

réflexions sur le battage des pieux

par

H. Gonin

Ingénieur ENPC
Ingénieur à la Société SIMECSOL
Assistant de Mécanique des Sols à l'ENPC.

Introduction

"Le désir d'adapter aussi bien que possible la théorie physique aux faits observés". C'est bien ce désir dont parle A. Einstein qui nous a poussé à entreprendre et faire connaître cette recherche.

C'est un travail personnel et on ne trouvera pas beaucoup d'exposés semblables dans la littérature géotechnique d'expression française, alors que celle-ci fait une large place à quelques vingtaines de formules semi-empiriques de battage de pieux, trop nombreuses pour que l'on ait pas quelque doute sur la validité de chacune d'elles. Mais ce n'est pas un travail original : déjà au siècle dernier, St-Venant (encore lui !) avait étudié et résolu le problème du choc d'un mouton en chute libre sur une tige élastique. Il nous a semblé cependant qu'une mise en ordre des connaissances dans ce domaine était nécessaire en France, en particulier dans l'enseignement, et c'est pourquoi nous nous sommes efforcés de donner à cet exposé un caractère didactique. En effet, les efforts de quelques-uns n'ont pas suffi à éliminer certaines idées fausses qui ont encore largement cours.

Dans ce qui suit, nous avons repris en partie une conférence prononcée par l'Auteur le 7 novembre 1977 devant le Comité Français de Mécanique des Sols, et les résultats d'une recherche faite par la suite en collaboration avec un élève de l'Ecole Centrale de Paris sur l'influence d'une tête de battage dans la transmission de l'énergie d'un mouton en chute libre à une tige élastique qu'il frappe. On pourra trouver dans une publication citée en référence [Gonin, 1978], une application pratique des résultats théoriques aux observations faites sur un chantier de battage de tubes métalliques.

1 Le choc d'un mouton sur une tige, déformables tous deux

1.1 Le marteau et le clou

Lorsqu'un marteau frappe un clou, s'ils sont l'un et l'autre déformables, on doit admettre, pour que soit vérifiée la loi de la conservation de l'énergie, la naissance, à partir de l'impact, de deux ondes de choc qui se propagent en sens opposés dans le clou et le marteau avec une vitesse qui ne

dépend que de la matière avec laquelle ils sont faits et du comportement de cette matière sous les sollicitations. Nous poserons en axiome l'existence d'une telle "onde de choc". L'examen de la figure 1 peut alors inspirer les remarques suivantes :

- Immédiatement après l'impact, la pointe du clou ne "sait" pas que sa tête a été frappée ;
- a fortiori, la planche sur laquelle repose le clou ne sait rien, l'information ne lui étant pas parvenue ;
- le manche du marteau non plus, ne sait pas encore que la base de sa masse frappante a atteint le clou ; il se déplace donc toujours à la même vitesse qu'avant l'impact (la vitesse particulière initiale du marteau, v_{po}).

Cette vitesse est égale à la somme des vitesses de raccourcissement du bas du marteau et du haut du clou sous l'effet des ondes de compression nées au moment de l'impact, et qui se propagent avec une célérité, en sens opposés, dans le marteau et le clou : il doit en être ainsi puisque ceux-ci sont en contact.

Pour comprendre ce qui précède, il faut raisonner à une échelle de temps infinitésimale qui échappe à nos sens ; la difficulté de la perception pour chacun de nous de ce phénomène physique vient de là. C'est pourtant la même chose que la propagation d'une onde de compression ou de traction dans les spires d'un ressort, parfaitement visible pour un ressort suffisamment "mou".

Ce qui précède est connu, mais il est tentant d'enfoncer le clou !

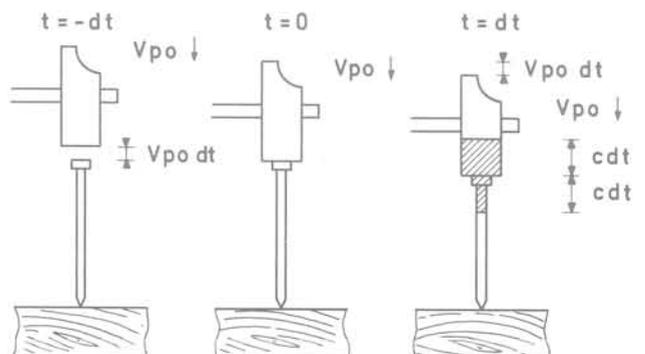


Fig. 1 Le marteau et le clou

1.2 Le coup de baguette magique

Voyons quel rapport peut avoir, avec le phénomène que nous étudions, l'apparition instantanée à l'extrémité libre d'une tige élastique semi-infinie, comme par un coup de baguette magique, d'une force finie F axée sur cette tige (figure 2).

La tige étant déformable, cette force extérieure F va se déplacer et donc fournir un travail. Nous admettrons implicitement par la suite qu'aucune énergie n'est dissipée en chaleur. La tige a une masse volumique ρ et une section a . Elle n'est animée d'aucune vitesse initiale.

Nous allons supposer que tout se passe comme si la force F se dédoublait pour se déplacer vers le bas le long de l'axe de la tige, avec une vitesse constante c et en laissant derrière elle la portion de tige parcourue comprimée avec une contrainte $\sigma = \frac{F}{a}$. La longueur comprimée croît donc linéairement avec le temps à partir de l'instant de l'impact. L'application de la loi de Hooke nous apprend que dans cette partie comprimée les particules sont animées d'une vitesse v_p reliée à c par la relation :

$$\frac{v_p dt}{c dt} = \frac{F}{aE} \quad \text{ou} \quad v_p = \frac{F c}{a E} = \sigma \frac{c}{E} \quad (1)$$

E = module d'Young de la tige.

(En effet, $v_p dt$ est le raccourcissement de la longueur $c dt$ parcourue par l'onde pendant le temps dt).

Le travail de la force F , qui est égal, pendant le temps dt , à $F \cdot v_p dt$, a servi :

1 - à comprimer une longueur $c dt$ de tige ; l'énergie potentielle correspondante est celle qu'il aurait fallu fournir statiquement à cette longueur élastique pour la comprimer avec une force de compression F , soit $1/2 F v_p dt$ (C'est l'aire du triangle hachuré de la figure n° 3) ;

2 - à communiquer aux particules de cette longueur une vitesse v_p ; l'énergie cinétique correspondante est donc égale à $1/2 \rho a c dt v_p^2$;

on doit donc avoir :

$$F v_p dt = 1/2 F v_p dt + 1/2 \rho a c dt v_p^2 \quad \text{ou} \quad F = \rho a c v_p \quad \text{ou} \quad \frac{F}{a} = \sigma = \rho c v_p \quad (2)$$

de (1) et (2) on tire $c^2 = \frac{E}{\rho}$, formule connue en Physique, ce qui justifie a posteriori notre axiome de départ. On remarquera que ce qui précède est valable pour un milieu linéaire, une des hypothèses fondamentales étant que la tige forme un corps élancé et que l'onde engendrée est plane.

Si nous avions le pouvoir magique de suspendre le cours du temps, et de figer les choses à l'instant t nous serions dans une situation où toutes les particules de la longueur ct du haut de la tige seraient animées d'une même vitesse constante v_p vers le bas.

D'après la loi de la conservation de l'énergie, la résultante des forces extérieures appliquées à cette longueur serait donc nulle, ce qui suppose que nous faisons apparaître au front de l'onde une force $-F$ égale et opposée à la force F , (figure 4). Nous voyons que la totalité du changement d'état, avec discontinuité des vitesses particulières et des contraintes, a lieu au front de l'onde. La formule (2) $F = \rho a c v_p$ présente une analogie avec la formule $F = m \gamma$ valable pour un corps rigide ; le terme qui croît linéairement avec le temps n'est plus, comme dans cette dernière, la vitesse d'une masse constante, mais au contraire la masse animée d'une vitesse constante. Nous verrons plus avant que l'on peut passer de l'une à l'autre de ces formules en considérant un corps élastique dont le module d'Young devient très grand.

