

**1 - Transformation of Moody Diagram.  
A Discussion**

par J. Bruschin

Tiré à part de :

Journal of the Hydraulics Division, ASCE, HY4, 1975

**2 - Vagues de vent sur un plan d'eau confiné.**

par J. Bruschin et H. T. Falvey

Tiré à part du :

Bulletin Technique de la Suisse Romande, nos 14 et 16, 1975

## Liste des principales publications du Laboratoire d'hydraulique de l'EPFL

- |   |   |
|---|---|
| <p>N° 1 <b>Contribution à l'étude de l'action des vagues sur une paroi verticale</b><br/>Laboratoire d'hydraulique<br/>de l'Ecole d'Ingénieurs de Lausanne<br/>(B.T.S.R.) — Nos des 29 septembre et 13 octobre 1934)</p> <p>N° 2 <b>Contribution à l'étude expérimentale et analytique des chambres d'équilibre</b><br/>Laboratoire d'hydraulique<br/>de l'Ecole d'Ingénieurs de Lausanne<br/>(B. T. S. R. — Nos des 26 septembre et 24 octobre 1936)</p> <p>N° 3 <b>Action des vagues sur les digues à paroi verticale</b><br/>Etude expérimentale<br/>A. Stucky et D. Bonnard<br/>(« Travaux » — N° 49, janvier 1937)</p> <p>N° 4 <b>Contribution à l'étude expérimentale des digues maritimes en enrochements</b><br/>A. Stucky et D. Bonnard<br/>(B. T. S. R. — Nos des 28 août 1937 et 15 janvier 1938)</p> <p>N° 5 <b>Etude des pertes de charge dans les tuyaux en éternit</b><br/>Laboratoire d'hydraulique<br/>de l'Ecole d'Ingénieurs de Lausanne<br/>(B. T. S. R. — N° du 29 janvier 1938)</p> <p>N° 6 <b>L'évacuateur de crues du barrage d'Ermal (Minho, Portugal)</b><br/>A. Stucky<br/>(B. T. S. R. — Nos des 10 et 24 février 1940)</p> <p>N° 7 <b>Etude de quelques écoulements souterrains</b><br/>E. Feylessoufi<br/>(B. T. S. R. — Nos des 21 septembre et 5 octobre 1940)</p> <p>N° 8 <b>Contribution au calcul du ressaut hydraulique</b><br/>A. Gardel<br/>(B. T. S. R. — N° du 23 octobre 1948)</p> <p>N° 9 <b>Les évacuateurs de crues en déversoirs circulaires</b><br/>A. Gardel<br/>(B. T. S. R. — N° du 31 décembre 1949)</p> <p>N° 10 <b>Stabilisation des oscillations du plan d'eau des chambres d'équilibre par asservissement temporaire de la puissance électrique à la pression hydraulique</b><br/>M. Cuénod et A. Gardel<br/>(B. T. S. R. — N° du 12 août 1950)</p> <p>N° 11 <b>Stabilité de la marche d'une centrale hydro-électrique avec chambre d'équilibre, compte tenu des caractéristiques dynamiques du réglage de vitesse</b><br/>M. Cuénod et A. Gardel<br/>(B. T. S. R. — N° du 26 juillet 1952)</p> <p>N° 12 <b>Etude des ondes de translation de faible amplitude dans le cas des canaux d'aménée des usines hydro-électriques</b><br/>M. Cuénod et A. Gardel<br/>(B. T. S. R. — N° du 5 avril 1952)</p> | <p>N° 13 <b>Le barrage de Belver sur le Tage — ses problèmes hydrauliques et leur résolution</b><br/>J.-P. Stucky<br/>(B. T. S. R. — Nos des 24 janvier et 7 février 1953)</p> <p>N° 14 <b>Etudes expérimentales de problèmes relatifs à la construction des barrages-réservoirs</b><br/>A. Stucky<br/>(Bulletin de l'Association Suisse des Electriciens — N° 12, 1953)</p> <p>N° 15 <b>Essai de stabilisation du réglage d'un groupe hydro-électrique muni de chambres d'équilibre</b><br/>M. Cuénod et A. Gardel<br/>(B. T. S. R. — Nos des 8 et 22 août 1953)</p> <p>N° 16 <b>Les essais sur modèles d'ouvrages maritimes Application à l'étude expérimentale de la jetée nord du port de Samsun, Mer Noire</b><br/>D. Bonnard<br/>(B. T. S. R. — N° du 7 juillet 1956)</p> <p>N° 17 <b>Les pertes de charge dans les écoulements au travers de branchements en té Influence de la partie de l'aménagement située à l'aval de la chambre d'équilibre sur les petites oscillations avec réglage automatique</b><br/>A. Gardel<br/>(B. T. S. R. — Nos des 27 avril, 11 mai et 28 septembre 1957)</p> <p>N° 18 <b>Perte de charge dans un étranglement cône</b><br/>A. Gardel<br/>(B. T. S. R. — Nos des 20 octobre et 2 novembre 1962)</p> <p>N° 19 <b>Essais dans l'adduction de l'aménagement hydro-électrique de Simmenfluh</b><br/>M. Hussain Khan et M. Dysli<br/>(B. T. S. R. — Nos des 17 et 31 décembre 1966)</p> <p>N° 20 <b>Stabilité de réglage des chambres d'équilibre — Etude théorique et expérimentale de l'influence de l'énergie cinétique de l'eau de la galerie au droit de la chambre</b><br/>A. Gardel<br/>(B. T. S. R. — Nos des 11 et 25 janvier 1969)</p> <p>N° 21 <b>Transports solides en suspension dans les rivières suisses</b><br/>D. Bonnard et J. Bruschin<br/>(B. T. S. R. — N° 6 du 21 mars 1970)</p> <p>N° 22 <b>Calcul hydraulique des canalisations dites « à parois lisses »</b><br/>J. Bruschin<br/>(B. T. S. R. — N° 21 du 17 octobre 1970)</p> <p>N° 23 <b>Les pertes de charge dans les branchements en Té dans les conduites de section circulaire</b><br/>A. Gardel et G. F. Reichsteiner<br/>(B. T. S. R. — N° 25 du 12 décembre 1970)</p> <p>N° 24 <b>Transports solides en suspension dans les rivières suisses</b><br/>J. Bruschin et O. Berney<br/>(B. T. S. R. — N° 14 du 10 juillet 1971)</p> |
|---|---|

TRANSFORMATION OF MOODY DIAGRAM<sup>a</sup>  
 Discussion by Jacques Bruschin<sup>11</sup>

The author's contribution is one more step in the considerable effort devoted since the publications of Nikuradse (40,41) and Colebrook (39) to bring their rather complex and nondimensional equations into general design use. A large number of proposals considering simplification procedures, presenting charts or numerical tabulations, produced as yet little response. Will the author's work, like the very similar proposal made by Ackers in 1958 (22), also be in vain?

One may wonder about the persistent reluctance of designers to accept the Prandtl-Colebrook equation, which is unquestionably the most important advance in the theory of pipe and channel flow since Chézy's work, 200 yr ago. Several good reasons explain, however, this lack of appeal :

1. The structure and complexity of the Prandtl-Colebrook equation or of its corresponding combination with the Darcy-Weisbach equation are such that they do not convey an obvious message on the relationship between the fundamental variables  $Q$ ,  $S$ ,  $\epsilon$ , and  $D$ . This is also true, to a larger or lesser extent, for all the existing charts and tables, including the author's.
2. The feeling that the scientific value of the Prandtl-Colebrook equation does not improve the quality of the results as compared with the well-known empirical formulas occurs to each designer when confronted with the problem of estimating a value for the roughness,  $\epsilon$ . This turns out to be, just as for the empirical coefficients, more of an exercise in fancy than a decision related to hard experimental facts. On the other hand, the substitution of a "practical roughness" to the physical one, the way it is done in Germany (42), is in the writer opinion a step backwards to empiricism.
3. Charts and tables, supposedly plotted for the benefit of users, are frequently unattractive because of the still requested amount of work of calculations, cumbersome or inaccurate and hard to use when interpolation is needed.

---

a) June, 1974, by Krishna C. Asthana (Proc. Paper 10624).

11) Sr. Research Officer, Laboratoire d'hydraulique, Federal Inst. of Tech., Lausanne, Switzerland.

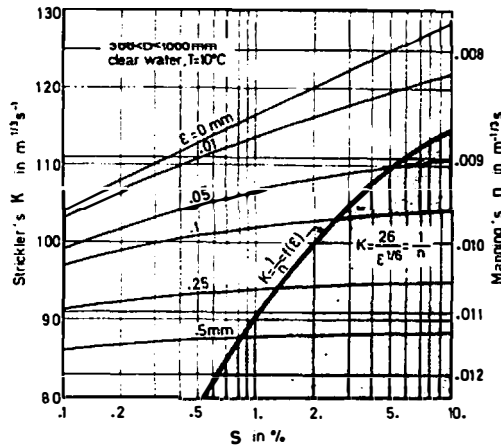


FIG. 3. Strickler and Manning's Coefficients as Functions of Hydraulic Gradient (Slope) and Roughness

While working on the future swiss standard on the design of sewers the writer (38) tried to take advantage both of the simplicity of the well-known empirical formula of Manning-Strickler, Eq. 37, and the sound physical basis of the Colebrook-Darcy-Weisbach equation, Eq. 38. With

$$V = \frac{1}{n} R^{1/6} \sqrt{RS} \quad (37)$$

(Stricklers' notation is  $1/n=K$ )

$$\text{and } V = \left[ -2\sqrt{8g} \log \left( \frac{\epsilon}{14.8R} + \frac{2.51\nu}{4\sqrt{8gR}\sqrt{RS}} \right) \right] \sqrt{RS} \quad (38)$$

in which  $R = D/4$  = the hydraulic radius, one obtains

$$\frac{1}{n} = -2\sqrt{8g}R^{-1/6} \log \left( \frac{\epsilon}{14.8R} + \frac{2.51\nu}{4\sqrt{8gR}\sqrt{RS}} \right) \quad (39)$$

Eq. 39 has been solved and is graphically depicted in Fig. 3. Despite the imposed limits ( $300 \text{ mm} < D < 1,000 \text{ mm}$ , water at  $10^\circ \text{C}$ ), which are quite acceptable for sewers or drainage systems, but certainly reduce the generality of Eq. 38, the results obtained are believed useful. For instance, the curves in Fig. 3 give the  $n$  value with an error less than 3% and therefore  $n$  or  $K$  appear for all practical purposes as being independent of  $D$ . Further, since from Eq. 37  $Q \propto n$ , a transparent relationship between discharge and roughness is achieved hereby. Obviously a very accurate estimation of the latter is not needed since relatively large changes of the roughness are of little consequence on the discharge of pipes in the considered range. It is important to note that the effects of aging as far as the roughness is concerned are therefore also relatively unimportant. This information is doubtlessly helpful when estimating a design-roughness. Another message from Fig. 3 is that in the shaded area right of the delimiting curve:

$$K = \frac{1}{n} = f(\epsilon) \quad (40)$$

The  $n$  value may be computed with an additional error less than 1% using Strickler's simple empirical relation (43)

$$K = \frac{26}{\epsilon^{1/6}} = \frac{1}{n} \quad (41)$$

in which  $\epsilon$  is given in meters.

