

Découvrez plus de documents
accessibles gratuitement dans [Archimer](#)

**SAISIE ET ANALYSE
DE DONNÉES DES COURANTS
PARTICULAIRES
ET PRESSIONS AU
VOISINAGE DU FOND DANS LA
HOULE LITTORALE PROCHE
DU DÉFERLEMENT ***

par

M. ARHAN

et

R. EZRATY

Équipe d'Océanographie physique
Centre Océanologique de Bretagne
Brest

Nous continuons, pour cet article, la présentation permettant une publication rapide d'articles présentant une partie mathématique importante

LA HOUILLE BLANCHE

* Contribution n° 371 du Département Scientifique du Centre Océanologique de Bretagne.

INTRODUCTION

Il est de fait que la houle côtière à la limite du déferlement est redoutée par l'Ingénieur lors de l'évaluation des efforts qui s'exercent sur les ouvrages de Génie Civil à la côte. Ceci est du à la nature complexe du phénomène que les modèles théoriques ne peuvent actuellement représenter qu'en partie.

Sur le plan expérimental, les moyens d'observation dont nous disposons permettent d'étudier quantitativement la houle côtière proche du déferlement, de mettre en évidence certaines de ses propriétés, de tester certains modèles théoriques valables au large et qu'il est possible d'adapter à la côte.

Cette étude met en évidence la forte non-linéarité des déplacements de la surface libre, elle précise les conditions d'utilisation des théories d'AIRY et de l'onde longue pour l'appréciation des courants particuliers, enfin elle présente un modèle de la répartition statistique des maximums de la surface libre qui généralise les résultats bien connus de CARTWRIGHT et LONGUET-HIGGINGS valables en eau profonde.

I. DISPOSITIF EXPERIMENTAL - PRETRAITEMENT DES SIGNAUX - EXPLOITATION DES ENREGISTREMENTS.

1. Dispositif expérimental

L'Equipe d'Océanographie Physique du Centre Océanologique de Bretagne a étudié et implanté une station de mesure de houle littorales sur la plage de la PALUD, située dans la presqu'île de CROZON. Le site a été choisi en raison de sa faible pente (2,5%) et de son exposition aux fortes houles qu'ouest arrivant de l'Atlantique.

Les mesures exploitées dans cette étude proviennent de deux campagnes effectuées en janvier et mai 1974. Lors de la première opération des mesures simultanées de pression au fond et de vitesses horizontales ont été réalisées par des fonds n'excédant pas 4 mètres. La deuxième opération menée plus au large, par des fonds de 10 mètres, a permis d'enregistrer les déplacements de la surface libre (Fig. 1), Réf. [1] et [4].

Le courantomètre à deux voies BEN-COMEX utilisé est du type électromagnétique. L'étalonnage indique une erreur absolue inférieure à 5 cm/s sur 0-20 cm/s et une précision de 2% sur 0,20-3 m/s.

Le capteur de pression absolue est posé au fond, sa précision est estimée à 10 cm d'eau sur la pression moyenne enregistrée.

La bouée Datawell mouillée plus au large intègre les signaux d'un accéléromètre stabilisé verticalement. Sa bande passante est limitée à 0,06 - 0,8 Hz.

2. Prétraitement des signaux

La composante de marée est éliminée sur les signaux de pression et de courants particuliers à l'aide d'un filtre passe-haut constitué par une régression linéaire sur la durée de l'enregistrement.

Le tracé analogique du signal en provenance de la bouée Datawell présente des fréquences supérieures à 0,8 Hz, dues à des défauts de la liaison radio et à des oscillations parasites de la bouée causées par le vent. Pour éliminer ces parasites, le signal est traité par un filtre passe-bas symétrique, affectant les poids $1/4 - 1/2 - 1/4$ à 3 points consécutifs échantillonnés 4 fois par seconde. Ce filtre a pour coefficient d'atténuation :

$$R(f) = (1 + \cos 2\pi f \delta) / 2$$

où δ est la valeur du pas d'échantillonnage (ici 0,25 s).

La vitesse horizontale au sein du fluide est connue à chaque instant par ses composantes suivant les axes du courantomètre. La position du courantomètre étant indépendante de la direction de la houle, un nouveau repère est défini pour chaque enregistrement, tel que les deux composantes de la vitesse soient non corrélées. Celui des deux axes correspondant au plus grand transport d'énergie est considéré comme l'axe moyen de propagation de la houle. Les traitements statistiques décrits ci-après ont été effectués sur les données rapportées à ce nouveau système d'axe, dont la figure 2 présente un échantillon.

3. Exploitation des enregistrements

Un traitement statistique classique, comprenant la détermination de l'histogramme et le calcul de la densité spectrale, a été effectué sur chaque signal. La détermination des coefficients de corrélation et les cohérences entre variations de pression au fond et courants particuliers a permis de préciser la nature des relations entre ces deux variables.

Les données de niveau (pression au fond et signal de la bouée Datawell) ont été soumises à une analyse " vague par vague " afin de tester la validité de la loi de probabilité de RAYLEIGH pour les hauteurs " crête à creux " en eau peu profonde.

II. ANALYSE DES DONNÉES ET COMPARAISON DES RÉSULTATS AUX MODÈLES THÉORIQUES

1. Non-linéarité des signaux

Sur les figures 3(a) et 4(a) sont tracés les histogrammes des variables centrées normées p et u (pression au fond et vitesse dans le sens de la houle), ainsi que la courbe de GAUSS de variance unité. Ces distributions s'écartent sensiblement de la loi normale. Le calcul du moment d'ordre 3 de la distribution (facteur de dissymétrie) et du moment d'ordre 4 (facteur d'aplatissement) permet de chiffrer ces écarts. Si les coeffi-

