

4. Le déferlement des vagues

4.1. Systèmes de courants liés au déferlement

En déferlant, la houle subit une transition très rapide suivant une dynamique extrêmement complexe. Ce phénomène peut être défini comme une transformation du mouvement irrotationnel des particules d'eau en un mouvement rotationnel.

Dans la zone de déferlement, une "barre" d'eau se déplace vers les profondeurs décroissantes (D.R. Basco /1985/, J.C. Ingle /1966/). La compensation de la quantité de mouvement se traduit alors par des courants de retour vers le large.

Il existe deux types de courants de retour vers le large :

- Le premier, qui se manifeste sporadiquement dans une étroite bande perpendiculaire à la ligne de côte dans l'espace bidimensionnel horizontal, est connu sous le nom de courant sagittal ("rip-current").
- Le second qui apparaît, tout au long de la côte, dans l'espace bidimensionnel vertical, est connu sous le nom de courant de compensation ("undertow-current"). Il est responsable de l'érosion des côtes et de la formation des barres sableuses parallèlement au trait de côte.

Dans le cas où la houle déferle obliquement au trait de côte, elle génère un courant littoral parallèle à la côte ("longshore-current"). Ce courant présente une importance particulière dans la mesure où il transporte des sables, le long de la côte, sur des distances considérables (P.D. Komar /1983/).

Le processus qui gouverne l'écoulement dans la zone de déferlement est un phénomène encore non quantifiable dans la mesure où le problème de la mécanique des fluides correspondant n'a pas actuellement reçu de solution (D.R. Basco /1985/). Cet écoulement n'est pas assez bien connu pour permettre d'identifier convenablement ses caractéristiques. Il n'existe donc pas aujourd'hui de modèles théoriques permettant de déterminer le champ de vitesses sur toute la colonne d'eau pendant le déferlement. Un tel modèle permettrait d'avoir une détermination théorique des efforts de la houle, de ses flux d'énergie moyenne et de la dissipation d'énergie qui sont des informations indispensables pour estimer ensuite les variations des hauteurs moyennes de la surface libre ("wave set-up" et "wave set-down").

L'ambition des travaux théoriques s'est limitée jusqu'à maintenant à la prédiction la position du déferlement (W.H. Munk /1949/, C.W. Lenau /1966/, G.D. Crapper /1970/ et R.K. Price /1971/). Les autres travaux recensés sont expérimentaux. Ils portent sur les études des effets du déferlement sur la plage (G.H. Keulegan /1948/, T. Saville /1957/) ou sur les murs verticaux (A.L. Kadib /1963/, C.B. Chesnutt /1977/). Un nombre

limité d'études expérimentales a permis d'abordé le processus du déferlement en s'orientant vers les trois axes suivants :

- 1) identification des types de déferlement et des formes successives de la houle déferlante (D.A. Patrick et R.L. Wiegel /1954/, A.T. Ippen et G. Kulin /1955/);
- 2) détermination de la hauteur maximale de la houle déferlante et de la profondeur du point de déferlement en fonction des caractéristiques de la houle et de la plage (H.W. Iversen /1953/, A.T. Ippen et G. Kulin /1955/);
- 3) connaissance de la distance horizontale traversée par la houle pendant son déferlement (C.J. Galvin /1969/).

Les systèmes de courants qui se développent le long du rivage sont présentés sur la figure 4.1. Chaque motif commence et se termine par un courant sagittal ("rip-current"). Les flèches indiquent les directions de l'écoulement dans le plan horizontal et dans le profil A-A'. Le courant de compensation (profil A-A') a été mis en évidence et quantifié par des mesures électromécaniques réalisées après le déferlement (A. Schiffman /1963/, /1965/). Ces mesures indiquent qu'un écoulement de retour de vitesse supérieure à 0.37 mètre par seconde (1.20 pied par seconde) se produit au fond, souvent en même temps qu'un écoulement de surface portant à la côte. Il faut cependant noter qu'avant le déferlement, l'écoulement dans la couche limite se fait dans le sens de propagation de la houle, et qu'alors le courant de compensation se forme au centre de la masse d'eau.

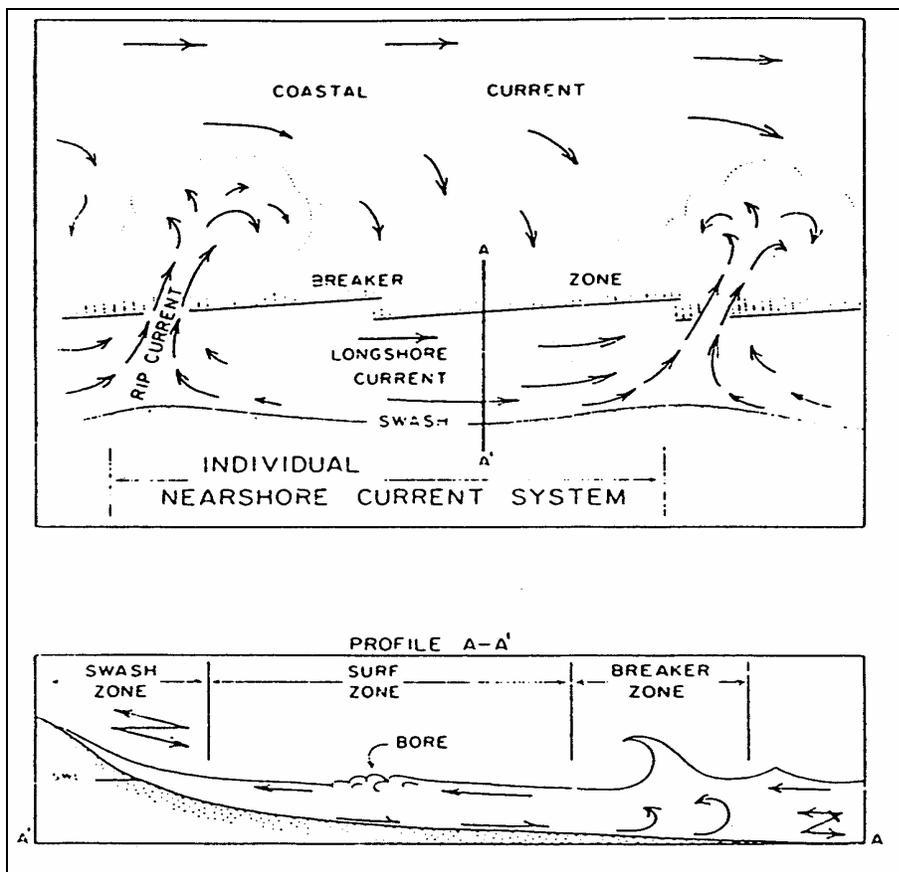


Figure 4.1 : Schéma des systèmes de courants le long du rivage ("near-shore") d'après J.C. Ingle /1966/.

