

NOTULES HYDRAULIQUES

I

SUR LES ONDES POSITIVES DE TRANSLATION DANS LES CANAUX ET SUR LE RESSAUT ONDULE DE FAIBLE AMPLITUDE

On a fait en juin 1947 des expériences de déclenchement à l'usine de Kembs. Le débit du canal d'aménée, 850 m³/sec environ, a été coupé d'un seul coup à la vitesse maxima de fermeture des turbines, soit en 6 secondes. Nous avons eu la curiosité de chercher comment la théorie des intumescences permettait de prévoir l'évolution du phénomène hydraulique à l'amont de l'usine. Nous avons appliqué la théorie de M. MASSE et nous avons construit une épure d'ondes suivant la méthode M. CRAYA. L'une et l'autre nous avaient indiqué que l'onde positive d'aval, haute d'à peu près 1 m., devait se raidir dans le canal usinier et déferler en mascaret à partir d'une distance de 400 à 500 m. à partir de l'usine. Or, qu'avons-nous observé ?

Le front d'onde était assez raide, mais n'a déferlé à aucun moment. Il était suivi de longues ondulations dont les deux premières étaient bien visibles au bout d'un kilomètre. La crête de la première ondulation arrivait juste au niveau supérieur du revêtement du canal, ce qui prouve que la surélévation maxima était nettement supérieure à 1 m. (1,35 environ) malgré l'écrêtement dû au déversement sur les vannes de décharge de l'usine.

Il est facile d'expliquer ce désaccord entre la théorie et l'expérience :

On peut invoquer des réflexions d'ondes dans l'élargissement devant l'usine. Ces réflexions existent certainement et ont été observées ; mais à notre avis, ce n'est pas la cause principale. Nous allons montrer d'abord que, de toutes façons, l'onde devait revêtir cet aspect. Nous rappellerons ensuite et nous interpréterons théoriquement des résultats expérimentaux qui permettent de prévoir la longueur des ondulations et une limite supérieure de leur amplitude.

1° — Abstraction faite de la turbulence due à la rugosité des parois, une onde positive raide

est assimilable à un ressaut mobile. Appelons y_1 et y_2 les hauteurs d'eau moyennes à l'amont et à l'aval du ressaut, correspondant aux profondeurs moyennes avant et après passage de l'onde (fig. 1).

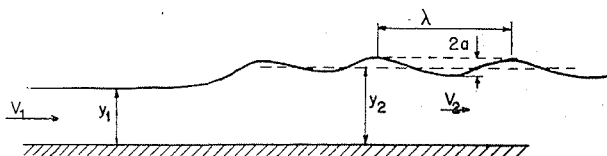


Fig. 1

On sait que l'on ne constate de ressaut avec

déferlement que pour des valeurs de $\frac{y_1}{y_2}$ supérieures à une certaine limite. Il en est de même

pour les ondes de translation. M. FAVRE, dans ses expériences⁽¹⁾ a trouvé pour la limite de

déferlement, la valeur $\frac{y_1}{y_2} = 1,28$ ⁽²⁾. Or, dans

le cas qui nous occupe, $\frac{y_1}{y_2} = 1,12$. Nous pen-

sons donc que, même sans les effets de réflexion, il n'y aurait pas de déferlement ou, s'il s'en produisait au départ, il ne pourrait subsister longtemps, la forme stable de l'onde étant celle du ressaut ondulé non déferlant.

Les théories de M. MASSE et de M. CRAYA ne sont plus applicables dans ce cas, parce qu'elles ne tiennent pas compte des effets de courbure qui sont ici essentiels. Cela n'ôte rien de leur valeur pour l'étude des longues intumescences qui peuvent être effectivement considérées comme un empilement de petites ondes.