On peut rappeler ici que certains auteurs ont étudié de manière plus générale, les ondes de choc dans des milieux ayant des lois de comportement qui ne sont pas nécessairement élastiques, c'est-à-dire linéaires et réversibles.

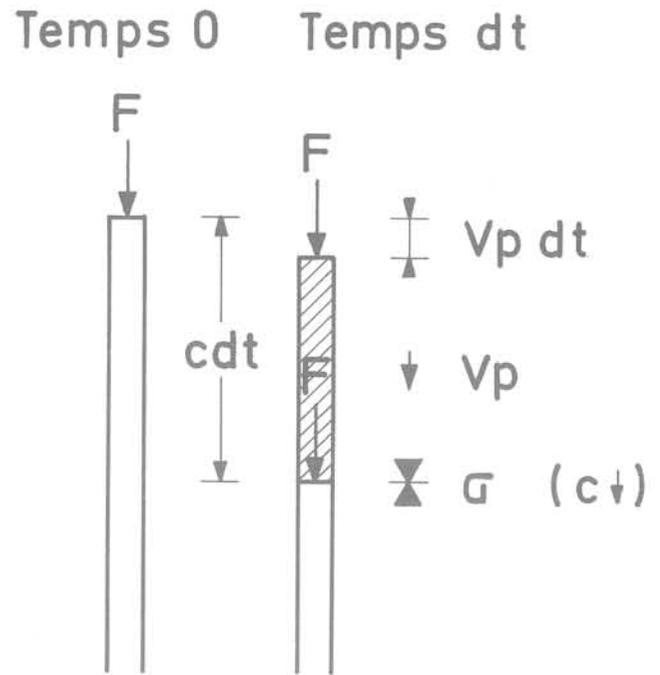


Fig. 2 Le coup de baguette magique

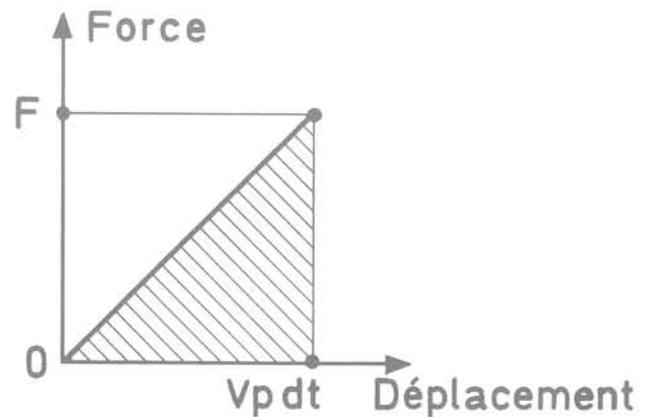


Fig. 3 Energie potentielle du ressort

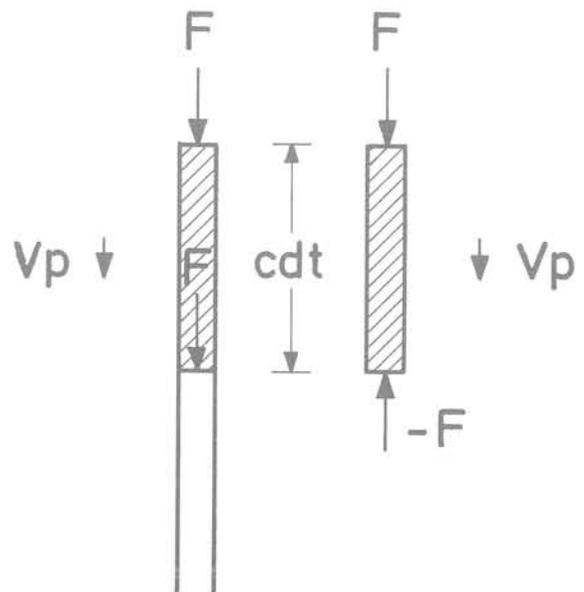


Fig. 4 O temps, suspend ton vol !

1.3 Conventions et signes

Nous nous intéressons à un milieu linéaire, que nous supposons être une tige élastique non pesante, de section a , de masse m/p , placée verticalement et orientée positivement vers le bas. Une onde de choc sera caractérisée par :

- son sens de propagation, avec une vitesse positive $c = |c|$ vers le bas, et négative $c = -|c|$ vers le haut ;
- la discontinuité de force qu'elle engendre, positive si la partie parcourue par l'onde a subi une compression ; négative, si elle a subi une décompression ou une traction ;
- les discontinuités v qui en résultent pour les vitesses particulières ou σ pour les contraintes ; les vitesses particulières ou les contraintes dans les différents tronçons seront notées v_p et σ_p .

On considérera toujours l'état modifié par rapport à l'état antérieur ; les discontinuités de vitesses seront positives vers le bas, négatives vers le haut ; les discontinuités de contraintes seront positives pour les compressions, négatives pour les décompressions ou tractions.

Avec ces conventions comme on peut le vérifier sur les schémas de la figure 5, les relations (1) et (2) sont vérifiées algébriquement dans tous les cas, et elles s'écrivent :

$$v = \sigma \frac{C}{E} \quad (3)$$

$$\sigma = \rho c v \quad (4)$$

1.4 Réflexion partielle sur un changement de section

Que se passe-t-il si l'onde de choc correspondant à une discontinuité de force constante F rencontre un changement de section, la tige passant brusquement d'une section A à une section $a = \frac{A}{r}$?

Nous admettons l'existence d'une onde transmise et d'une onde réfléchie. Utilisons notre pouvoir de figer le temps, et considérons le tronçon limité par les fronts de l'onde au temps dt après l'arrivée de l'onde incidente sur le changement de section ; nous pourrions écrire que la somme des forces extérieures appliquées est nulle, et que les vitesses particulières sont les mêmes dans tout ce tronçon qui ne comporte pas d'autres fronts d'onde que ceux qui le délimitent : (Figure 6)

$$F_i + F_r = F_t$$

$$v_p \times v_i + v_r = v_t$$

$$\text{ce qui donne : } eA |c| v_i - eA |c| v_r = eA |c| v_t$$

$$v_i - v_r = \frac{v_t}{r}$$

$$\text{d'où } v_t = \frac{2rv_i}{1+r} \quad (5) \quad \text{et} \quad v_r = \frac{r-1}{1+r} v_i \quad (6)$$

Les formules concernant les discontinuités des contraintes sont un peu différentes :

$$A\sigma_i + A\sigma_r = a\sigma_t \quad \sigma_i + \sigma_r = \frac{\sigma_t}{r}$$

$$\sigma_i \frac{|c|}{E} - \sigma_r \frac{|c|}{E} = \sigma_t \frac{|c|}{E} \quad \sigma_i - \sigma_r = \sigma_t$$

$$\text{d'où } \sigma_t = \frac{2r}{1+r} \sigma_i \quad (7) \quad \text{et} \quad \sigma_r = \frac{1-r}{1+r} \sigma_i \quad (8)$$

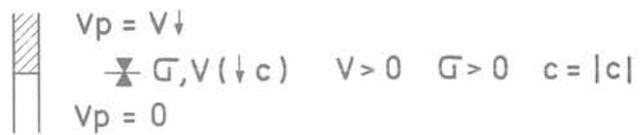
Les formules 5, 6, 7 et 8 peuvent s'écrire en fonction de

$$r = \frac{1}{r} = \frac{a}{A}$$

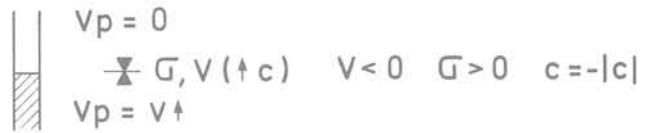
1.5 Réflexions totales sur une extrémité libre ou fixe

Il suffit d'écrire les formules précédentes si r devient nul (extrémité fixe) ou infini (extrémité libre).