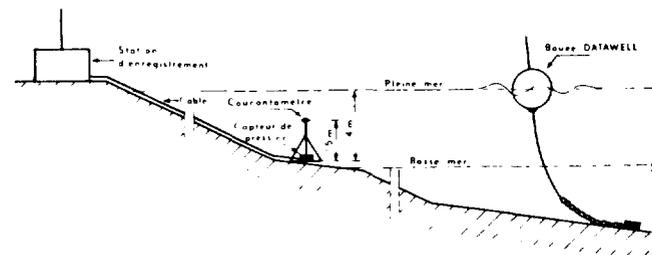


Fig. 1 - Dispositif expérimental

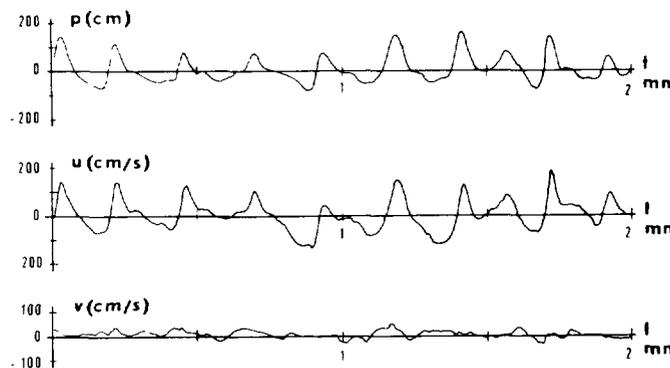


Fig. 2

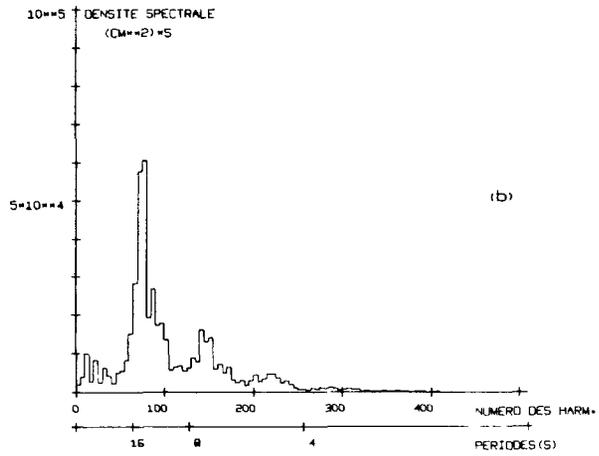
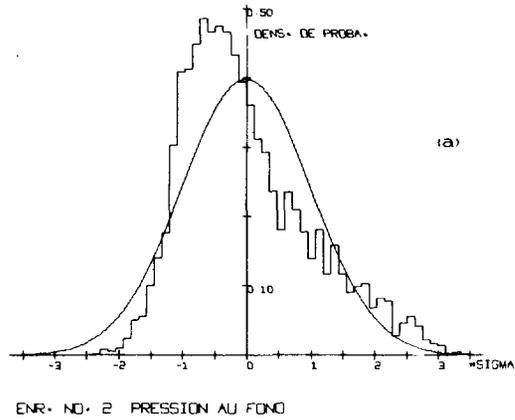


Figure N 3

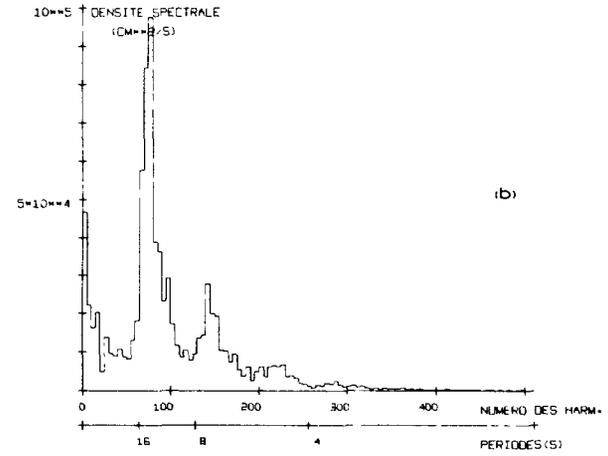
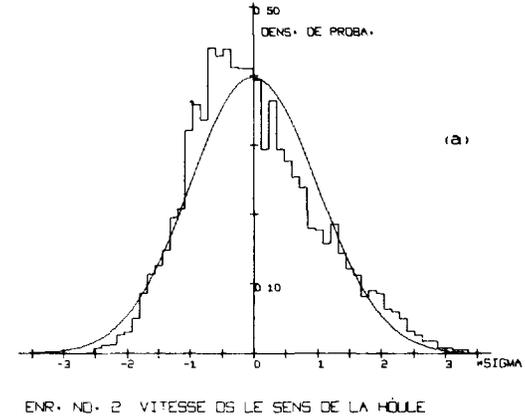


Figure N 4

cients d'aplatissement rencontrés au cours des 22 enregistrements effectués s'écartent peu de la valeur gaussienne, et sont centrés autour de celle-ci ($m_4 = 3$), les facteurs de dissymétrie diffèrent considérablement de la valeur de la loi normale ($m_3 = 0$).

La figure 5(b) présente les fonctions de répartition des coefficients de dissymétrie observés dans la zone de déferlement (mesure de pression) et plus au large (bouée DATANELL). Les valeurs rencontrées par 10 m de fond sont du même ordre de grandeur que celles fournies par KINSMAN [6] et LONGUET-HIGGINGS [8] et dans ce cas, la distribution peut être représentée par une loi de GRAM-CHARLIER. Les valeurs élevées du coefficient de dissymétrie par 4 m de fond indiquent une non-linéarité beaucoup plus importante se produisant lorsque l'onde aborde la zone de déferlement. Deux histogrammes caractéristiques reportés sur le même graphique (Fig.5(a)) permettent de mieux visualiser les déformations de la surface libre à l'approche du rivage. La forme de l'histogramme des variations de pression traduit l'aplatissement du creux et l'augmentation de la cambrure près de la crête pour une vague au voisinage du déferlement.