2° — M. FAVRE a noté dans ses expériences la longueur et la hauteur des ondulations dont

(1) « Etude théorique et expérimentale des ondes de translation dans les canaux découverts. »

(2) Cette limite n'est pas celle du ressaut ondulé. Il y a un type intermédiaire de ressaut ondulé avec déferlement de la première ondulation qui subsiste jusque $\frac{y_1}{y_2} = 2$ environ.

nous nous occupons. Voici ses notations (fig. 2) :

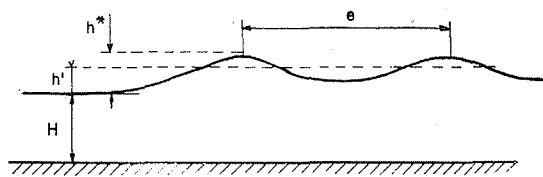


Fig. 2

Profondeur d'eau avant passage de l'onde : H

Surélévation moyenne de l'eau après passage de l'onde : h'

Surélévation maxima de l'eau après passage de l'onde : h^*

Longueur d'onde des ondulations : e

La courbe qu'il donne de $\frac{e}{h'}$ en fonction de

$\frac{h'}{H}$ est applicable à n'importe quelle onde positive. Par contre, celle de $\frac{h^*}{h'}$ en fonction de $\frac{h'}{H}$

dépend des conditions de propagation de l'onde ; pour les ondes positives d'aval, $\frac{h^*}{h'}$ est plus petit que pour les ondes positives d'amont.

Cela se comprend. La théorie classique du ressaut montre que ce phénomène s'accompagne nécessairement d'une perte d'énergie du courant moyen. Dans le ressaut franc, on la trouve dans la zone de tourbillonnement intense où le niveau se relève progressivement. Dans le ressaut ondulé non déferlant, il n'y a pas une perte d'énergie aussi localisée. En réalité, cette énergie excédentaire sert à créer des ondulations qui suivent la remontée du niveau et ne se dissipent que petit à petit au fur et à mesure de l'amortissement des ondulations par la turbulence normale de l'écoulement. On peut très bien concevoir un ressaut de ce type en fluide parfait. Il n'y aurait aucune perte d'énergie à proprement parler. Celle que l'on calcule par le théorème des quantités de mouvement représenterait exactement l'énergie des ondulations qui se superposeraient jusqu'à l'infini à l'écoulement aval. Elles seraient semblables à une houle immobilisée du fait que son support se déplacerait à une vitesse opposée à sa vitesse de propagation. Mais dans la réalité, une partie de l'énergie excédentaire est absorbée par la turbulence, ce qui réduit l'amplitude de la

houle, mais n'agit pas en première approximation sur sa longueur d'onde⁽¹⁾.

On conçoit alors pourquoi h^* est plus grand pour les ondes positives d'aval se propageant sur de l'eau calme que pour les ondes d'amont se propageant sur un courant turbulent et pour les ressauts. On voit aussi que l'on doit pouvoir retrouver les courbes de FAVRE par la théorie de la houle en profondeur finie.

La première idée de ce calcul revient à M. ALMERAS. Nous reprendrons les notations y_1 et y_2 utilisées plus haut, nous appellerons en outre V_1 et V_2 les vitesses moyennes de l'écoulement avant et après le ressaut (en se plaçant dans un système d'axe où il est fixe), λ la longueur d'onde de la houle et a sa demi-amplitude (fig. 1).

La formule de la célérité de la houle sinusoïdale en faible profondeur nous donne l'équation qui définit λ :

$$V_2 = \sqrt{\frac{g \lambda}{2\pi}} \text{ et } \frac{2\pi y_2}{\lambda} \quad (1)$$

(cette équation ne repose que sur l'hypothèse suivante : les ondulations suivant le ressaut sont assimilables à de la houle de faible amplitude. Elle doit donc s'appliquer aussi bien au ressaut déferlant).

Pour évaluer a , il faut en plus introduire la loi du ressaut. On peut démontrer que la loi classique reste valable dans l'hypothèse de la houle de faible amplitude.

Elle peut s'exprimer par :

$$\frac{V_1}{\sqrt{g y_1}} = \sqrt{\frac{y_2}{2 y_1} \left(\frac{y_2}{y_1} + 1 \right)} \quad (2)$$

et elle indique que la « perte de charge » :

$$\Delta H = y_1 + \frac{V_1^2}{2g} - y_2 - \frac{V_2^2}{2g}$$

est égale à :

$$\frac{(y_2 - y_1)^3}{4 y_1 y_2}$$

Le débit d'énergie correspondant est :

$$\rho g V_2 y_2 \Delta H$$

pour une tranche d'écoulement de largeur unité.

