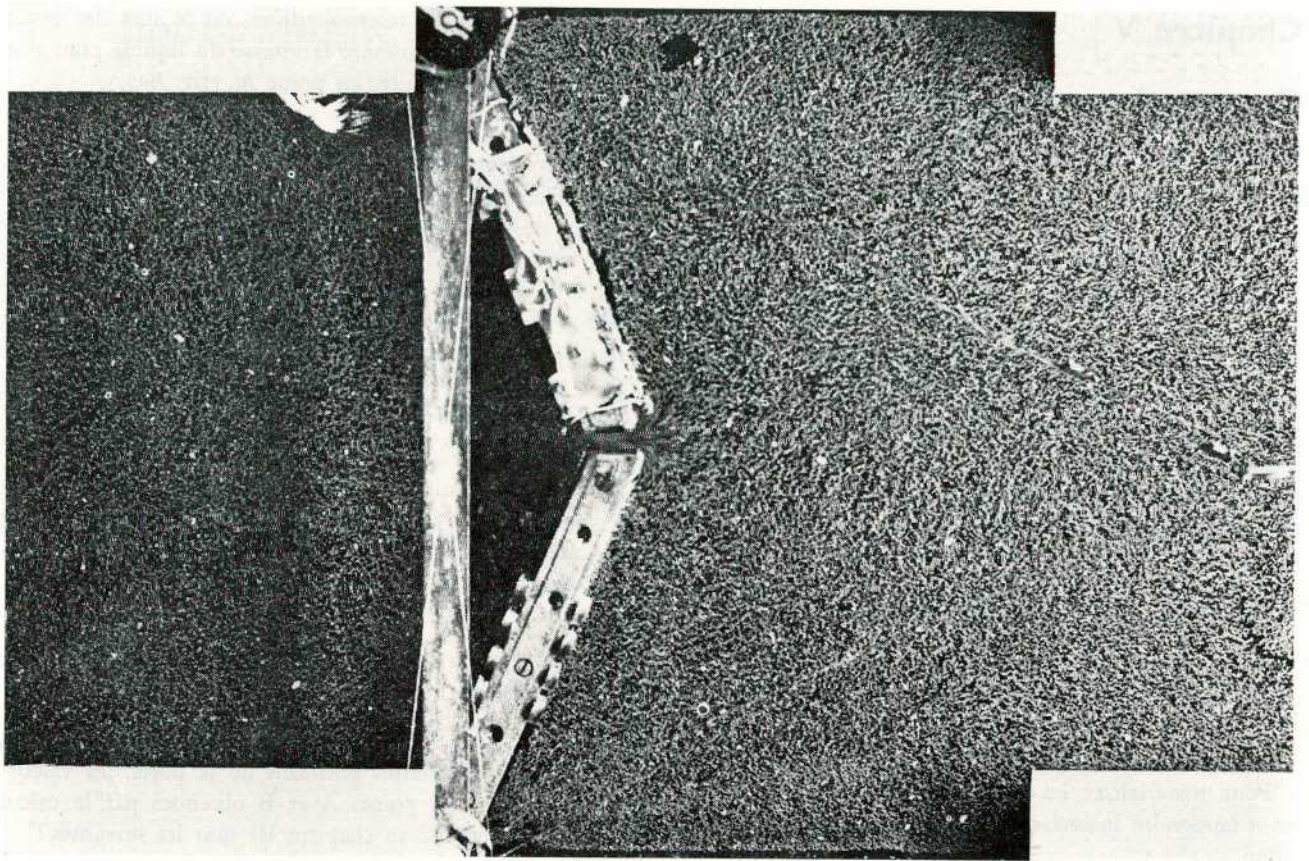


Fig. 67.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re= 4000

Type de la manoeuvre: ouverture

Position de la porte: $\theta = 80,5^\circ$

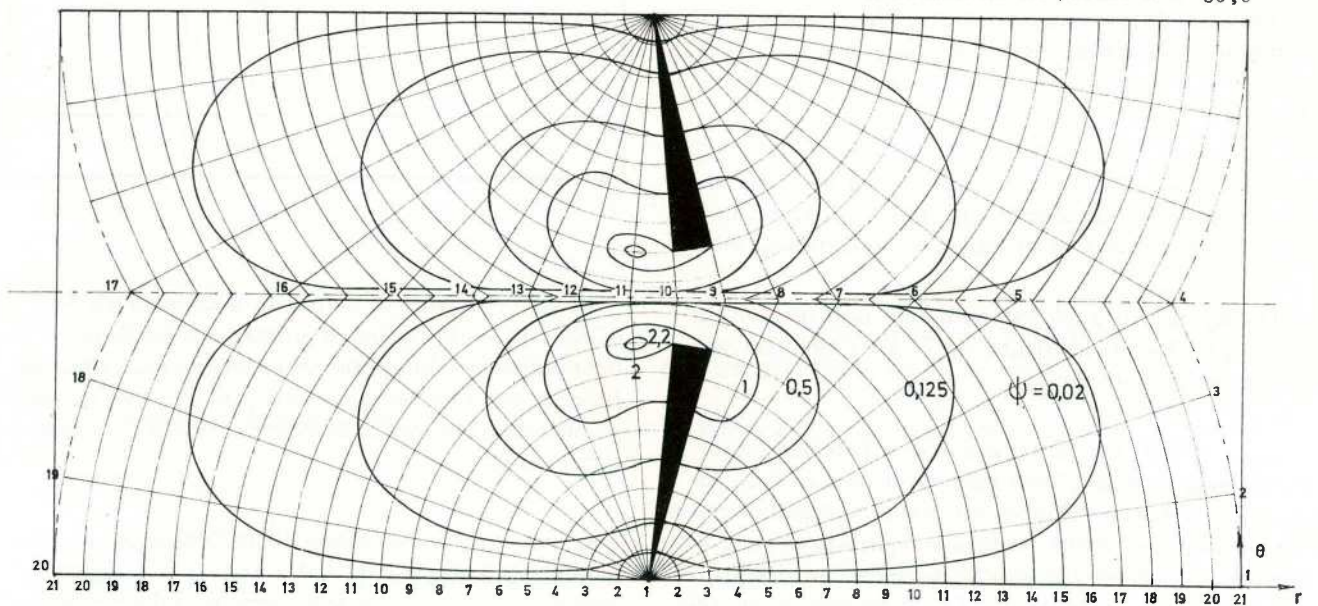
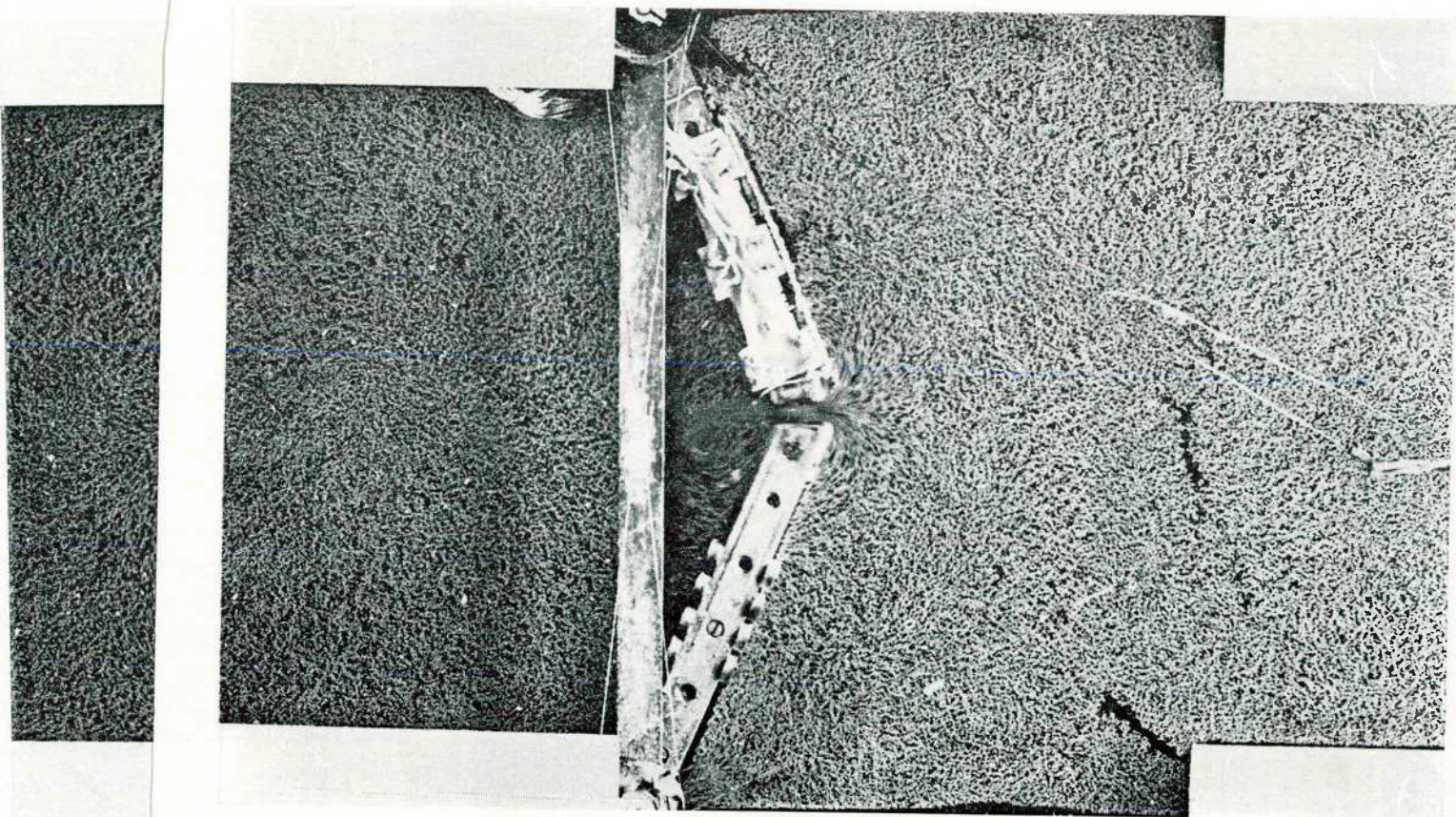


Fig. 70.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 4000

Type de la manoeuvre: ouverture

Position de la porte: $\theta = 71^\circ$

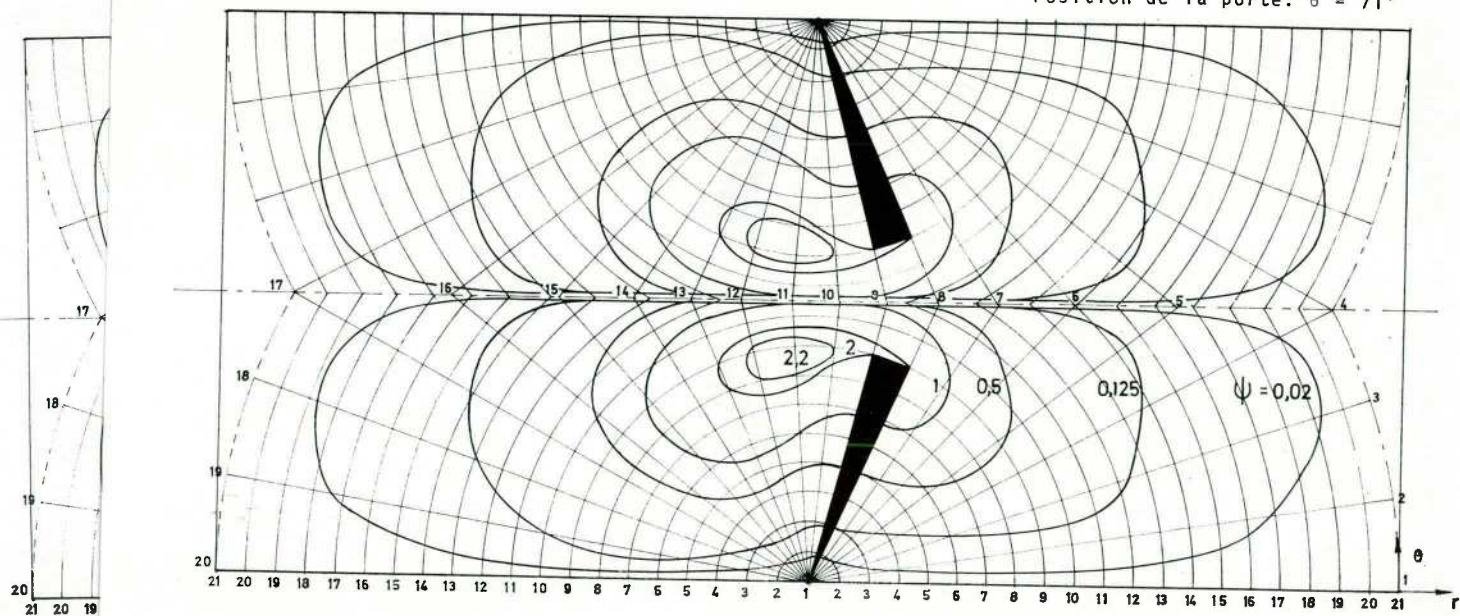
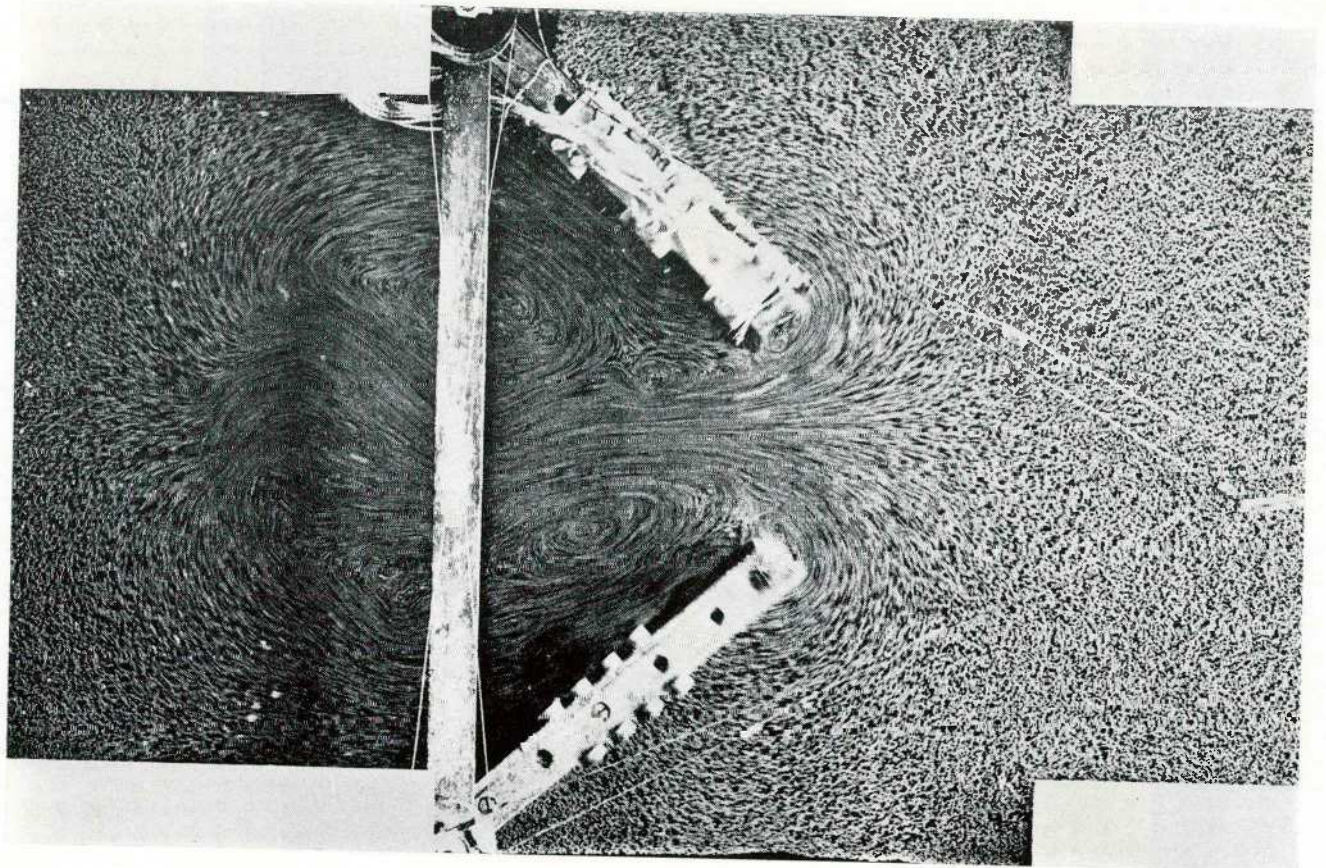