4.2. Différents types de déferlement

La littérature, distingue généralement quatre types de déferlement (P.D. Komar /1976/, C.J. Galvin /1968/, /1976/ et J. Larras /1979/).

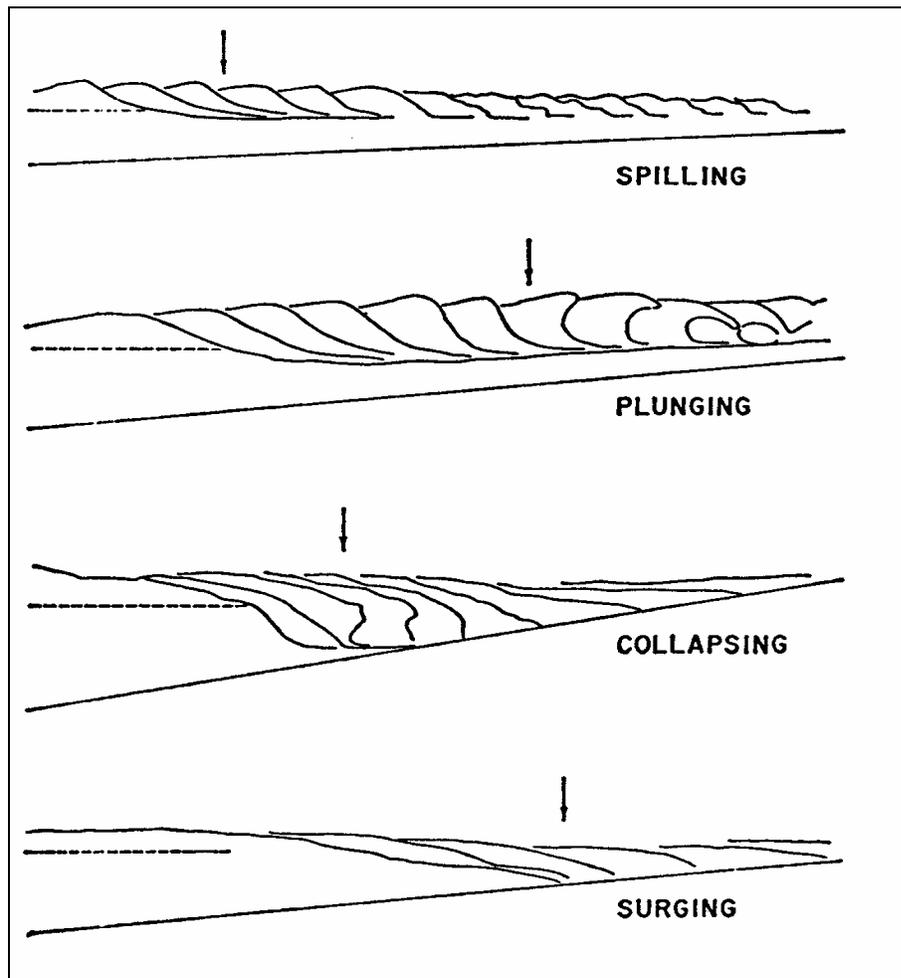


Figure 4.2 : Profils longitudinaux des quatre types de déferlement (échelles différentes). Les flèches indiquent le point initial du déferlement. (d'après C.J. Galvin /1968/).

4.2.1. Le déferlement glissant

Le déferlement "à déversement" ou "glissant" ("spilling breaking") est caractérisé par des lames d'eau à peine dissymétriques et dont la crête s'accompagne d'une petite cascade d'eau bouillonnante qui glisse vers le rivage avec elle. Le déferlement glissant est en général peu visible et survient rapidement. La transition du mouvement irrotationnel en mouvement rotationnel sur la colonne d'eau est lente. La figure 4.3 montre un cas typique de déferlement glissant.



Figure 4.3 : Déferlement glissant.

4.2.2. Le déferlement plongeant

Le déferlement "en volute", "en cataracte", "basculant" ou "plongeant" ("plunging breaking") est caractérisé par une grande volute d'eau dissymétrique très visible avec une face antérieure concave lisse presque verticale que la crête finit par surplomber avant de retomber brutalement en nappe déversante en formant un grand tourbillon. une transition soudaine et violente du mouvement irrotationnel en mouvement rotationnel s'étend sur toute la colonne d'eau. La formation du jet plongeant et puis du tourbillon nécessite une distance et un temps identifiable et mesurable. La figure 4.4 montre un cas typique de déferlement plongeant.



Figure 4.4 : Déferlement plongeant.

L'évolution d'un déferlement plongeant a été décrit par de D.H. Peregrine /1980/ qui a détaillé le mécanisme du système d'éclabousses mentionné par R.L. Miller. D.H. Peregrine a montré que l'existence du

système d'éclaboussements est possible car, lorsqu'un jet plongeant pénètre complètement dans l'eau, il se comporte comme une masse solide qui pousse une partie de la masse d'eau antérieurement non perturbée à former un nouveau jet.

Le jet plongeant forme également un noyau ou un tube d'air intérieur. L'air piégé est rapidement comprimé par le mouvement du mur d'eau verte (figure 4.7) au voisinage de la crête et rejait parfois à travers la surface. La circulation d'eau autour de ce tube d'air provoque une accélération centrifuge qui s'équilibre avec un gradient centripète de pression. Ce phénomène retarde l'écroulement du tube d'air, alors que sa forme non circulaire et les instabilités hydrodynamiques tridimensionnelles tendent à réduire le temps d'existence du tube.