Onde de compression vers le bas



Onde de compression vers le haut



Onde de relâchement vers le bas



Onde de relâchement vers le haut

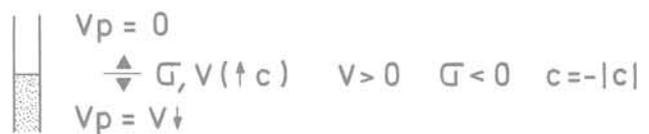


Fig. 5 Notations et signes

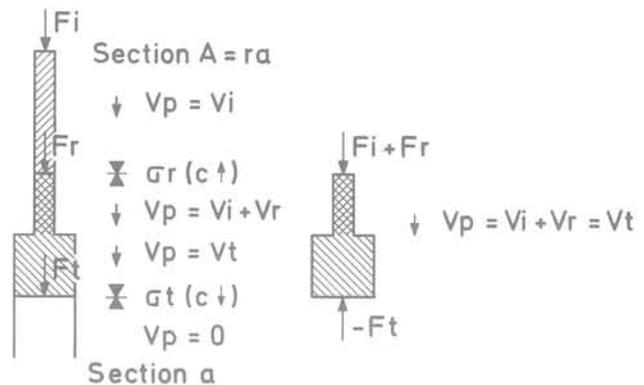


Fig. 6 Changement de section

Extrémité fixe

$$\sigma_r = \sigma_i \quad \sigma_t = 0$$

$$v_r = -v_i \quad v_t = 0$$

Dans la partie parcourue par l'onde réfléchie, la contrainte est doublée et la vitesse particulière est nulle.

Extrémité libre

$$\sigma_r = -\sigma_i$$

$$v_r = v_i \quad v_t = 2v_i \quad (\text{c'est la vitesse de l'extrémité libre après réflexion}).$$

Dans la partie parcourue par l'onde réfléchie, la contrainte est nulle et la vitesse particulière est doublée.

1.6 Mouvement d'une portion de tige soumise à une force constante

La longueur de cette portion de tige est L .

Nous allons utiliser une représentation de l'espace-temps attachée au tronçon de tige et permettant de suivre le trajet du front de l'onde, en portant en ordonnée les chemins parcourus (unité, la longueur L), et en abscisse les temps (unité, le temps que met l'onde à parcourir la longueur L , soit $\frac{L}{c}$). (Figure 7).

La vitesse initiale ou incidente v_i est telle que :

$$v_i = \sigma_i \frac{|c|}{E} = \frac{F}{a} \frac{|c|}{E}$$

Les vitesses particulières aux extrémités suivent une progression arithmétique de raison $2v_i$ avec une période de temps de $2\frac{L}{c}$. L'accroissement moyen de vitesse par unité de temps, qui équivaut à la limite à l'accélération γ pour une tige rigide, est donné par :

$$\gamma = \frac{v_i |c|}{L} = \frac{F}{aL} = \frac{F}{aL\rho}$$

ce qui donne $F = aL\rho\gamma$ ou $F = m\gamma$; m étant la masse de la portion de tige. On retrouve là le résultat annoncé au paragraphe 1.2.

1.7 Le problème du mille-pattes

Supposons maintenant un train d'ondes de durée et de longueur limitée ℓ , engendré par l'apparition momentanée d'une force F pendant un temps $\Delta t = \frac{\ell}{c}$, et parcourant une portion de tige de longueur L , libre à ses deux extrémités. En utilisant la même représentation, (figure 8), il est facile de voir que la tige va progresser par un mouvement discontinu périodique, de période $2\frac{L}{c}$, chaque progression étant de $2v_i\Delta t$ pendant un temps Δt ; la longueur de la tige passant alternativement de $L - v_i\Delta t$ à $L + v_i\Delta t$ et vice versa.

C'est bien le problème du mille-pattes ou du ver de terre qui contracte une portion de ses anneaux pour progresser. Le serpent, lui complique un peu plus ses mouvements !