Fig. 71.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 4000

Type de la manoeuvre: ouverture

Position de la porte: $\theta = 42,5^\circ$

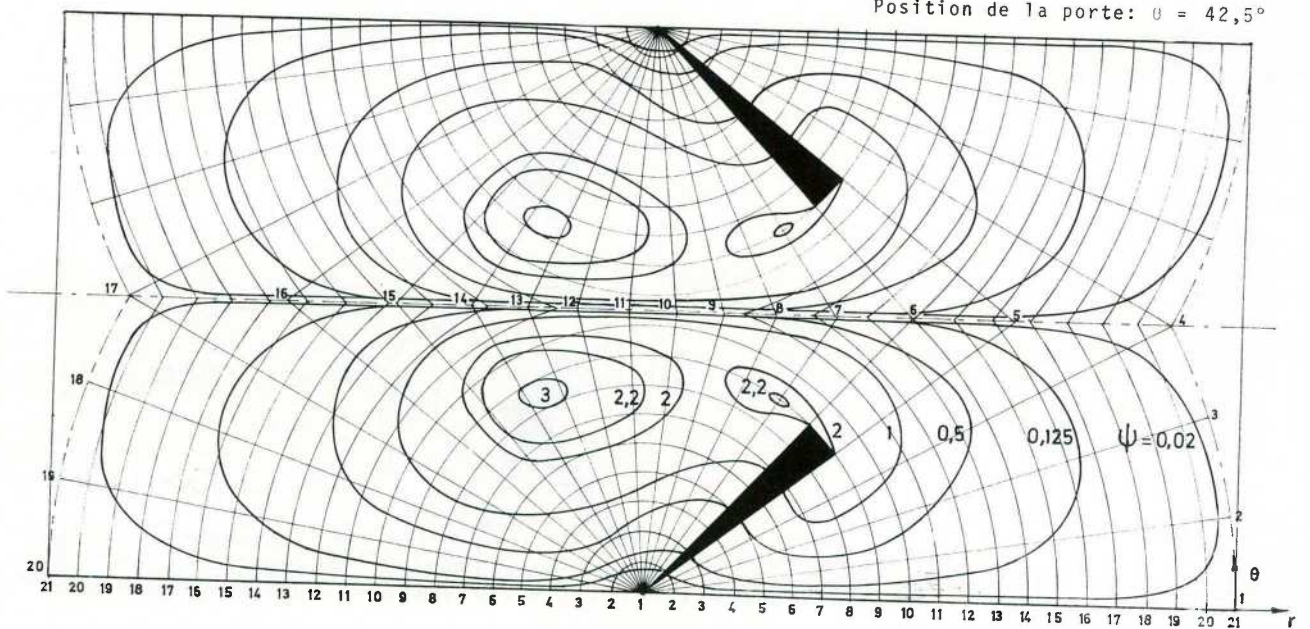
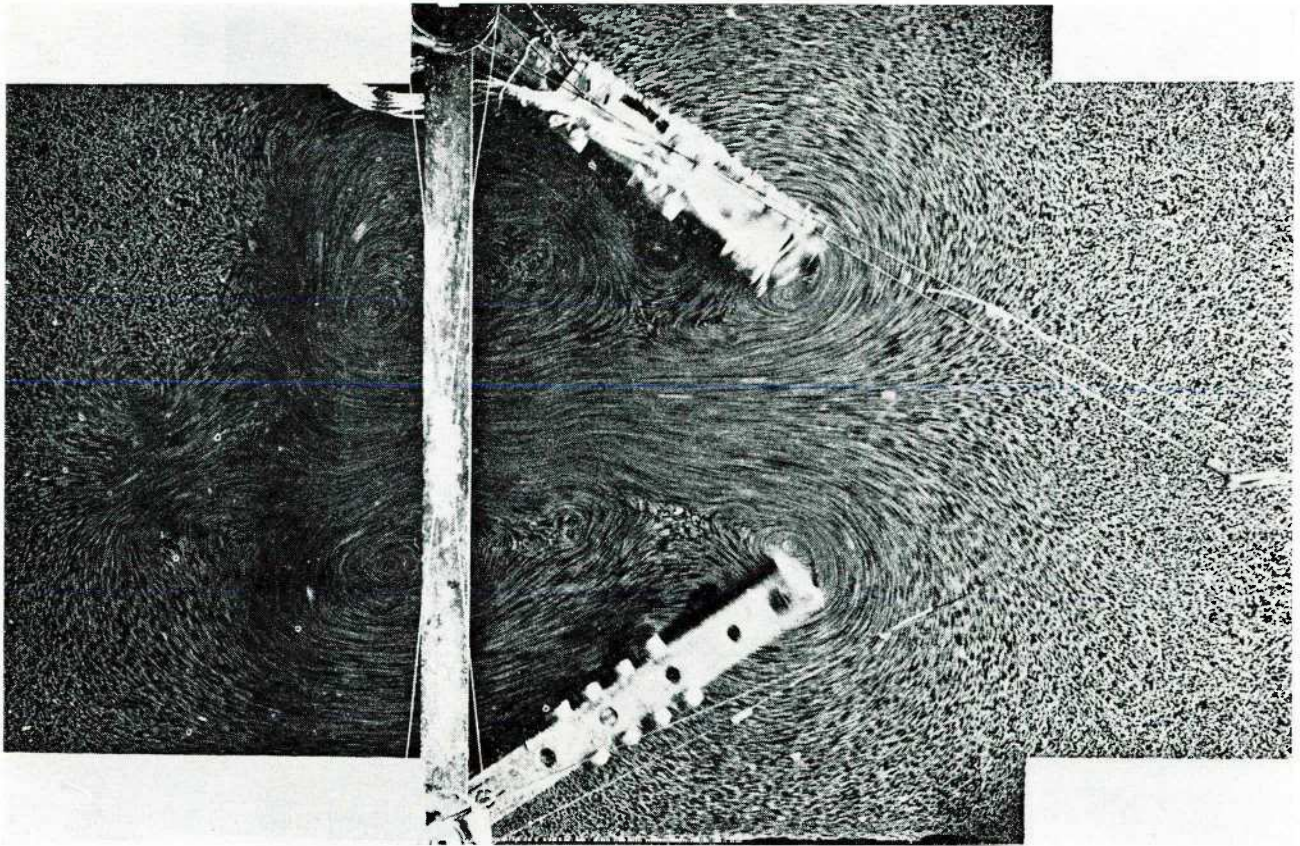


Fig. 74.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 4000

Type de la manœuvre: ouverture

Position de la porte: $\theta = 33^\circ$

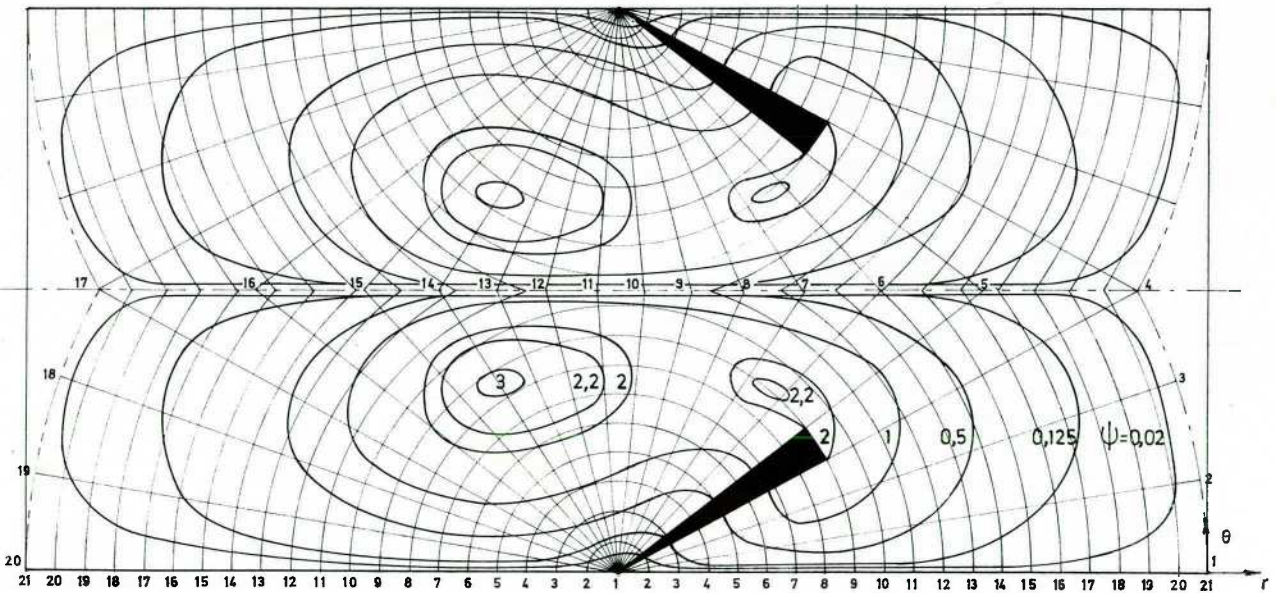
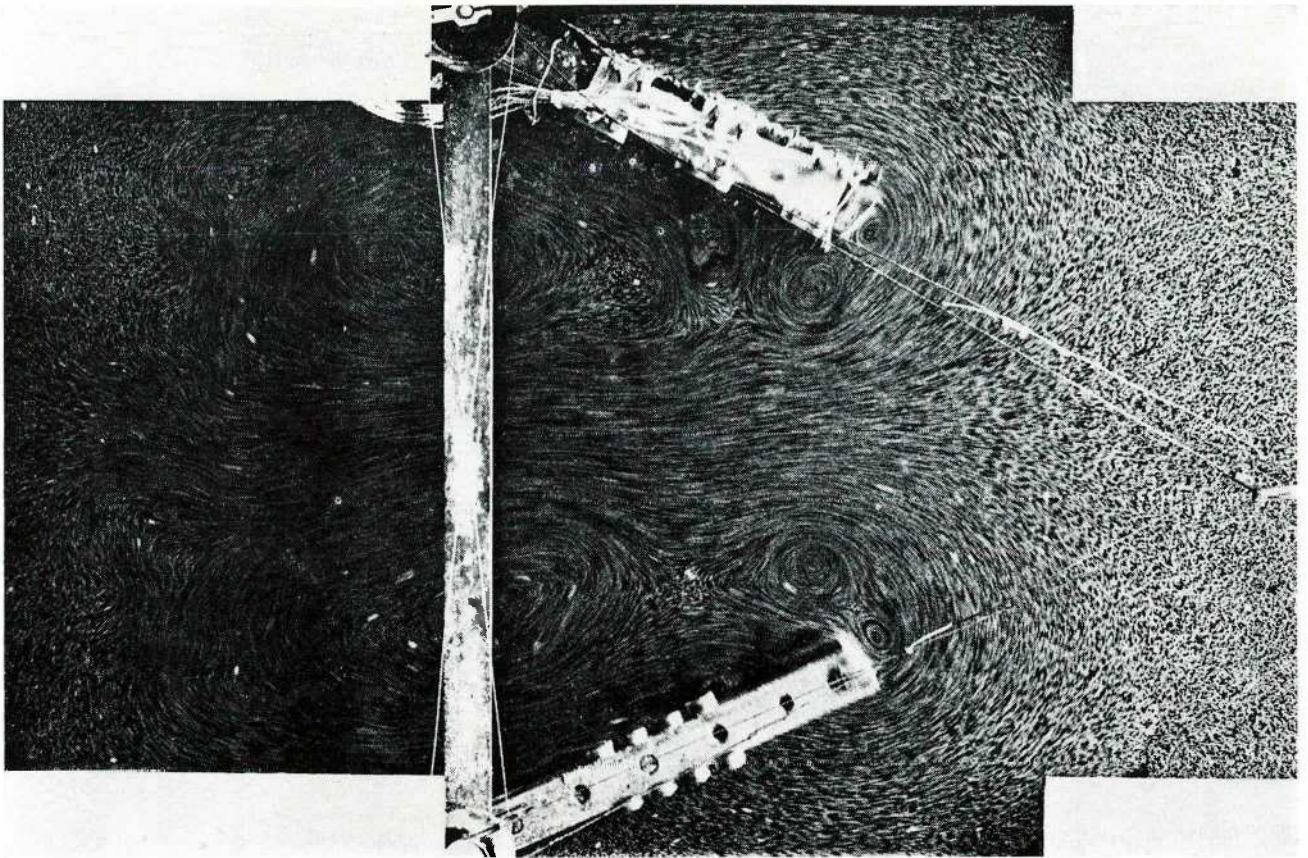