4.2.3. Le déferlement frontal

Le déferlement "à gonflement" ou "frontal" ("surging breaking") est caractérisé par une face antérieure des lames qui prend une forme dissymétrique de plus en plus bombée dans les hauts et se résout en masses d'eau fortement tourbillonnantes à mi-hauteur.

Les déferlements à gonflement forment de faibles vagues stationnaires qui arrivent sur la plage avec des turbulences générées par le frottement sur les fonds. La figure 4.5 montre un cas typique de déferlement frontal.

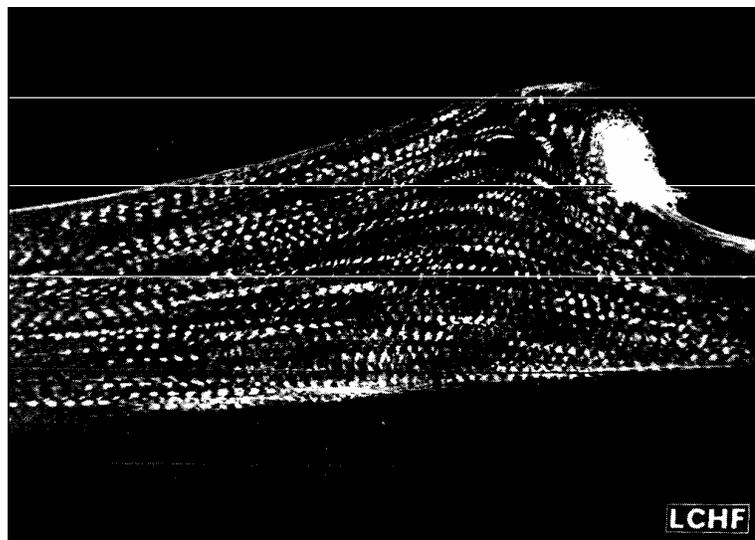


Figure 4.5 : Déferlement frontal.

4.2.4. Le déferlement à effondrement

Le déferlement "à effondrement" ("collapsing breaking") représente un type intermédiaire entre le déferlement plongeant et le déferlement frontal. La figure 4.6 montre un cas typique de déferlement à effondrement.



Figure 4.6 : Déferlement à effondrement.

4.3. Analyse du déferlement

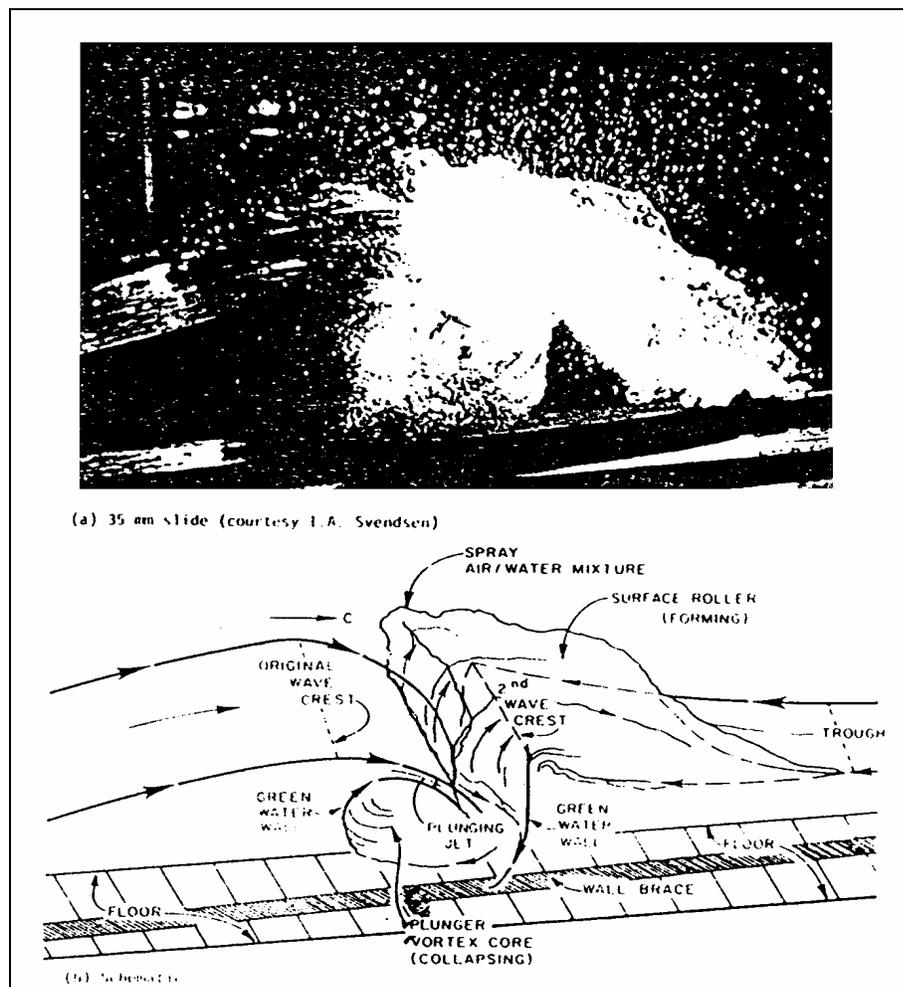


Figure 4.7 : Déferlement plongeant violent (d'après D.R. Basco /1985/) photographie et Schéma.

D'après D.R. Basco /1985/, les déferlements glissant et plongeant sont deux extrêmes d'une gamme de déferlements naturels. La figure 4.7 illustre un déferlement plongeant violent (photographie et schéma) et présente ses différentes zones élémentaires.

Les déferlements à effondrement arrivent en dernier lieu sur la plage. Ils sont similaires aux déferlements plongeants à l'exception du fait que le jet commence à un niveau très en dessous de la crête (C.J. Galvin /1976/).

Bien que le déferlement soit chaotique, l'observation in situ a montré qu'il existe des caractéristiques principales et des allures répétitives. Il semble possible d'identifier des formes générales dans des différents types de déferlement à l'aide d'observations visuelles par cinématographie rapide.

Partant de cet approche, R.L. Miller /1976/ a conclu que l'allure du mouvement d'eau, ainsi que celle des systèmes tourbillonnaires dans les deux déferlements plongeant et glissant sont similaires, mais avec des échelles très différentes. Cette conception est schématisée sur la figure 4.8. Un éclaboussement initial issu d'un jet plongeant engendre, en général, un deuxième éclaboussement (P. Bonmarin /1989/). Ce processus peut se répéter et produire un système de tourbillons qui vont en s'atténuant.