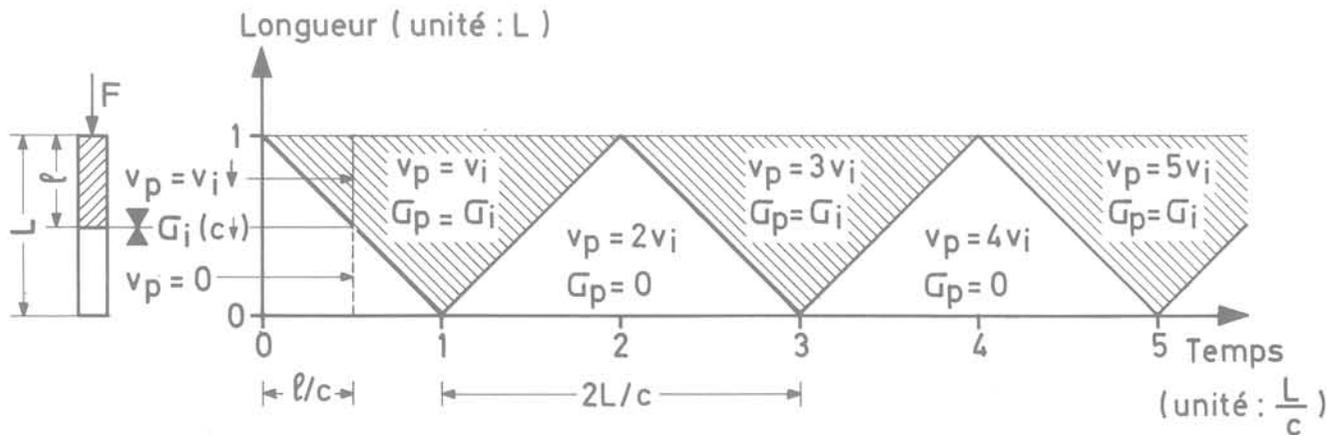


Fig. 7 Portion de tige soumise à une force constante

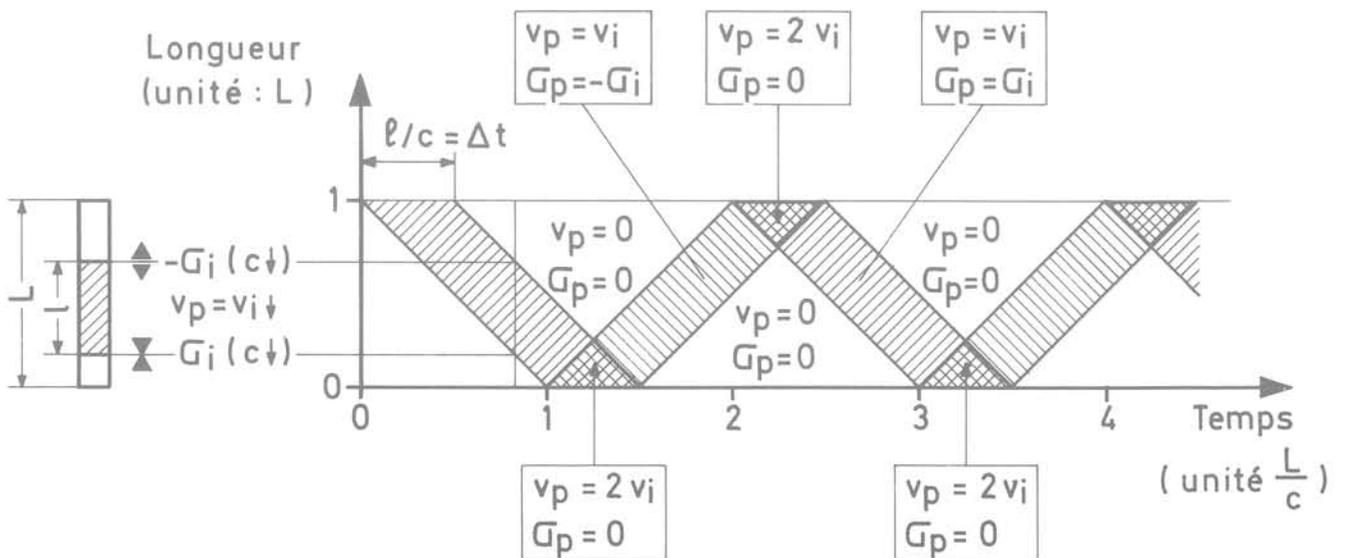


Fig. 8 Train d'onde dans une portion de tige

1.8 Le mouton et la tige

1.8.1 Le choc simple

Le mouton a une longueur H et une section $A = ra$, r étant supérieur ou égal à un. Sa vitesse initiale au moment de l'impact est $v_m = v_0$ (figure 9).

L'impact engendre deux ondes de choc de sens opposés et la force F_1 qui en résulte au sommet de la tige et au bas du mouton doit vérifier les deux relations :

$$F_1 = \rho a |c| v_{1T} = -\rho A |c| v_{1M}$$

Donc la discontinuité de vitesse particulière v_{1M} dans le mouton est liée à la discontinuité v_{1T} apparue dans la tige par :

$$v_{1T} = -r v_{1M} \quad \text{ou} \quad v_{1M} = -1/r v_{1T}$$

Or la vitesse particulière dans le haut de la tige et dans le bas du mouton sont identiques tant qu'aucun nouveau front d'onde ne les a parcourus :

$$v_p = v_{1T} = v_0 + v_{1M}$$

en posant $v_1 = v_{1T}$, il vient :

$$v_1 = \frac{r v_0}{1+r}$$

Pour les contraintes on aura $\sigma_1 = \frac{r}{1+r} \sigma_0$ dans la tige et $\sigma_1 = \frac{1}{1+r} \sigma_0$ dans le mouton, avec $\sigma_0 = \frac{E}{|c|} v_0$

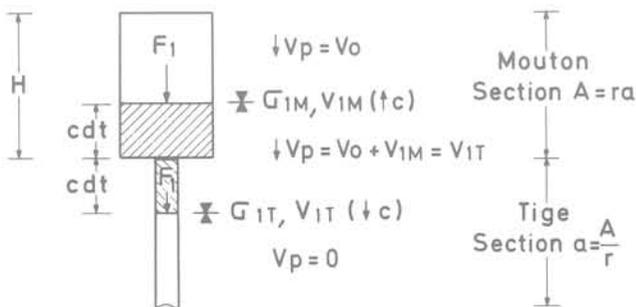


Fig. 9 Situation au temps dt après l'impact

La contrainte σ_1 , qui est la plus forte transmise à la tige, est appelée "contrainte de pic".

Pour analyser ce qui se passe par la suite, il suffit de suivre le trajet de l'onde dans le mouton en appliquant les formules de transmission et de réflexion des ondes. La figure 10 représente le trajet des ondes et les valeurs des vitesses particulières.

On remarquera que les vitesses particulières sont toujours positives ou nulles, puisque nous avons supposé $r \geq 1$. On peut établir un graphique semblable pour les contraintes mais on a préféré tracer sur la figure 11 la courbe discontinue des contraintes au sommet de la tige en fonction du temps pour différentes valeurs de r allant de 1 à 16. On démontre facilement que la courbe continue vers laquelle on tend pour $r \rightarrow \infty$ a pour équation :

$$\sigma(t) = \sigma_0 \exp.(-ct/L)$$

L étant la longueur de la tige ayant la même masse que le mouton. On remarquera que la contrainte reste toujours positive ou nulle, c'est-à-dire que le contact n'est jamais rompu entre le mouton et la tige. On peut de même vérifier qu'à chaque instant, la quantité de mouvement perdue par le mouton est égale à celle gagnée par la tige. Le cas particulier où la section du mouton est égale à celle de la tige est le seul pour lequel la transmission de l'énergie du mouton à la tige a une durée finie, égale à $\frac{2H}{C}$, H étant la hauteur du mouton.