Nous allons l'égaliser au débit d'énergie de la houle créée : par rapport à des axes se déplaçant à la vitesse V_2 , elle se propage, en eau calme,

(1) On sait en effet que, dans l'hypothèse des petits mouvements, la vitesse de propagation de la houle (en profondeur finie ou infinie) ne dépend pas de son amplitude.

à la vitesse V_2 . Son énergie moyenne par unité de largeur et de longueur est :
 $E = 1/2 \rho g a^2$. Cette énergie se déplace à la vitesse de groupe :

$$U = \frac{V_2}{2} \left(1 + \frac{4\pi y_2 / \lambda}{\text{sh } 4\pi y_2 / \lambda} \right)$$

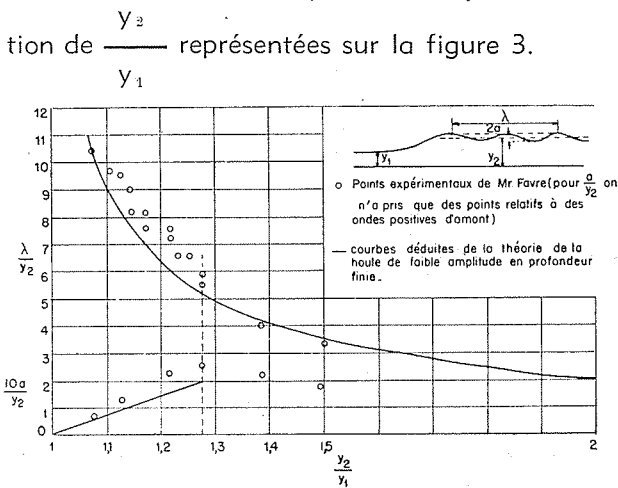
Par rapport aux axes liés au ressaut, cette vitesse devient :

$$U' = V_2 - U = \frac{V_2}{2} \left(1 - \frac{4\pi \frac{y_2^2}{\lambda}}{\text{sh } 4\pi y_2 / \lambda} \right)$$

Le débit d'énergie est $U' E$. En l'égalant à $\rho g V_2 y_2 \Delta H$ il vient :

$$a^2 \left(1 - \frac{4\pi y_2 / \lambda}{\text{sh } 4\pi y_2 / \lambda} \right) = \frac{(y_2 - y_1)^3}{y_1} \quad (3)$$

Les équations (1), (2), (3) complétées par $V_1 y_1 = V_2 y_2$ (4), nous ont permis de tracer les courbes de $\frac{y_2}{y_1}$ et de $\frac{a}{y_2}$ en fonction de $\frac{y_2}{y_1}$ représentées sur la figure 3.



Les points expérimentaux de M. FAVRE portés sur la même figure montrent que la première de ces courbes représente assez bien la réalité. Il y a cependant une divergence systématique, tous les points expérimentaux relatifs à des ondes non déferlantes étant au-dessus de la courbe. Nous n'essayerons pas de donner une interprétation de ce fait dû sans doute aux raisons suivantes :

1°) L'amplitude des ondulations n'est pas négligeable devant leur longueur d'onde, ce qui ôte de la validité aux formules de la théorie de la houle sinusoïdale que nous avons employées.

2°) On n'a pas affaire à une houle indéfinie. La forme de la première ondulation réagit sur les suivantes. Les expériences montrent d'ail-

leurs que l'on voit λ décroître en s'éloignant du front d'onde.

Pour les mêmes raisons, la courbe de $\frac{a}{y_2}$ est erronée dès que l'amplitude devient un peu forte. Nous présentons donc le calcul précédent seulement comme une théorie approximative du ressaut ondulé de très faible amplitude. Pour l'onde de déclenchement de Kembs, il donne des résultats assez voisins de ceux qu'on pouvait déduire des expériences de M. FAVRE.