Fig. 75.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 4000

Type de la manoeuvre: ouverture

Position de la porte: $\theta = 23,5^\circ$

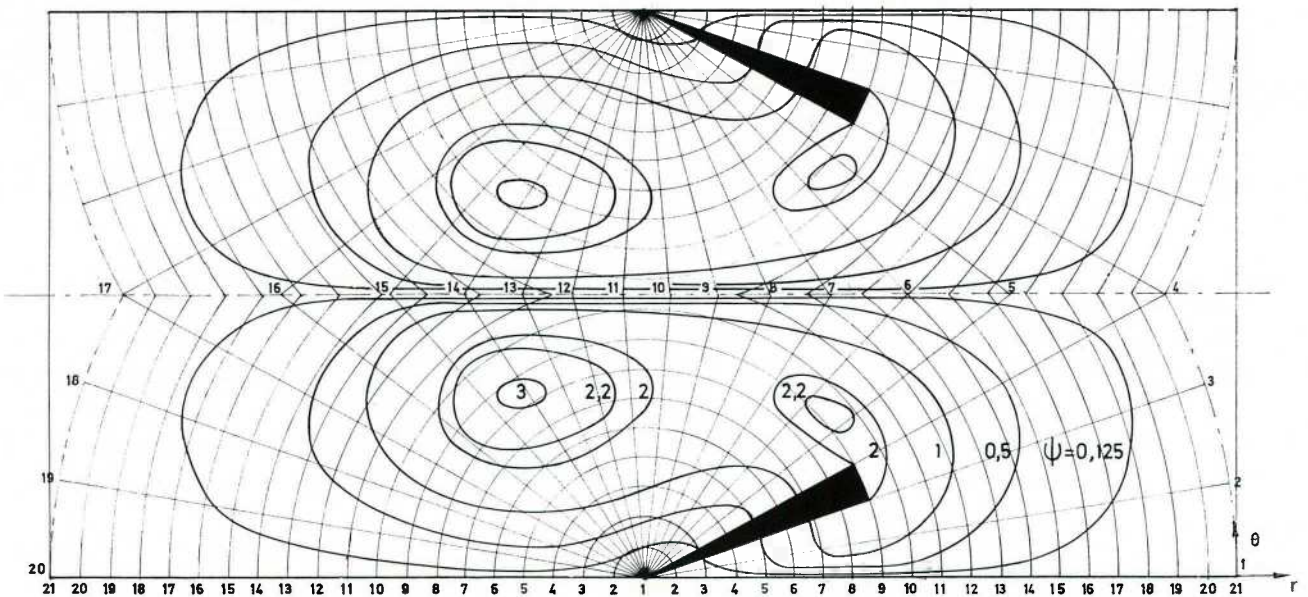
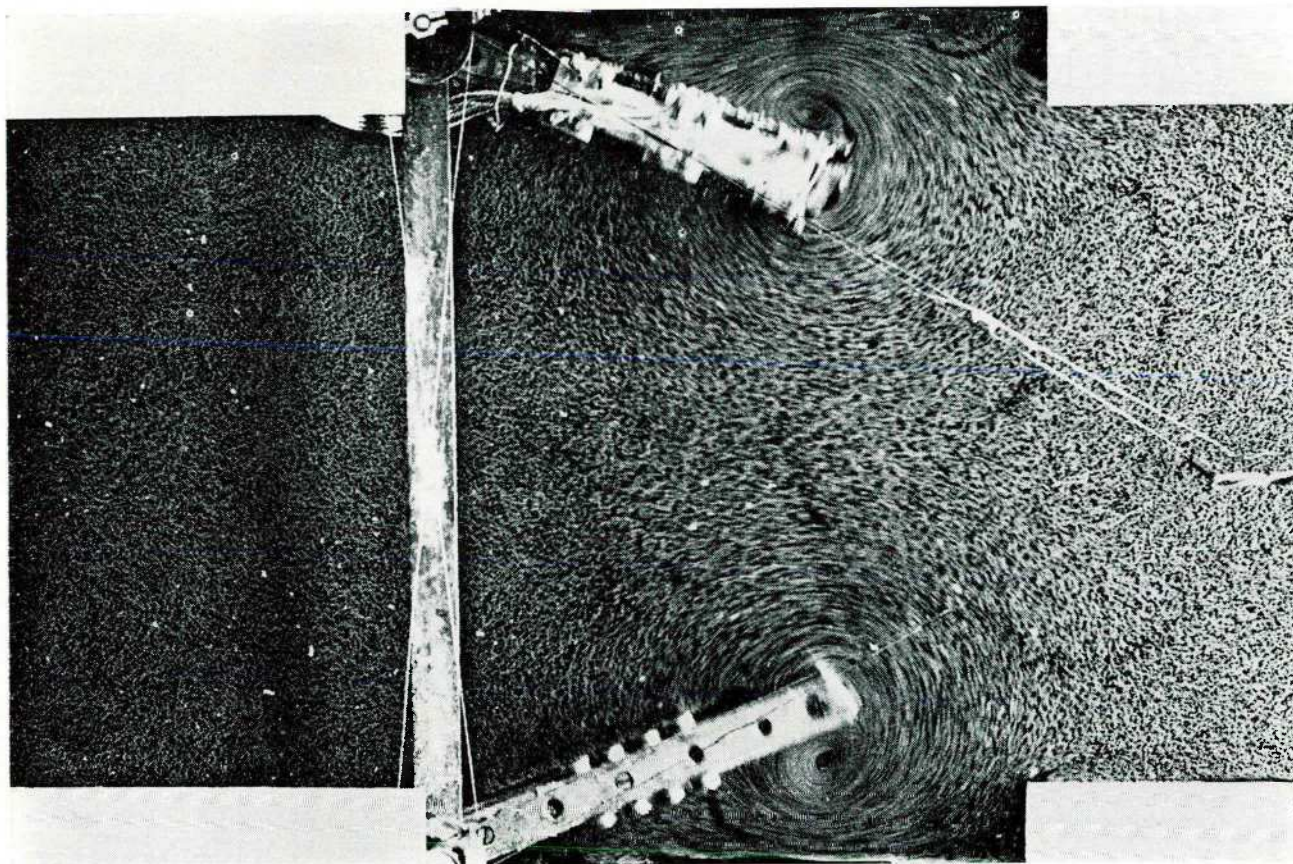


Fig. 76.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 4000

Type de la manoeuvre: fermeture

Position de la porte: $\theta = 23,5^\circ$

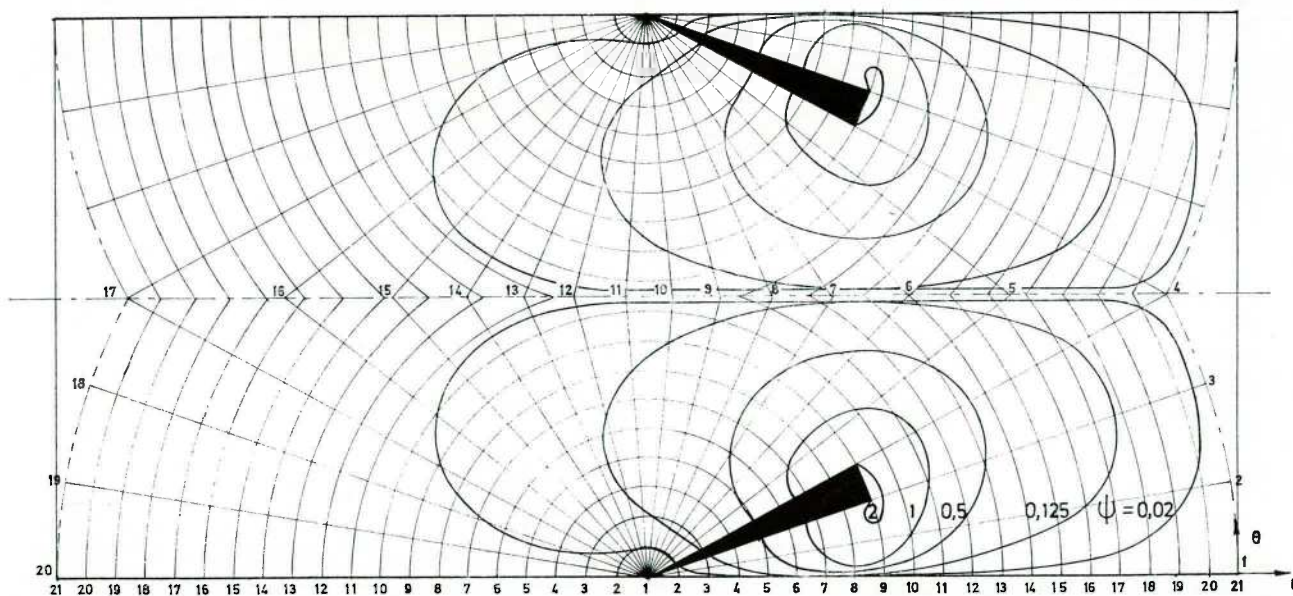
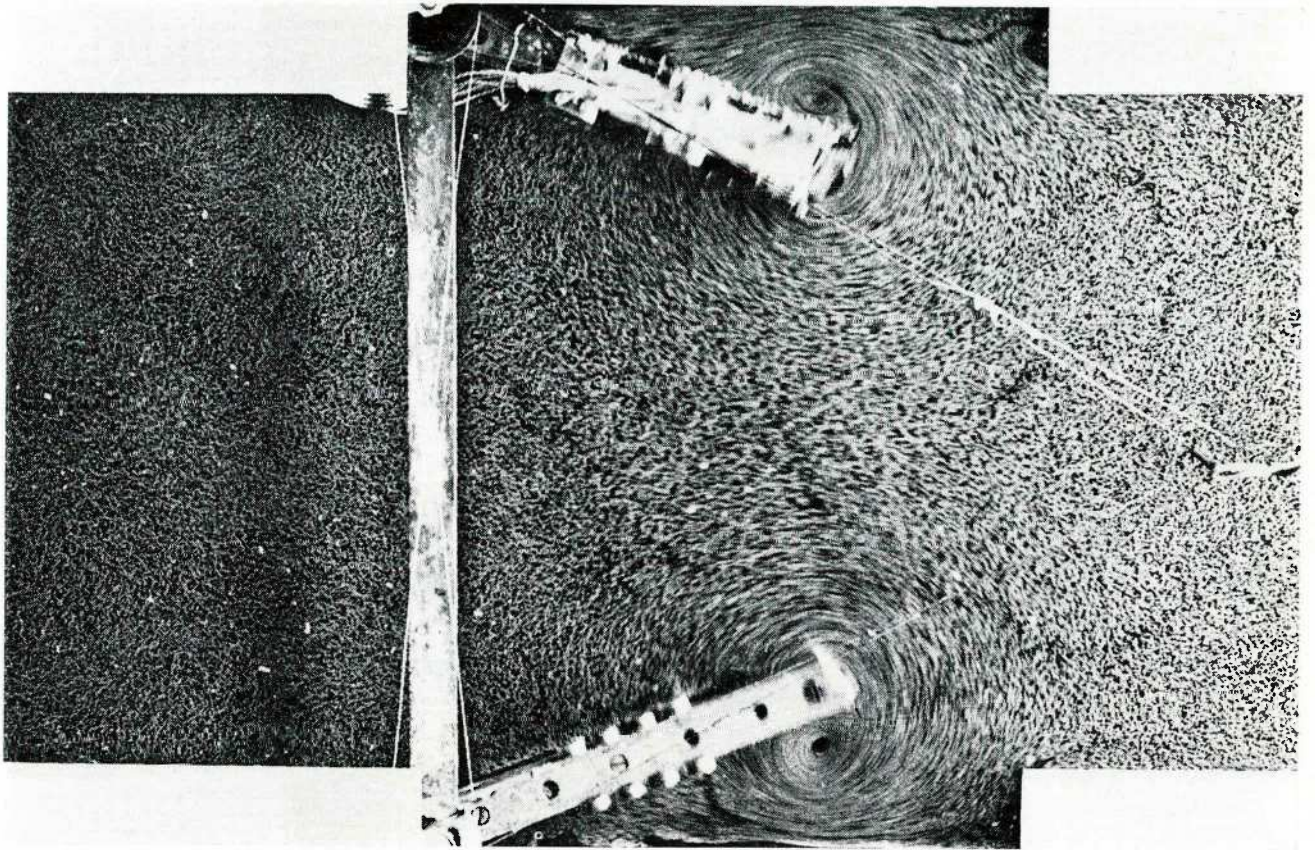


Fig. 77.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 4000

Type de la manoeuvre: fermeture

Position de la porte: $\theta = 33^\circ$

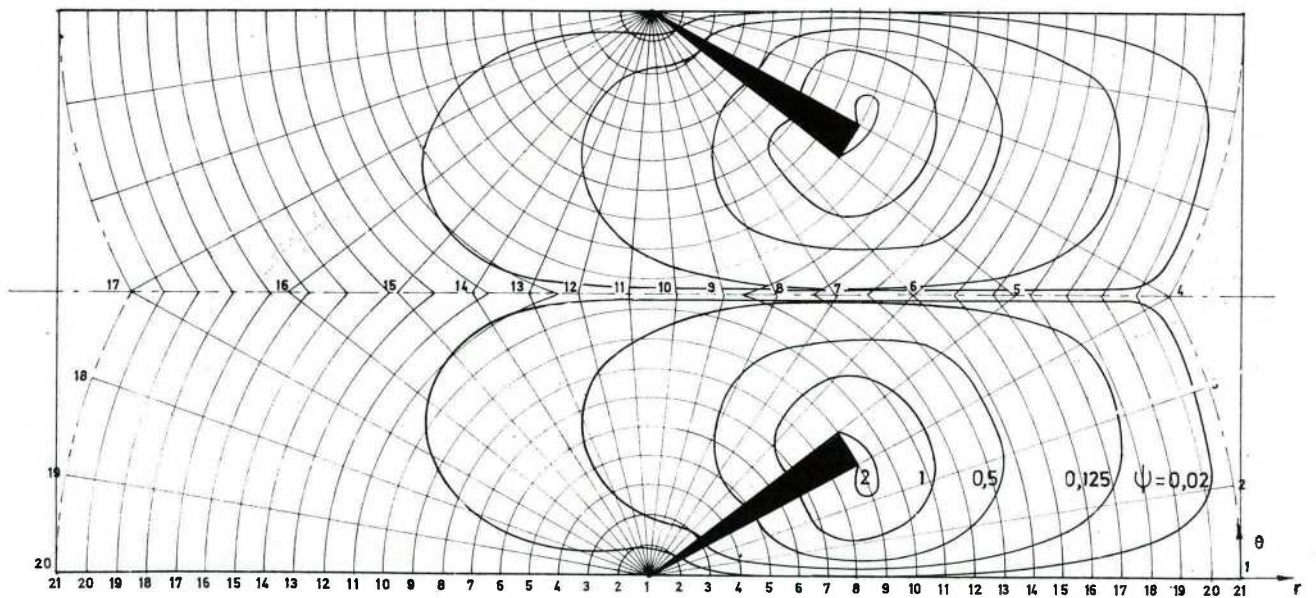
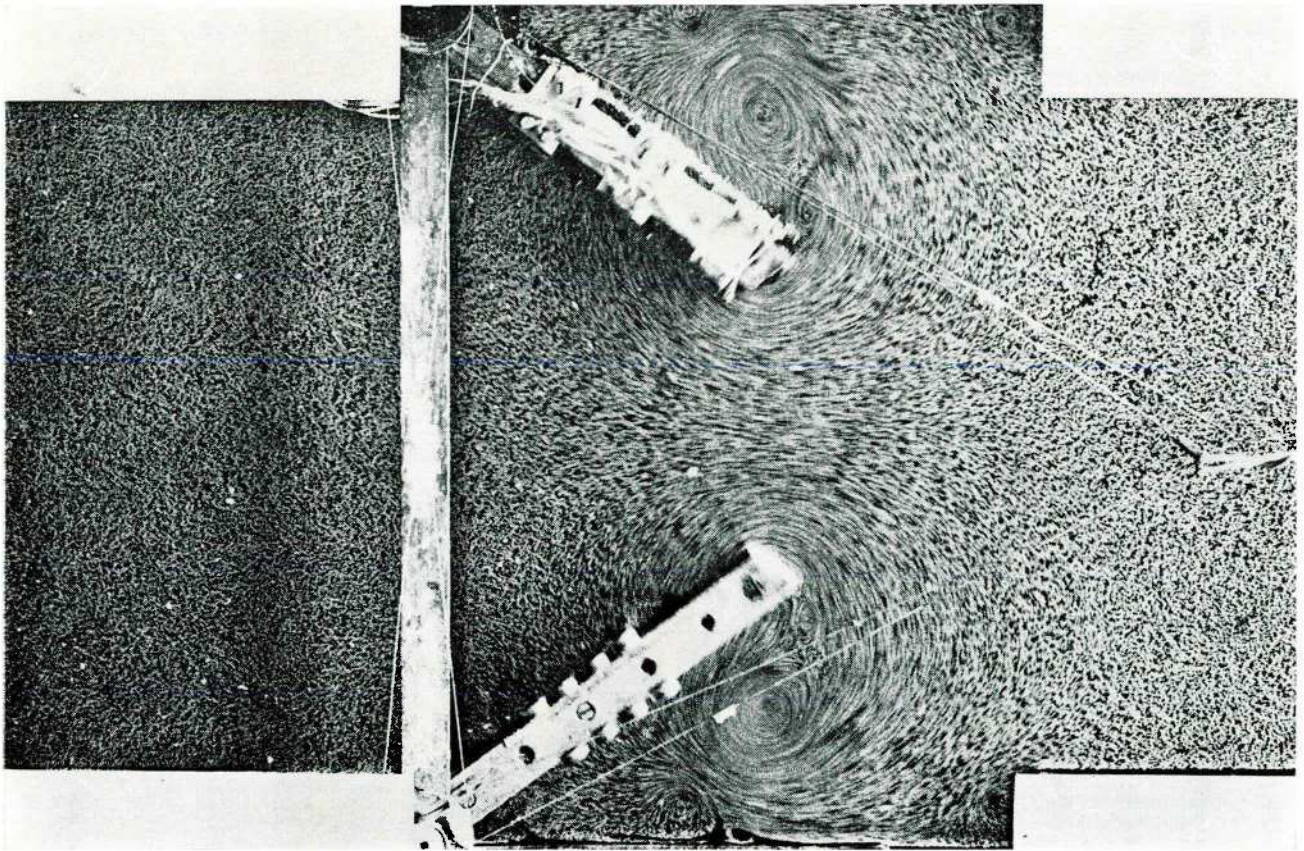