The writer believes that these are reasons enough to extend to other well-chosen fields, the relationship expressed in Eq. 39 which he derived. The loss in generality with respect to the Moody or the author's diagrams is favorably balanced by the gain in transparency and simplicity. This will be appreciated by designers and may therefore have a far better chance with them.

#### Appendix. I. - References

38. Bruschin, J., "Dimensionnement des canalisations," Bulletin Technique de la Suisse Romande, No. 11, May, 1973, pp. 216-223.
39. Colebrook, C.F., "Turbulent Flow in Pipes, with Particular Reference to the Transition Region between the Smooth and Rough Pipe Laws," Journal of the Institution of Civil Engineers, London, England, Vol. 11, 1939, p.133.
40. Nikuradse, J., "Gesetzmässigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Rohren," Verein Deutscher Ingenieure -Forschungsheft, No. 356, 1932.
41. Nikuradse, J., "Strömungsgesetze in rauhen Rohren," Verein Deutscher Ingenieure-Forschungsheft, No. 361, 1933.
42. "Richtlinien für die hydraulische Berechnung von Abwasserkäulen," Abwassertechnische Vereinigung, Arbeitsblatt A 110, Oct., 1965.
43. Strickler, A., "Beiträge zur Frage der Geschwindigkeitsformel und Rauheitszahlen für Ströme, Kanäle und geschlossene Leitungen," Mitteilungen des Amt für Wasserwirtschaft, Bern, Switzerland, 1923.

#### Appendix II. - Notation

The following symbols are used in this discussion:

$K$  = Strickler's coefficient;

$n$  = Manning's coefficient;

$R$  = hydraulic radius; and

$T$  = temperature, in degrees Celsius

## Communication du Laboratoire d'hydraulique de l'EPFL

## Vagues de vent sur un plan d'eau confiné

## Considérations générales et application au Léman (Petit-Lac)

par J. BRUSCHIN et H. FALVEY

## 1. Introduction

Le Laboratoire d'hydraulique de l'EPFL a manifesté depuis ses débuts un grand intérêt pour les problèmes liés aux vagues. Trois de ses quatre premières communications, signées par les professeurs A. Stucky et D. Bonnard et couvrant la période de 1934 à 1938, traitent des questions concernant la réflexion des vagues et l'étude expérimentale de la stabilité des digues en enrochement.

Maintes études et expertises d'ouvrages et ports maritimes en mer Noire, Méditerranée ou Atlantique ont fait, à divers titres, l'objet d'examen et d'essais en laboratoire avant que les premiers problèmes concernant les ports lacustres soient soulevés dans les années 50. On s'est aperçu alors que, paradoxalement, le cas des lacs était bien plus compliqué que celui des océans et ceci non seulement parce que rien n'y avait été fait, mais aussi parce que les conditions géographiques particulières introduisaient une troisième et parfois une quatrième dimension.

C'est le professeur Daniel-P. Bonnard, auquel nous rendons hommage ici, qui a pris en 1966 l'initiative d'une étude expérimentale « in situ », initiative restée malheureusement sans lendemain en l'absence des appuis financiers nécessaires à son aboutissement. C'est donc après son départ, grâce à des moyens accrus, que nous avons pu procéder à une étude théorique dont les principaux résultats font l'objet de cet article et qui a eu entre autres pour but de préparer la mise en service de deux stations de mesure vents-vagues à Genève et Céligny, en 1974 déjà. L'acquisition de l'équipement, la construction et l'exploitation de ces stations, dont nous attendons une information déterminante, sont assurées par le département des Travaux Publics du canton de Genève, lequel, dans le cadre de ses préoccupations relatives à l'aménagement à long terme des rives genevoises, nous avait demandé d'effectuer des recherches dans ce sens.

## 1.1 Formation de vagues. Plans d'eau étendus et confinés

Les mécanismes de la génération des vagues par le vent et des transferts d'énergie vent-vagues et vice-versa ne sont pas entièrement compris et expliqués de nos jours. Nous nous bornerons ici à la description succincte des seuls modèles qui donnent une image physique claire des phénomènes et permettent de mieux comprendre la structure des équations utilisées couramment. Des renseignements beaucoup plus détaillés sont donnés par Silvester [1]<sup>1</sup>, Kinsman [2], Falvey [3], etc.

Le mouvement de l'air sous forme de vent est associé comme tout écoulement à la turbulence. Cela a pour conséquence qu'à l'interface air-eau le vent produit des

pulsions de pression génératrices de « ronds » dans l'eau. Si la vitesse horizontale de déplacement d'une de ces ondes coïncide avec celle de la pulsion (tourbillon turbulent), l'amplitude de celle-ci augmentera par « résonance ».

Raisonnant en valeurs moyennes pour toute célérité d'onde «  $C$  » et vitesse de vent «  $U$  », l'effet de résonance ne se produira entièrement que pour les ondes arrivant sous un angle déterminé par rapport au vent, dépendant du rapport  $C/U$ , et on peut montrer que cet angle est d'autant plus petit que les ondes sont plus longues. Même si la résonance n'explique que le déclenchement et un accroissement limité des vagues, il est important de retenir que :

- des vagues d'amplitudes et de longueurs d'onde différentes se propagent dans toutes les directions, mais si nous ne considérons que la direction générale du vent, ce sont les vagues les plus longues qui s'accroissent le plus par effet de résonance ;
- même dans cette phase et à vitesse de vent constante, le processus d'accroissement des amplitudes exige du temps ;
- si  $U \gg C$ , l'effet de résonance ne fournit pas d'explication à la formation de grandes vagues.

Nous sommes alors amenés à envisager d'autres mécanismes et tout d'abord celui d'un transfert d'énergie vent-vagues et vice-versa de même type que celui se produisant au voisinage de frontières solides et mobiles (parois, lits alluvionnaires). Rappelons ici que dans ces cas le transfert d'énergie se fait par le travail des efforts tangentiels et que la quantité d'énergie transférée par unité de largeur est proportionnelle à la longueur des surfaces en contact :

$$dE = C_1 \tau_0 dx \quad (1)$$

$dE$  = accroissement de l'énergie interne des vagues

$C_1$  = un facteur de proportionnalité

$\tau_0$  = effort tangentiel moyen à la paroi.

La vitesse de frottement  $u_*$  est liée à l'effort  $\tau_0$  par la relation

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (2)$$

$\rho$  = masse spécifique de l'air

et à la vitesse moyenne de l'écoulement

$$u_* \propto U \quad (3)$$

$U$  étant ici la vitesse relative du vent par rapport aux vagues.

Il apparaît alors que :

- pour le cas plan (largeur illimitée ou très grande), l'énergie transférée est proportionnelle à la longueur

<sup>1</sup> Les chiffres entre crochets renvoient à la bibliographie en fin d'article.

de contact vent-eau. Cette longueur est appelée en anglais « fetch » ;

- la vitesse du vent ou plus précisément la vitesse de frottement joue un rôle déterminant dans la quantité d'énergie transférée. Sachant que la dissipation interne d'énergie dans les vagues est négligeable, il résulte que pratiquement toute l'énergie transférée contribue à augmenter les amplitudes et célérités des vagues le long du fetch si le vent souffle assez longtemps ;
- l'effort tangentiel étant proportionnel au gradient de vitesse vent-vagues, l'énergie transférée aux vagues courtes est plus forte que celle revenant aux vagues longues. Il y a donc à ce stade une certaine tendance à l'uniformisation des vagues.

Nous avons déjà rassemblé à ce point tous les éléments nous permettant de comprendre la structure des équations semi-empiriques liant l'amplitude des vagues à la vitesse du vent et au fetch ainsi que ces deux derniers paramètres au temps minimum nécessaire pour produire un état stationnaire des vagues sous le vent, soit :

$$\bar{H}_{1/3} = (3,1 \times 10^{-4} U_{10}^2 + 1,6 \times 10^{-2} U_{10}) \sqrt{F} \quad (4)$$

et 
$$\frac{t_{\min} U_{10}}{F} = 35 \left( \frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{-0,262} \quad (5)$$

$\bar{H}_{1/3}$  = moyenne des amplitudes du 1/3 supérieur de toutes les vagues observées en un point en eau profonde (enregistrement), pour un état stationnaire. La vague fictive ayant cette amplitude est appelée « vague significative » ( $m^1$ ).

$U_{10}$  = vitesse du vent mesurée à 10 m du plan d'eau (m/s)

$F$  = fetch (km en Eq 4 ; m en Eq 5)

$g$  = accélération de la pesanteur ( $m/s^2$ )

$t_{\min}$  = durée de la phase de transition (de développement des vagues jusqu'à l'état stationnaire).

L'équation 4, proposée par Falvey [3], est une bonne approximation pour  $10 < U_{10} < 40$  m/s d'une forme plus compliquée, dérivée de la théorie générale. Le choix de

la hauteur de 10 m tient de considérations purement pratiques : la mesure doit être faite dans la couche limite mais assez loin de la zone directement perturbée (interface vagues-vent), sans imposer la mise en place d'installations trop coûteuses (mâts, etc.) et cela pour tous les cas courants, en vue d'obtenir des mesures comparables<sup>2</sup>. Le concept de vague significative est expliqué de manière détaillée dans l'annexe n° 1. Disons simplement ici que, d'une part, même un observateur non entraîné se rend compte aisément que les amplitudes des vagues sous le vent sont très variables — ceci apparaît de manière nette dans un enregistrement — et que, d'autre part, si l'on demande à un observateur entraîné d'estimer l'amplitude moyenne d'un train de vague, le chiffre fourni est, presque toujours, voisin de  $\bar{H}_{1/3}$ .

Toutefois, si les modèles décrits jusqu'ici suffisent pour expliquer la structure des équations 4 et 5, ils n'expliquent pas tout. Car en effet, si la résonance produit les premières vagues et le transfert d'énergie par efforts tangentiels à l'interface air-eau accroît les vagues pour lesquelles  $U \gg C$ , lorsque celles-ci deviennent assez grandes le long du fetch, l'écoulement de l'air devient « rugueux ». Cela signifie que le vent « décolle » derrière la vague et produit des sillages. Les transferts d'énergie s'opèrent alors par des mécanismes différents. Ainsi, la figure 1.1 montre que les variations de pression dues au vent et aux vagues transfèrent aussi de l'énergie à celles-ci, et cela qu'il y ait décollement ou pas.