Les spectres d'énergie sont présentés sur les figures 3(b) et 4(b). La non-linéarité des signaux ne permet pas de chiffrer la précision de l'estimation de ces spectres. Pour des signaux gaussiens chaque niveau d'énergie aurait une répartition en χ^2 à 20 degrés de liberté. Sur certains spectres (Fig. 3(b)) des maximums secondaires existent aux harmoniques de la période fondamentale de la houle. A l'approche du rivage, les conditions non-linéaires satisfaites à la surface libre produisent un transfert d'énergie de la fréquence fondamentale de la houle au large vers les fréquences multiples de celle-ci. Ces résultats expérimentaux sont à rapprocher du modèle théorique de houle non-linéaire, établi par L. TICK [13] qui met en évidence de tels maximums secondaires du spectre.

2. Corrélation entre les variations de pression au fond et la vitesse dans la direction de la houle.

a) Rappels théoriques

Les variations de pression au fond autour de la valeur moyenne sont notées p , les pressions totales P et la pression moyenne P_m .

. Théorie linéaire d'AIRY : dans les conditions de l'expérience et pour une onde monochromatique de longueur $L = 2\pi/k$ et de pulsation ω , on a

.../...

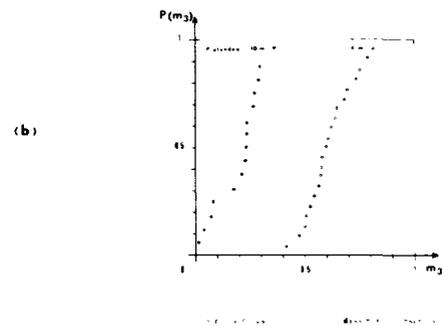
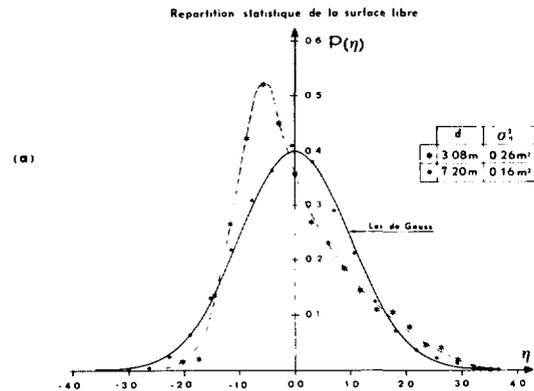


Figure N°5

$$p = \frac{\rho g}{c k h_0} u$$

où u est la vitesse horizontale à une distance h_0 au-dessus du fond et ρ la masse spécifique du fluide considéré.

Théorie non linéaire de l'onde longue [10] : la vitesse au sein du fluide est constante dans un plan vertical perpendiculaire à la direction de propagation de la perturbation et a pour valeur

$$u = 2\sqrt{\frac{p}{\rho}} - 2\sqrt{\frac{p_m}{\rho}}$$

Ce modèle théorique néglige les accélérations verticales qui sont particulièrement importantes au voisinage du déferlement.

b) Corrélations

Le tableau ci-dessous présente les coefficients de corrélation entre u et p d'une part, et u et \sqrt{p} d'autre part.

Longueur d'onde λ (m)	2	5	6	7
Corrélation u, p (comme d'habitude)	0,823	0,862	0,872	0,836
Corrélation u, \sqrt{p} (comme d'habitude)	0,877	0,872	0,836	0,858

Il n'est pas possible, au vu de ces résultats, de faire un choix entre les deux théories. Les nuages de points (u, p) et (u, \sqrt{p}) présentés sur les figures 6(a) et 7(a), ont des formes très voisines. La figure 6(a) porte aussi l'arc de parabole d'équation

$$u = 2\sqrt{\frac{p}{\rho}} - 2\sqrt{\frac{p_m}{\rho}}$$

limité au domaine de variation des variables p et u . Ce domaine correspond à la partie quasi-rectiligne de la parabole, ce qui explique l'équivalence des deux théories.