Fig. 78.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 4000

Type de la manoeuvre: fermeture

Position de la porte: $\theta = 42,5^\circ$

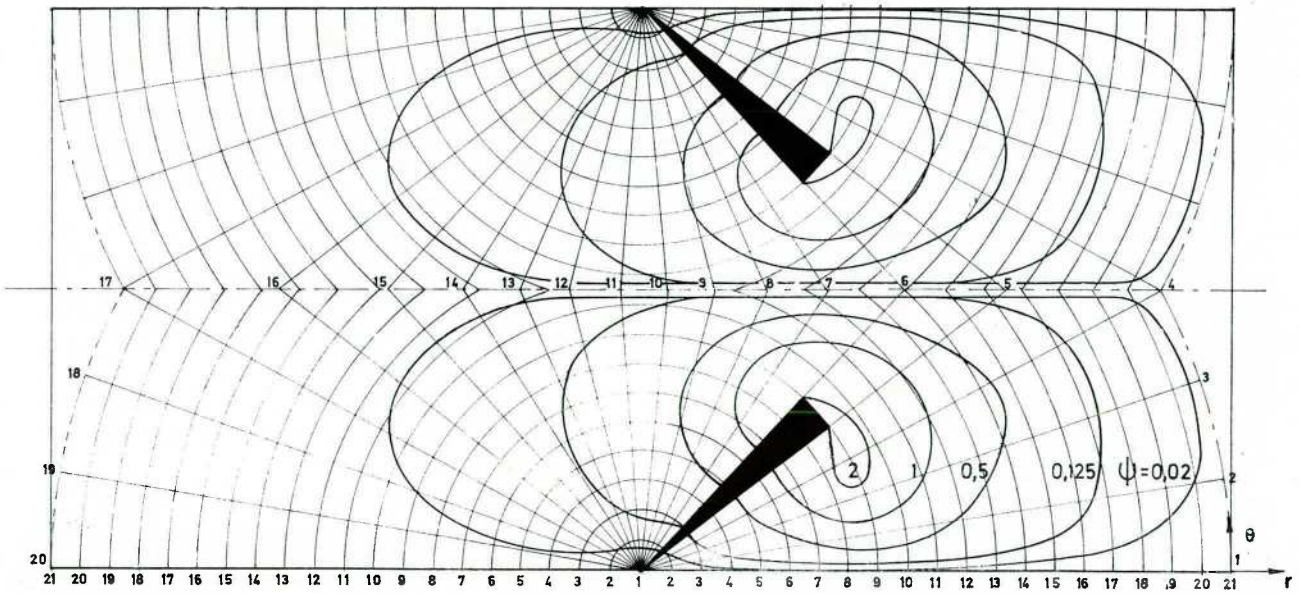
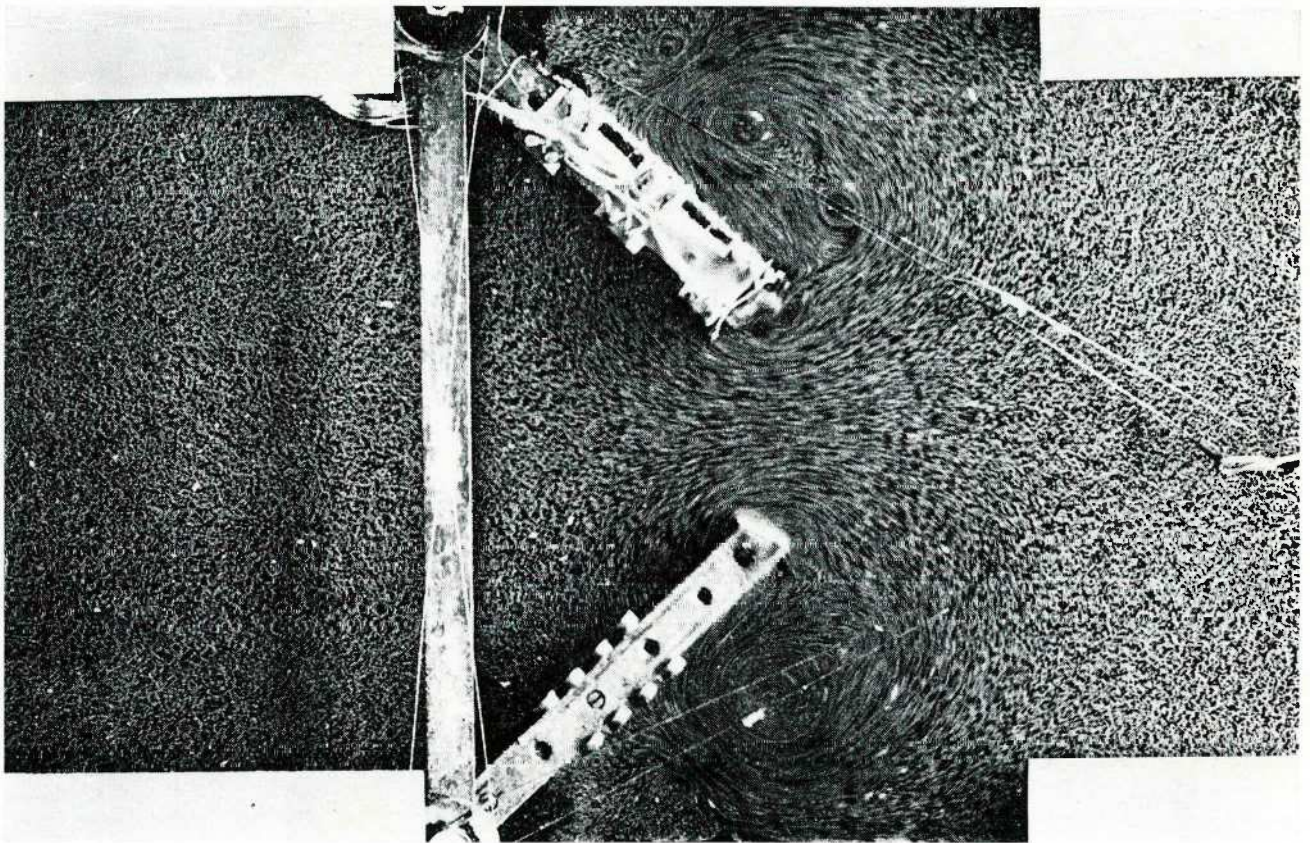


Fig. 79.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 4000

Type de la manoeuvre: fermeture

Position de la porte: $\theta = 52^\circ$

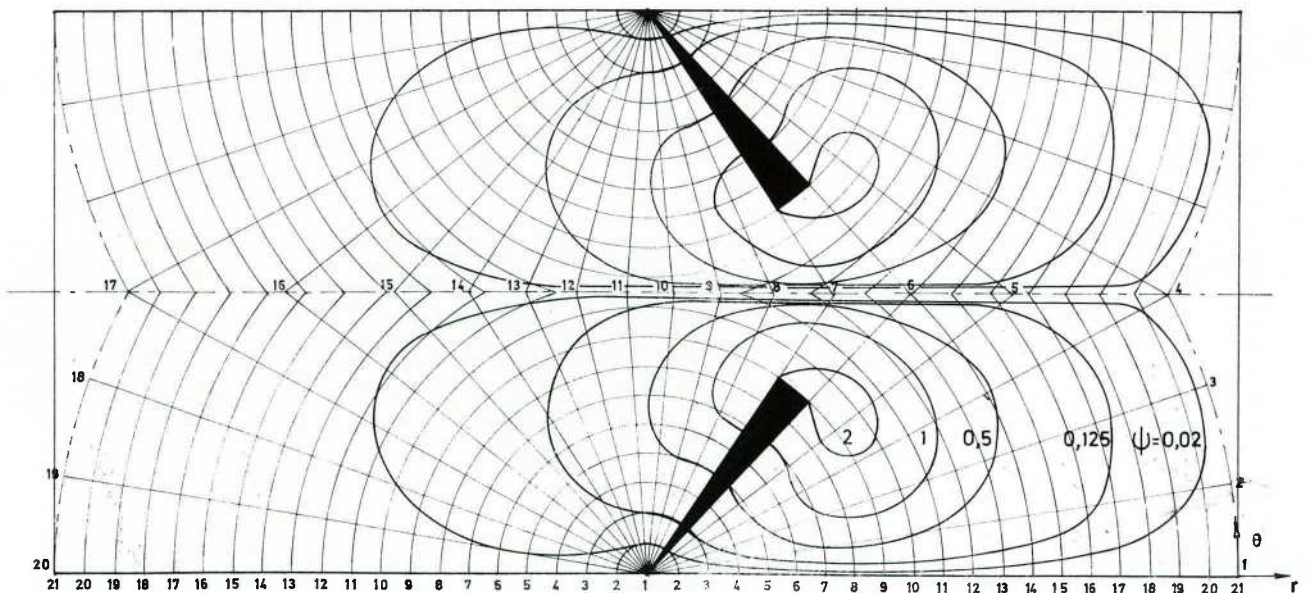
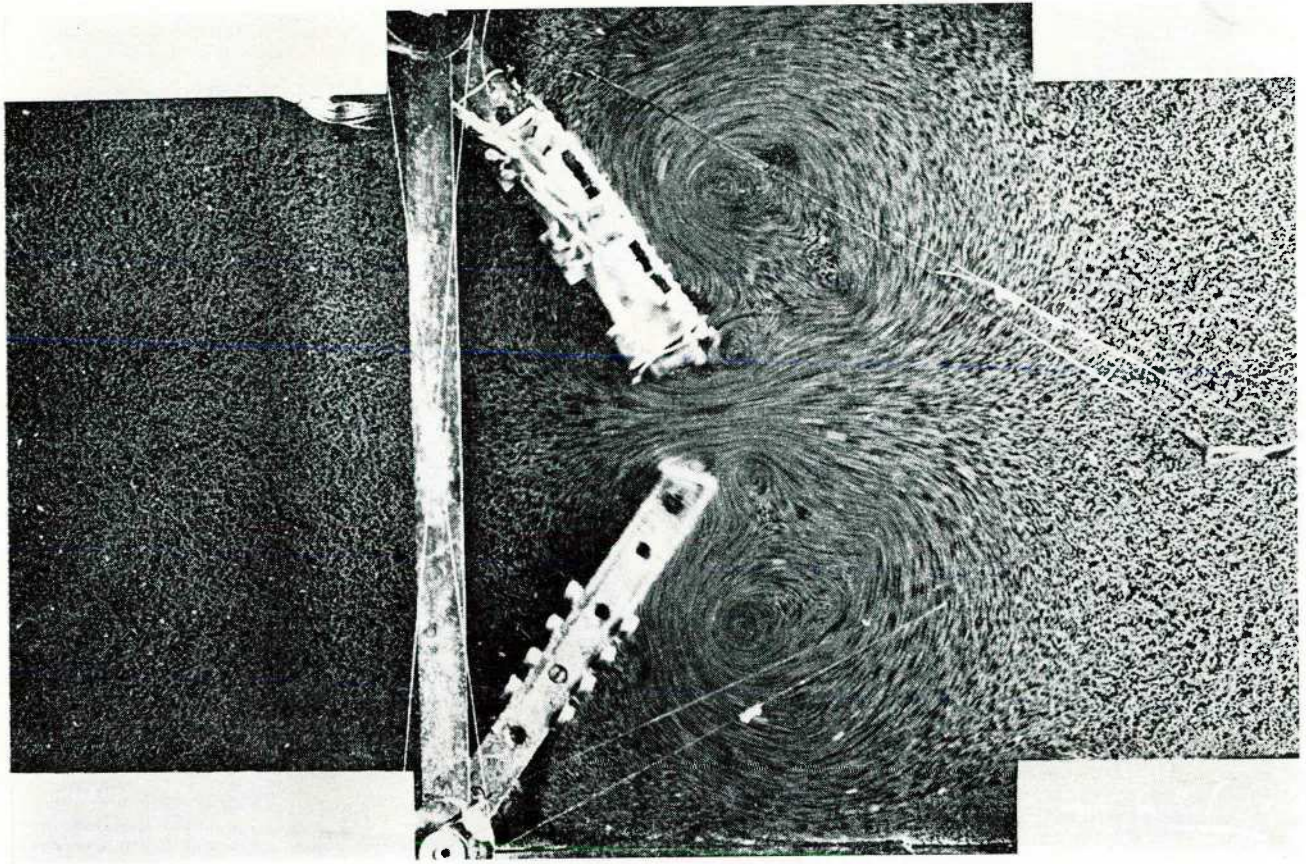