Enfin, un dernier mécanisme de transfert d'énergie entre les vagues mêmes se produit par déferlement des vagues courtes au voisinage des sommets des vagues longues qu'elles parcourent. Ce phénomène d'« absorption », qui se produit tout le long du fetch, contribue, en même temps que la résonance à déplacer le centre de gravité du spectre d'énergie des vagues, des fréquences élevées (vagues courtes), vers les faibles fréquences (vagues longues).

<sup>2</sup> Pour les océans où la vitesse du vent est mesurée à l'aide d'installations sur tableaux on a choisi une hauteur de 19,5 m.

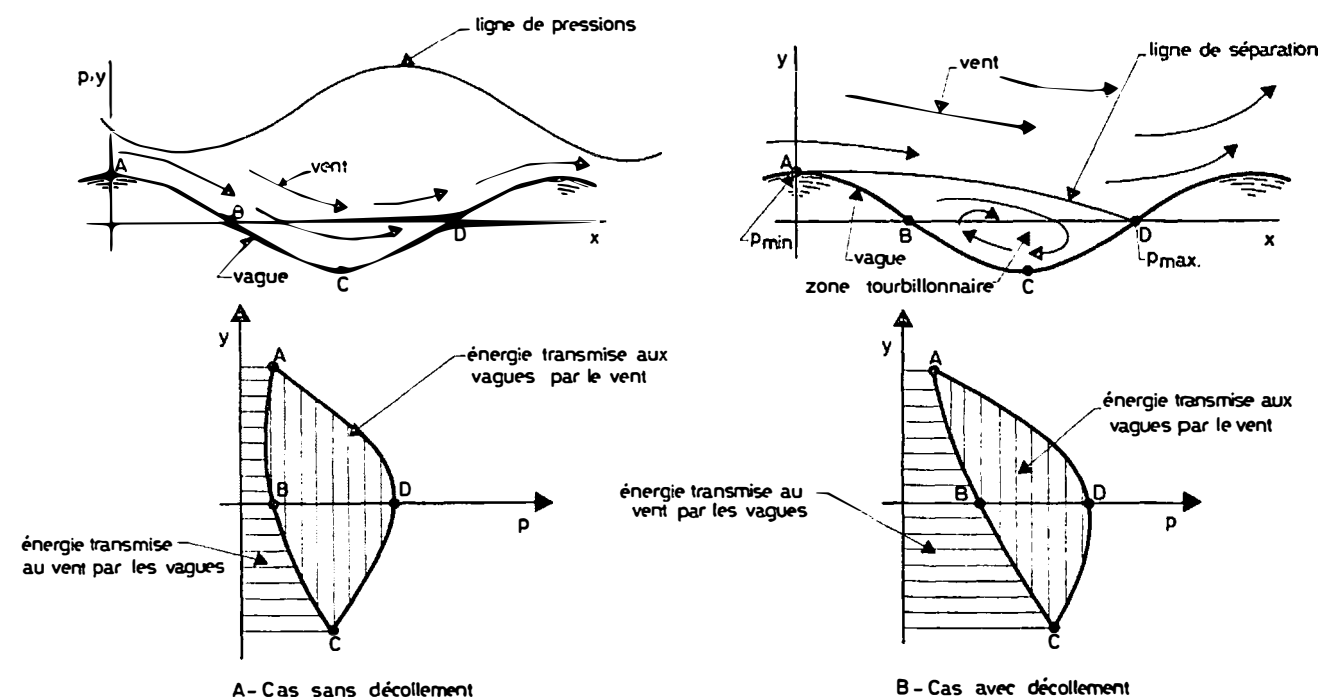


Fig. 1.1 — Transferts d'énergie vent-vagues. Travail mécanique effectué par les forces de pression.



Bien entendu, la vérification des théories et des équations exposées précédemment a été faite, pour l'essentiel, dans les océans. En laboratoire, on étudie, par la force des choses, le problème plan correspondant aussi aux conditions dans les océans et les mers. Or, le cas des lacs comporte, suivant leurs dimensions, des restrictions considérables à l'application de la théorie générale :

- l'étendue relativement faible du plan d'eau limite les fetchs aussi bien en longueur qu'en largeur. Cela peut empêcher le développement complet des mécanismes de génération et de formation des vagues, les équations 4 et 5 conduisant alors à des approximations par excès. Pour prendre un exemple simple et sans même parler de l'influence des rives sur l'ensemble du système de vagues, la génération par effet de résonance est profondément modifiée par le fait qu'une partie des vagues qui voyagent dans des directions obliques au vent « sortent » rapidement du circuit générateur ;
- la définition même du fetch comme la distance rectiligne horizontale mesurée dans la direction du vent entre le point considéré et la rive la plus proche est sujette à réserves en fonction de la topographie particulière des fonds et des rives ;
- les variations de niveau des lacs pourraient rendre illusoire la mesure de  $U_{10}$  à partir d'installations fixes.

Dans ce qui suit, nous avons examiné plus en détail le cas particulier des vagues de bise dans le Petit-Lac, tout en essayant de faire ressortir la généralité des méthodes utilisées. La figure 1.2 définit la zone étudiée ainsi que les longueurs de fetch dans le quadrant NE. On s'aperçoit que les fetchs les plus longs sont de l'ordre de 30 km dans un angle de  $20^\circ$  allant de N30E à N50E et que la largeur, limitée entre la pointe d'Yvoire et la presqu'île de Promenthoux, est de l'ordre de 3,5 km. Le moins qu'on puisse dire c'est que le rapport longueur/largeur —  $F/B = 8,5$  n'est pas très encourageant dans l'utilisation des hypothèses admises pour les océans.

## 2. Interprétation des mesures de vent

Quelles que soient les réticences que nous pouvons avoir dans l'application des Eq 4 et 5 aux lacs, elles restent néanmoins le seul outil rationnel et confirmé par des

mesures dont nous disposons à présent. Pour en tirer parti ce sont donc les paramètres qu'elles contiennent que nous devons déterminer pour chaque cas particulier. En ce qui concerne la vitesse  $U_{10}$  du vent, les seules mesures suivies et fiables des vitesses et directions des vents dans la région lémanique sont celles du Centre météorologique de l'aéroport de Cointin (CMC) effectuées à l'altitude 430 m (14 m au-dessus du sol). Le niveau moyen du Léman se situe à 372 m, en chiffre rond.

### 2.1 Vitesse du vent au CMC et sur le lac

A défaut de toute information permettant d'établir une corrélation  $U_{CMC}-U_{10}$ , nous avons été amenés à utiliser des considérations théoriques sur la forme du diagramme des vitesses comportant une schématisation grossière des conditions réelles. Sans même insister sur les écarts possibles entre les directions que l'on pourrait mesurer pour un même vent sur le lac et à Cointin, il est évident que les résultats obtenus sont sujets à une vérification expérimentale. Pour obtenir la relation  $U_{CMC}-U_{10}$  désirée, nous admettons les hypothèses montrées sommairement à la figure 2.1A, soit :

- sur le lac à vagues développées, le diagramme des vitesses correspond à un écoulement turbulent rugueux. Charnok [4] a trouvé que la rugosité  $y_0$  des vagues est liée à la vitesse de frottement par l'Eq (6) :

$$y_0 = 0,011 \frac{u_*^2}{g} \quad (6)$$

- la dénivellation lac-terrain à la station du CMC ( $416-372 = 44$  m) se réalise entièrement à la rive sous forme d'une marche verticale. La couche limite formée sur le lac est de ce fait éliminée à la rive même ;
- le terrain entre la rive et la station anémométrique de Cointin est horizontal. On peut donc utiliser les équations de la couche limite pour l'écoulement sur une plaque plane, Schlichting [5].

Les fetchs les plus longs correspondant aux directions de bise N30E-N50E et la distance moyenne lac-CMC étant de 5 km environ pour ces directions, on peut calculer  $U_{CMC}/U_{10}$  pour tout fetch. La figure 2.1B fait apparaître que, pour les directions de bise citées et un fetch de l'ordre

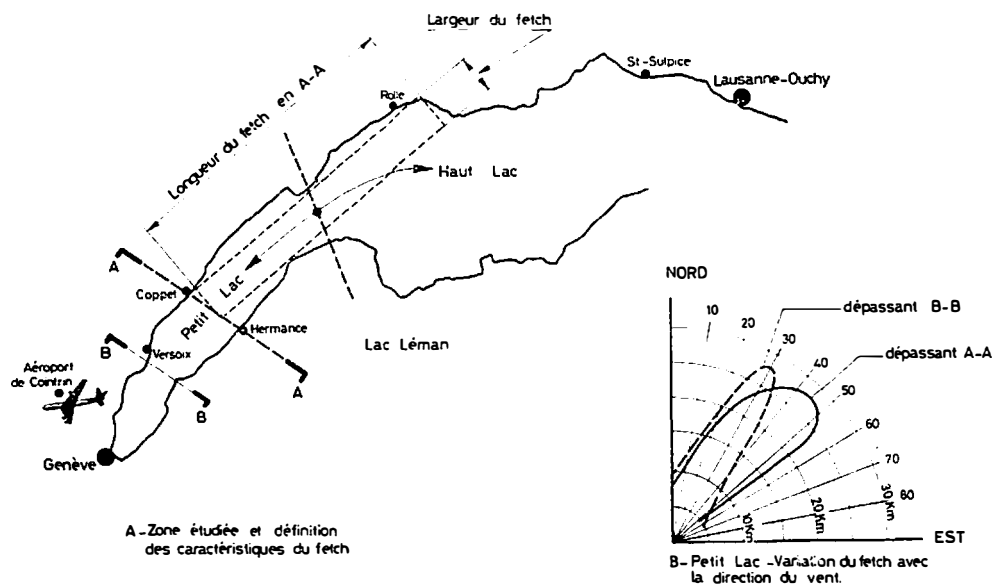
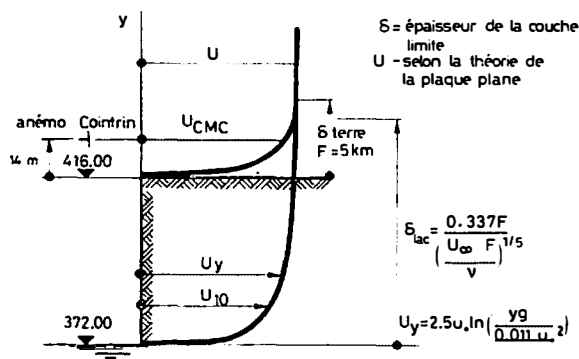


Fig. 1.2. — Définition et longueurs du fetch de bise sur le Petit-Lac.