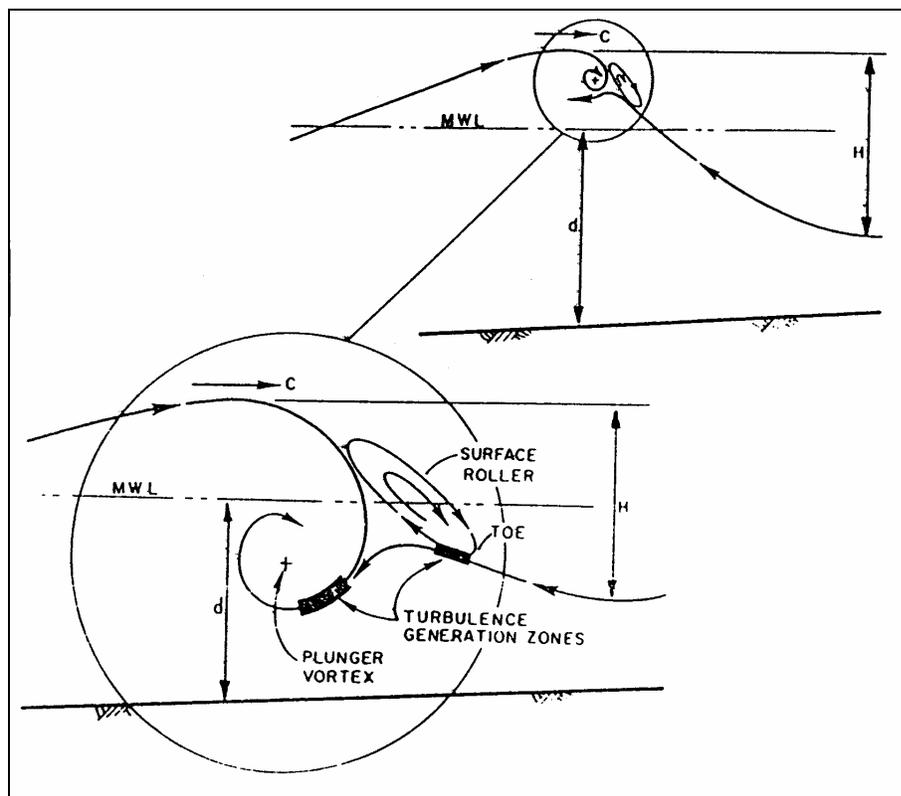


Figure 4.8 : Similarité des mouvements d'eau dans les déferlements plongeant et glissant.

Il n'existe pas actuellement de mesures de vitesses assez détaillées pour permettre d'avoir une vue synthétique du champ de vitesses dans la zone de déferlement. En effectuant des mesures au voisinage du fond, au

moyen d'une sonde à films chauds, R.E. Flick, R.T. Guza et R.L. Inman /1981/ ont pu appréhender le niveau de vitesses turbulentes. Utilisant un canal bidimensionnel en laboratoire, T. Nakagawa /1983/ a mesuré, au moyen d'un vélocimètre tridimensionnel, le champ des vitesses dans un déferlement plongeant. Il a observé que, dans un déferlement plongeant, les composantes transversales de la vitesse sont aussi grandes que ses composantes verticales et horizontales.

D.R. Basco /1985/ a grandement contribué à la détermination de la structure de l'écoulement dans un déferlement. Il a utilisé, pour visualiser les profils, une caméra qui se déplace à la vitesse de la propagation des lames. Les observations visuelles ont été réalisées dans un canal à houle de 0.60 mètre de largeur. La houle déferle d'une manière continue sur une plage artificielle de pente 1/34, et la position du point de déferlement varie très peu.

D.R. Basco /1985/ a résumé l'évolution d'un processus de déferlement par les étapes suivantes (figure 4.9) :

- 1 La houle commence à déferler.
- 2 Le jet plonge au dessus du creux qui se déplace en sens inverse.
- 3 Le jet plongeant heurte la surface libre, c'est l'éclaboussement.
- 4 Le jet plongeant pénètre dans l'eau, sous le creux. L'écoulement de l'eau qui revient en sens inverse détourne le jet submergé, à la fois vers l'aval et vers l'amont, par rapport à la direction de la houle. C'est le début du mouvement rotationnel (tourbillon).
- 5 L'eau piégée est comprimée par le mur d'eau verte, situé sous la crête, qui se déplace horizontalement avec formations de bulles d'air à l'intérieur de la masse d'eau.
- 6 La masse d'eau de l'éclaboussement, retombe en formant à la surface un rouleau comparable à celui d'un ressaut hydraulique.
- 7 Le tourbillon issu du jet plongeant se déplace horizontalement en créant une onde de perturbation secondaire, et fait augmenter la dimension ainsi que l'intensité du rouleau de surface.
- 8 La base du rouleau de surface glisse en descendant dans le creux de la vague qui revient en sens inverse pour arriver à une position d'équilibre. Le rouleau de surface se développe.
- 9 Le tourbillon issu du jet plongeant se déplace vers l'amont tandis que l'onde secondaire continue de se propager.
- 10 Le déferlement touche à sa fin quand le rouleau de surface atteint une position d'équilibre et quand le transfert horizontal du tourbillon issu du jet plongeant cesse de générer l'onde secondaire. C'est là que commence la zone après le déferlement.

D.R. Basco /1985/ a souligné l'importance de l'onde de perturbation secondaire créée par le transfert du tourbillon issu du jet plongeant. En effet, le tourbillon en se déplaçant horizontalement, pousse les particules fluides situées dans la partie sous le creux et fait remonter la surface de l'eau. Ainsi une nouvelle onde de surface se forme. Elle devient dominante et se propage vers la plage avec son énergie cinétique propre.