Fig. 80.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 4000

Type de la manoeuvre: fermeture

Position de la porte: $\theta = 61,5^\circ$

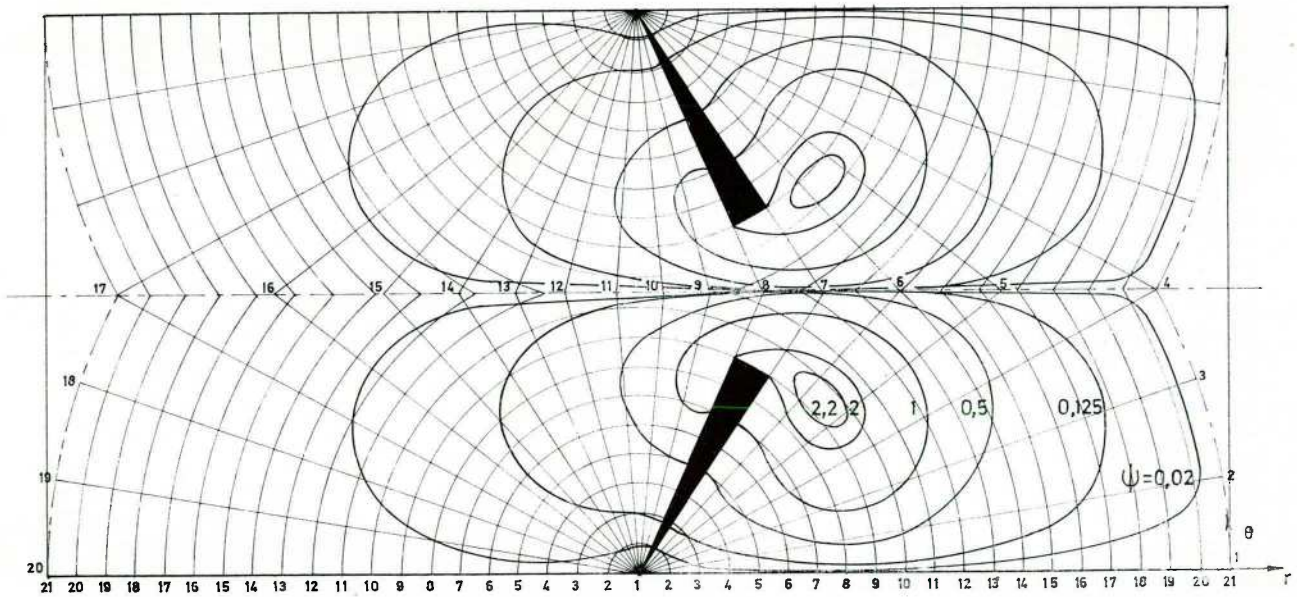
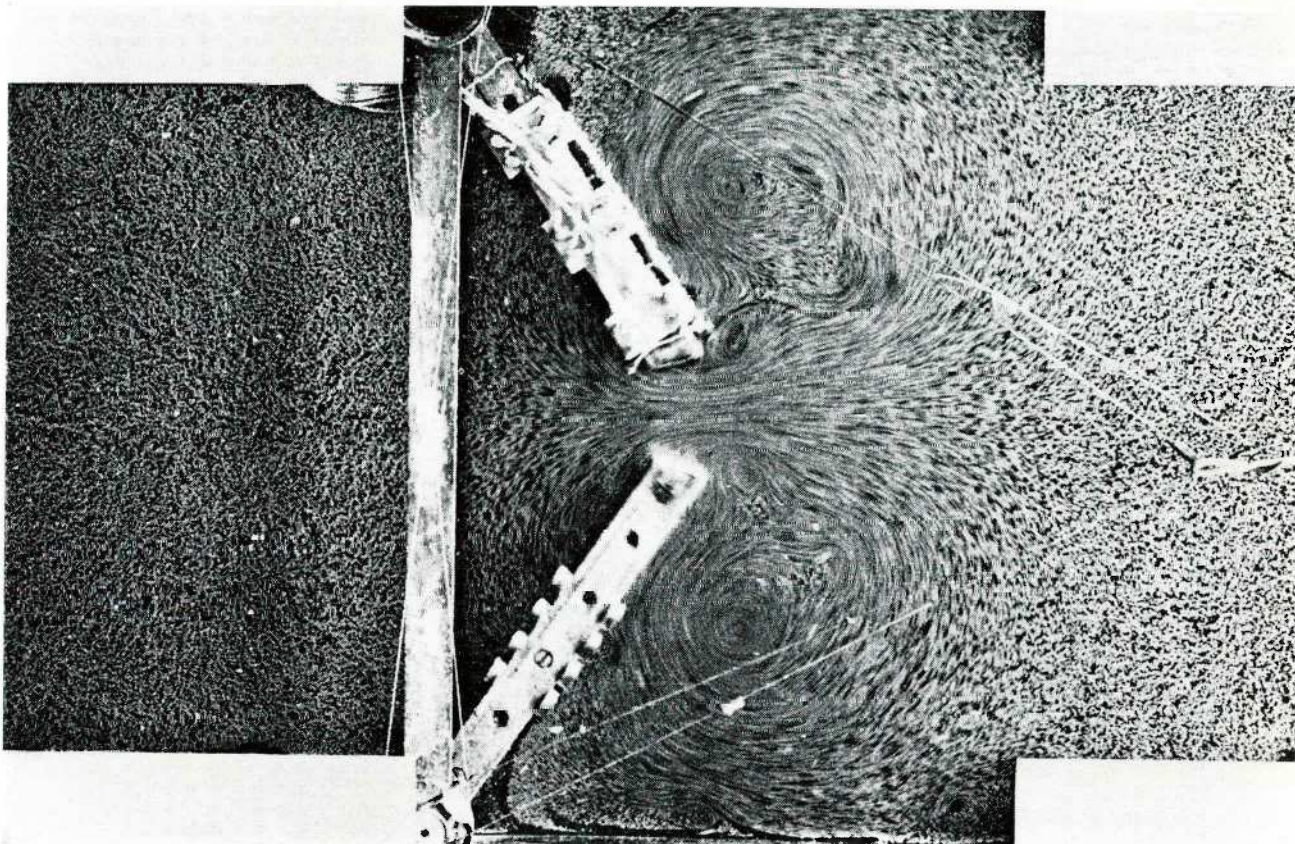


Fig. 81.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 4000

Type de la manoeuvre: fermeture

Position de la porte: $\theta = 71^\circ$

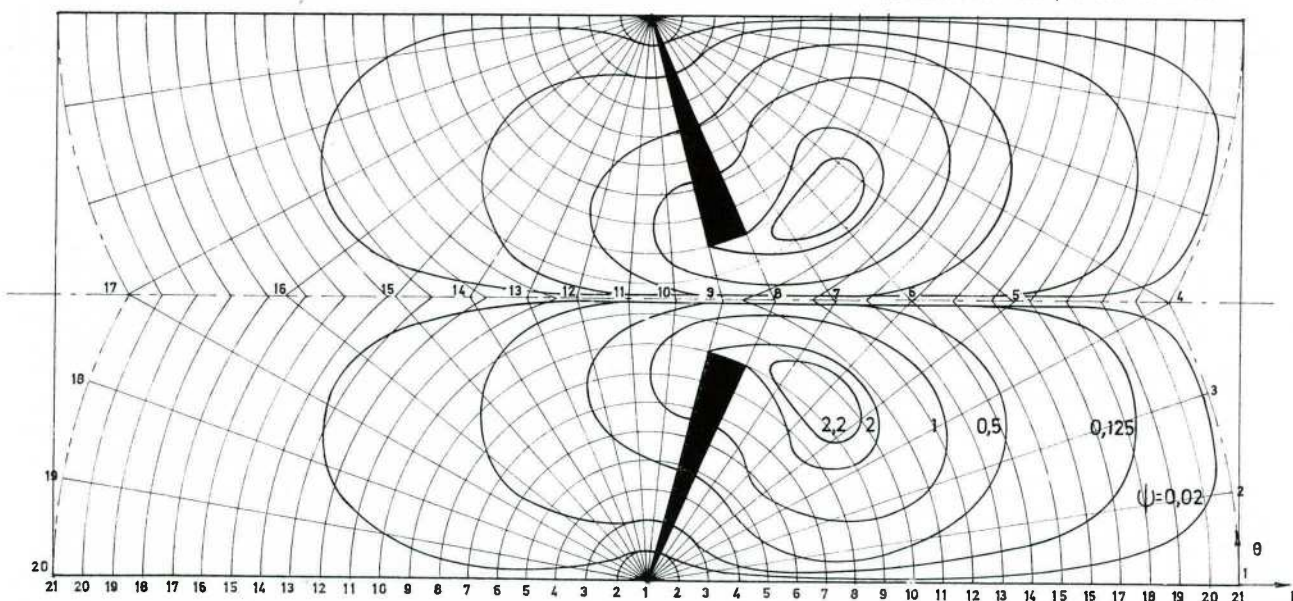
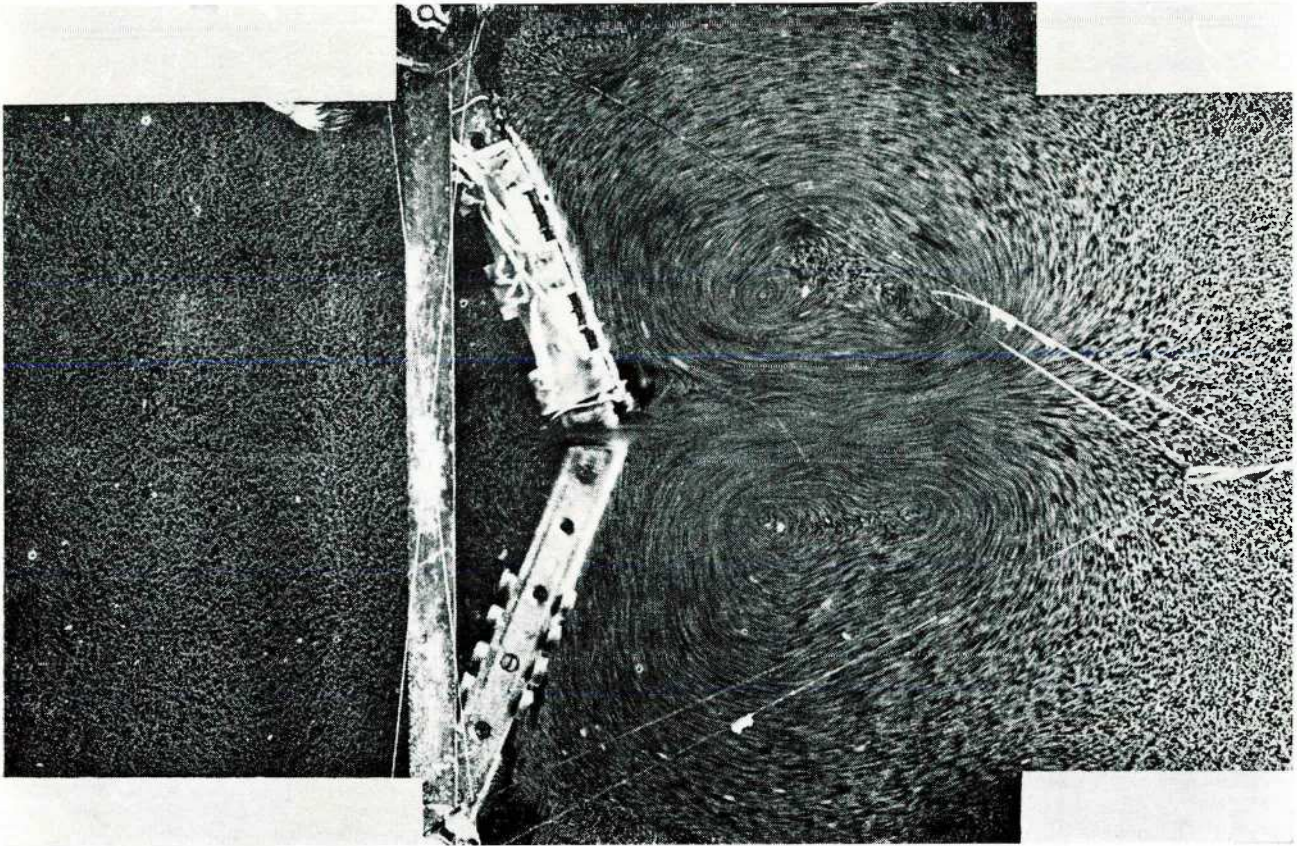


Fig. 82.



LIGNES DE COURANT INSTANTANÉES DÉTERMINÉES À L'AIDE DE L'ORDINATEUR

Re = 4000

Type de la manoeuvre: fermeture

Position de la porte: $\theta = 80,5^\circ$

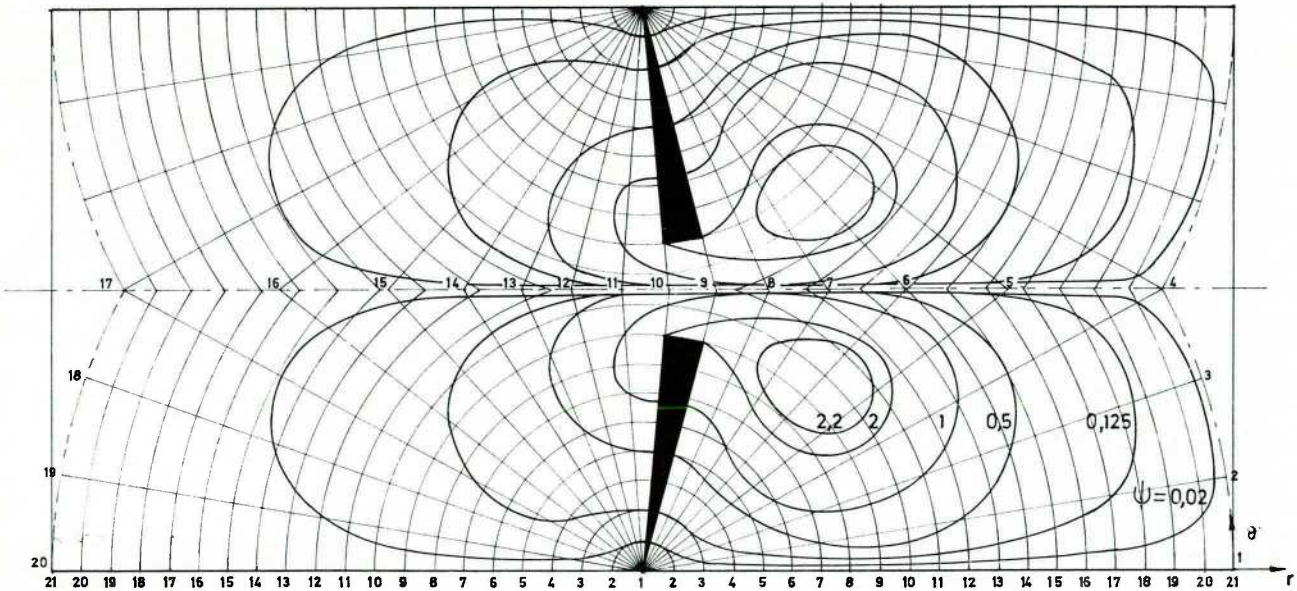


Fig. 83.

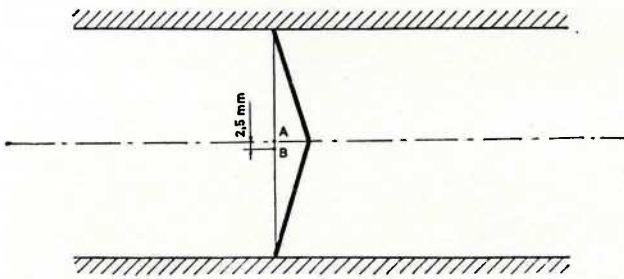


Fig. 84.

3. ETUDE DU COEFFICIENT DE RESISTANCE A LA ROTATION R

Pour chaque type de manœuvre, ouverture ou fermeture, on a tracé la variation du coefficient de résistance à la rotation R en fonction de la position de la porte. (fig. 85 et 86)

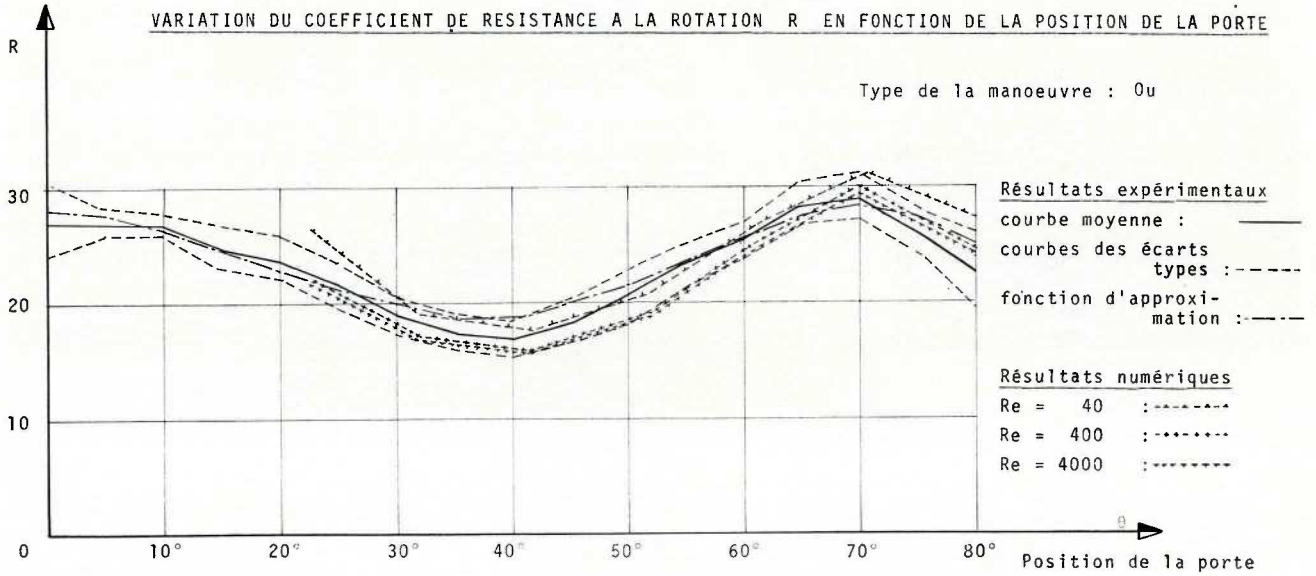


Fig. 85.