### A - Diagrammes des vitesses du vent



### B - Variation du rapport $U_{CMC}/U_{10}$ en fonction du fetch ( $F_{terre}=5\text{ km}$ )

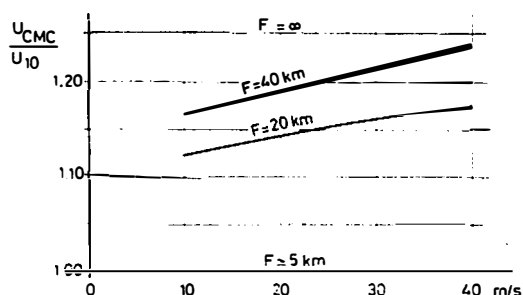
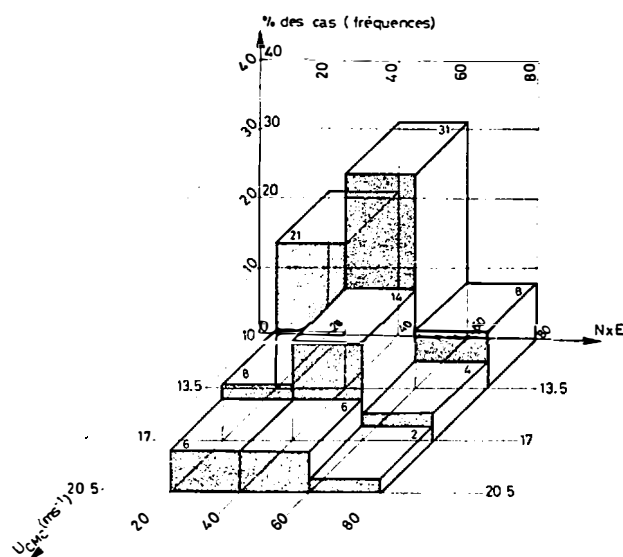


Fig. 2.1. — Relations entre  $U_{10}$  et  $U_{CMC}$  (vitesse du vent mesurée à Cointtrin).



Note : Le chiffre inscrit dans l'angle des parallélépipèdes est la fréquence en pour-cent. Exemple : 31 % = fréquence des bisées entre N40E et N60E ayant des vitesses  $10 < U_{CMC} < 13.5 \text{ ms}^{-1}$ .

Fig. 2.2. — Histogramme de fréquences des fortes bisées enregistrées au CMC.

de 30 km, les vitesses du vent mesurées au CMC sont d'environ 15 % supérieures à  $U_{10}$ , vitesse déterminante pour le calcul des amplitudes des vagues. Les mesures simultanées seules permettront de confirmer ou d'infirmer ultérieurement ce résultat dont nous nous servirons dans la suite.

### 2.2 Critères de dépouillement des enregistrements de vent au CMC

La station anémométrique de Cointtrin a été mise en service en 1950 déjà sur l'un des bâtiments de l'aéroport. Quelques années plus tard on s'est aperçu, lors de contrôles, que la présence du bâtiment influençait fortement la mesure et en 1959 on la déplaça dans un emplacement plus favorable, tout en substituant aux anciens anémomètres un équipement de mesure plus moderne. Entre les deux emplacements, nous disposons donc, en début de 1974, de 23 années de mesures continues (enregistrements). Pour dépouiller cette masse d'informations, nous avons utilisé les trois critères suivants :

- 1) les vents ayant une direction sortant du quadrant NE sont éliminés ;
- 2) la vitesse moyenne du vent doit être supérieure à 10 m/s environ ;
- 3) la vitesse moyenne du vent doit rester plus ou moins constante pendant le  $t_{min}$  défini par l'Eq 5.

Nous entendons ici par vitesse moyenne du vent une valeur estimée au jugé à partir des enregistrements, pour des intervalles de 10 à 20 min, assez longs pour éliminer les pointes de courte durée mais assez courts pour faire apparaître les tendances générales.

La vitesse de 10 m/s (soit  $U_{10} \approx 8,5 \text{ m/s}$ ) a été choisie comme limite inférieure pour deux raisons :

- dans le dimensionnement des ouvrages, seules les vagues d'une certaine importance comptent. Pour un fetch de 20 à 40 km, il faut des vitesses de vent de l'ordre de 10 m/s pour produire des vagues dont  $\overline{H}_{1/3} \approx 1 \text{ m}$  ;
- si l'on considère le plus fort vent de NE dont la durée dépasse le  $t_{min}$  de chacune des années de la période de mesures, on constate que sa vitesse dépasse toujours les 10 m/s, maximum annuel de 1954.

Dans ce choix nous n'avons pas tenu compte de l'écart entre  $U_{CMC}$  et  $U_{10}$ , étant donné les incertitudes qui subsistent à ce sujet. Nous pensons rester ainsi du côté de la sécurité.

En ce qui concerne la condition  $t_{min}$ , non seulement il n'y a pas de bases expérimentales (mesures systématiques de vagues) pour des durées plus courtes, ce qui signifie que nous ne pourrions pas utiliser l'Eq 4 avec confiance, mais aussi au point de vue du comportement des ouvrages, seules les tempêtes d'une certaine durée sont vraiment significatives. Pour fixer les idées, on obtient en chiffre rond :

— pour un fetch de 20 km

$U_{10} = 10 \text{ m/s}$	$t_{min} = 2 \text{ h. } 30$
$U_{10} = 20 \text{ m/s}$	$t_{min} = 2 \text{ h.}$
$U_{10} = 40 \text{ m/s}$	$t_{min} = 1 \text{ h. } 20$

— alors que pour un fetch de 30 km et les mêmes vitesses de vent

$$1 \text{ h. } 40 < t_{min} < 3 \text{ h. } 20.$$

On peut donc dire que le long de la rive genevoise du Léman les vagues de bise devraient théoriquement dépasser

d'une manière significative 1 m de creux lors de tempêtes d'au moins 1 h. 30 par vents forts, d'au moins 2 à 3 h. par vents moyens.

### 2.3 Analyse fréquentielle des vents (bises)

Le fait de pouvoir calculer la « vague significative » en fonction du fetch et de la vitesse  $U_{10}$  du vent ne donne encore aucune indication quant au choix de la « vague de dimensionnement » pour tel ou tel ouvrage particulier. Ce choix résulte essentiellement du risque de dommages ou même de destruction qu'une tempête de caractéristiques données lui fait encourir. Ce risque est d'autant plus faible que la probabilité d'occurrence de cette tempête est plus réduite. C'est bien pour évaluer cette probabilité que nous utiliserons ici, comme on le fait déjà pour les crues, les pluies et les vents mêmes, les méthodes de l'analyse fréquentielle.

#### 2.3.1 Vitesses et directions

Le vent étant un vecteur, c'est-à-dire caractérisé par deux paramètres, la vitesse moyenne et la direction, l'analyse diffère de celle des grandeurs scalaires, comme les débits ou les précipitations, par l'emploi de matrices et de représentations spatiales. Le nombre de classes à utiliser pour la construction des histogrammes de fréquences recommandés par Sturges [6] est de :

$$\text{Nbr classes} = 1 + 1,33 \ln N \quad (7)$$

où  $N$  = nombre de mesures.

Cela conduit à 7 classes pour toutes les mesures retenues et à 5 seulement si l'on ne considère que les plus fortes bises de chaque année. Les matrices ne pouvant produire un nombre de classes correspondant à un nombre premier, nous avons choisi une matrice carrée de  $3 \times 3$  classes — figure 2.2. L'examen de cette figure fait apparaître qu'à Cointrin :

- les fortes bises ne soufflent jamais sous un angle compris entre N et N20E ;
- dans 86 % des cas, les fortes bises surviennent sous un angle entre N20E et N60E ;
- 14 % des vents dépassant 10 m/s atteignent des vitesses de l'ordre de 20 m/s.

#### 2.3.2 Répartition saisonnière

Si la connaissance des fréquences des fortes bises selon l'époque de l'année présente un certain intérêt général, elle devient vraiment importante lorsqu'il s'agit de la mise sur pied d'un système d'observation des vagues, tel qu'il s'impose dans ce cas. Nous avons par conséquent procédé à une analyse des dates des forts vents et utilisé pour la classification des groupes de deux mois, ce qui donne pour l'année 6 classes, soit la moyenne des deux valeurs résultant de l'Eq 7 pour les deux cas intéressants — figure 2.3. L'examen de cette figure montre que 85 % des vents dont la vitesse dépasse 10 m/s se produisent de septembre à fin avril, alors que 72 % des plus fortes bises de chaque année sont concentrées dans les quatre premiers mois de l'année.

#### 2.3.3 Série annuelle

Un type de statistique utilisé couramment en hydrologie et météorologie est celui des valeurs extrêmes. Les principes de la méthode ont été exposés par Gumbel [7] et des applications récentes en Suisse en ont été faites par Ginsburg [8]

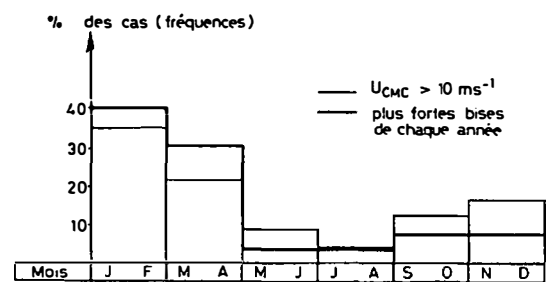


Fig. 2.3. — Répartition saisonnière des fortes bises enregistrées au CMC.

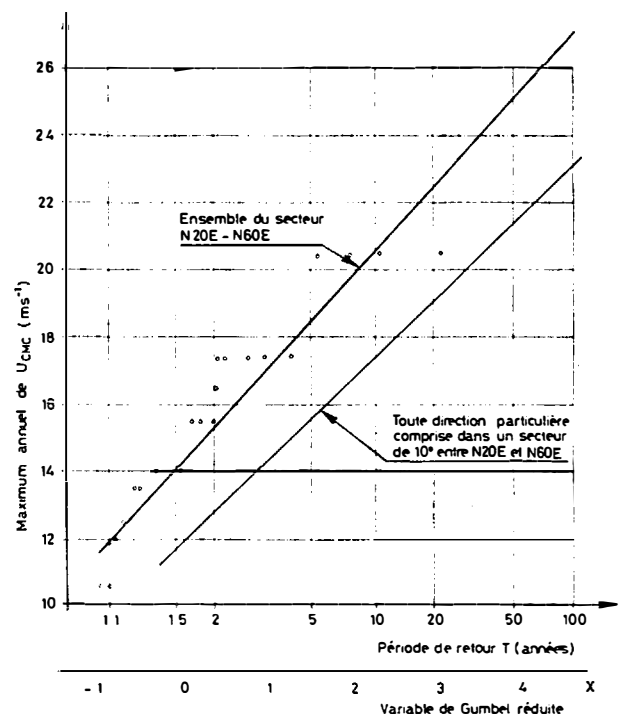


Fig. 2.4. — Période de retour des fortes bises (maxima annuels).

pour les pluies et Bruschin [9,10] pour les crues. Dans tous les cas les valeurs à considérer sont les maxima annuels, c'est-à-dire que, pour les vents (bises), nous ne prendrons que le plus fort vent de chaque année (supérieur à 10 m/s) dans le secteur N20E-N60E. Les raisons de ce choix apparaissent clairement à l'examen des figures 1.2 et 2.2 : ce secteur correspond à la fois aux plus longs fetchs et à la fréquence la plus élevée des vents.