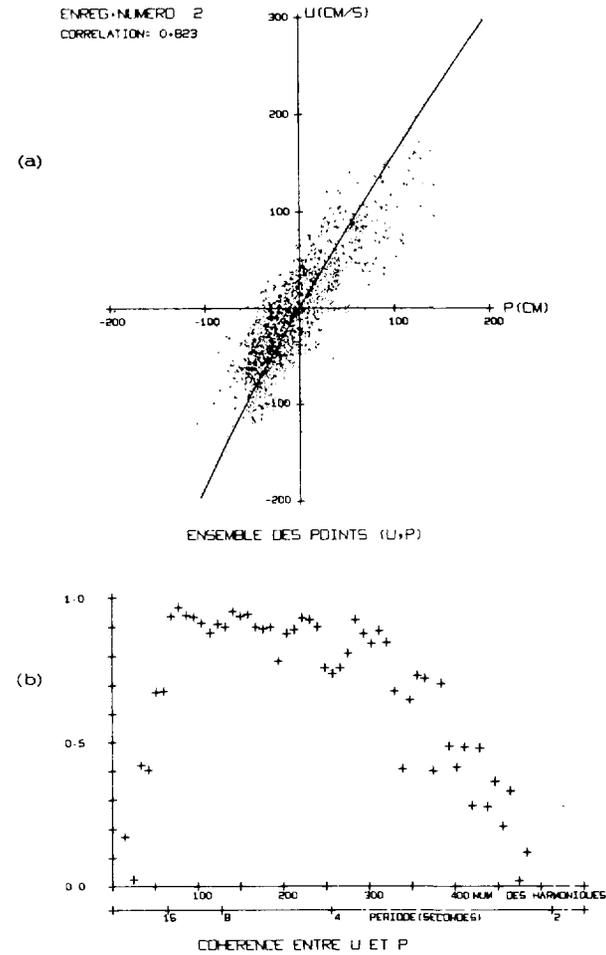


Figure N. 6

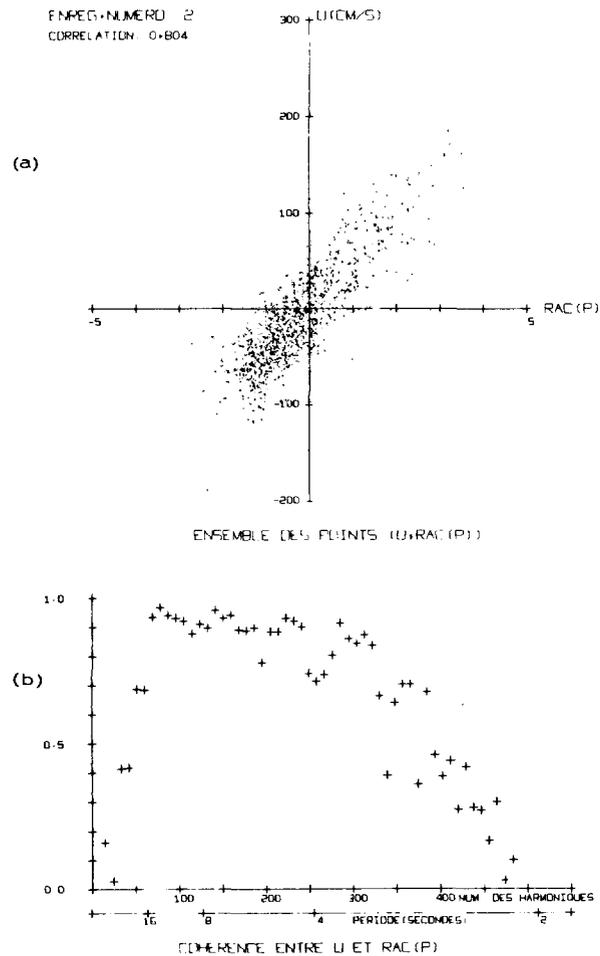


Figure N. 7

La pente moyenne des nuages de points est de l'ordre de $u/p = 1,5$. Les pentes théoriques seraient 1,82 pour une houle d'AIRY de période 6 s et 1,76 pour une houle d'AIRY de période 15 s. Pour les très grandes périodes, les deux théories fournissent le même résultat :

$$u = \frac{P}{\sqrt{\sigma P_m}} = 1,72 p.$$

La dispersion des points expérimentaux autour des courbes théoriques dans ces nuages de points est due à plusieurs causes :

- la houle enregistrée n'est pas monochromatique et le rapport théorique u/p dépend de la période,
- le courantomètre, plus proche de la surface libre que le capteur de pression, détecte des petites oscillations que celui-ci ignore,
- seule la composante de la vitesse dans le sens de la propagation moyenne de la houle est prise en compte, tandis que p résulte de la superposition de plusieurs ondes se propageant dans des directions différentes,
- par ailleurs, l'étude des spectres de courants révèle l'existence de phénomènes étrangers à la houle (courants côtiers de périodes de 4 à 5 minutes). Le calcul des cohérences entre signaux permet de préciser le domaine de fréquences intéressé par ces phénomènes.

c) Cohérences

Les cohérences sont représentées sur les figures 6(b) et 7(b) pour les couples de variables (u, p) et (u, \sqrt{P}) . Les deux tracés sont très voisins en raison de l'équivalence des deux théories expliquée dans le paragraphe précédent. Trois domaines de périodes distincts ressortent de ces courbes :

- pour les composantes du spectre ayant des périodes comprises entre 4 s et 16 s, la relation entre u et p peut être considérée comme linéaire (cohérence supérieure à 0,9). Dans ce domaine, la houle est le seul signal enregistré ;
- pour les périodes supérieures à 16 secondes, la chute

de cohérence traduit l'existence de courants côtiers de longues périodes :

- la décroissance de cohérence au-dessous de 4 secondes s'explique par :

. Le filtrage hydrostatique du à la différence de niveau entre courantomètre et capteur de pression.

. L'apparition, pour ces hautes fréquences, de la turbulence, particulièrement sensible dans la zone de mesure située à la limite du déferlement.

3. Modèle de répartition des hauteurs de vagues

a) Répartition des hauteurs de vagues hors de la zone de déferlement.

LONGUET-HIGGINGS [7] puis CARTWRIGHT et LONGUET-HIGGINGS [3] ont montré que la répartition des hauteurs de vagues, h , suit une loi de RAYLEIGH si l'on suppose que les déplacements de la surface libre résultent d'une superposition linéaire d'ondes élémentaires de phase aléatoire et de fréquences voisines constituant un spectre "étroit". La densité de probabilité des hauteurs, $p(h)$, s'écrit alors :

$$p(h) = \frac{2h}{a^2} e^{-\frac{h^2}{a^2}}$$

on en déduit la moyenne $\bar{h} = a \frac{\sqrt{\pi}}{2}$ et la variance $\sigma_h^2 = a^2 \left(1 - \frac{\pi}{4}\right)$

les hypothèses précédentes permettent de déduire: $a = 2\sqrt{2} \sigma_h$ σ_h étant l'écart type du niveau de la surface libre.

Pour comparer les fonctions de répartition théoriques et expérimentales il est commode d'utiliser un système d'axes gradué d'une part suivant la loi de probabilité et d'autre part en hauteur rapportée au paramètre de la loi de RAYLEIGH.

On constate sur la figure 8 que les mesures effectuées par 10 m d'eau coïncident avec celles de l'ouragan Carla par 30 mètres d'eau.