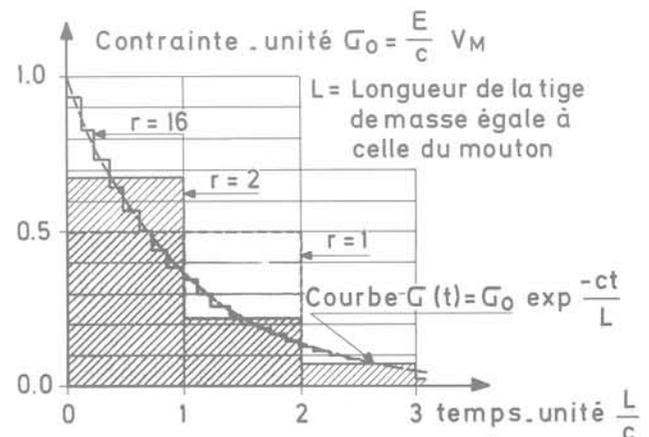


Fig. 11 Variation de σ en fonction du temps

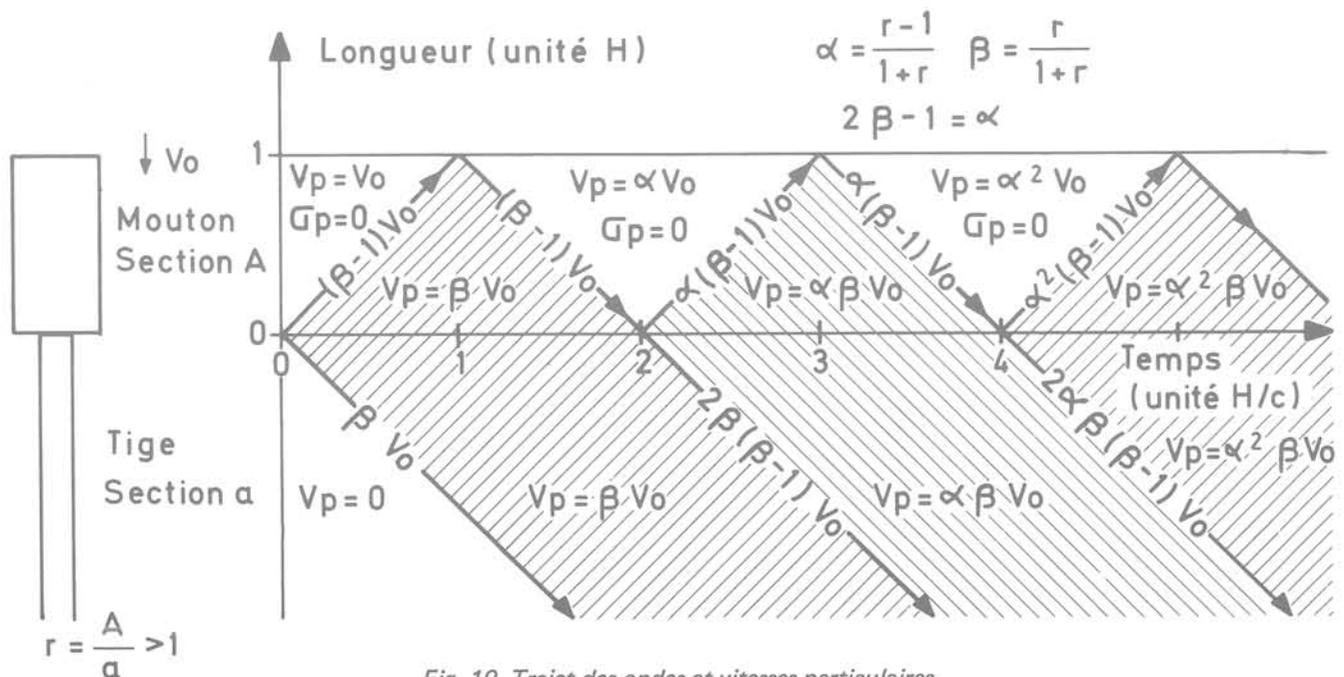


Fig. 10 Trajet des ondes et vitesses particulières

1.8.2. Le rebond ou la balle de ping-pong

Plaçons-nous dans le cas où $r < 1$, c'est-à-dire où la section du mouton est inférieure à celle de la tige. La figure 12 représente les vitesses particulières et les contraintes en fonction du temps.

Au bout d'un temps $\frac{2H}{C}$, la contrainte est nulle pour toutes les particules du mouton qui sont animées d'une vitesse négative, c'est-à-dire vers le haut, égale à $\frac{r-1}{r+1} v_0$. Donc le mouton est relancé vers le haut avec une vitesse initiale $\frac{r-1}{r+1} v_0$. Il y a rebond. Nous avons indiqué sur le graphique que le contact est rompu par un double trait. Lorsque le mouton retombera sur la tige avec une vitesse positive $\frac{1-r}{1+r} v_0$, il sera à nouveau renvoyé vers le haut au bout d'un temps $\frac{2H}{C}$ avec une vitesse négative égale à $-\left(\frac{1-r}{1+r}\right)^2 v_0$, et ainsi de suite. Les hauteurs atteintes décroîtront suivant une série géométrique de raison $\left(\frac{1-r}{1+r}\right)^2$ proportionnelle au carré de la vitesse initiale du mouton au moment du rebond. Il est bien vrai que cela fait penser à une balle de ping-pong !

Le phénomène du rebond du mouton sur une tige pénétrant dans le sol (ou sur un pieu) est analogue et fera l'objet d'une discussion plus avant.

1.8.3. Interposition d'une tête de battage ; rupture de choc.

Il n'y a aucune difficulté théorique à étudier l'influence d'une tête de battage de section constante et de même matière que le mouton et la tige ; il suffit pour cela de suivre le cheminement des ondes et d'appliquer les lois de réflexion et de transmission. Mais il faut faire attention aux conditions des liaisons.

On peut supposer que la tête est solidaire de la tige et indépendante du mouton, ou indépendante des deux. Raisons par exemple, sur le cas de l'essai Standard Pénétration Test : la tête, vissée sur les tiges, est solidaire d'elles. Mais elle n'est pas liée au mouton ; cela entraîne les conséquences suivantes :

1 - On ne peut avoir de traction à l'interface du mouton et de la tête ; tout se passe, à partir du moment où la contrainte est devenue nulle à l'interface, comme pour une extrémité libre, tant pour le mouton que pour la tête de battage.

2 - Le transfert d'énergie peut-être interrompu soit par un rebond (lorsque les vitesses particulières dans le mouton sont négatives) soit par le fait que l'ensemble tige-tête acquiert une vitesse particulière supérieure à celle du mouton. Ce curieux phénomène, rupture de contact et interruption du choc, peut être baptisé "rupture de choc".

Lorsqu'il y a rupture de choc, une partie de l'énergie reste emprisonnée dans le mouton avec un train d'ondes de longueur et durée limitées (problème du mille-pattes voir ci-dessus). Quant à l'énergie enfermée dans la tête, elle continue à se vider de manière continue dans la tige. Les vitesses particulières décroissent par paliers au sommet de la tige, et le mouton rattrape la tige ; on peut démontrer que la gravité ne joue dans ce phénomène qu'un rôle négligeable. Lorsque le mouton entre à nouveau en contact avec la tête de battage, il transfère à celle-ci une nouvelle part de son énergie, et ainsi de suite.

Nous avons étudié plus particulièrement le cas du Standard Pénétration Test, et on trouvera sur les figures 13, 14 et 15 les données utilisées, les courbes des contraintes au sommet de la tige, et celles de l'énergie transmise aux tiges en fonction du temps, avec la tête et sans tête de battage.

L'influence de la tête dans ce cas est double :

- augmenter la contrainte de "pic".
- accélérer dans un premier temps le transfert d'énergie, puis le ralentir par la suite.

On calcule, avec les hypothèses envisagées, que le premier contact dure 0,076 milliseconde, puis la rupture de choc environ 1 milliseconde, puis le nouveau contact 0,076 milliseconde, et ainsi de suite. La durée des contacts est inférieure à 8% du temps total : autrement dit, le mouton passe 92% de son temps à "flotter" au-dessus de la tête de battage sans être en contact avec elle.

Résultat bien surprenant ! Mais, pendant ce temps, le transfert d'énergie à la tige est continu, par l'intermédiaire de la tête de battage, bien qu'il soit interrompu pendant la plus grande partie du temps au niveau du contact mouton - tête de battage.

1.8.4. Considérations sur l'énergie et le refus élastique maximum.

Quelle que soit la forme de l'onde de contrainte, l'énergie qui passe pendant un temps dt dans une section donnée de la tige sera égale à :

$$de = F v_p dt = \frac{aE}{c} v_p^2 dt = \frac{c}{aE} F^2 dt = \frac{ac}{E} \sigma_p^2 dt$$

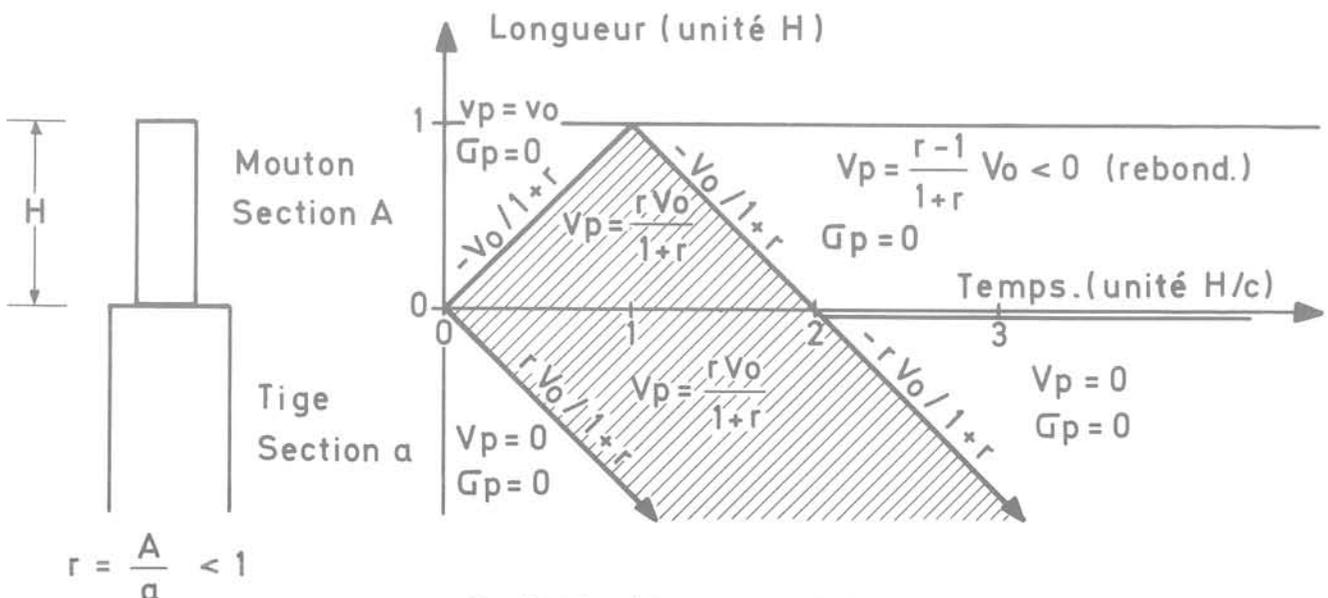


Fig. 12 Rebond du mouton sur la tige

cette énergie ne dépend donc pas du signe de σ ou de v_p : une onde réfléchie correspond à de l'énergie renvoyée en sens inverse, quel que soit son signe.