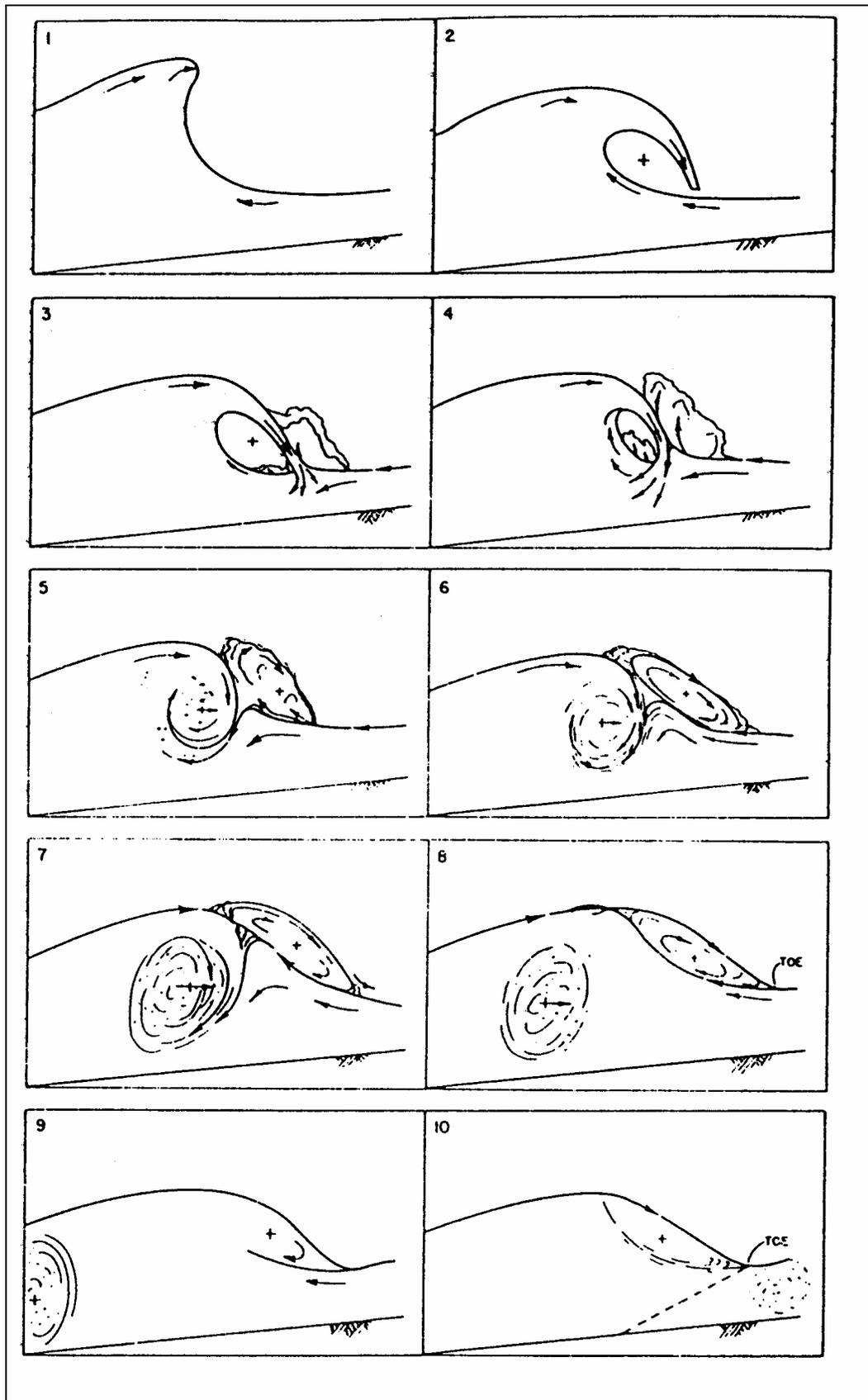


Figure 4.9 : Les étapes successives d'un processus de déferlement La numérotation correspondent à l'ordre des étapes mentionnées dans le texte.

I.A. Svendsen /1984/ a défini la limite entre la zone de déferlement (zone I) et la zone des brisants ("surf zone") (zone II) comme le point où la pente de la surface moyenne d'eau passe d'une valeur zéro (pente horizontale) à une valeur très élevée (figure 4.10). Dans la zone de déferlement qui commence juste après le point de déferlement, la hauteur de la vague diminue rapidement. La théorie des contraintes de radiation n'est pas utilisable, mais le fait que le niveau d'eau reste quasi constant dans cette zone, peut servir d'élément de base pour passer d'une description qualitative à un outil quantitatif (D.R. Basco /1985/).

Par ailleurs, I.A. Svendsen /1984/ a estimé que seulement un tiers de l'énergie correspondant de la décroissance totale de la hauteur de la vague dans la zone de déferlement est réellement dissipée ; pour l'essentiel la décroissance des vagues est due à la redistribution de l'énergie. L'énergie potentielle est convertie en flux de quantité de mouvement qui se concentrent dans le tourbillon de surface. Pour d'obtenir une bonne simulation numérique du processus de déferlement, ce phénomène, qui est important, devra faire l'objet de recherches approfondies.