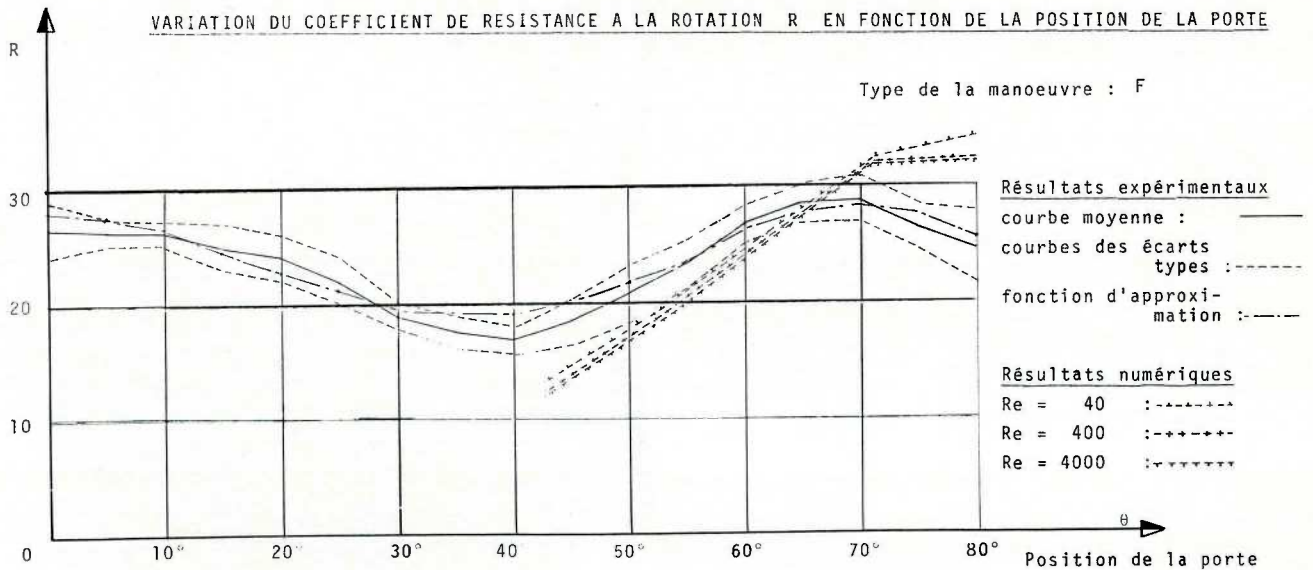


Fig. 86.

Pour les résultats expérimentaux, les courbes représentées sont la courbe moyenne, la fonction d'approximation et les courbes des écarts types obtenues à partir des essais sur la maquette du chapitre IV.

Les résultats numériques sont calculés par l'ordinateur pour une même géométrie, avec des vitesses angulaires de 0,1 à 0,001 rad/s; soit des nombres de Reynolds de 4000 à 40.

L'analyse des figures 80 et 81 montrent la très bonne concordance des résultats. On peut rappeler que les nombres de Reynolds utilisés dans les essais sur la maquette s'échelonnent de 205 à 14360.

Cet accord entre les valeurs obtenues à partir des essais sur la maquette et celles calculées par l'ordinateur est très important car il montre que la méthode numérique est valable, et confirme une hypothèse émise au chapitre II, à savoir :

$$R = \Phi_2 \left(Re, \theta, \frac{E}{L}, K', K'', K''' \right).$$

Le coefficient de résistance à la rotation est donc caractéristique d'un écoulement plan bidimensionnel, et, ainsi qu'il a été dit au chapitre IV, on a pour une porte busquée d'écluse :

$$R = \Phi_2 (Re, \theta) \quad (79, a)$$

En effet, les résultats numériques calculés en supposant un écoulement bidimensionnel plan (chapitre III) sont vérifiés par des résultats expérimentaux.

On peut donc conclure que les valeurs de R, dans le domaine étudié, sont indépendantes de la profondeur et de la forme de la surface libre, et que dans l'écoulement de l'eau autour des portes busquées, les vitesses verticales sont presque négligeables.

De plus, en examinant les figures 88 et 89, on peut se rendre compte de la faible variation du coefficient de résistance à la rotation R en fonction du nombre de Reynolds.

La relation (79, a) devient alors dans le domaine étudié :

$$R = \Phi_2 (\theta) \quad \text{pour } 40 < Re < 14360.$$

4. CONCLUSIONS

Ce chapitre a montré la bonne concordance des résultats numériques et expérimentaux.

Dans le chapitre VI, on comparera l'ensemble des résultats numériques et expérimentaux avec des informa-

tions obtenues à partir des essais sur un prototype. On y vérifiera notamment la variation du coefficient de résistance à la rotation R et celle du paramètre caractéristique D pour des nombres de Reynolds allant jusqu'à 6.10^5 .

Chapitre VI

Comparaison entre les résultats de l'étude et les mesures sur un prototype

1. INTRODUCTION

Grâce à l'intervention de Monsieur de Ries, Directeur général de l'Administration de l'Electricité et de l'Electromécanique du Ministère des Travaux Publics, des mesures ont pu être effectuées sur une des portes busquées amont de la petite écluse de Duffel, sur le canal de la Nèthe.

Les caractéristiques de cette porte sont les suivantes :

Hauteur immergée	H = 4,00 m
Longueur	L = 4,250 m
Poids	P = 4683 kg
Diamètre du pivot	$d_p = 0,20$ m
Diamètre du collier	$d_c = 0,13$ m

Durée des phases d'accélération et de décélération :
3 à 5s.

2. DISPOSITIFS DE MESURES

Les mesures effectuées doivent permettre de déterminer l'effort de manœuvre sur le prototype et de comparer ainsi les informations obtenues à partir d'un modèle in situ avec les résultats obtenus par l'ordinateur et la maquette.

Les portes de l'écluse de Duffel sont manœuvrées hydrauliquement par des vérins à double effet. Les tiges s'articulent directement aux portes, les vérins étant eux-mêmes pivotants.

L'effort de manœuvre étant déterminé par la force exercée par le vérin durant le mouvement de la porte, deux capteurs placés dans chacune des deux chambres du vérin, ont permis, par l'intermédiaire d'un amplificateur et d'un oscillographe, de mesurer les pressions sur les faces du vérin.

Connaissant les divers paramètres de la géométrie du vérin et du système de manœuvre, on a pu, à partir de

ces mesures, déterminer le couple total M_t nécessaire à la manœuvre d'une porte.

La position et la vitesse de rotation de la porte ont été déterminées au moyen de repères placés sur la tige du contre-vérin et d'une base de temps.

L'ensemble du système de mesure a été mis gracieusement à la disposition de l'auteur par l'Administration de l'Electricité et de l'Electromécanique du Ministère des Travaux Publics.

3. MESURES EFFECTUEES

Pour différentes durées de manœuvre, on a effectué sept séries de mesures, trois pour des manœuvres d'ouverture et quatre pour des manœuvres de fermeture.

Pour les manœuvres d'ouverture, les durées sont les suivantes : 55, 66 et 101 s; pour les manœuvres de fermeture : 40, 55, 63 et 84 s. Ces variations ont été obtenues en modifiant les vannes d'alimentation du vérin dans les limites de possibilité. Cependant, les phases d'accélération et de décélération situées au début et en fin de manœuvre n'ont pu être modifiées. Pendant ces périodes, aucune mesure valable n'a pu être prise en considération.

Pour chaque type et chaque durée, on a effectué plusieurs essais de manière à éliminer toute perturbation dans les mesures.

Ensuite, à l'aide des indications fournies par l'oscillographe, on a calculé le couple résistant total en fonction de la position de la porte. Ce couple résistant total déduit des résultats expérimentaux a été appelé M_{te} .

4. RESULTATS OBTENUS ET COMPARAISON

On a présenté les résultats obtenus sous forme de courbes (fig. 87 et 88) donnant la variation du couple résistant total M_{te} en fonction de la position de la porte, définie suivant le schéma utilisé à la figure 89.

Ensuite, afin de comparer les résultats obtenus dans les chapitres précédents avec les mesures sur le prototype, on a calculé le couple résistant total M_t en fonction de la position de la porte, pour les mêmes conditions.

Si l'on fait abstraction des forces résistantes dues à la vase, aux débris, aux vagues, au vent, etc... M_t a été défini comme suit dans le chapitre II :

$$M_t = M_f + M_i + M_\eta + M_e \quad (79)$$

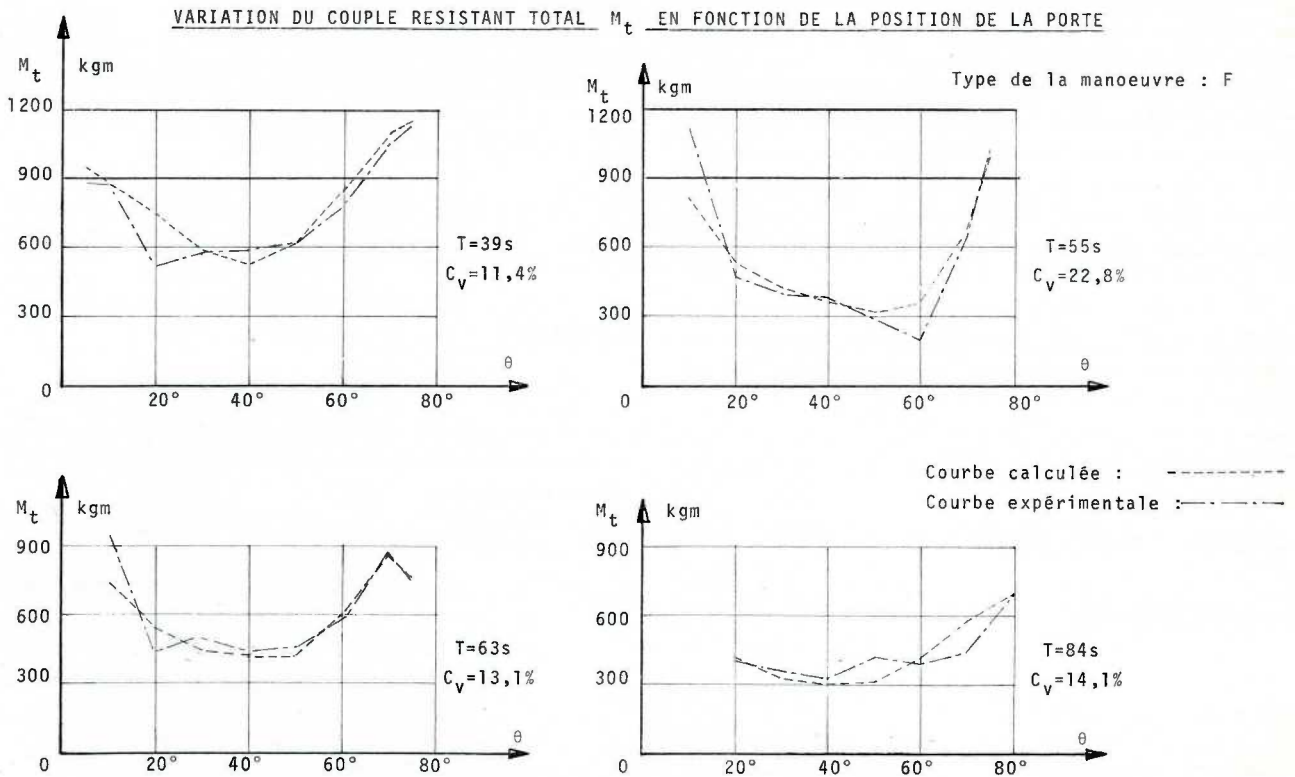


Fig. 87.

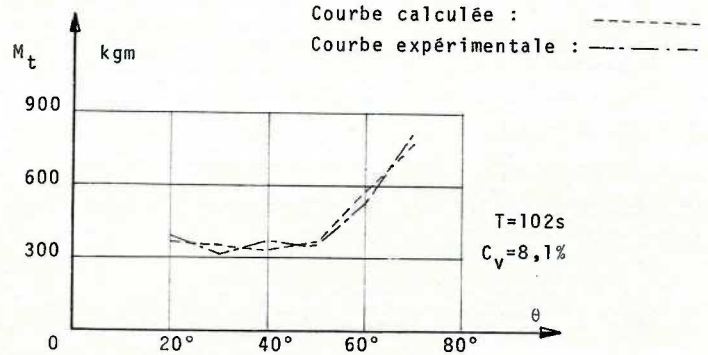
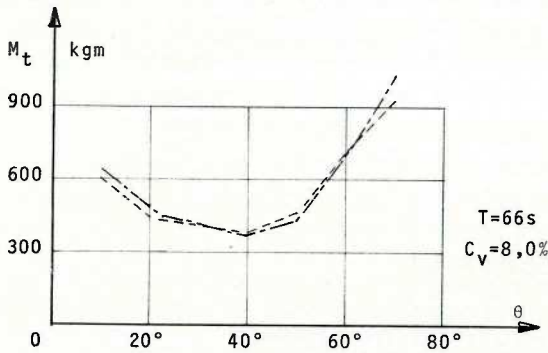
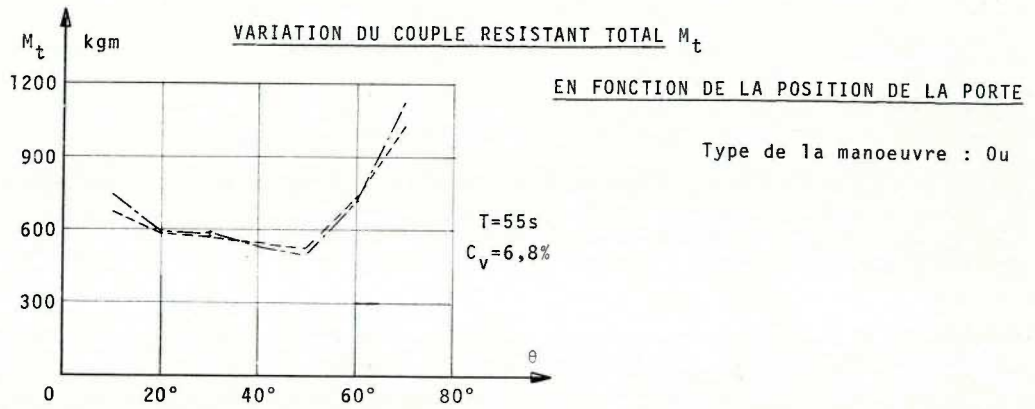


Fig. 88.

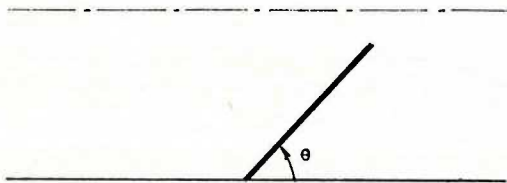


Fig. 89.