On obtient alors — figure 2.4 — la relation

$$U_{CMC} = 14,377 - 2,772 \ln \left[ -\ln \left( 1 - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (8)$$

où  $T$  est la période de retour de la vitesse du vent  $U_{CMC}$ . De l'Eq 8 nous pouvons calculer :

$$\begin{aligned} T = 50 \text{ ans} & \quad U_{CMC} = 25,2 \text{ m/s} \\ T = 100 \text{ ans} & \quad U_{CMC} = 27,1 \text{ m/s.} \end{aligned}$$

Cette analyse ne peut pas être poussée plus loin faute de mesures suffisantes. Toutefois, étant donné que la direction du vent pour une durée de l'ordre de 2 h. et plus — Eq 5 —

est bien mieux définie par un secteur de disons  $10^\circ$  que par un angle précis, si nous voulons connaître par exemple la probabilité  $P$  qu'un vent soufflant dans la direction N45E (soit compris entre N40E et N50E) dépasse une vitesse  $U_{CMC}$  déterminée, nous pouvons partir de l'Eq 8 où  $1/T = P$ , sachant que :

$$P(N40E < U_{CMC} < N50E) = \frac{1}{4} P(N20E < U_{CMC} < N60E)$$

et ceci pour chaque direction particulière.

Pour le cas considéré, nous obtiendrons alors :

$$T = 50 \text{ ans} \quad U_{CMC} = 21,3 \text{ m/s}$$

$$T = 100 \text{ ans} \quad U_{CMC} = 23,2 \text{ m/s}$$

les probabilités de dépassement de ces vitesses étant de 2 % et 1 % chaque année et pour la direction respective.

Ces chiffres doivent toutefois être considérés avec circonspection, non seulement parce que nous avons introduit une hypothèse sur la distribution uniforme des directions des vents entre N20E et N60E, mais surtout parce que la période d'observation est trop courte pour les extrapolations à 50 ou 100 ans. Ainsi, si nous nous limitons à la seule période des observations, soit 23 années en 1972, et calculons l'intervalle de confiance à 95 % de la vitesse du vent  $U_{CMC}$  à  $T = 23$  années, nous constatons que celui-ci se situe à environ  $\pm 25$  % autour des valeurs données par les droites de la figure 2.4. Même si les statistiques ne donnent aucune information sur ce qui se passe à l'extérieur du domaine expérimental, il n'est pas erroné de dire que l'intervalle de confiance s'y élargit considérablement.

### 3. Facteurs déterminant les amplitudes effectives des vagues

Les résultats obtenus au chapitre 2 et l'Eq 4 nous permettraient de calculer directement la vague significative ayant une période de retour ou probabilité déterminée —  $\bar{H}_{1/3, T}$  — s'il ne s'agissait pas ici d'un plan d'eau confiné. Toutefois, et avant même d'examiner les correctifs éventuels, nous pensons qu'il est utile de fixer les ordres de grandeur pour les comparer aux observations scientifiques et à l'expérience des gens du lac.

D'une part le naturaliste A. Forel écrit [11] vol. 2, p. 237 que l'amplitude des plus grandes vagues qu'il ait jamais observées au large dans le Léman est de 1,5 m, mais il ne précise ni l'endroit exact de l'observation, ni le vent qui les a produites. D'autre part les gens ayant une bonne connaissance du lac : capitaines de la CGN, vieux pêcheurs, navigateurs, techniciens, etc., auprès desquels nous avons enquêté, ont généralement évalué les plus grandes vagues observées à 2 m de creux, en ordre de grandeur.

Etant donné que :

- les observations de Forel couvrent la période des années 70 et 80 du siècle dernier ;
- ce que un observateur entraîné entend par amplitudes des plus grandes vagues est voisin de  $\bar{H}_{1/3}$

nous pouvons conclure que  $\bar{H}_{1/3, 100} \leq 2$  m, en chiffre rond, pour le lac Léman.

De l'Eq 4 on obtient par substitution de  $U_{10}$  avec  $0,85 U_{CMC}$

$$\bar{H}_{1/3} = (2,24 \times 10^{-4} U_{CMC}^2 + 1,36 \times 10^{-2} U_{CMC}) \sqrt{F} \quad (9)$$

et de la figure 1.2B on s'aperçoit que les plus longs fetchs — env. 28 km — se trouvent autour de N30E et N45E respectivement. Il en résulte alors, avec  $U_{CMC, 100} = 23,2$  m/s :

$$\bar{H}_{1/3, 100} = 2,31 \text{ m}$$

vague significative « théorique » de bise, ce qui, compte tenu de toutes les incertitudes et approximations, n'est pas un si mauvais résultat. Le même calcul pour  $T = 30$  années, correspondant à la durée moyenne de vie active d'une génération (et supérieure à la durée des observations dont A. Forel rend compte) :

$$\bar{H}_{1/3, 30} = 1,89 \text{ m}$$

valeur plus proche du vraisemblable<sup>3</sup>.

Même si ces chiffres sont satisfaisants en ordre de grandeur, nous ne pouvons pas en rester là lorsqu'il s'agit de déterminer la vague significative en un endroit particulier du lac. Les facteurs à considérer sont alors :

- le fetch « efficace » ;
- les caractéristiques des fonds, soit la réfraction et la réflexion ;
- les courants ;

que nous examinons ci-après.

#### 3.1 Le fetch « efficace »

Si la vitesse du vent est une grandeur physique mesurée de la même manière sur les océans et les lacs et peut donc être considérée comme une variable indépendante, il n'en va pas de même pour le fetch. En effet, nous savons déjà — chapitre 1.2 — que la génération et le transfert d'énergie vent-vagues ne se fait pas uniquement le long d'une ligne idéale définie comme étant le fetch : la théorie de la génération par résonance montre que pour les vagues courtes et les forts vents les transferts s'opèrent sous des angles allant jusqu'à  $90^\circ$  de part et d'autre de la direction du vent<sup>4</sup>. Le fetch n'est dans ce sens qu'une longueur représentative d'un champ de transfert, lequel, dans le cas des océans, peut être considéré par unité de largeur, ce qui, à défaut d'avoir la même dimension, conduit néanmoins au même chiffre. Il n'en va manifestement pas de même pour les plans d'eau confinés.

Wiegel [12], en rendant compte des travaux effectués par Saville, propose une méthode qui paraît logique à la lumière de ce que nous avons dit et qui par ailleurs a été vérifiée en laboratoire au point de vue de ses résultats — voir figure 3.1 :

- on « décompose » le fetch en un nombre de rayons à choix en fonction de la précision souhaitée mais limités à  $2 \times 45^\circ$  autour de la direction du vent (cet angle dont la valeur est discutée par d'autres chercheurs correspond très bien à notre cas) ;
- le fetch apparaît alors, en l'absence de la rive 2, comme la moyenne des produits scalaires entre les rayons limités à la rive 1 et la direction du vent ;

<sup>3</sup> Il convient de rappeler que ces valeurs sont calculées pour l'océan et n'ont pas de signification physique directe dans notre cas.

<sup>4</sup> Pour les vagues de périodes  $3 < T < 6$  sec et des vents  $10 < U_{10} < 30$  nœuds, correspondant à notre cas, cet angle est de l'ordre de  $45^\circ$  de part et d'autre de la direction du vent.

$$F = \frac{\sum \vec{r} \cdot \vec{w}}{n} \quad (10)$$

$\vec{w}$  = vecteur unitaire de même direction que le vent  
 $n$  = nombre de rayons ;

— en présence de la rive 2 on « corrige » les longueurs des rayons «  $r$  » en introduisant dans l'Eq 10 les longueurs d'emprise réelles du vent sur le plan d'eau.

Parlant d'emprise réelle du vent, il s'agit de prendre en compte l'influence de la topographie des rives : une falaise « abrite » le plan d'eau contre le vent et ceci quelle que soit sa direction — venant de la falaise ou se dirigeant vers la falaise. On admet d'une manière générale que le vent suit le terrain sur des pentes inférieures à  $10^\circ$  et décolle au-delà. La topographie sous-lacustre joue aussi un rôle dans le sens que les zones d'eau peu profonde (pour le Léman il s'agit de profondeurs inférieures à 2 m, soit 1 : 20 de la longueur d'onde des fortes vagues) contribuent moins à la formation des vagues et ne sont comptées par conséquent que pour la moitié de leur longueur !

Nous pouvons définir maintenant des « rayons efficaces —  $r_e$  » et calculer le « fetch efficace —  $F_e$  » :

$$F_e = \frac{\sum \vec{r}_e \cdot \vec{w}}{n} \quad (11)$$

Pour fixer les idées nous avons calculé le fetch efficace à Coppet — figure 3.2 — et les  $\overline{H}_{1/3, 100}$  et  $\overline{H}_{1/3, 30}$  respectifs pour les comparer aux valeurs obtenues au chapitre précédent :

$$\begin{array}{ll} F = 33,4 \text{ km} & F_e = 7,1 \text{ km} \\ \overline{H}_{1/3, 100} = 2,52 \text{ m} & 1,16 \text{ m} \\ \overline{H}_{1/3, 30} = 2,06 \text{ m} & 0,95 \text{ m} \end{array}$$

les chiffres de la colonne de droite paraissant beaucoup plus proches de la réalité si l'on tient compte du fait que les vagues observées au voisinage des rives (hauts-fonds) peuvent jusqu'à doubler leurs amplitudes par réflexions, que les plus fortes vagues sur le Léman sont celles de vent et non de bise et que la réfraction autour de monts sous-lacustres (à Collonge, par exemple) augmente aussi ces amplitudes dites « en eau profonde » ou « au large ».

### 3.2 La réfraction

A mesure que les vagues approchent des rives la direction des lignes de crête change en fonction de l'angle initial rive-crêtes et de la topographie des fonds. Ce phénomène, appelé réfraction, illustré pour un cas simple à la figure 3.3, a pour résultat une modification des amplitudes et longueurs d'ondes des vagues, calculable pour les vagues sinusoïdales et des profils sous-lacustres réguliers à l'aide de la formule

$$H' = H \times K_R \times K_D \quad (12)$$

où  $H'$  = amplitude de la vague sinusoïdale au voisinage de la rive ;

$H$  = idem, mais au large ;

$K_R$  = coefficient de réfraction fonction du rapport profondeur moyenne de l'eau — longueur d'onde de la vague,  $y/L$  ;

$K_D$  = coefficient de direction, fonction de  $y/L$  et l'angle  $\alpha_0$ .

Les coefficients  $K_R$  et  $K_D$  sont donnés dans la littérature le plus souvent sous forme de graphiques [1, 2].