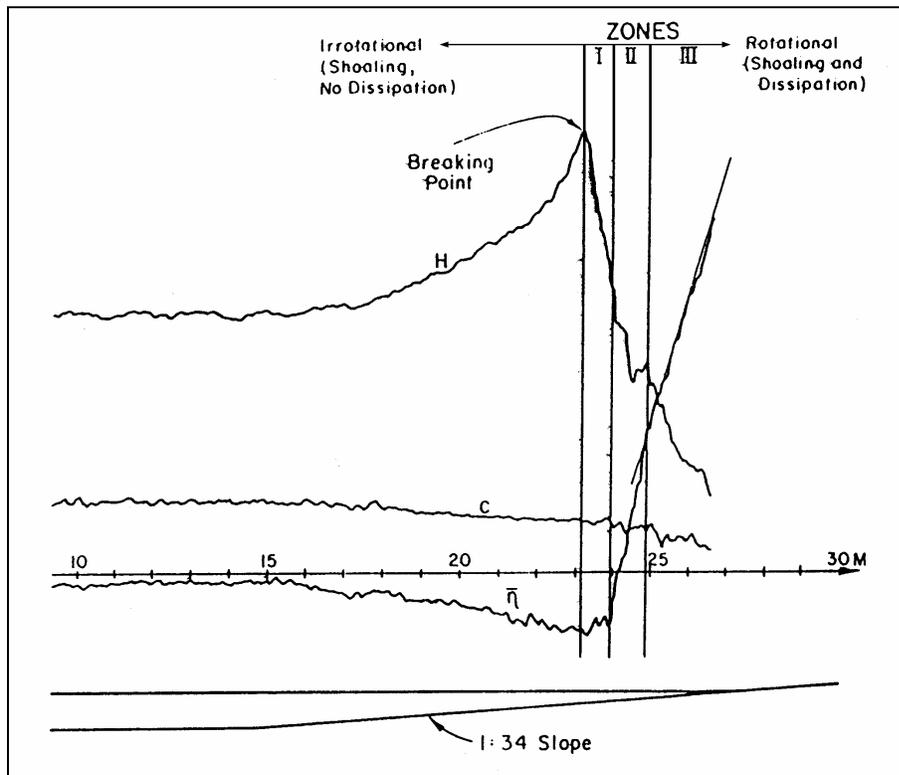


Figure 4.10 : Profils de la hauteur crête à creux H , de la célérité C de la vague ainsi que du niveau moyen de la surface d'eau $\bar{\eta}$ avant et après son déferlement. Les zones I, II et III correspondent à celles du déferlement, "surf zone" et zone d'ascension sur la plage. (d'après D.R. Basco /1985/)

4.4. Conditions du déferlement

Pour localiser le point de déferlement, deux hypothèses sont émises :

- la vague déferlante est la plus haute possible.
- le déferlement survient quand la vitesse orbitale maximale des particules d'eau est égale à la célérité de la vague (limite des tensions superficielles).

Dans ces conditions, G.G. Stokes /1880/ a montré que la crête de la vague la plus haute présente un angle de 120°. Pour une vague en eau profonde, cette valeur angulaire correspond à une valeur théorique maximale de la cambrure (H_0/λ_0) estimée par J.H. Michell /1893/ à 14% :

$$(4.1) \quad \left[\frac{H_0}{\lambda_0} \right]_{\max} = 0.142$$

où H_0 est la hauteur crête à creux et λ_0 la longueur d'onde de la vague. L'indice inférieur "0" désigne des valeurs correspondant à la zone en eau profonde.

En profondeur limitée, R. Miche /1951/ a proposé une expression de la cambrure maximale de la houle au déferlement qui dépend de la profondeur relative (h_B/λ_B) :

$$(4.2) \quad \left[\frac{H_B}{\lambda_B} \right]_{\max} = 0.142 \operatorname{th} \left(2\pi \frac{h_B}{\lambda_B} \right)$$

Depuis, d'autres auteurs ont proposé différentes formules faisant intervenir la profondeur relative et la pente de la plage ($\operatorname{tg} \beta$). Ainsi, D.W. Ostendorf et O.S. Madsen /1979/ ont développé les formulations suivantes :

$$(4.3) \quad \begin{aligned} \left[\frac{H_B}{\lambda_B} \right]_{\max} &= 0.14 \operatorname{th} \left((0.8 + 5 \operatorname{tg} \beta) 2\pi \frac{h_B}{\lambda_B} \right) && \text{si } \operatorname{tg} \beta < 0.1 \\ \left[\frac{H_B}{\lambda_B} \right]_{\max} &= 0.14 \operatorname{th} \left(1.3 \times 2\pi \frac{h_B}{\lambda_B} \right) && \text{si } \operatorname{tg} \beta > 0.1 \end{aligned}$$

tandis que T. Sunamura /1983/ a proposé un critère empirique issu de la compilation de nombreux résultats expérimentaux :

$$(4.4) \quad \left[\frac{H_B}{\lambda_B} \right]_{\max} = 1.09 (\operatorname{tg} \beta)^{0.19} \left(\frac{h_B}{\lambda_0} \right)^{-0.1}$$

Cette dernière formule donne des résultats similaires aux autres formules pour la profondeur intermédiaire. Elle s'en écarte sensiblement lorsque la profondeur devient soit trop faible, soit trop grande.

En très faible profondeur relative, la hauteur maximale des vagues déferlantes est contrôlée uniquement par la profondeur. La hauteur relative H_B/h_B , obtenu par le passage à la limite devient un critère pour localiser le point de déferlement. La formule de Miche conduit à la valeur limite de la hauteur relative :

$$(4.5) \quad \left[\frac{H_B}{h_B} \right]_{\max} = 0.892$$

tandis que les formules d'Ostendorf et Madsen conduisent à la limite :

$$(4.6) \quad \begin{cases} \left[\frac{H_B}{h_B} \right]_{\max} = 0.70 + 4.40 \operatorname{tg} \beta & \text{si } \operatorname{tg} \beta < 0.1 \\ \left[\frac{H_B}{h_B} \right]_{\max} = 1.14 & \text{si } \operatorname{tg} \beta > 0.1 \end{cases}$$

Ces résultats sont à comparés à la formulation théorique obtenue par M.A. Cowan /1894/ pour le modèle de l'onde solitaire :

$$(4.7) \quad \left[\frac{\eta_B}{h_B} \right]_{\max} = 0.78$$

expression dans laquelle η_B désigne la hauteur de la vague par rapport au niveau d'eau au repos (Still Water Level) et h_B est la profondeur par rapport à cette même référence.

A noter que cette valeur limite correspondrait, dans la formule de Miche, à une cambrure maximale de 12.4% en grande profondeur.

Après avoir réalisé de nombreuses observations, D.A. Patrick et R.L. Wiegel /1954/ et de H.W. Iversen /1953/ ont montré que les types de déferlement sont fonction de la pente de la plage et de la cambrure des vagues en eau profonde. D.A. Patrick et R.L. Wiegel ont donc suggéré de classifier les types de déferlement en fonction d'un paramètre qui tient compte de la pente de la plage β , de la hauteur des vagues (H_B au point de déferlement, H_0 en eau profonde) et de la période T .

Les conditions de déferlement sont ainsi estimées à partir du paramètre d'Iribaren-Battjes défini comme le rapport de la pente de la plage et la racine carrée de la cambrure de la houle :

$$(4.8) \quad \xi_0 = \frac{\tan \beta}{\sqrt{H_0 / \lambda_0}} \quad \text{et} \quad \xi_B = \frac{\tan \beta}{\sqrt{H_B / \lambda_0}}$$

Le paramètre ξ_0 est le paramètre initial en eau profonde, et le paramètre ξ_B est le paramètre au point de déferlement.