Nous avons vu plus haut (paragraphe 1.2. "Le coup de baguette magique") que l'énergie du mouton communiquée à la tige se partageait en deux parts égales : énergie statique de compression du ressort que constitue la tige, énergie dynamique ou cinétique du mouvement des particules de la tige. Si un mouton communique par conséquent la totalité de son énergie à une tige élastique supposée suffisamment longue, on doit en conclure que le raccourcissement élastique de cette tige de section constante et de matière homogène est toujours le même pour une même énergie du mouton à l'impact.

Il est facile de calculer ce raccourcissement pour un mouton de même section que la tige et de longueur $H = L$:

$$s = 1/2 \frac{E}{|c|} v_M \times \frac{2L}{E} = \frac{v_M}{|c|} L$$

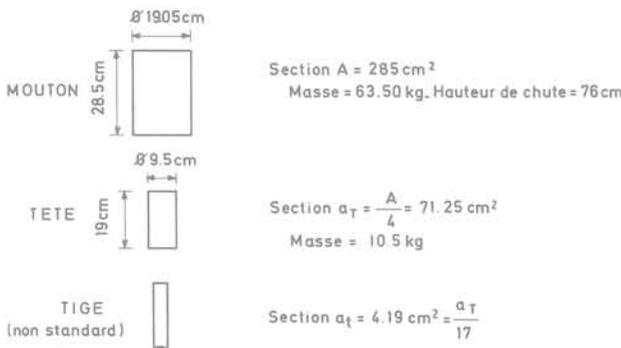


Fig. 13 Données prises en compte pour l'étude d'un essai SPT

puisque le "train" d'onde a une longueur finie $2L$ et donne une compression égale à $\sigma_1 = 1/2 \frac{E}{|c|} v_M$, v_M étant la vitesse du mouton à l'impact. Dans tous les cas, le raccourcissement élastique total maximum est donc égal à celui d'une longueur L de tige dont la masse est égale à celle du mouton et soumise à une compression uniforme avec une contrainte :

$$\sigma_M = \sigma_0 = \frac{E}{|c|} v_M$$

On peut vérifier ce résultat, trouvé ici par le raisonnement dans le cas du choc simple quelle que soit la valeur du coefficient r , en faisant la somme des raccourcissements des portions de tige comprimées avec des contraintes différentes. Un raisonnement analogue montre que l'énergie cinétique totale communiquée à la tige après le choc est dans tous les cas égale à $1/2 \cdot 2La (1/2 v_M)^2 = 1/4 Mv_M^2$, soit la moitié de l'énergie cinétique du mouton à l'impact.