$y_1 = 8,73$ m. $y_2 = 9,80$ m. (valeurs théoriques)

$$\frac{y_1}{y_2} = 1,12 \quad \frac{h'}{H} = 0,12$$

par le calcul théorique :

$$\frac{\lambda}{y_2} = 8,5 \quad \lambda = e = 83 \text{ mètres}$$

$$\frac{a}{y_2} = 0,065 \quad a = 0,635 \text{ m.}$$

$$h^* = h' + a = 1,70 \text{ m.}$$

Par les courbes de M. FAVRE :

$$\frac{e}{y_2} = 88 \quad e = 94 \text{ mètres}$$

$$\frac{h^* \text{ max}}{h'} = 1,50 \quad h^* = 1,76 \text{ m.}$$

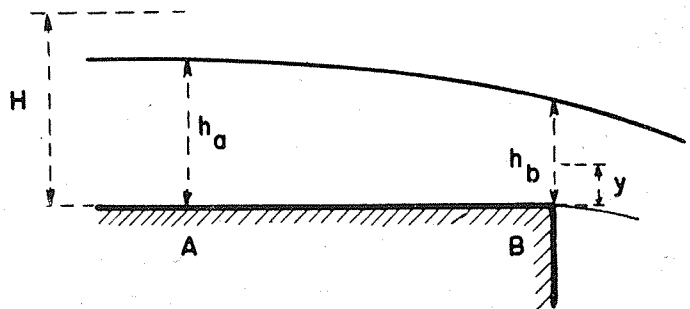
Comme il fallait s'y attendre, la valeur trouvée pour h^* est exagérée. Nous avons précisé au début de cette note que nous ne trouverions qu'une limite supérieure de l'amplitude, mais la longueur d'onde de 90 mètres environ doit être correcte.

R. LEMOINE.

II

HAUTEUR D'EAU A L'EXTREMITÉ D'UN LONG DEVERSOIR

A l'extrémité d'un déversoir à très large seuil (fig.) la hauteur d'eau est une fraction de la



hauteur critique que M. ROUSE a trouvée par l'expérience égale à 0,715 (1).

La raison d'être de cette baisse de niveau au bord aval se comprend aisément : dans la section A d'amont, la répartition de la pression est sensiblement hydrostatique ; dans la section B la pression des filets inférieur et supérieur est la pression atmosphérique, de sorte qu'à travers toute la veine, la pression diffère peu de cette pression atmosphérique ; il en résulte que tous les filets sont accélérés ce qui entraîne une baisse corrélative du niveau.

On peut utiliser ce schéma pour une estimation approchée de la hauteur au bord aval.

Soit H la charge que nous admettons commune à tous les filets de la section A.

Le théorème de BERNOULLI donne alors pour le filet débouchant à la cote y une vitesse

$$V = \sqrt{2g(H-y)}$$

Si on néglige l'inclinaison des filets sur l'horizontale le débit total s'écrit :

$$q = \int_0^{h_b} \sqrt{2g(H-y)} dy$$

$$\text{soit } q = \frac{2}{3} \sqrt{2g} [H^{3/2} - (H-h_b)^{3/2}] \quad (1)$$

On reconnaît une forme de la formule de POLENI où figure la hauteur réelle h_b , au lieu d'une hauteur d'amont h_a .

Maintenant par définition de la hauteur critique on a :

$$q = h_c \sqrt{g h_c} \quad \text{et } h_c = \frac{2}{3} H$$

En égalant (1) et (2) on obtient :

$$\frac{h_b}{h_c} = \frac{3}{2} \left[1 - \left(1 - \frac{1}{\sqrt{3}} \right)^{2/3} \right] = 0.65$$

On voit que ce chiffre n'est pas une trop mauvaise approximation de la valeur expérimentale exacte 0.715.

Pour dépasser le stade de ce calcul sommaire il faudrait tenir compte de l'inclinaison des filets et d'une petite pression résiduelle interne ; mais ceci est une autre histoire.

A. CRAYA

(1) H. ROUSE - Fluid Mechanics for hydraulic Engineers, p. 325.