Type de déferlement	Paramètre initial en eau profonde	Paramètre au point de déferlement
déferlement glissant	$\xi_0 < 0.5$	$\xi_B < 0.4$
déferlement plongeant	$0.5 < \xi_0 < 3.3$	$0.4 < \xi_B < 2.0$
déferlement à effondrement	$\xi_0 = 3.3$	$\xi_B = 2.0$
déferlement frontal	$3.3 < \xi_0$	$2.0 < \xi_B < 4.0$
pas de déferlement		$4.0 < \xi_B$

Tableau 4.1 : Valeurs de transition entre les types de déferlements d'après C.J. Galvin /1968/.

Pour les plages dont la pente est comprise entre 5% et 20%, les différents types de déferlement ont été caractérisés par C.J. Galvin /1968/ en fonction des intervalles de valeurs de ces paramètres :

Le critère de déferlement de J.A. Battjes /1974/ s'écrit alors en fonction de la hauteur de la houle et de la profondeur moyenne au point de déferlement :

$$(4.9) \quad H_B = \gamma(\bar{\eta} + h)_B$$

expression dans laquelle le coefficient γ prend, en fonction de ξ_0 , une valeur allant de 0.7 à 1.2. D'après les résultats d'expériences rassemblés par C.C. Mei, γ peut se mettre sous la forme :

$$(4.10) \quad \gamma = 1.1 \xi_0^{0.2} = 1.1(\text{tg } \beta)^{0.2} \left[\frac{H_0}{\lambda_0} \right]^{-0.1}$$

Expression qui ressemble à celle de Sunamura (4.4).

A noter que S.R. Singamsetti et H.G. Wind /1980/ ont également procédé à un ajustement de courbe et ont proposé un coefficient de 1.16 et un exposant de 0.22.

Différents auteurs se sont attachés à définir une relation entre la hauteur de la houle au point de déferlement et la hauteur au large. P.D. Komar et M.K. Gaughan /1973/ ont proposé l'expression :

$$(4.11) \quad \frac{H_B}{H_0} = 0.563 \left[\frac{H_0}{\lambda_0} \right]^{-0.2}$$

tandis que B. Le Méhauté et R.C.T. Koh /1967/ ont développé la relation :

$$(4.12) \quad \frac{H_B}{H_0} = 0.76 (\text{tg } \beta)^{1/7} \left[\frac{H_0}{\lambda_0} \right]^{-0.25}$$

et T. Sunamura /1983/ la relation :

$$(4.13) \quad \frac{H_B}{H_0} = (\operatorname{tg} \beta)^{0.2} \left[\frac{H_0}{\lambda_0} \right]^{-0.25}$$

Dans ces conditions, en fusionnant l'expression (4.9) et les expressions (4.11), (4.12) ou (4.13), la profondeur à laquelle survient le déferlement peut s'écrire en fonction des seules caractéristiques de la houle en grande profondeur et de la pente de la plage :

$$(4.14) \quad (\bar{\eta} + h)_B = 0.51 H_0 (\operatorname{tg} \beta)^{-0.2} \left[\frac{H_0}{\lambda_0} \right]^{-0.2} \quad (\text{Komar et Gaughan})$$

$$(4.15) \quad (\bar{\eta} + h)_B = 0.69 H_0 (\operatorname{tg} \beta)^{-0.057} \left[\frac{H_0}{\lambda_0} \right]^{-0.15} \quad (\text{Le Méhauté et Koh})$$

$$(4.16) \quad (\bar{\eta} + h)_B = 0.91 H_0 \left[\frac{H_0}{\lambda_0} \right]^{-0.15} \quad (\text{Sunamura})$$

4.5. Hauteur de la houle dans la zone de déferlement

Le déferlement peut être assimilé à un ressaut hydraulique dont la dissipation d'énergie est égale à :

$$(4.17) \quad D = \frac{A \rho g C h (d_1 - d_0)^3}{4 d_0 d_1}$$

La hauteur du ressaut ($d_1 - d_0$) est assimilée à la hauteur de la houle H , et le terme $d_1 d_0$ au carré de la profondeur $(\bar{\eta} + h)$. La dissipation par unité de longueur est obtenue en divisant cette expression par la longueur d'onde d'où :

$$(4.18) \quad D = \frac{A \rho g H^3}{4(\bar{\eta} + h)T}$$

En égalant ce terme de dissipation à la variation du flux d'énergie qui s'écrit pour les faibles profondeurs :

$$(4.19) \quad E = \frac{1}{8} \rho g H^2 \sqrt{g(\bar{\eta} + h)}$$

Il vient :

$$(4.20) \quad \frac{dH}{dx} + \frac{H}{4(\bar{\eta} + h)} \frac{d(\bar{\eta} + h)}{dx} + A \sqrt{\frac{(\bar{\eta} + h)}{gT^2}} \left[\frac{H}{(\bar{\eta} + h)} \right]^2 = 0$$

Expression dans laquelle A est un coefficient proche de l'unité qui est souvent pris égal à 1.3 suivant les tests réalisés par M.J.F. Stive /1983/.

De manière plus simple, la surélévation moyenne peut être estimée, a priori, d'après la formule de M.S. Longuet-Higgins en houle frontale :

$$(4.21) \quad \frac{dS_{xx}}{dx} + \rho g (\bar{\eta} + h) \frac{d\bar{\eta}}{dx} = \frac{d}{dx} \left[\frac{3}{16} \rho g H^2 \right] + \rho g (\bar{\eta} + h) \frac{d\bar{\eta}}{dx}$$

$$= \frac{3}{8} H \frac{dH}{dx} + (\bar{\eta} + h) \frac{d\bar{\eta}}{dx} = 0$$

D'où, en désignant par k le nombre d'onde et en négligeant $\bar{\eta}$ devant h , la dépression avant le point de déferlement ("set-down") :

$$(4.22) \quad \bar{\eta} = -\frac{kH^2}{8 \sinh 2kh} \approx -\frac{H^2}{16h}$$

Avec, au point de déferlement :

$$(4.23) \quad \bar{\eta}_B = -0.05 H_B$$

Et la surélévation maximale sur le trait de côte ("set-up") :

$$(4.24) \quad \bar{\eta} = \bar{\eta}_B + \frac{3}{8} \gamma (H_B - H) \approx 0.3 H_B$$

Enfin, O.H. Andersen et J. Fredsøe /1983/ ont proposé la relation empirique (4.25) pour exprimer la variation de la hauteur de la houle après le déferlement.

$$(4.25) \quad H = (\bar{\eta} + h) \left[0.5 + 0.3 \exp \left(-0.11 \frac{x - x_B}{(\bar{\eta} + h)_B} \right) \right]$$

expression dans laquelle le terme $x - x_B$ désigne la distance du point considéré au point de déferlement.