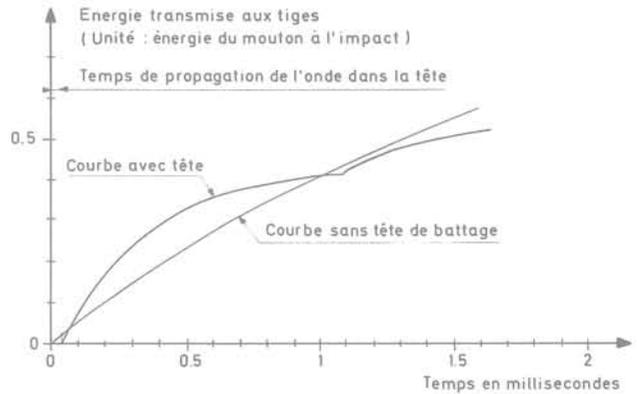


Fig. 15 Essai SPT – Energie transmise aux tiges

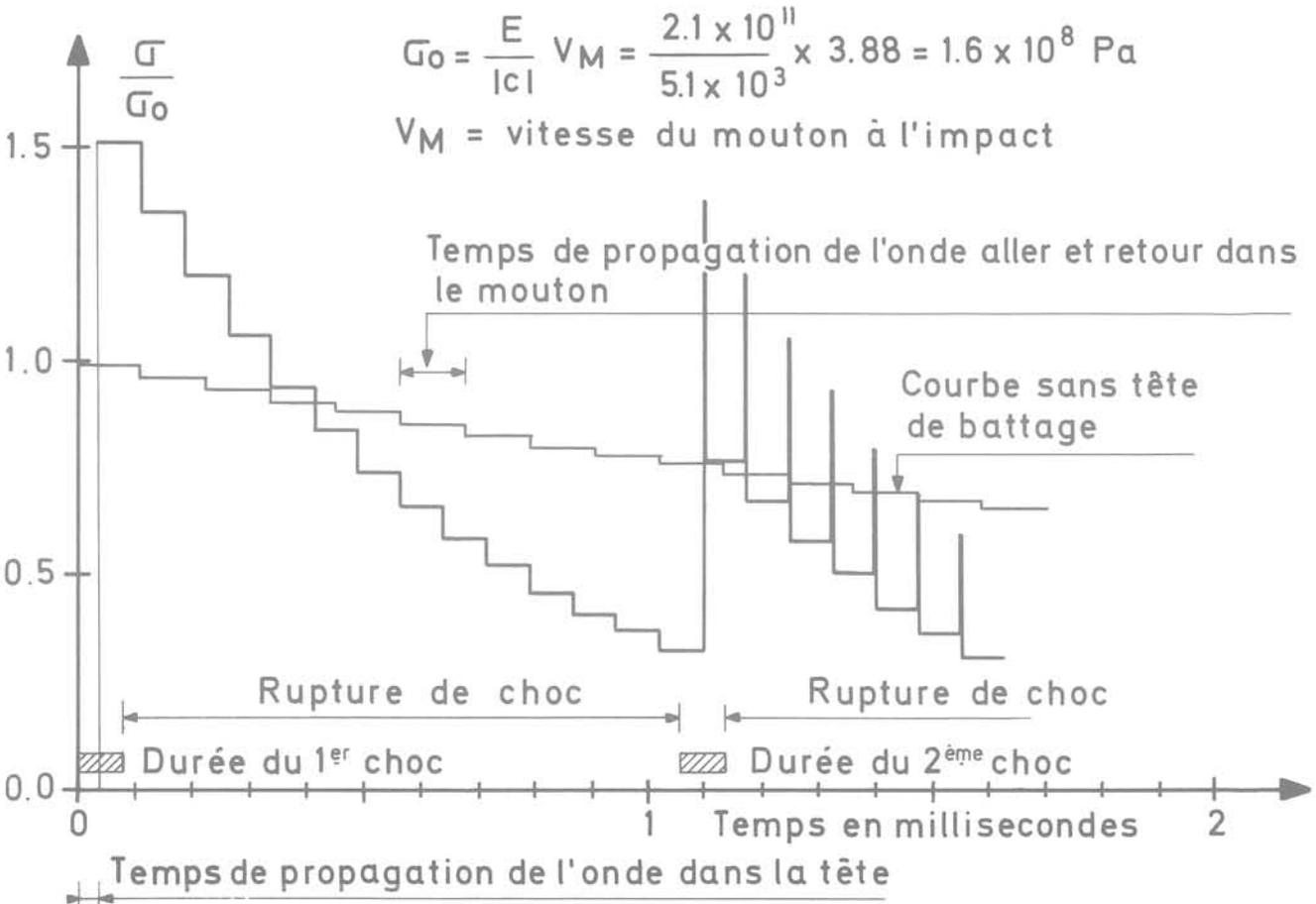


Fig. 14 Essai SPT – Variation de σ en fonction du temps

1.8.5. Et la formule des Hollandais ?

Cette formule bien connue considère les énergies globalement. Il n'est pas facile de lui trouver une stricte justification. On peut dire en tout cas qu'elle n'est pas applicable aux corps élastiques. Mais on peut aussi discuter de sa validité en ce qui concerne les corps rigides, pour lesquels aucun choc n'est théoriquement possible sans les briser, car la contrainte de "pic" croît comme la racine carrée du module d'Young. Pour les corps supposés rigides plastiques, on peut également démontrer l'existence d'ondes de choc ; on en revient donc au fait qu'aux amortissements près, un corps linéaire sur lequel a lieu un choc est capable de transmettre de la même façon l'énergie qui lui a été communiquée, quelle que soit sa longueur, donc sa masse totale, ce qui est en contradiction avec la formule des Hollandais.

2 La pénétration dans le sol d'une tige élastique battue

2.1 Ne pas casser la tige au départ

Dans la théorie du choc élastique, la contrainte de pic, pour un rapport donné entre les sections du mouton et de la tige, dépend directement de la vitesse du mouton à l'impact, et pas de la masse du mouton. Il serait possible, en théorie, d'abîmer un pieu de 10 tonnes avec une masse de 10 grammes. Inversement, on pourrait enfoncer sans la casser, une épingle avec un marteau de 10 tonnes. Nous laissons le soin au lecteur de rechercher, parmi les hypothèses faites, celles qui ne se trouvent plus vérifiées dans ces cas limites ! (voir paragraphe 1.2. "Le coup de baguette magique").

Lorsqu'on veut communiquer une grande énergie à un pieu en utilisant une masse faible, mais lancée à grande vitesse, (cas des moutons à double effet), il faut donc, par un système approprié, "écrêter" la contrainte de pic, ce qui est difficilement obtenu sans perte supplémentaire d'énergie. Mais on y gagne pour la manutention des moutons, qui sont moins lourds.

2.2 Le sol est très dur

Dans ce cas, l'onde incidente provenant du coup de mouton, qui est une onde de compression dont nous pouvons connaître la forme, a subi un amortissement faible lorsqu'elle arrive à l'extrémité de la tige qui peut être considérée comme fixe : il y a, à cette extrémité, doublement de la contrainte de compression, pour une vitesse particulière qui reste nulle. Si la contrainte de pic est élevée, le pied de la tige peut être abîmé alors que la tête n'a pas souffert.

Lorsque l'onde de compression réfléchie arrive au contact du mouton, elle se transmet à ce dernier sous la forme d'une onde de compression, qui se réfléchit à son extrémité libre en onde de relâchement annulant les contraintes, mais communiquant une vitesse particulière négative au mouton : lorsque cette onde arrive en retour à la tête de la tige, il y a rebond, toutes les particules du mouton étant animées d'une vitesse négative. Dans ce phénomène, le mouton est toujours "soulevé" à partir de son extrémité supérieure, comme nous l'avons déjà remarqué.

2.3 Le sol est très mou

L'onde incidente, toujours de compression, se réfléchit à la base de la tige en onde de relâchement des contraintes ou de traction. Au niveau de l'extrémité libre de la tige, la contrainte résultante est nulle, car les contraintes incidentes et réfléchies sont égales et opposées ; mais dans son parcours vers le haut, l'onde réfléchie se superpose à une onde incidente de compression qui décroît, et la résultante devient donc une onde de traction, dont le "pic" sera maximum à la tête de la tige.

Si la tige résiste mal à la traction (pieux en béton), elle pourra se casser, généralement près de sa tête (là où l'onde de traction réfléchie n'est plus compensée par l'onde de compression incidente).

L'onde réfléchie arrivant au contact du marteau ne provoque aucun rebond de celui-ci : au contraire, la tige se "dérobe" (il y a rupture de contact) et la nouvelle réflexion donne une onde de compression dans la tige, suivant un processus analogue à celui décrit dans le paragraphe 1.7. "Le mille-pattes".

2.4 Le sol n'est ni très mou ni très dur, mais à la fois visqueux et rigide - plastique

Tentons de justifier, au moins dans certains cas, ces hypothèses qui peuvent paraître surprenantes. Le comportement des sols en tant que milieu semi-indéfini est très complexe, même lorsqu'on les suppose, au mépris de la réalité, homogènes et isotropes ; on est donc amené à définir des lois de comportement variables suivant la nature des sollicitations : loi élastique, élasto-plastique, visqueuse, rigide-plastique, pour ne citer que les plus simples et les plus courantes.

A cette difficulté du choix d'une loi de comportement pour un milieu indéfini qui représente le sol, s'ajoute le fait que l'étude globale du comportement d'un milieu sous les sollicitations est elle-même très complexe, puisqu'il s'agit de déterminer des champs de contraintes, de déformations, ou de vitesses de contrainte ou de déformation, en tenant compte des conditions aux limites.

C'est pourquoi on "triche" parfois en faisant abstraction du sol pour le remplacer par l'action qu'il est censé exercer sur la structure que l'on étudie ; on invente alors des liaisons sol-structure qui peuvent être des ressorts, des dash-pots, des frottements. Criticable en théorie, cet artifice rend bien des services en pratique. C'est une méthode de cette catégorie que nous allons utiliser ci-après.

Dans notre problème d'enfoncement par battage d'une tige élastique dans le sol, la tige pénétrera dans un sol homogène en brisant les frottements le long de la surface latérale, et en poinçonnant le sol à sa base : deux types de sollicitation bien différents, que nous considérerons donc séparément.

Prenons le cas d'un sol argileux : le long de la surface latérale, le passage des ondes à chaque coup de mouton provoque un brusque déplacement de la tige par rapport au sol, ce qui a pour effet de remanier complètement l'argile au contact de la tige. L'amortissement de l'onde de choc est dû à la réaction d'un sol colloïdal remanié : il est naturel de supposer que c'est une réaction visqueuse, donc proportionnelle à la vitesse particulière du tube. Pour une première onde de compression constante (Force F), à un instant donné, on aura, en fonction de la fiche (Figure 16) :

$$dF = -K_p |v_p| dz \quad |v_p| = \frac{|c|}{E} \sigma_p$$

p étant le périmètre de la tige

$$a d\sigma_p = -K_p \frac{|c|}{E} \sigma_p dz$$

ou :

$$\sigma_p(z) = \sigma_0 \exp. \left(-K \frac{|c|}{E} \frac{pz}{a} \right)$$

si la tige est un tube de faible épaisseur b par rapport à son diamètre, on aura :

$$\sigma(z) = \sigma_0 \exp. \left(-K \frac{|c|}{Eb} z \right)$$

Si la tige est pleine et de diamètre D, on aura :

$$\sigma(z) = \sigma_0 \exp. \left(-4K \frac{|c|}{ED} z \right)$$

Pour un observateur qui suivrait le front de l'onde, la contrainte serait une fonction exponentielle décroissante de la fiche ; en un point donné, la courbe de contrainte en fonction du temps se déduit de celle au sommet de la tige par une translation des temps et une affinité de module $\exp. \left(-K \frac{|c|}{E} \frac{pz}{a} \right)$. L'influence du sol est définie par un seul paramètre, K, qui est une viscosité (contrainte par unité de vitesse).