La loi de RAYLEIGH, basée sur l'hypothèse d'un spectre étroit sous-estime le nombre de vagues de petite amplitude. Elle s'avère satis-

Répartition statistique des hauteurs de vagues au large

Enregistrement	Nbre de vagues	a (mètres)
• Carla	292	4 886
• N°4	536	1 111
• N°5	520	1 182
• N°11	345	1 953

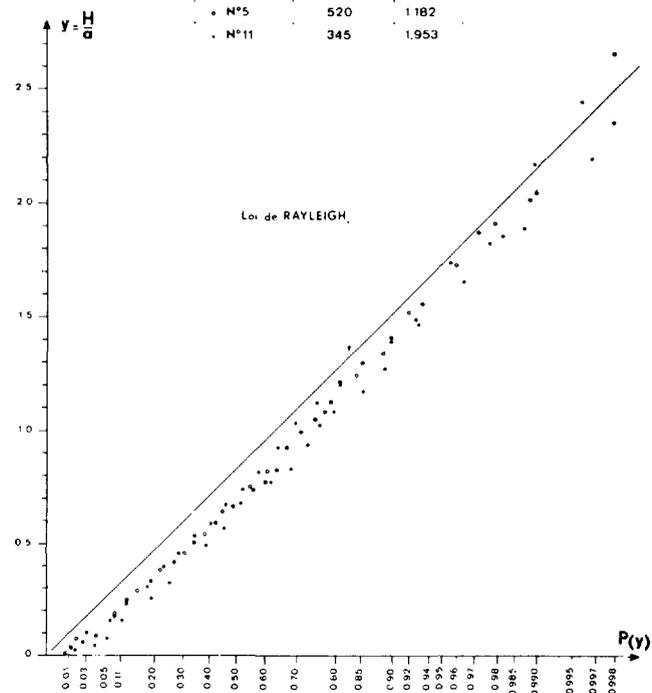


Figure N 8

faisante pour les grandes vagues lorsque l'on utilise la variance expérimentale σ_h^2 pour calculer le paramètre caractéristique " a ".

b) Répartition des hauteurs de vagues par faible profondeur

Lorsque la hauteur de vague est du même ordre de grandeur que la profondeur d'eau, comme c'est le cas à la côte dans la zone de déferlement, il est plus représentatif d'un état de mer d'utiliser, au lieu de la hauteur h de la vague, le creux réduit " h_r ", rapport de la hauteur de la vague à la profondeur moyenne à cet instant.

On constate alors (Fig. 9) que la loi de probabilité du creux réduit s'écarte notablement de la loi de RAYLEIGH (THOMSON [11]). A l'encontre des observations par 10 mètres d'eau, cette distribution prédit, dans la zone proche du déferlement, un plus grand nombre de vagues de petite amplitude et un plus petit nombre de vagues de forte amplitude que l'expérience.

Par ailleurs, la forte concavité des courbes expérimentales suggère une tendance asymptotique horizontale pour les vagues de forte amplitude. Cette allure de courbe s'explique physiquement : pour une hauteur d'eau donnée, il n'est pas possible de rencontrer des vagues de hauteur supérieure à la profondeur. Les valeurs des grandes amplitudes sont limitées, ce qui diminue fortement la variance de h_r et par conséquent la valeur du paramètre caractéristique. Le rapport h_r/a augmente donc pour les faibles valeurs de h_r et tendrait vers $1/a$ pour toutes les vagues de hauteur égale à la profondeur d'eau, c'est à dire à saturation.

c) Rappel de la loi de WEIBULL

La probabilité cumulative $P(x)$ de la loi de WEIBULL est de la

Répartition statistique des hauteurs de vagues
par faible profondeur

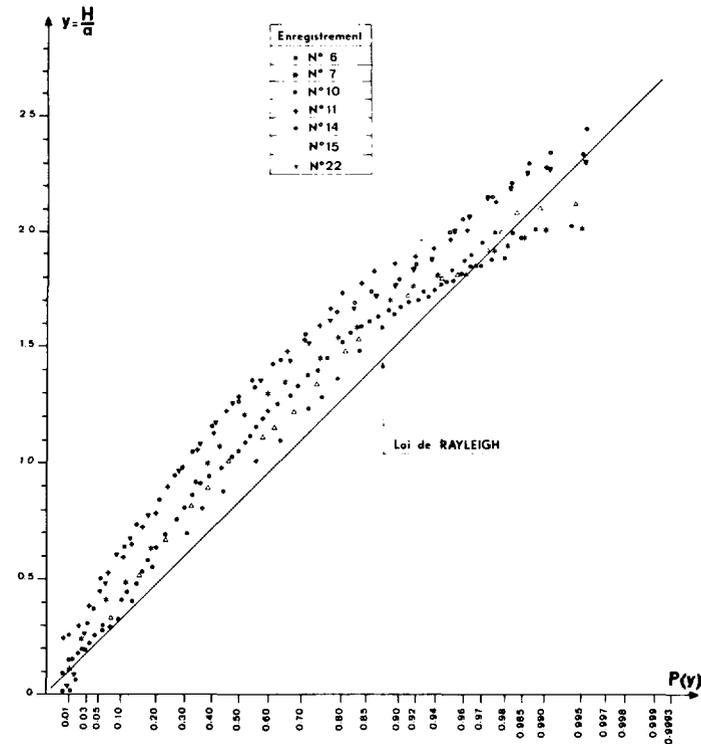


Figure N 9

fonction :

$$P(x) = 1 - e^{-\left(\frac{x-\epsilon}{a-\epsilon}\right)^c} \quad \text{pour } x \geq \epsilon$$

où ϵ est la valeur minimum de la variable x ,
 a est le paramètre caractéristique de la loi,
 c est le paramètre de forme.

On remarque immédiatement qu'une loi de WEIBULL se réduit, avec
 $\epsilon = 0$ et $c = 2$, à une loi de RAYLEIGH.

Utilisant la fonction densité de probabilité

$$p(x) = \frac{c}{(a-\epsilon)} \left(\frac{x-\epsilon}{a-\epsilon}\right)^{c-1} e^{-\left(\frac{x-\epsilon}{a-\epsilon}\right)^c}$$

il vient avec

$$\bar{X}^n = \int_0^{\infty} x^n p(x) dx$$

$$\bar{X} = \epsilon + (a-\epsilon) \Gamma\left(1 + \frac{1}{c}\right)$$

$$\sigma^2 = \bar{X}^2 - \bar{X}^2 = (a-\epsilon)^2 \left[\Gamma\left(1 + \frac{2}{c}\right) - \Gamma^2\left(1 + \frac{1}{c}\right) \right]$$

Il faut noter que la courbe de densité de probabilité devient de plus en plus étroite au fur et à mesure que "c" augmente (Fig. 10). Ceci s'interprète comme une accumulation de plus en plus importante des valeurs de x autour de sa valeur la plus probable lorsque "c" croît.