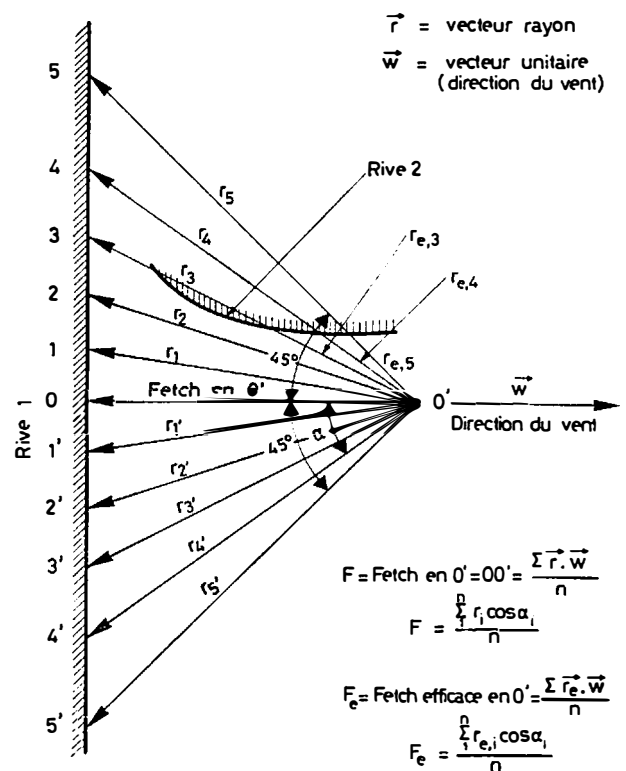


Fig. 3.1. — Calcul du fetch efficace. — Croquis de définition.

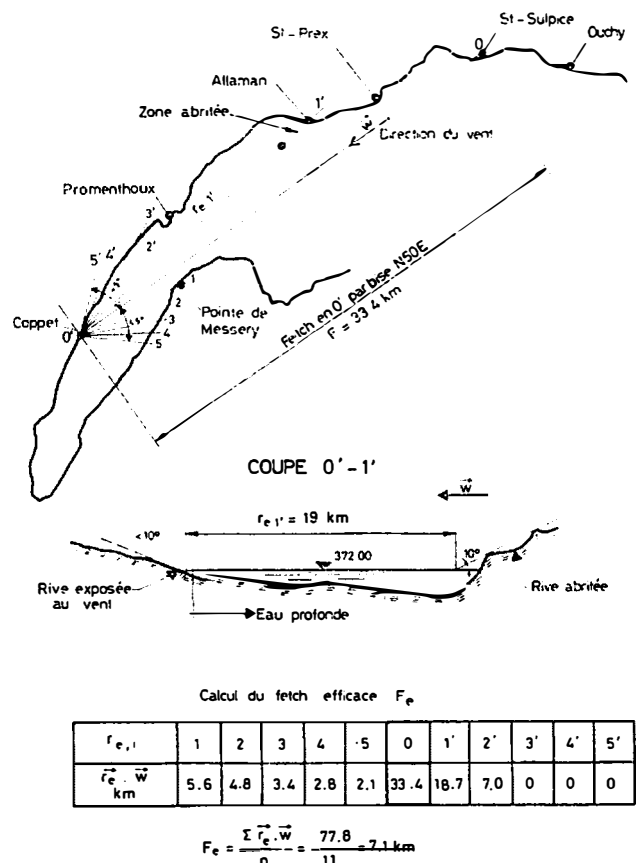


Fig. 3.2. — Fetch efficace à Coppet.

La difficulté d'application de l'Eq 12 vient toutefois du fait que les vagues de vent ne sont pas des vagues sinusoïdales. La méthode utilisée consiste alors à décomposer les vagues en composantes sinusoïdales (analyse spectrale), calculer les  $H'$  — Eq 12 — au point désiré et recomposer, ou ce qui est plus simple, calculer l'énergie des vagues réfractées  $E_\omega = \Sigma H'^2$  et le nouveau  $\bar{H}_{1/3}$  — voir Kinsman [2] — de :

$$\bar{H}_{1/3} = 2,82 \sqrt{E_\omega} \quad (13)$$

Dans le cas du Léman, nous pouvons dire que les vagues commencent à « sentir les fonds » (se réfracter) à des profondeurs inférieures à 15 m en ordre de grandeur.

### 3.3 La réflexion

Arrivant à la rive une partie variable de l'énergie des vagues est restituée au lac par réflexion. L'amplitude de la vague réfléchie est calculée pour les ondes sinusoïdales à l'aide de la formule

$$H_R = \rho H_I R \quad (14)$$

où  $H_R$  = amplitude de la vague réfléchie ;

$\rho$  = coefficient fonction de la nature de la rive ;

$H_I$  = amplitude de la vague incidente ;

$R$  = coefficient de réflexion fonction de la cambrure de vague ( $H/L$ ) et de la pente de la rive.

Wiegel [12] propose pour  $\rho$  les valeurs suivantes :

$\rho \simeq 0,8$  pour pentes lisses en terrain imperméable ;

$\rho \simeq 0,3$  pour une rive en gradins ;

$0,3 < \rho < 0,6$  pour une rive rocheuse régulière.

«  $R$  » est donné dans l'un des graphiques, voir [1], [2], [12]. Pour le reste le procédé de calcul est analogue à celui adopté pour la réfraction.

Notons cependant que la vague observée près de la rive aura des amplitudes

$$H'' = H_I + H_R \quad (15)$$

et que pour des pentes rocheuses ou peu perméables supérieures à 2/1,  $H_R \simeq H_I$  et

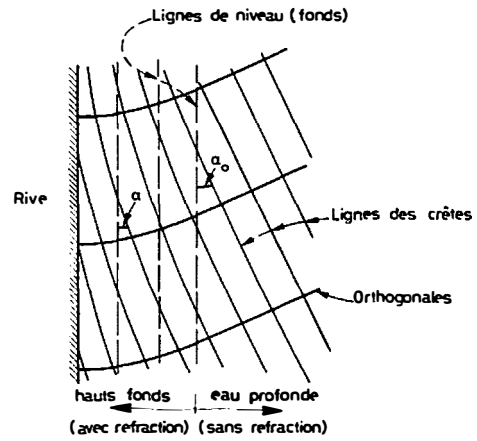


Fig. 3.3. — Réfraction des vagues obliques par rapport à la rive.

$$H'' \simeq 2 H_I$$

phénomène connu comme le « clapotis » ou réflexion totale.

### 3.4 Les courants

D'une manière générale, les courants modifient l'amplitude et la longueur d'onde des vagues en fonction de la vitesse du courant, de la profondeur d'eau, de la période des vagues et des directions d'écoulement et de propagation respectives — voir [1], [2] qui donnent des graphiques établis pour les ondes sinusoïdales et deux angles courant-vagues : zéro et 180°. Grosso modo, on peut dire qu'une vague avançant contre le courant augmente son amplitude et diminue sa longueur d'onde, alors que l'effet contraire se produit lorsque le mouvement se fait en sens opposé.

Dans le cas du Léman, nous n'avons que peu de données précises concernant les courants. Plauchu [13] a mesuré récemment entre Nyon et Genève des vitesses de courant de l'ordre de 0,2 m/s sous un vent de 10 m/s environ. Le calcul montre alors que les vagues de périodes  $T = 3$  à 5 s changent leurs amplitudes d'environ 10 % lorsque les profondeurs d'eau sont  $y = 1$  à 8 m.

## 4. Utilisation des résultats obtenus

### 4.1 Méthode de dimensionnement (marche à suivre)

En l'absence d'observations directes et de longue durée des vagues — et dans la plupart des lacs il n'est même pas possible de faire des mesures directement utilisables dans la théorie générale — il faut employer les données météorologiques sur les vents pour calculer à l'aide de l'Eq 4 et dans les conditions définies par les Eq 5 et 11 la « vague significative » d'amplitude  $\overline{H}_{1/3}$ . Une question légitime qu'on peut se poser, étant donné qu'il y a une vague significative pour chaque vitesse  $U_{10}$  du vent, est de savoir laquelle choisir. Nous pensons que, s'agissant de phénomènes naturels — en l'occurrence de vents —, les questions concernant les risques de dommages ou de destructions d'ouvrages, le degré de protection exigé, etc., doivent être traitées de manière analogue au cas des crues en rivière, objet d'une publication récente par Bruschin [10].

Ayant admis un niveau de risque et déterminé la durée de retour correspondante, nous pouvons avec la  $U_{10, T}$  ainsi choisie, procéder comme suit :

- 1) déterminer le fetch efficace maximal  $F_{e, \max}$  au point qui nous intéresse, en fonction des directions possibles du vent, des formes du plan d'eau et des conditions topographiques locales ;
- 2) calculer l'amplitude  $\overline{H}_{1/3, T}$  de la vague significative au large pour le  $F_{e, \max}$  et  $U_{10, T}$  choisie ;
- 3) transformer la vague significative en ondes sinusoïdales ;
- 4) apporter les corrections nécessaires, compte tenu de la réfraction, des réflexions et des courants éventuels ;
- 5) recalculer au moyen de la formule 13 l'amplitude de la « vague de dimensionnement » ou « de projet ».

### 4.2 Exemples d'application

#### A. La région de Coppet

Admettons qu'il s'agisse d'un ouvrage important à Coppet même, à exécuter au voisinage de la jetée d'un port existant, sur des fonds de 3 m. Un calcul économique ou des considérations subjectives sur la sécurité de l'ouvrage conduisent l'ingénieur à choisir pour le dimensionnement la tempête de bise ayant une période de retour de cent ans :

$$U_{10, T} = U_{10, 100} = 23,2 \text{ m/s — figure 2.5.}$$

- 1) pour ne pas allonger admettons que  $F_{e, \max} = 7,1 \text{ km}$ , le  $F_e$  calculé à la figure 3.1 ;
- 2)  $\overline{H}_{1/3, 100} = 1,16 \text{ m}$  déjà calculé au chapitre 3.1. C'est l'amplitude de la vague significative en eau profonde ;
- 3) la transformation de la vague significative en ondes sinusoïdales se fait comme suit :  
— l'énergie des vagues est déterminée au moyen de l'Eq 13

$$E_{\omega} = 0,125 \overline{H}_{1/3}^2 = 1682 \text{ cm}^2$$

— l'énergie maximale du spectre de Neumann

$$E_{\max} = 1,8 \cdot 10^5 \left( \frac{U_{10}}{2g} \right)^5 = 416 \, 119 \text{ cm}^2$$

avec  $U_{10}$  en m/s,  $g$  en m/s<sup>2</sup>,  $E$  en cm<sup>2</sup>

—  $E_{\omega}/E_{\max} = 4,04 \cdot 10^{-3}$  donne — figure A1/3

$$X = 1,62$$

— la fréquence la plus faible contenue dans les vagues (plus longue période) est

$$f_{\min} = \frac{gX}{\pi U_{10}} = 0,22 \text{ Hz soit } T_{\max} = 4,6 \text{ sec}$$

— la fréquence la plus élevée (plus courte période) est déterminée en utilisant la règle

$$f_{\max} \simeq 2 f_{\min}$$

soit  $f_{\max} = 0,44 \text{ Hz}$  et  $T_{\min} = 2,3 \text{ sec}$ , qui part de l'observation que l'énergie contenue dans les ondes de plus faibles fréquences est négligeable ;

— la décomposition en ondes sinusoïdales est faite au tableau n° 1 ;

- 4) les corrections de réfraction (angle d'approche des vagues  $\alpha_0 \simeq 65^\circ$ ) et de réflexion sur la jetée du port ( $\rho = 0,4$  et  $m = 3/1$ ), sont faites au tableau n° 2.
- 5) la vague significative au droit du futur ouvrage de l'Eq 13

$$\overline{H}_{1/3} = 1,12 \text{ cm}$$

qui est la « vague de dimensionnement » ou la « vague de projet » en cet emplacement particulier dans les conditions définies au départ et en cours de calcul.