Puisque l'on n'a pas envisagé les phases d'accélération et de décélération de début et de fin de manoeuvre, et que pendant le reste de la manoeuvre les variations de vitesse angulaire sont faibles, on peut considérer que $M_i = 0$.

Dès lors, (79) devient :

$$M_t = M_r + M_\eta + M_e \quad (80)$$

Lors des mesures effectuées sur le prototype, on a fait des essais à des vitesses extrêmement faibles. On peut estimer que dans ces conditions, le couple résistant mesuré est dû uniquement aux frottements mécaniques au collier et au pivot. On a mesuré $M_r = 150 \text{ kgm}$. (81) Si on applique la théorie de Campus [13] pour le calcul de M_t , on trouve :

$$M_c = f_c \frac{dc}{2} C$$

$$= 0,4 \cdot 0,0625 \cdot 1924 = 48,1 \text{ kgm}$$

$$M_p = f_p \frac{dp}{6} R_p$$

$$= 0,45 \cdot \frac{0,2}{6} \cdot 4930 = 74 \text{ kgm}$$

$$M_r = M_c + M_p = 48 + 74 = 122 \text{ kgm}$$

soit une valeur très proche de celle trouvée lors des essais.

Il semblerait que la différence provienne de l'effort exercé par la vase sur la porte lors de la manoeuvre.

Ensuite, M_η et M_e calculés par les formules établies au chapitre II :

$$M_\eta = D\bar{\omega}L^4 \quad (82)$$

et

$$M_e = \frac{RH\bar{\omega}L^4\omega^2}{8g} \quad (83)$$

où L , $\bar{\omega}$, H et ω correspondent aux valeurs du prototype et ont les formes trouvées au chapitre VI, soit pour une manoeuvre de fermeture :

$$D = (2,404 - 0,09538 \theta + 0,14479 \cdot 10^{-2} \theta^2 + 0,04572 \cdot 10^{-3} \theta^3 - 59,69 \cdot 10^{-8} \theta^4)$$

$$\frac{1}{Fr^{-3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H}\right)^{9/4}}$$

$$R = 19,84 + 0,559 \theta + 1,984 \cdot 10^{-2} \theta^2 - 20,71 \cdot 10^{-4} \theta^3 + 0,389 \cdot 10^{-4} \theta^4 - 0,02107 \cdot 10^{-5} \theta^5$$

pour une manœuvre d'ouverture :

$$D = (4,3003 - 1,50758 \cdot 10^{-1} \theta + 0,07697 \cdot 10^{-2} \theta^2 + 0,011093 \cdot 10^{-3} \theta^3 + 7,1795 \cdot 10^{-8} \theta^4)$$

$$\frac{1}{Fr^{-3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H}\right)^{9/4}}$$

$$R = 28,01 + 0,084 \theta - 0,03187 \theta^2 + 8,443 \cdot 10^{-4} \theta^3 - 0,5796 \cdot 10^{-5} \theta^4$$

où θ est l'angle indiquant la position de la porte suivant la figure 89.

Pour chacune des positions de la porte, en partant des égalités (80), (81), (82), (83), on a déterminé les valeurs du couple résistant total par la méthode de calcul établie à partir des essais sur modèle et du calcul numérique. Ces différents résultats sont reproduits dans les tableaux de l'annexe II, pour les 3 manœuvres d'ouverture et les 4 manœuvres de fermeture.

Sur les graphiques des figures 87 et 88, on a représenté, à côté de la courbe expérimentale de la variation du couple résistant total M_{te} en fonction de la position de la porte, la courbe calculée de la variation du couple résistant total M_t .

5. CONCLUSIONS

1) Les figures 87 et 88 montrent qu'il y a une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et les valeurs calculées. Entre deux valeurs correspondantes de M_t et M_{te} , l'erreur est le plus souvent de 10 %, sauf pour quelques positions des manœuvres de fermeture localisées en début ou en fin de manœuvre. Ces divergences localisées peuvent provenir, soit d'une mauvaise appréciation de la vitesse angulaire de la porte qui modifierait le calcul de M_t , soit d'un manque de précision ou d'une inertie importante des capteurs de pression dans des régimes rapidement variables. Pour chaque manœuvre, on a déterminé un écart type σ et coefficient de variance C_v défini comme suit :

$$\sigma = \frac{1}{m} \sqrt{\sum_{i=1}^m (M_{t_i} - M_{te_i})^2}$$

$$M = \sum_{i=1}^m M_{te_i}$$

$$C_v = \frac{\sigma}{M} \cdot 100$$

où m est le nombre de mesures effectuées pour la manœuvre considérée. Dans l'ensemble, les divers coefficients de variance C_v sont inférieurs à 15 %, ce qui dénote un bon accord entre la méthode de calcul et l'expérience.

2) La deuxième conclusion est une conséquence logique de la première. Dans le chapitre précédent, on a montré que $R = \Phi_2(\theta)$ pour $40 < Re < 14360$. Or, dans les essais in situ, les valeurs du nombre de Reynolds varient de $2,3 \cdot 10^6$ à $6,3 \cdot 10^6$. De la concordance entre les valeurs des M_t calculées et celles de M_{te} déduites des essais in situ, il semblerait que l'on puisse étendre la relation précédente $R = \Phi_2(\theta)$ pour $40 < Re < 6,3 \cdot 10^6$

Chapitre VII

Conclusions générales

Ainsi qu'on l'a déclaré dans l'introduction de cette thèse, le thème essentiel du présent travail concerne l'aspect hydrodynamique de la recherche d'une méthode de calcul des efforts de manœuvre d'une porte busquée d'écluse, quelles que soient les données, dimensions de la porte, vitesse de manœuvre, liquide en mouvement, etc...

A l'issue de cette étude, on peut affirmer que le but fixé a été atteint et qu'une méthode de calcul des efforts de manœuvre a été élaborée et vérifiée avec succès.

Après un étude critique des différentes méthodes de calcul existantes, on a défini deux paramètres adimensionnels caractérisant l'effort de manœuvre; le premier, D , résulte de la force engendrée par la différence de niveau du liquide entre les deux côtés de la porte; l'autre, R , est déterminé par la force que l'eau oppose au mouvement de rotation de la porte.

Pour chaque paramètre, on a établi les relations suivantes :

$$D = \frac{M_\eta}{\omega L^4} = \Phi_1 \left(Fr, Re, \frac{H}{L}, \frac{E}{L}, \theta, K', K'', K''' \right)$$

$$R = \frac{8M_{eg}}{\omega H \omega^2 L^4} = \Phi_2 \left(Re, \frac{E}{L}, \theta, K', K'', K''' \right).$$

Ensuite, par une intégration numérique des équations de Navier-Stokes, en mouvement bidimensionnel non permanent, on a calculé principalement le moment M_e , et l'écoulement de l'eau autour des portes busquées durant leur manœuvre. Cette étude a été suivie d'une série d'essais sur une maquette où plusieurs liquides ont été utilisés : l'eau, le sulfanate de dodécylbenzène et le chlorure de zinc. D'après les résultats de ces essais, des lois de variation des paramètres D et R en fonction de la position de la porte ont été obtenues :

pour une manœuvre de fermeture :

$$D = (2,404 - 0,09538 \theta + 0,14479 \cdot 10^{-2} \theta^2 + 0,04572 \cdot 10^{-3} \theta^3 - 59,69 \cdot 10^{-8} \theta^4) \times \frac{1}{Fr^{-3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H}\right)^{3/4}}$$

$$R = 19,84 + 0,559 \theta + 1,984 \cdot 10^{-2} \theta^2 - 20,71 \cdot 10^{-4} \theta^3 + 0,389 \cdot 10^{-4} \theta^4 - 0,02107 \cdot 10^{-5} \theta^5$$

pour une manœuvre d'ouverture :

$$D = (4,3003 - 1,5078 \cdot 10^{-1} \theta + 0,07693 \cdot 10^{-2} \theta^2 + 0,011093 \cdot 10^{-3} \theta^3 + 7,1795 \cdot 10^{-8} \theta^4) \times \frac{1}{Fr^{-3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H}\right)^{3/4}}$$

$$R = 28,01 + 0,084 \theta - 0,03187 \theta^2 + 8,443 \cdot 10^{-4} \theta^3 - 0,5796 \cdot 10^{-5} \theta^4$$

Dans les deux dernières parties de ce travail, on s'est attaché à comparer entre eux les divers résultats de l'étude et à vérifier les lois de variations obtenues sur un prototype.

On a ainsi pu montrer que les lignes de courant instantanées déterminées à l'ordinateur par le calcul numérique et celles photographiées, en saupoudrant la surface libre du liquide dans la maquette de poussière d'aluminium, étaient en très bonne concordance. De plus, cet accord s'est également manifesté entre les valeurs de la vitesse du liquide calculées par l'intégration numérique et celles mesurées au moyen d'un micromoulinet sur la maquette.

Enfin, à l'aide des lois de variations des paramètres D et R, on a déterminé les efforts de manœuvre de la porte busquée aval de la petite écluse du canal de la Nèthe à Duffel. Ces résultats ont permis de mettre en évidence la très bonne convergence entre les valeurs cal-

culées du couple résistant total et les mesures effectuées sur le prototype, montrant ainsi la validité des expressions établies.

Ici il est intéressant de noter que les lois de variations des paramètres D et R, utilisés dans les calculs ci-dessus découlent de fonctions d'approximation des valeurs moyennes (voir chapitre IV) et que, par conséquent, il y a lieu d'en tenir compte lors de l'établissement d'un projet.

Une mauvaise solution serait d'adopter comme loi de variation des paramètres D et R, les courbes supérieures des écarts types (fig. 62, 63 et 85, 86) car dans ce cas les valeurs calculées seraient beaucoup trop importantes vis-à-vis des valeurs réelles.

En définitive, cette solution ne serait pas économique.

Il est préférable d'utiliser les lois de variations des paramètres D et R établies au chapitre IV, et donnant, ainsi que l'a montré le chapitre VI, des valeurs concordantes avec les valeurs réelles et d'y adjoindre un certain coefficient de sécurité.

Ce coefficient serait déterminé en fonction du cas étudié : circonstances exceptionnelles prévisibles ou imprévisibles.

En résumé, cette étude a permis d'établir et de vérifier les lois de variations des paramètres D et R pour

$$40 < Re < 6,3 \cdot 10^6$$

$$\text{et } 0,0081 < Fr < 0,082$$

et ainsi déterminer les valeurs des couples résistants dus aux forces hydrodynamiques à introduire dans le calcul des efforts de manœuvre des portes busquées d'écluses.

*
* *

BIBLIOGRAPHIE

1. H. HAMPEL, F. JAMBOR, F. KOHLER
Porte d'écluse : calcul et étude comparative des différents types. — XXII Congrès International de Navigation, Paris 1969.
2. W. ROEHLE
Utilization of Locks for the Discharge of Peak Floods some Characteristic Lock Gate Design, Mechanical Equipment and Filling Systems of Locks on the Austrian Danube. — XXII Congrès International de Navigation, Paris 1969.
3. R. LECLERQ
Rapport du XXII Congrès International de Navigation, Paris 1969.
4. P. VOLKER, F. de VOS, P. BLOKLAND
Navigation Lock Gates: Calculation and Comparative Studies of Various Types, including Valves. — XXII Congrès International de Navigation, Paris 1969.
5. H. DOUMA, P. DAVIS, M. NELSON
United States Practice in Lock Design. — XXII Congrès International de Navigation, Paris 1969.

6. C. GEMAEHLING, M. BESLIN
Les portes intermédiaires busquées de toute hauteur des écluses de Saint-Pierre et de Chateaufort sur le Rhône. Revue Travaux, Paris, Mars 1967.
7. A. BOEREBOOM
Le canal Albert et sa modernisation. — Revue de la Navigation fluviale européenne, n° 8, Strasbourg, Avril 1969.
8. Correspondance entre S. PURSKI, ingénieur de l'Administration de la voie maritime du Saint-Laurent et l'auteur.
9. O. FRANZIUS
Der Verkehrswasserbau. — Springer Verlag, Berlin 1927.
10. J.P.J. JITTA
Sluizen. — De Erven F. Bohn N.V. Haarlem 1947.
11. H. DEHNERT
Schleusen und Hebewerke. — Springer Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, 1954.
12. S. LELIAVSKY
Design Textbooks in Civil Engineering. — Vol. II, Chapman and Hall Ltd, 1965.
13. F. CAMPUS
Cours d'écluses. — Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, 1957.
14. N.M. DEHOUSSE
Cours d'écluses. — Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, 1970.
15. A. LEJEUNE
Etude théorique et expérimentale des efforts existant lors de la manœuvre d'une porte busquée d'écluse. — Travail de fin d'études, Université de Liège, Faculté des Sciences Appliquées, 1967.
16. R. SPRONCK
La résistance due à l'entretien des vagues d'accompagnement des navires. — Annuaire de l'Union Belge des Ingénieurs navals, tome II.
17. S.F. HOERNER
Résistance à l'avancement dans les fluides. — Gauthier Villars, 1965.
18. N. APELT
The Structure of the Wake of a Two-dimensional Circular Cylinder in the Range of Reynolds Number 15.10^3 to 15.10^5 . — Proceedings AARC Symposium on Bluff Bodies and Wakes, Sydney 1965.
19. A.THOM, N. APELT
Field Computation in Engineering and Physics. — D. Van Nostrand, London 1961.
20. J.E. FROMM
A Method for Computing Nonsteady Incompressible Viscous Flow. — Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA 2910, 1963.
21. E.O. MACAGNO, K. HUNT
Laminar Eddies in a Two-dimensional Conduit Expansion. — La Houille Blanche, n° 4, 1966.
22. D.T. DUMITRESCU, M.D. CAZACU, C.I. CRACIUN
Solutions numériques et recherches expérimentales dans l'hydrodynamique des fluides visqueux, à des petits nombres de Reynolds. — Applied Mechanics Proceeding of the 11th International Congress of Applied Mechanics, Munich 1964.
23. M.F. GAUTHIER
Un exemple de modèle mathématique complexe en mécanique des fluides. — Lectures Series 34, Numerical Methods in Fluid Dynamics, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Mars 1971.
24. J. SMOLDEREN
Introductory Remarks
Lectures Series 34, Numerical Methods in Fluid Dynamics, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Mars 1971.
25. D.C. THOMAN, A.A. SZEWCZYK
Numerical Solutions of Time-dependent Two-dimensional Flow of a Viscous, Incompressible Fluid over Stationary and Rotating Cylinders. — University of Notre-Dame, Notre-Dame Indiana, Technical Report 66.64, July 1966.
26. L.C. WOODS
Aeron. Quart. 5 (1954) 176.
27. P.J. TAYLOR
The Linear Stability of no-slip Boundary Conditions in the Numerical Solution of Nonsteady Flows. — Journal of Computational Physics, 6.268-287, 1970.
28. A. THOM
Proc. Roy. Soc. A. 141, 1933, 651.
29. H. ROUSE
Engineering Hydraulics. — John Wiley and Sons Inc. New-York, 1950.
30. H. ROUSE
Advanced Mechanics of Fluids. — John Wiley and Sons Inc. New York 1959.
31. J. NIHOUL
Small Scales Erratic Motions in the Deep Ocean. — 2nd Colloquium on the Hydrodynamics of the Ocean, Université de Liège, Cahier de mécanique mathématique, n° 26, 1970.