Lorsque l'on représente la loi de probabilité du creux relatif des vagues par une loi de WEIBULL, le paramètre ϵ , correspondant à la valeur minimum de h est, évidemment, nul. Il est possible de calculer à l'aide des relations précédentes (moyenne et variance) les valeurs de "a" et "c"; néanmoins une meilleure estimation de ces paramètres peut être obtenue par détermination graphique ce qui permet de prendre en compte le comportement global de l'enregistrement.

La fonction de répartition d'une loi de WEIBULL s'écrit :

.../...

Densité de probabilité Loi de Weibull

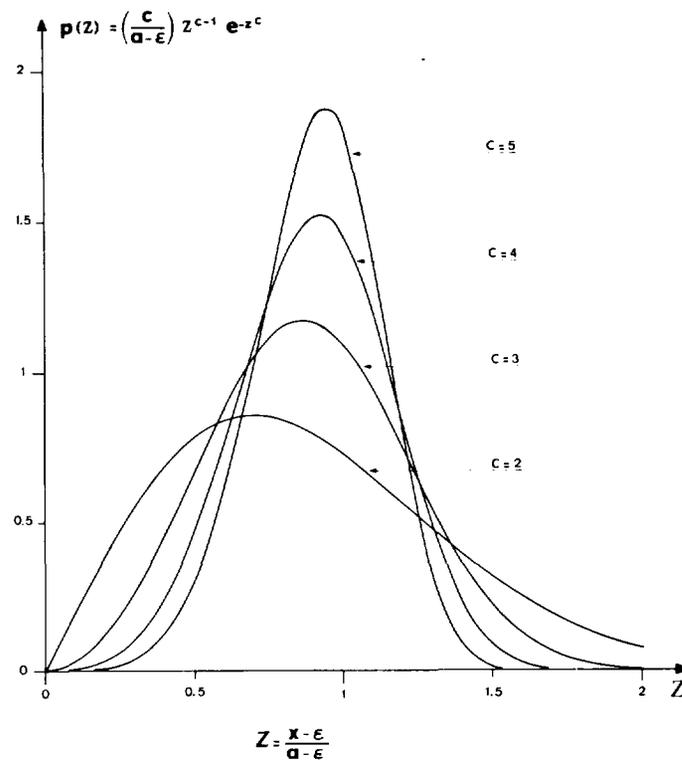


Figure N 10

$$P(x) = 1 - e^{-\left(\frac{h}{a}\right)^c}$$

Il en découle :

$$\text{Ln} \left[-\text{Ln} (1 - P(x)) \right] = c \text{Ln}(x) - c \text{Ln}(a)$$

sur un graphique orthonormé "c" apparaît comme la pente d'une droite d'ordonnée à l'origine $-c \text{Ln}(a)$.

d) Estimation de la saturation

Présentation des estimateurs

La hauteur d'une vague, de cambrure inférieure à la cambrure limite, ne peut guère dépasser la profondeur d'eau ; le creux relatif sera donc au plus égal à 1.

Un échantillon expérimental sera d'autant plus saturé que le nombre de creux relatifs voisins de 1 sera élevé ; les grandeurs $H(1/10)$, $H(1/3)$, \bar{H} ainsi que les rapports $H(1/3)/H(1/10)$ et $\bar{H}/H(1/10)$ tendront alors vers 1. Le rapport $H(1/3)/H(1/10)$ sera significatif de la saturation des plus hautes vagues, alors que $\bar{H}/H(1/10)$ indiquera le comportement global de l'échantillon. Il faut néanmoins noter que \bar{H} étant fortement sensible au grand nombre de petites vagues, le rapport $\bar{H}/H(1/10)$ sera expérimentalement minoré par rapport au cas du spectre étroit.

Enfin, ces rapports sont uniquement fonction du paramètre de forme "c" ; en effet, si l'on note par h le creux relatif,

$$P(h) = 1 - e^{-\left(\frac{h}{a}\right)^c} \quad (1)$$

et

$$p(h) = \frac{c}{a} \left(\frac{h}{a}\right)^{c-1} e^{-\left(\frac{h}{a}\right)^c}$$

par définition :

$$H(1/n) = \frac{\int_{h_0}^{\infty} h p(h) dh}{\int_{h_0}^{\infty} p(h) dh} \quad (2)$$

La borne inférieure d'intégration h_0 est déterminée par la relation

$$P(h_0) = 1 - \frac{1}{n},$$

soit d'après (1),

$$-\text{Ln} \left(\frac{1}{n} \right) = \left(\frac{h_0}{a} \right)^c = y_0$$

Explicitant $p(h)$ et en posant $\left(\frac{h}{a}\right)^c = y$, il vient :

$$H(1/n) = \frac{\int_{y_0}^{\infty} e^{-y} y^{1/c} dy}{\int_{y_0}^{\infty} e^{-y} dy}$$

$$\text{soit } H(1/n) = \frac{a}{e^{-y_0}} \int_{y_0}^{\infty} e^{-y} y^{1/c} dy \quad (3)$$

Ainsi, $H(1/n)/H(1/m)$ pour deux valeurs distinctes de n et m sont indépendantes du paramètre "a".

Une cascade de trois intégrations successives par partie, puis un développement en série intégré terme à terme permettent d'estimer l'intégrale $I_n = \int_{z_0}^{\infty} z^{1/c} e^{-z} dz$ par la relation :

$$I_n = I_0 + K \left[\frac{1}{\frac{1}{c} - 3} z^{1/c - 3} - \frac{z^{1/c - 2}}{1! \left(\frac{1}{c} - 2\right)} + \dots + (-1)^n \frac{z^{1/c - n + 3}}{n! \left(\frac{1}{c} - n + 3\right)} \right]_{z_0}^M$$

où

$$I_0 = e^{-z_0} z_0^{1/c} \left[1 + \frac{z_0^{-1}}{c} + \frac{1-c}{c^2} z_0^{-2} + \frac{(1-c)(1-2c)}{c^3} z_0^{-3} \right]$$

et

$$K = \frac{(1-c)(1-2c)(1-3c)}{c^4}$$

Pratiquement il suffit de choisir $M = 6$ pour obtenir une bonne estimation.