Le fait que le résultat obtenu est peu différent de la vague significative théorique n'est qu'un hasard et ne signifie nullement que ce résultat ne peut pas être très différent dans d'autres conditions.

#### B. La région de Corsier

La présence d'un promontoire sous-lacustre orienté vers le NO à partir de Collonge complique la solution du problème à tel point que seuls un modèle mathématique complexe ou des essais sur modèle physique permettraient de trouver une réponse correcte. Nous pouvons toutefois, en raisonnant sur la base des calculs précédents, nous faire une idée de ce qui s'y passe — figure 4.1.

Lors des fortes bises les ondes les plus longues du spectre, c'est-à-dire celles qui contiennent la plupart de l'énergie, ont tendance à s'aligner à la topographie. Ceci se passant de part et d'autre de l'arête sous-lacustre, comme le montre la figure 4.1, il y aura une forte concentration d'énergie au point de rebroussement où la vague se replie sur elle-même, cet effet se combinant par ailleurs avec les réflexions

TABLEAU N° 1

Analyse spectrale/Energie par bande de fréquence						Caractéristiques des ondes sinusoïdales		
$f$ Hz	$\bar{f}$ Hz	$X$ —	$\Phi(X)$ —	$\bar{\Phi}(X)$ —	$A^2$ cm <sup>2</sup>	$H$ cm	$T$ s	$L$ m
0.22	0.235	1.620	0.0455	0.0338	834	57,8	4,3	28,3
0.25		1.843	0.0220					
0.28	0.265	2.066	0.0114	0.0167	412	40,6	3,8	22,2
0.31	0.295	2.289	0.0063	0.0089	220	29,7	3,4	17,9
0.34	0.325	2.512	0.0037	0.0050	123	22,2	3,1	14,8
0.37	0.355	2.735	0.0022	0.0030	74	17,2	2,8	12,4
0.40	0.385	2.958	0.0014	0.0017	42	13,0	2,6	10,5
0.43	0.415	3.181	0.0009	0.0012	30	11,0	2,4	9,1

<sup>1</sup> Largeur de bande choisie  $\Delta f = 0.3$  Hz.

<sup>2</sup>  $\Delta X = \pi \Delta f U_{10}/g = 7,43 \Delta f = 0.0223$ .

<sup>3</sup>  $\Phi(X) = \frac{\exp(-1/2X^2)}{X^6}$ .

<sup>4</sup>  $A^2 = \bar{\Phi}(X) \frac{C\pi}{2} \left(\frac{U_{10}}{2g}\right)^5 \Delta X$  où  $C = 3,05 \cdot 10^4 \text{cm}^2 \text{s}^{-5} (\text{cte})$   
 $A^2 = 2,47 \cdot 10^4 \bar{\Phi}(X)$ .

<sup>5</sup>  $H = 2A$  où  $A$  = demi-amplitude de l'onde sinusoïdale.

<sup>6</sup>  $T = 1/\bar{f}$ .

<sup>7</sup>  $L = gT^2/2\pi = 1,56 T^2$ .

TABLEAU N° 2

Correction pour réfraction				Correction pour réflexion				$\Delta E_{\omega}$ cm <sup>2</sup>
$y/L$	$K_R$	$K_D$	$H'$ cm	$H_I/L$	$R$	$H_R$	$H''$	
0.106	0.92	0.73	38,8	0,019	0,77	12	50,8	645
0.135	0.90	0.77	28,1	0,017	0,85	9,6	37,7	357
0.168	0.91	0.80	21,6	0,015	0,95	8,2	29,8	222
0.203	0.91	0.84	17,0	0,013	1	6,8	23,8	142
0.242	0.92	0.87	13,8	0,012	1	5,5	19,3	93
0.286	0.94	0.90	11,0	0,011	1	4,4	15,4	59
0.330	0.96	0.92	9,7	0,011	1	3,9	13,6	46

<sup>1</sup> La longueur d'onde du tableau n° 1 et  $y = 3$  m.

<sup>2</sup>  $H' = H \times K_R \times K_D$  où  $H$  du tableau n° 1,  $K_R$  et  $K_D$  de graphiques.

<sup>3</sup>  $H_I = H'$  et  $L' = L \tanh 2 \pi y/L = L \sin \alpha / \sin \alpha_0$  où  $\alpha_0 = 65^\circ$  et  $\alpha$  = angle après réfraction (même graphique).

<sup>4</sup>  $R$  tiré d'abaques.

<sup>5</sup>  $H_R = \rho R H_I$ .

<sup>6</sup>  $H'' = H_I + H_R = H' + H_R$ .

<sup>7</sup>  $E_{\omega} = \Sigma \Delta E_{\omega}$ .

$\alpha^0$	41	44	48	53	56	58	60
$L'$ m	20,7	17,0	14,7	13,0	11,3	9,8	8,7

plus ou moins fortes selon la profondeur. Ceci a pour conséquence que les navigateurs passant au voisinage de l'arête, par forte bise, pour aller à Corsier-Port par exemple, traversent une zone très agitée où le creux des vagues observées dépasse sensiblement l'amplitude de la vague significative locale.

## 5. Conclusions

Les dépenses toujours grandissantes destinées aux ports de plaisance et autres ouvrages lacustres, la variété de types

de structures et matériaux utilisés, imposeront sans doute, si ce n'est déjà fait, des analyses plus attentives et plus poussées du dimensionnement de ces ouvrages. Nous pensons avoir réussi à expliquer dans ce qui précède, aussi clairement que cela peut être fait aujourd'hui, la nature des phénomènes de génération et de formation des vagues ainsi que proposer une philosophie et une méthode de calcul permettant d'obtenir une « vague de dimensionnement ». En ce qui concerne cette méthode, nous n'en avons pas caché certaines faiblesses dues pour l'essentiel à l'absence d'une information expérimentale adéquate. Il s'agit notam-



ment des corrélations entre vitesses des vents mesurées aux stations anémométriques terrestres et les vitesses  $U_{10}$  sur les plans d'eau. C'est à leur élaboration qu'il faut consacrer le principal effort, étant donné que dans le cas des lacs les stations terrestres sont à présent et resteront encore pour longtemps les seules sources d'information fiables.

Disons enfin que la mesure comme l'observation directe des vagues dans les lacs est, pour les raisons déjà amplement exposées, une affaire beaucoup plus délicate. Les résultats ainsi obtenus, même s'ils correspondent à une réalité physique, peuvent être dépourvus de tout sens pour les ingénieurs et ne doivent en tout cas pas être séparés de leur contexte géographique, topographique et météorologique.

BIBLIOGRAPHIE

[1] R. SILVESTER : *Coastal Engineering, I, Generation, Propagation and Influence of Waves*. Elsevier Scientific Publishing Co., London, 1974.

[2] B. KINSMAN : *Wind Waves*. Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, N.J., 1965.

[3] H. T. FALVEY : *Prediction of Wind Wave Heights*. Journ. Harbors & Coast. Eng. Div. ASCE vol. 100, no WW1, February, 1974, p. 1-12.

[4] H. CHARNOCK : *Wind Stress on a Water Surface*. Quart. Journ. Meteor. Soc., vol. 81, 1955, p. 63-640.

[5] H. SCHLICHTING : *Boundary-Layer Theory*. McGraw-Hill, 6th ed., 1968.

[6] H. A. STURGES : *The Choice of a Class Interval*. Proc. Amer. Statistical Assoc., March 1926.

[7] E. J. GUMBEL : *Statistics of Extremes*. 4th, Printing, Columbia University Press. New York, 1967.

[8] T. GINSBURG : *Extremwert-Statistik und kalkuliertes Risiko*. Annal. Meteorologie, Neue Folge, n° 5, 1971, p. 155-164.

[9] J. BRUSCHIN, R. ESTEVE : *Utilisation de l'analyse fréquentielle des crues pour la détermination de la crue de projet*. Schweiz. Bauz, n°s 32 et 33, 1974.

[10] J. BRUSCHIN, H. T. FALVEY : *Risques relatifs aux crues*. Bulletin Tech. n° 21, 1974.

[11] A. FOREL : *Le Léman*. Slatkine Reprints 1969, Genève, réimpression de l'édition de Lausanne 1892 (en 3 volumes).

[12] R. L. WIEGEL : *Oceanographic Engineering*. Prentice-Hall International Series in Theoretical and Applied Mechanics, 1964, p. 230.

[13] J. PLAUCHU : *Etude des courants du lac Léman du Rhône à la frontière Vaud-Genève 1969-1970*. Bureau d'Etudes et de Travaux hydrologiques et d'Océanologie Côtière, rue de l'Avenir 56, Genève, Suisse.

[14] M. S. LONGUET-HIGGINS : *On Wave Breaking and the Equilibrium Spectrum of Wind-Generated Waves*. Proc. Roy. Soc. A 310, p. 151-159, 1969.