TABLE DES MATIERES

Notations fondamentales

INTRODUCTION

- Utilisation et évolution des portes busquées dans le monde
- Aspect de l'étude

CHAPITRE I — RAPPEL ET COMMENTAIRES

- Rappel de quelques notions sur les portes busquées
- Analyse bibliographique
 - Otto Franzius
 - J.P. Josephus Jitta
 - Hans Dehnert
 - S. Leliavsky
 - F. CAMPUS
 - F. J. De Ries
- Analyse des méthodes de calcul proposées
- Conclusions

CHAPITRE II — ETUDE DES PARAMETRES

- Introduction
- Forces résistantes agissant sur une porte busquée d'écluse lors de la manœuvre
- Forces hydrodynamiques agissant sur la porte busquée d'écluse lors de la manœuvre
- Lois de similitudes des paramètres caractéristiques de l'effort de manœuvre
 - Rappel
 - Loi de similitude pour le paramètre D
 - Loi de similitude pour R
 - Conclusions
- Calcul de l'effort de manœuvres d'une porte busquée d'écluse

CHAPITRE III — CALCUL NUMERIQUE DU MOMENT M_e

- Introduction
- Rappel théorique
- Application au problème étudié
 - Influence du fond
 - Influence de la surface
 - Conclusion
- Formulation mathématique du problème
 - Forme des équations de Navier-Stokes
 - Choix des variables
- Difficultés de l'intégration numérique
- Equations aux différences finies
- Conditions aux limites
 - Sur la porte OP
 - Sur le contour ABOB'A'
 - Sur l'axe AA'
- Condition de stabilité
- Calcul de la résistance à la rotation de la porte
- Procédure de calcul
 - Grandeur de la maille
 - Solution initiale
 - Solution en régime non permanent
- Résultats obtenus
- Discussion des résultats
- Remarques sur la procédure de calcul adoptée
- Remarque sur l'emploi des équations Navier-Stokes

CHAPITRE IV — ESSAIS SUR UNE MAQUETTE

1. Introduction
2. Description du montage utilisé pour les expériences
 - A. Dispositif expérimental
 - B. Dispositifs de mesure
3. Essais effectués
 - A. Liquides employés
 - B. Caractéristiques des essais
4. Détermination des valeurs de D et R
 - A. Calcul de D
 - B. Calcul de R
5. Présentation des résultats
6. Exploitation des résultats
 - A. Expression de la valeur du paramètre caractéristique D
 - B. Expression de la valeur du paramètre caractéristique R
 - C. Analyse des résultats expérimentaux

CHAPITRE V — COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS SUR LA MAQUETTE ET LES RESULTATS NUMERIQUES

1. Introduction

2. Analyse des écoulements
3. Etude du coefficient de résistance à la rotation R
4. Conclusions

CHAPITRE VI — COMPARAISON ENTRE LES RESULTATS DE L'ETUDE ET LES MESURES SUR UN PROTOTYPE

1. Introduction
2. Dispositifs de mesure
3. Mesures effectuées
4. Résultats obtenus et comparaison
5. Conclusions

CHAPITRE VII — CONCLUSIONS GENERALES ANNEXES

- I. Résultats des essais effectués sur la maquette
- II. Résultats des essais effectués sur le prototype et comparaison avec les résultats de l'étude

BIBLIOGRAPHIE

(1° deel)

Deze bijdrage is voornamelijk gewijd aan de studie van het hydrodynamisch weerstandskoppel dat optreedt bij het openen en het sluiten van de puntdeuren, een deurtype dat overal ter wereld veelvuldig wordt gebruikt voor scheepvaartsluizen.

Bedoeld koppel neemt het leeuwenaandeel voor zich van de weerstand die de deurbewegingen ondervinden. De weerstanden veroorzaakt door de wrijving aan balsbeugel en taats, alsmede door de aanwezigheid van slib, ijs, e.d., zijn inderdaad veel kleiner of over het algemeen moeilijk te schatten.

In het eerste hoofdstuk, wordt aangetoond hoezeer de huidige methodes voor het berekenen van de krachten optredend bij het bewegen van de deuren ten achter blijven bij de graad van volmaaktheid die bij de constructie zelf wordt bereikt. De nadruk wordt hierbij gelegd op het gebrek aan realisme en op de onderlinge afwijkingen welke de thans gebruikte formules vertonen, mits volgens de diverse, bestaande methodes tot een berekening van de bewuste bewegingskracht over te gaan, en de uitslagen hiervan vervolgens te vergelijken met de werkelijke waarden verkregen op een prototype.

In het tweede hoofdstuk, worden de verschillende elementen van het probleem nader beschouwd. Het gaat hier om een uiterst ingewikkeld geval van niet-permanente stroming met inwendige wrijving, in een begrensde, driedimensionale ruimte en met een vrij wateroppervlak. Men merkt al dadelijk op dat het proefondervindelijk onderzoek op verkleinde modellen belemmerd wordt door de onmogelijkheid om te voldoen aan de voorwaarden van Reech-Froude en van Reynolds, die in principe dienen eerbiedigd te worden, vermits de zwaartekracht, de viscositeit en de traagheid gezamenlijk optreden.

Zo komt men ertoe, in het hydrodynamisch weerstandskoppel twee afzonderlijke componenten te onderscheiden:

a) het weerstandskoppel M_η , veroorzaakt door de optredende verschillen in waterstand en bepaald door

$$M_\eta = D \bar{\omega} L^3$$

b) het weerstandskoppel M_e , berekend aan de hand van de horizontale snelheidscomponenten en bepaald door

$$M_e = \frac{R H \bar{\omega} L^4 \omega^3}{8\omega}$$

waarin H = de ingedompelde hoogte van de deur (m)
 L = de lengte van de deur (m)
 $\bar{\omega}$ = het soortelijk gewicht van de vloeistof (kg/m³)
 ω = de hoeksnelheid (rad/s)
 g = de versnelling te wijten aan de zwaartekracht
 D en R = dimensieloze coëfficiënten, waarvan de uitdrukking gegeven wordt aan het slot van deze samenvatting.

De afzonderlijke beschouwing van een viscositeitsweerstand en van een golfweerstand is gebruikelijk bij de studie van de translatie van vlottende lichamen.

De viscositeitsweerstand ontstaat doordat turbulentie optreedt. Dit veroorzaakt een vervorming van het drukingsveld rondom het obstakel, vervorming die te wijten is aan een zone van turbulent zog en aan het ontstaan van tangentiële wrijvingskrachten langs de wanden.

De golfweerstand vindt zijn oorsprong in de energie nodig om de golven aan de waterspiegel op te wekken en te onderhouden.

Het is onmogelijk een scherpe lijn te trekken tussen deze twee weerstanden. Het probleem is uiterst ingewikkeld en het ligt dan ook voor de hand dat de uitkomsten van het onderzoek aan de werkelijkheid dienen getoetst te worden.

In hetzelfde hoofdstuk worden daarenboven de parameters bepaald van de gebruikte meetkundige verhoudingen.

In het vervolg van de studie, worden alle beschikbare theoretische en proefondervindelijke middelen aangewend om de bijdrage, in de totale weerstand, van de hierboven aangehaalde koppels a) en b) vast te stellen.

Deze bijdrage is voornamelijk gewijd aan de studie van het hydrodynamisch weerstandskoppel dat optreedt bij het openen en het sluiten van de puntdeuren, een deurtype dat overal ter wereld veelvuldig wordt gebruikt voor scheepvaartsluizen.

Bedoeld koppel neemt het leeuwenaandeel voor zich van de weerstand die de deurbewegingen ondervinden. De weerstanden veroorzaakt door de wrijving aan halsbeugel en taats, alsmede door de aanwezigheid van slib, ijs, e.d., zijn inderdaad veel kleiner of over het algemeen moeilijk te schatten.

In het eerste hoofdstuk, wordt aangetoond hoezeer de huidige methodes voor het berekenen van de krachten optredend bij het bewegen van de deuren ten achter blijven bij de graad van volmaaktheid die bij de constructie zelf wordt bereikt. De nadruk wordt hierbij gelegd op het gebrek aan realisme en op de onderlinge afwijkingen welke de thans gebruikte formules vertonen, mits volgens de diverse, bestaande methodes tot een berekening van de bewuste bewegingskracht over te gaan, en de uitlagen hiervan vervolgens te vergelijken met de werkelijke waarden verkregen op een prototype.

In het tweede hoofdstuk, worden de verschillende elementen van het probleem nader beschouwd. Het gaat hier om een uiterst ingewikkeld geval van niet-perma-

mente stroming met inwendige wrijving, in een begrensd, driedimensionale ruimte en met een vrij wateroppervlak. Men merkt al dadelijk op dat het proefondervindelijk onderzoek op verkleinde modellen belemmerd wordt door de onmogelijkheid om te voldoen aan de voorwaarden van Reech-Froude en van Reynolds, die in principe dienen verboden te worden, vermits de zwaartekracht, de viscositeit en de traagheid gezamenlijk optreden.

Zo komt men ertoe, in het hydrodynamisch weerstandskoppel twee afzonderlijke componenten te onderscheiden:

a) het weerstandskoppel M_η , veroorzaakt door de optredende verschillen in waterstand en bepaald door

$$M_\eta = D \bar{\omega} L^3$$

b) het weerstandskoppel M_c , berekend aan de hand van de horizontale snelheidscomponenten en bepaald door

$$M_c = \frac{R H \bar{\omega} L^3 \omega^2}{8g}$$

waarin H = de ingedompelde hoogte van de deur (m)

L = de lengte van de deur (m)

$\bar{\omega}$ = het soortelijk gewicht van de vloeistof (kg/m^3)

ω = de hoeksnelheid (rad/s)

g = de versnelling te wijten aan de zwaartekracht

D en R = dimensieloze coëfficiënten, waarvan de uitdrukking gegeven wordt aan het slot van deze samenvatting.

De afzonderlijke beschouwing van een viscositeitsweerstand en van een golfweerstand is gebruikelijk bij de studie van de translatie van vlottende lichamen.

De viscositeitsweerstand ontstaat doordat turbulentie optreedt. Dit veroorzaakt een vervorming van het drukingsveld rondom het obstakel, vervorming die te wijten is aan een zone van turbulent zog en aan het ontstaan van tangentiële wrijvingskrachten langs de wanden.

De golfweerstand vindt zijn oorsprong in de energie nodig om de golven aan de waterspiegel op te wekken en te onderhouden.

Het is onmogelijk een scherpe lijn te trekken tussen deze twee weerstanden. Het probleem is uiterst ingewikkeld en het ligt dan ook voor de hand dat de uitkomsten van het onderzoek aan de werkelijkheid dienen getoetst te worden.

In hetzelfde hoofdstuk worden daarenboven de parameters bepaald van de gebruikte meetkundige verhoudingen.

In het vervolg van de studie, worden alle beschikbare theoretische en proefondervindelijke middelen aangewend om de bijdrage, in de totale weerstand, van de hierboven aangehaalde koppels a) en b) vast te stellen.

In hoofdstuk III, wordt daarna overgegaan tot een benaderende, numerieke integratie met eindige verschillen, van de tweedimensionale vergelijkingen van Navier-Stokes, in poolcoördinaten. Hierbij wordt, in ieder stadium, een vlakke, niet-permanente, laminaire stroming beschouwd rondom een horizontale moot van een deurvleugel.

Het probleem wordt bemoeilijkt door het feit dat één van de randvoorwaarden voortdurend verandert. Deze moeilijkheid wordt omzeild door achtereenvolgende, vaste standen van de deurvleugel te beschouwen. Deze benadering brengt een discontinuïteit met zich bij elke eindige verplaatsing van de vleugel, maar aangetoond wordt dat een effening van de uitkomsten tot behoorlijke resultaten leidt.

In hoofdstuk IV, worden de metingen beschreven van de waterstanden, de drukkrachten en de globale krachten. Zulks gebeurde met zeer veel zorg op een model, op kleine schaal, van een sluisenhoofd. De resultaten werden echter niet rechtstreeks naar de werkelijkheid omgerekend. Zij dienden veeleer om, dank zij een verschilberekening en in functie van dimensieloze parameters, de bijdrage van de oppervlaktegolven in de totale hydrodynamische weerstand vast te stellen.

Hoofdstuk V brengt een kwalitatieve vergelijking tussen de berekende, opeenvolgende ogenblikkelijke stroomlijnen, en deze die fotografisch werden opgenomen aan het oppervlak van het model op kleine schaal, en dit zowel bij het openen als bij het sluiten van de puntdeur, met een hoeksnelheid van 0,1 rad/s.

Daarenboven werden lokaal snelheidsmetingen verricht door middel van een micromolentje, wat plaatselijk kwantitatieve verificaties mogelijk maakt.

Ten slotte blijkt uit een vergelijkende studie de goede overeenstemming van de waarden die voor de karakteristieke coëfficiënten R en D werden verkregen, zowel langs theoretische als langs proefondervindelijke weg.

In hoofdstuk VI, wordt de voorgestelde berekeningsmethode toegepast op een bestaande sluisdeur. De uit-

komsten van de berekening worden vergeleken met het gemeten totale weerstandskoppel, bij verschillende hoeksnelheden van de deur. In dit bijzonder geval blijken de aanbevolen formules een goede benadering te geven van het totale koppel der hydrodynamische krachten.

Het laatste hoofdstuk brengt ten slotte een synthese van de algemene gevolgtrekkingen welke, samengevat, luiden als volgt:

zo men de weerstanden veroorzaakt door slib, allerlei afval en golven buiten beschouwing laat, dan kan het totale weerstandskoppel M_t bepaald worden als volgt:

$$M_t = M_f + M_i + M_\eta + M_e$$

waarin

M_f = het weerstandskoppel door wrijving aan balsbengel en taauw

M_i = het weerstandskoppel te wijten aan de traagheid van de deur

M_η en M_e = zoals hierboven bepaald:

$$M_\eta = D \bar{\omega} L^4$$

$$M_e = \frac{R H \bar{\omega} L^4 \omega^2}{8g}$$

Hierin luiden de uitdrukkingen van de parameters R en D als volgt.

Voor een sluitingsmanoeuver:

$$D = (2,404 - 0,09538 \theta + 0,14479 \cdot 10^{-2} \theta^2 + 0,4572 \cdot 10^{-3} \theta^3 - 59,691 \cdot 10^{-6} \theta^4) \times$$

$$\times \frac{1}{Fr^{3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H}\right)^{1/4}}$$

$$R = 19,84 + 0,559 \theta + 1,984 \cdot 10^{-2} \theta^2 - 20,71 \cdot 10^{-4} \theta^3 + 0,389 \cdot 10^{-4} \theta^4 - 0,02107 \cdot 10^{-5} \theta^5$$

Voor een openingsmanoeuver:

$$D = (4,3003 - 1,5078 \cdot 10^{-1} \theta + 0,07693 \cdot 10^{-2} \theta^2 + 0,011093 \cdot 10^{-3} \theta^3 + 7,1795 \cdot 10^{-6} \theta^4) \times$$

$$\times \frac{1}{Fr^{3/2} Re^{1/8} \left(\frac{L}{H}\right)^{1/4}}$$

$$R = 28,01 + 0,084 \theta - 0,03187 \theta^2 + 8,443 \cdot 10^{-4} \theta^3 - 0,5796 \cdot 10^{-5} \theta^4$$

$$\text{met } Fr = \frac{\omega L}{\sqrt{gH}} \quad Re = \frac{\omega L^2}{\nu}$$

waarin

ω = de hoeksnelheid van de deur

H = de ingedompelde hoogte van de deur

L = de lengte van de deur

ν = de cinematische viscositeit van de vloeistof
= $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ voor water

θ = de hoek welke de stand bepaalt van de deur, uitgedrukt in graden volgens figuur (1).