Le tableau ci-dessous présente les valeurs de $H(1/10)/a$ et $H(1/3)/a$ en fonction du paramètre de forme "c", ainsi que les valeurs de \bar{H}/a déduites des valeurs de $\Gamma(1 + \frac{1}{c})$.

c	$\frac{H(1/10)}{a}$	$\frac{H(1/3)}{a}$	$\frac{\bar{H}}{a}$	c	$\frac{H(1/10)}{a}$	$\frac{H(1/3)}{a}$	$\frac{\bar{H}}{a}$
2	1.7999	1.4157	0.8862	5.5	1.2377	1.1291	0.9237
2.5	1.5979	1.3160	0.8872	6	1.2140	1.1175	0.9270
3	1.4767	1.2547	0.8934	6.5	1.1959	1.1079	0.9330
3.5	1.3960	1.2133	0.9007	7	1.1807	1.0996	0.9360
4	1.3386	1.1835	0.9064	7.5	1.1676	1.0926	0.9380
4.5	1.2956	1.1609	0.9137	8	1.1564	1.0865	0.9410
5	1.2623	1.1433	0.9182	8.5	1.1465	1.0811	0.9435

Diagramme de saturation

Le diagramme de saturation a pour système d'axe :

$$H(1/3)/H(1/10) \text{ et } \bar{H}/H(1/10)$$

Dans ce plan les couples de points $H(1/3)/H(1/10)$ et $\bar{H}/H(1/10)$ se situeront dans le triangle :

$$0 \leq H(1/3)/H(1/10) \leq 1$$

$$0 \leq \bar{H}/H(1/10) \leq H(1/3)/H(1/10)$$

Si l'on reporte sur un tel diagramme à la fois les points correspondant aux différentes valeurs de "c" déduites du tableau ci-dessus et les points expérimentaux obtenus par le capteur de pression et la bouée Datawell (fig. 11) on constate la concordance satisfaisante du nuage de points avec la courbe théorique, notamment aux fortes valeurs de "c". La dispersion observée pour les valeurs du paramètre

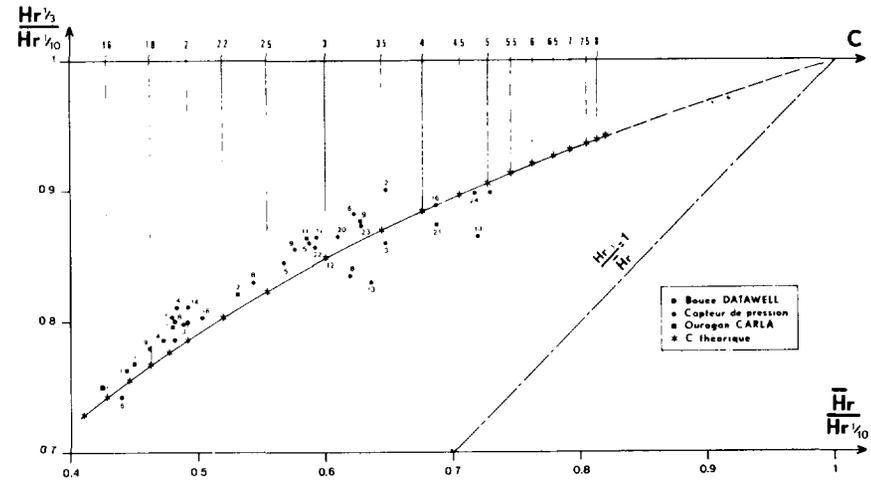


Diagramme de saturation

Figure N 11

de forme voisine de 3 est due à l'influence des vagues de hauteurs relatives inférieures à 0,333 dont la répartition statistique peut être représentée par une loi de RAYLEIGH.

Quelques comparaisons ont montré que les valeurs de "c" obtenues par la méthode du diagramme de saturation et par détermination graphique sont en bon accord.

Il faut noter que l'utilisation du diagramme de saturation, qui ne suppose que la connaissance de 3 grandeurs moyennes H_x , $H_x(1/3)$, $H_x(1/10)$ est beaucoup plus rapide que la solution graphique qui exige la connaissance de l'ensemble des valeurs de H_x .

Connaissant "c", il est possible, à partir du tableau précédent, d'estimer la valeur du paramètre caractéristique "a" correspondant.

CONCLUSION

Les distributions de GAUSS et de RAYLEIGH sont en toute rigueur valables pour représenter les variations de la surface libre et la répartition des hauteurs de vagues si l'on admet que ces mouvements résultent d'une superposition d'ondes élémentaires de fréquence voisine.

Au large, ces deux lois fournissent une bonne estimation des mouvements de la surface libre, bien que les hypothèses théoriques ne soient pas toutes vérifiées. Dans le cas de la houle côtière à la limite du déferlement, les phénomènes non-linéaires deviennent rapidement prépondérants ; il en découle une forte dissymétrie pour la répartition du niveau et un effet de saturation pour les hauteurs de vagues dont on peut tenir compte en utilisant une distribution de WEIBULL dont la loi de RAYLEIGH est un cas particulier.

Par contre, pour l'estimation des courants particuliers, la théorie linéaire d'AIRY conduit à des résultats sensiblement identiques à ceux déduits de la théorie non-linéaire de l'onde longue, et très proches des résultats expérimentaux.

Ces résultats simples, obtenus à partir de mesures en site naturel, permettent de présager favorablement de l'étape suivante qui doit aboutir à un raccordement entre les conditions au large et dans la zone de déferlement par un modèle statistique.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ARHAN M. et GOURITEN Y. (1974) - Relations entre les variations de pression au fond et les courants particuliers dans la houle côtière proche du déferlement. Contribution N°317 du Département Scientifique du Centre Océanologique de Bretagne.
- [2] BENDAT et PIERSOL (1971) - Random Data. Wiley-Interscience.