K. Horikawa /1988/ a montré que les formules précédentes ne peuvent fournir des résultats convenables dans les cas de topographies complexes. Plusieurs modèles de la propagation de houle dans la zone proche de la plage ont été proposés (M. Mizuguchi /1980/, W.R. Dally, R.G. Dean and R.A. Dalrymple /1984/, I.A. Svendsen /1984/) dans lesquels un terme de dissipation d'énergie est incorporé dans l'équation monodimensionnelle de la conservation d'énergie de la houle. Ces modèles ne sont pas applicables aux cas complexes des houles tridimensionnelles avec les phénomènes de réfraction et de diffraction simultanés.

Pour résoudre les problèmes plus complexes, K. Horikawa /1988/ a proposé le système d'équations bidimensionnelles suivant pour décrire la propagation de houle :

$$(4.26) \quad \begin{aligned} \frac{\partial Q_x}{\partial t} + C^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial Q_y}{\partial t} + C^2 \frac{\partial \eta}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} &= 0 \end{aligned}$$

expressions dans lesquelles Q_x et Q_y désignent respectivement les composantes du flux d'eau dans la direction x et y , C la vitesse de la propagation de la houle et η la dénivellation de la surface libre.

Ce système d'équation est résolu pour la zone étudiée, en supposant que la solution η , Q_x , Q_y est exprimée en fonctions des amplitudes $\hat{\eta}$, \hat{Q}_x , \hat{Q}_y :

$$(4.27) \quad \begin{aligned} \eta &= \hat{\eta} \sin(\sigma + \varepsilon_\eta) \\ Q_x &= \hat{Q}_x \sin(\sigma + \varepsilon_x) \\ Q_y &= \hat{Q}_y \sin(\sigma + \varepsilon_y) \end{aligned}$$

La vitesse orbitale maximale correspondant à une valeur de η maximale au niveau de la crête, est déterminée par :

$$(4.28) \quad \begin{aligned} u_c &= k \cosh kh \hat{Q}_x \cos(\varepsilon_x - \varepsilon_\eta) \\ v_c &= k \cosh kh \hat{Q}_y \cos(\varepsilon_y - \varepsilon_\eta) \\ u_{c0} &= \sqrt{u_c^2 + v_c^2} \quad , \quad \alpha_c = \arctan \frac{v_c}{u_c} \end{aligned}$$

En évaluant à chaque point de la zone étudiée, le rapport u_{c0}/C' ou $C' = \sigma/k$ est la vitesse de propagation de la houle, et en le comparant avec la valeur critique u_{B0}/C_B correspondant au point de déferlement, il est possible de localiser la ligne de déferlement. Le rapport u_{B0}/C_B critique est donné graphiquement en fonction de la cambrure par K. Horikawa /1988/.

4.6. Run-up

Le franchissement frontal d'un talus est caractérisé par la hauteur au dessus du niveau d'eau moyen que peut atteindre l'eau des vagues qui se brisent sur la côte.

L'étude de cette hauteur, appelée run-up et notée R_u s'effectue à partir du paramètre adimensionnel R_u/H qui est fonction du nombre d'Iribaren-

Battjes ξ_0 . Les études menées par R. Miche /1951/ ont permis d'établir une expression théorique du run-up sur un talus de pente régulière :

$$(4.29) \quad \frac{R_u}{H_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2\beta}}$$

Pour les houles non linéaires, B. Le Méhauté, R.C.Y. Koh et L.S. Hwang /1968/ ont obtenu une expression théorique plus complexe à utiliser :

$$(4.30) \quad \frac{R_u}{H_0} = \sqrt{\frac{\pi}{2\beta}} + \pi \frac{H_0}{\lambda_0} - \Delta$$

expression dans laquelle Δ représente la dissipation d'énergie engendrée par le déferlement et le frottement sur le fond.

I.A. Hunt /1959/ a proposé la relation empirique :

$$(4.31) \quad \frac{R_u}{H_0} = \xi_0$$

Différents travaux expérimentaux, réalisés en particulier au LNH (EDF), ont permis d'établir, pour les houles régulières, la loi empirique suivante :

$$(4.32) \quad \frac{R_u}{H_0} = 0.67 \xi_0^{0.51}$$

D'après les travaux réalisés par J.P. Ahrens /1981/ et préconisée par le CERC et par EDF, dans le cas d'une houle irrégulière, le risque de franchissement frontal d'un talus peut être évalué à partir de l'expression :

$$(4.33) \quad \frac{R_u(p)}{H_s} = 0.67 \left(\frac{\text{tg } \alpha}{\sqrt{2\pi H_s / g T_p^2}} \right)^{0.51} \sqrt{\frac{\ln p}{2}}$$

dans laquelle les différents symboles désignent respectivement :

- $p = \text{Prob}[R_u > R_u(p)]$: la probabilité que R_u soit supérieur à $R_u(p)$,
- R_u (m) : la hauteur au dessus de la surface libre atteinte par l'eau,
- H_s (m) : la hauteur significative de la houle,
- $\text{tg } \alpha$: la pente de la digue,
- T_s (s) : la période significative de la houle.
- $T_p \approx 1.05 T_s$ (s) : la période de pic du spectre de la houle d'après Goda.

Soit en introduisant la période significative de la houle :

$$(4.34) \quad \frac{R_u(p)}{H_s} = 0.67 \left(\frac{\text{tg } \alpha}{\sqrt{H_s / 1.72 T_s^2}} \right)^{0.51} \sqrt{\frac{\ln p}{2}}$$