Adresse des auteurs :  
 Prof. J. Bruschin  
 Laboratoire d'hydraulique  
 Ecole polytechnique fédérale de Lausanne  
 Route de Genève 67  
 1004 Lausanne

Dr H. T. Falvey  
 Bureau of Reclamation  
 P.P. Box 25007 Denver  
 Federal Center  
 Denver, CO 80225, USA

Annexe

Vague significative et spectre de puissance

L'observation directe des vagues de vent ou l'examen d'un enregistrement typique — figure A 1/1 — font claire-

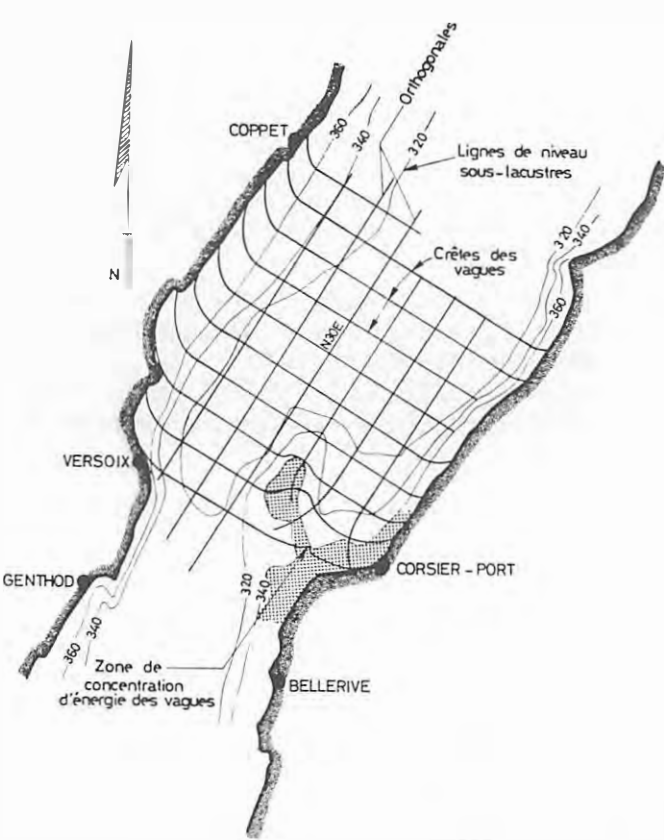


Fig. 4.1. — Vagues dans la région du port de Corsier.

ment apparaître le caractère aléatoire de leurs paramètres caractéristiques : amplitudes  $H$ , périodes  $T$  et longueurs d'ondes  $L$ . Longuet-Higgins [14], traitant le problème des amplitudes, a proposé une fonction de probabilité théorique bien vérifiée par les mesures — figure A 1/2. Nous pouvons à l'aide de cette fonction déterminer quelques valeurs intéressantes, soit :

- le mode,  $H_{mod}$  ou l'amplitude la plus fréquente dans un train de vagues,
- l'amplitude moyenne  $\bar{H}$ ,
- l'amplitude moyenne du tiers supérieur des  $H$ ,  $\bar{H}_{1/3}$ , que nous appelons l'amplitude de la « vague significative »,
- idem, mais pour le 1/10 supérieur,  $\bar{H}_{1/10}$ .

Nous donnons au tableau A 1/1, à titre de comparaison, la liste des valeurs correspondantes théoriques et expérimentales (mesurées dans les océans) ;  $\sigma$  est ici la moyenne quadratique RMS des amplitudes.

TABÉAU A 1/1

Amplitude	Théorique	Expérimentale
$H_{mod}$	$0,707 \sigma$	—
$\bar{H}$	$0,885 \sigma$	$0,9 \sigma$
$\bar{H}_{1/3}$	$1,416 \sigma$	$1,3 \sigma$
$\bar{H}_{1/10}$	$1,770 \sigma$	$1,5 \sigma$

La valeur utilisée le plus couramment en océanographie est le  $\bar{H}_{1/3}$  et ceci non seulement parce que, comme nous l'avons dit, elle correspond le mieux aux estimations des observateurs des océans, mais encore — et c'est par analyse spectrale que l'on peut le démontrer — les ondes sinusoïdales ayant cette amplitude particulière contiennent la part la plus forte de l'énergie totale d'un train de vagues.

Ce choix est donc intéressant à deux titres pour les ingénieurs :

- le danger de submersion des ouvrages par les vagues est limité de manière raisonnable,  $\bar{H}_{1/3}$  étant une valeur élevée sans être une valeur extrême ;
- les ouvrages résistant à la « vague significative » résisteront aux autres composantes du spectre de puissance.

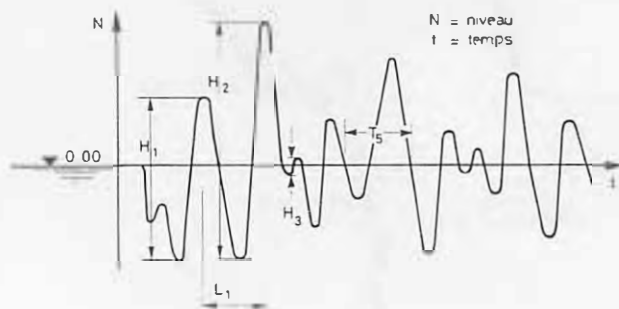
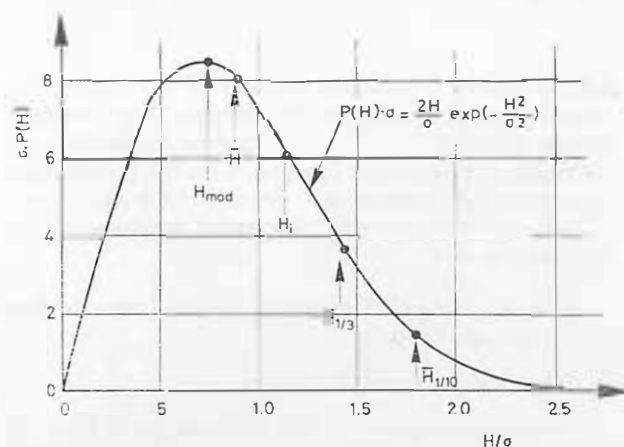


Fig. A1/1. — Enregistrement typique de vagues de vent.



$P(H)$  = probabilité que  $H \leq H_i$

$y$  = moyenne quadratique de  $H_i$  (RMS)

$\bar{H}$  = moyenne de  $H_i$

$H_{mod}$  = mode de  $H_i$

Fig. A1/2. — Densité de probabilité des amplitudes des vagues de vent.

Cette dernière notion, comme la méthode de l'analyse spectrale d'ailleurs, ont leur origine dans la théorie générale de l'analyse du signal. On utilise ici non pas les amplitudes, mais les déplacements « A » du niveau d'eau par rapport à un niveau de référence (demi-amplitudes pour les ondes sinusoïdales) parce que leur moyenne quadratique — RMS — est directement proportionnelle à l'énergie des vagues.

L'analyse spectrale consiste à décomposer le train de vagues — enregistrement — en ondes sinusoïdales par

analyse de Fourier rapide (RFA) par exemple et de construire la courbe  $A^2-f$ , où  $f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{T}$  c'est-à-dire la fréquence, courbe connue sous le nom de « spectre d'énergie » ou « de puissance » des vagues. Neumann a proposé une forme théorique du spectre — figure A1/3 — qu'il croyait être la limite supérieure absolue de l'énergie que le vent peut transmettre aux vagues pour un fetch infini. Lorsque le fetch est fini, les faibles fréquences sont supprimées, mais la partie correspondant aux fortes fréquences subsiste dans la même forme. L'énergie  $E_\omega$  contenue dans le spectre à fetch limité peut être approximée par l'Eq 13 et la courbe  $E_\omega/E_{max}$  permet de calculer la fréquence minimale du spectre lorsque nous ne disposons pas d'un enregistrement mais de la seule valeur  $\bar{H}_{1/3}$ .

Quoique le spectre de Neumann ne corresponde pas exactement aux spectres mesurés — et des améliorations ont été proposées depuis par Pierson-Moskowitz et autres [1] — le procédé peut être considéré comme une approximation acceptable de la réalité.

Un bénéfice marginal de l'analyse spectrale est la possibilité d'utiliser la théorie mathématique des vagues sinusoïdales pour les composantes des vagues aléatoires et introduire ainsi de manière simple les corrections de réfractions, réflexions, courants, etc. Les vérifications des différents éléments d'ouvrages ou même de ports entiers à la résonance devient aussi possible.

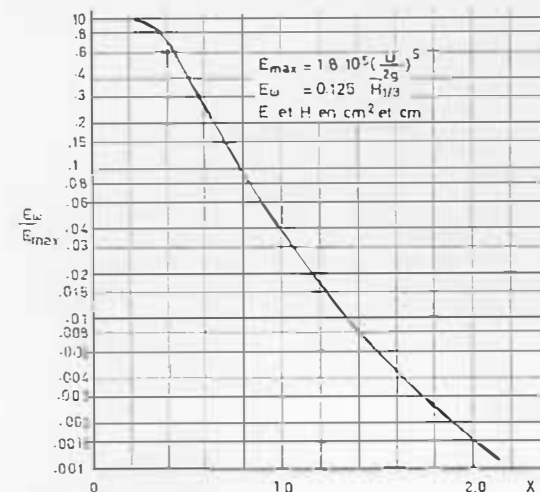
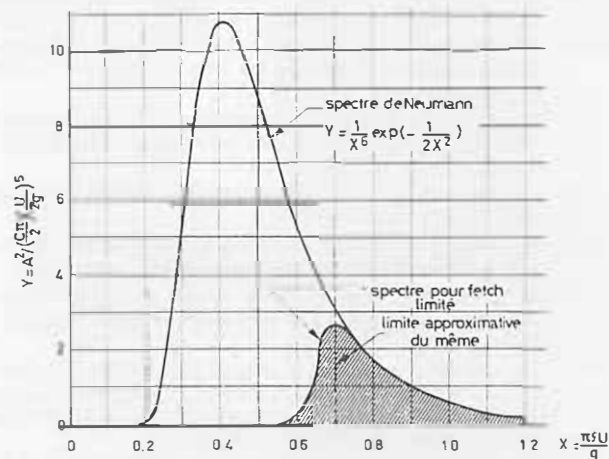


Fig. A1/3. — Spectres de Neumann et spectres pour fetchs limités d'après Kinsman (2).

LISTE DES PRINCIPALES PUBLICATIONS DU LABORATOIRE D'HYDRAULIQUE DE L'EPFL

- No 25 Dimensionnement des canalisations  
*J. Bruschin*  
(*B.T.S.R.* - No 11 du 26 mai 1973)
- No 26 Utilisation de l'analyse fréquentielle des crues pour la détermination de la crue de projet  
*J. Bruschin et R. Estève*  
(*S.B.Z.* - Nos 32 et 33 des 9 et 16 août 1973)
- No 27 Erosion des rives due aux oscillations du plan d'eau d'une retenue - Le Rhône à l'aval de Genève  
*J. Bruschin et M. Dysli*  
(*B.T.S.R.* - No 2 du 17 janvier 1974)
- No 28 Prediction of Wind Wave Heights  
*H.T. Falvey*  
(*Journal of the Waterways Harbors and Coastal Engineering Division* WW1, February 1974)
- No 29 1 - Risques relatifs aux crues  
*J. Bruschin et H.T. Falvey*  
(*B.T.S.R.* - No 21 du 10 octobre 1974)
- 2 - Energy Losses at 90° Pipe Junctions - A Discussion  
(*Journal of the Hydraulics Division* HY8, August 1974)
- No 30 Hydraulische Bemessung der Rohrleitungen  
*J. Bruschin*  
(*S.B.Z.* - No 5 du 30 janvier 1975)