- [3] CARTWRIGHT et LONGUET-HIGGINS (1956) - The statistical distribution of the maxima of a random fonction. Proc. Roy. Soc. A 237 (1209) 212-231.
- [4] CAVANIE A. et EZRATY R. (1974) - Etude statistique de la houle littorale proche du déferlement. Contribution N° 319 du Département Scientifique du Centre Océanologique de Bretagne.
- [5] GUMBEL E.J. (1958) - Statistics of extremes. Columbia University Press.
- [6] KINSMAN B. (1965) - Wind waves, their generation and propagation on the ocean surface. Prentice Hall.
- [7] LONGUET-HIGGINS M.S. (1952) - On the statistical distribution of the heights of sea waves. J. Mar. Res. XI, N°3, décembre 1952, PP. 245-266.
- [8] LONGUET-HIGGINS (1963) - The effects of non linearities on statistical distribution in the theory of sea-waves. Jour. Fluid Mech., Vol. 17, PP. 459-480.
- [9] LUKASIK S.J. et GROSCH C.E. (1963) - Pressure velocity correlations in ocean swell. Jour. Geoph. Res., Vol. 68, N°20, PP. 5689-5699.
- [10] STOKER J.J. (1957) - Water waves. Interscience Publishers Inc., New-York.
- [11] THOMPSON E.F. (1974) - Results from the C.E.R.C. measurement program. Ocean waves Measurements and Analysis. Waves 74. Vol.1, International Symposium, New-Orleans, 9-11 septembre 1974.
- [12] THORNTON E.B. et KRAPPHL R.F. (1974) - Water particle velocities measured under ocean waves. Jour. Geoph. Res., Vol.79, N°6, PP. 847-852.
- [13] TICK L.J. (1959) - A non linear random model of gravity waves I. Jour. Math. Mech., Vol. 8, PP. 643-652.

Voir la Discussion à la page suivante

Discussion

Président : M. le Professeur LACOMBE

Merci, M. EZRATY, dit M. le Président, de nous avoir communiqué les intéressants résultats du traitement statistique des relevés de houle à la station de la presqu'île de Crozon. Ils permettent de souligner les caractéristiques très particulières de ces houles au voisinage du déferlement.

Vous avez montré la dissymétrie de leur courbe de distribution et rattaché cette dernière aux lois dites de Weibull. Vous n'ignorez pas que la distribution statistique des niveaux de la surface libre, obtenue sur le canal à houle de la soufflerie de Marseille, a été rattachée à la loi de Gram-Charlier qui est également dissymétrique, ce qui tend à montrer que les creux sont plus aplatis que les crêtes.

Nous avons tenté, répond M. EZRATY, l'adaptation de nos courbes expérimentales à une distribution de Gram-Charlier. L'adequation est meilleure que celle obtenue en utilisant la loi de Gauss, car le Gram-Charlier correspond à une déformation de la loi normale qui tient compte, dans les premiers termes, des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement de la distribution expérimentale. Cependant, ce développement n'est, en toute rigueur, valable que pour de faibles interactions non linéaires ce qui est loin d'être le cas de nos expériences; et naturellement les points expérimentaux s'écartent encore nettement du Gram-Charlier.

Vos études sur la houle à faible profondeur, observe M. COPPIE, sont basées sur des mesures de pression sur le fond marin. La dissymétrie que vous constatez ne peut-elle s'expliquer par la loi — variable d'une vague à l'autre — qui relie la dite pression au niveau de la surface libre. L'importance du terme T^2 semble indiquer une forte influence de cette transformation « pression-niveau ».

En fait, répond M. CAVANIE, les termes d'ordre supérieur dans le développement de la surface libre s'atténuent avec la profondeur. L'enregistrement de pression réalisé donne un signal dont la non-linéarité est moins marquée que celle des déplacements de la surface libre. La difficulté réside dans le fait qu'il est quasiment impossible — en dehors de la photographie — de suivre la surface libre dans la zone de déferlement.

M. Lepetit demande quelques informations supplémentaires sur les points suivants :

1° La grandeur, dont vous avez comparé la distribution à la loi de Rayleigh, est-elle celle de la pression au fond ou la hauteur estimée à partir de cette pression?

2° Pensez-vous possible d'exprimer le paramètre C de la loi de Weibull en fonction de paramètres facilement accessibles (spectre au large, profondeur locale) au lieu des paramètres locaux $H/H_{(1/10)}$.

3° Votre courantomètre électromagnétique mesure les deux composantes u et v et vous faites un changement d'axes pour annuler v . Peut-on se servir de ce type d'appareil pour effectuer des mesures fiables de la direction de la houle?

M. EZRATY répond :

1° Pour l'étude statistique des distributions, on a utilisé directement la pression au fond en l'assimilant à la hauteur réelle de la surface libre.

2° Actuellement nous estimons les grandeurs relatives H/R et $H/R_{(1/10)}$ à partir des enregistrements de niveau locaux. Il est possible d'estimer les grandeurs H et $H_{(1/10)}$ à partir du spectre au large et de la loi de Rayleigh. Cependant, le passage des grandeurs au large à celles à la côte soulève de sérieuses difficultés théoriques qu'il est peut-être possible de franchir par une voie empirique.

3° En effet, l'une des applications envisagées pour notre courantomètre est bien l'enregistrement en continu de la direction de propagation de la houle. Cependant, je voudrais rappeler que le changement d'axes a pour but de minimiser la corrélation entre les nouvelles composantes et non pas d'annuler l'une d'elles.

Avez-vous observé une modification de la dissymétrie que vous avez mise en évidence sous l'influence du vent? demande M. le Président.

Les observations ont été faites par bonne houle en fin de tempête, précise M. EZRATY. L'apport d'énergie par les vents locaux est alors bien inférieur à celui afférent à la houle de l'Atlantique; les « moutons » produits par les vents locaux n'interviennent guère ici.

En l'absence d'autre intervention, M. le Président clôt la discussion et donne la parole à M. CAVANIE pour l'exposé de sa communication.