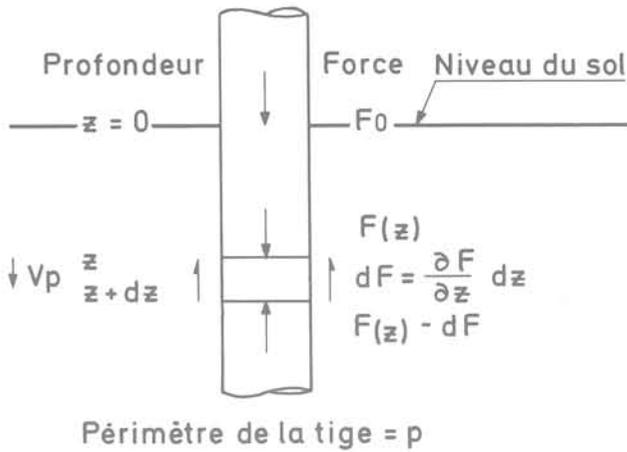


Fig. 16 Amortissement de l'onde incidente

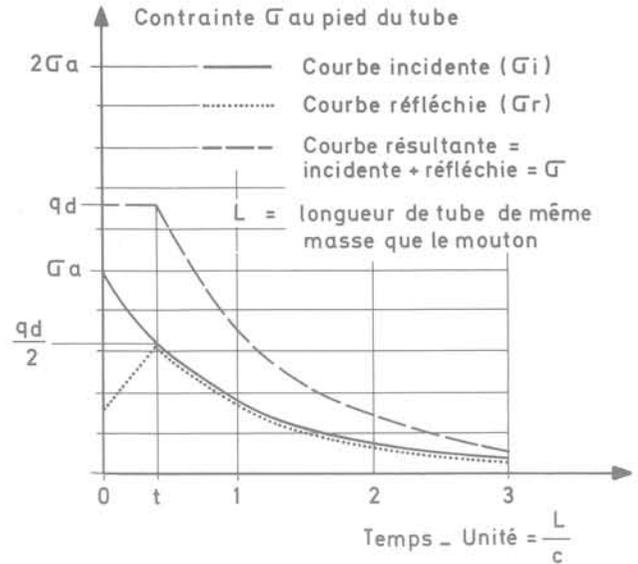


Fig. 17 Ondes incidente, réfléchie et résultante

Lorsque l'onde amortie arrive à l'extrémité de la tige dans le sol, une partie sera transmise ou utilisée pour faire pénétrer la tige dans le sol et une partie réfléchi. Il est alors tentant de considérer que la réaction du sol est rigide-plastique : au delà d'une certaine contrainte (résistance dynamique ultime du sol, q) tout se passe comme si la tige était libre. Le sol n'est alors défini que par un seul paramètre : la résistance dynamique ultime q (Figure 17).

On peut démontrer qu'avec ces hypothèses, la totalité de l'énergie qui n'est pas réfléchi sert à la pénétration de la tige dans le sol. Nous avons étudié plus particulièrement le cas d'un tube de grand diamètre et d'épaisseur b ; en supposant la section du mouton grande par rapport à celle du tube, et un choc simple, on peut exprimer analytiquement pour une première onde incidente, la pénétration dans le sol en fonction de deux paramètres K et q , et des caractéristiques du mouton et du tube :

$$s = 2\sigma_a L/E [1 + q/2\sigma_a (Lnq - 1)]$$

avec : $\sigma_a = \sigma_0 \exp. (-K |c| z/bE)$ et $\sigma_0 = \frac{E}{|c|} v_M$

v_M = Vitesse du mouton à l'impact

L = Longueur du tube de même masse que le mouton.

Si le sol est mou, l'énergie réfléchi, d'abord à l'extrémité basse du tube, puis à son extrémité haute, peut être suffisante pour provoquer à son retour un nouvel enfoncement du tube dans le sol, que l'on peut également calculer. On retrouve le problème du mille-pattes, avec un train d'ondes qui s'amortit à chaque trajet dans la partie enterrée du tube, et un milieu offrant au tube une certaine résistance à la pénétration.

2.5 Autres modélisations pour le sol

On peut, bien entendu, choisir des hypothèses plus complexes pour modéliser l'action du sol sur le tube pendant le battage ; cela présente comme avantage, de pouvoir mieux se "caler" sur des courbes expérimentales ; comme inconvénient de multiplier les paramètres sans que l'on soit pour autant assuré que la loi la plus complexe soit plus générale que la plus simple.

Ce qui peut venir à l'esprit, c'est de supposer, pour la réaction latérale, une cohésion initiale ; pour la réaction en pointe, une loi élasto-plastique ; cela revient à introduire deux paramètres supplémentaires. Pour les terrains frottants, il paraît logique de remplacer la loi visqueuse par une loi de frottement.

Conclusions pratiques et validité des formules dynamiques pour évaluer la portance limite des pieux.

Si un pieu battu peut être considéré comme un corps élastique élancé, il est clair qu'il pourra être enfoncé par battage de la même manière dans un même sol et avec un même mouton quelle que soit sa longueur, donc sa masse totale. Toutes les formules de battage faisant intervenir la masse totale du pieu sont donc en contradiction avec l'hypothèse d'un pieu élastique ou simplement déformable.

Par ailleurs, l'énergie utilisée pour vaincre les frottements et faire pénétrer le pieu dans le sol n'est qu'une part de l'énergie totale communiquée au pieu par le choc du mouton, car une autre part de cette énergie est réfléchi et se perd en allers et retours au cours desquels elle s'amortit. Tout changement de section du pieu, qui provoque des réflexions, n'est pas très favorable pour une bonne transmission de l'énergie ; mais dans certains cas, on peut de cette façon augmenter la "contrainte de pic".

L'influence d'une tête de battage n'est pas évidente et doit être étudiée dans le détail ; il est rapidement nécessaire, pour ce genre d'études, d'utiliser les puissants moyens du calcul numérique et beaucoup reste à faire, nous semblait-il.

La validité des formules dynamiques pour évaluer la force portante limite des pieux nous paraît devoir très sérieusement être mise en doute dans la plupart des cas.

En ce qui concerne les frottements le long de la surface latérale du pieu, il n'y a, en effet, pas de raisons valables de supposer qu'il puisse y avoir une relation universelle entre les paramètres dynamiques mis en jeu pendant un battage et ceux qui régissent un comportement statique à long terme sous des charges variant progressivement. Peut-être y a-t-il un espoir plus raisonnable d'établir dans certains cas une corrélation entre ce que l'on peut définir comme la résistance dynamique ultime du sol, q , et la résistance à la pénétration statique q_c telle que déterminée par les essais de sols normalisés.

Comme bien souvent en Géotechnique, les corrélations que l'on peut établir à l'aide de résultats expérimentaux entre différents paramètres concernant les sols ne peuvent être que des guides pour fixer des ordres de grandeur, et doivent donc être utilisés avec prudence, esprit critique et une absence totale d'amour-propre !

Références Bibliographiques

MEUNIER J., (1974) - *Contribution à l'étude des ondes et des ondes de choc dans les sols*. Thèse présentée à l'université de Grenoble pour obtenir le grade de Docteur Ingénieur.

GONIN H., (1978) - *Etude théorique du battage des corps élastiques élancés et application pratique*. Annales de l'ITBTP Série Sols et Fondations n° 155 - Mai 1978.

BONFORT P., (1978) - Rapport de stage de fin d'études (non publié).