

La Propagation et l'atténuation des ondes élastiques dans les couches sous-marines

Propagation and attenuation of elastic waves in the submarine layers. (Part I)

Moo Young Song*. Yong Ahn Park**

Abstract.

Proceeding from general elementary principles to more specific abstract problems, we have attempted the rearrangement of the research results as they are known at present concerning the propagation and attenuation of the elastic wave in submarine layers.

We have derived the elementary equations of the elastic wave. In addition, the relationship of the propagation of the elastic waves in the sea water mass and the reflection of the waves from the water-sediment interface are treated and presented in different sections.

Introduction

Si le comportement de l'onde de compression qui se propage dans un certain milieu varie avec les différentes propriétés physiques du milieu, ce qui peut être considéré comme une hypothèse acceptable, la différence de ce comportement nous permettra alors de déduire les propriétés physiques des milieux traversés.

Il est donc nécessaire de chercher la relation entre les paramètres caractéristiques des milieux et la propagation de l'onde de compression dans les milieux.

Lors d'expériences effectuées dans le cadre de la sismique réflexion par faible profondeur d'eau, les signaux émis parviennent au capteur avec le temps d'arrivée qui sont fonction des divers parcours empruntés par l'onde. En assimilant le trajet de la propagation de l'onde acoustique à un rayon, on peut visualiser les trajets de l'on-

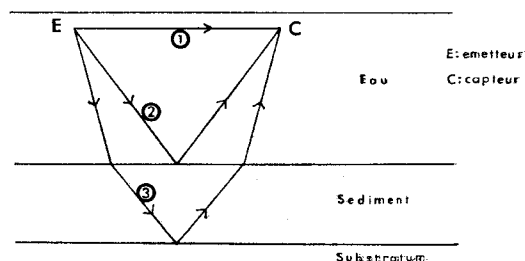


Fig I. Les trajets de l'onde.

de dans Fig I.

L'onde directe, ① dans Fig I, se propage dans l'eau et parvient au capteur. Ensuite, l'onde réfléchie, ② dans Fig I, traduit la propagation dans l'eau et la réflexion sur le fond de la mer (Interface l'eau-sédiment). Dans ce cas la réflexion est différente en raison des propriétés physiques des sédiments naturels. L'onde ③ qui pénètre dans les sédiments est ensuite réfléchie par l'interface sédiment-substratum. Elle donne des réponses provenant de tous les matériaux

* Lab. de Géophysique appliquée
Université de Bordeaux, France

**Dept. of Oceanography, college of Natural Sciences, Seoul
National University Seoul, Korea.

qu'elle traverse: l'eau, l'interface eau-sédiment, le milieu sédimentaire, l'interface sédiment-substratum.

Dans certaines zones limitées, les propriétés de l'eau et du substratum varient moins que celles des sédiments; on pourra alors négliger leurs variations et se proposer d'interpréter les propriétés des sédiments à partir du comportement des ondes sismiques dans cette zone. Cependant, la composition, et la structure des sédiments sont plus variées et plus irrégulières que celles d'autres milieux. C'est ce qui rend plus difficile la recherche d'une relation entre la réponse acoustique et les propriétés des sédiments.

Plusieurs chercheurs ont déjà essayé d'établir soit des théories sur la propagation acoustique dans l'environnement marin, soit des mesures des comportements acoustiques dans les couches sédimentaires.

Parmi eux, Wood Rayleigh, Officer, Tolstoy, etc. ont cherché les théories sur l'acoustique sous-marine. Urick, Ament, Biot, Stoll, etc. a essayé quelques modèles de la propagation acoustique dans les matériaux poreux saturés qui sont répandus dans la nature. Shumway, Hamilton, Hampton, Wood, Li, Tyce, etc. ont mesuré quelques phénomènes acoustiques de manière expérimentale, ou de manière in situ.

Il est évident qu'il y a des résultats divers en raison des méthodes différentes de mesure et des conditions expérimentales.

C'est la raison pour laquelle on a besoin d'essayer d'arranger des plusieurs résultats sous une idée quelconque choisie. C'est le motif de ce travail.

Les auteurs remercient Monsieur le Professeur P. Muraour, et Monsieur Dournau à l'université de Bordeaux I de leurs communications et de leurs encouragements.

Equations élémentaires

Il faudra développer grossièrement les équations sans rentrer dans le détail des démonstrations. Pour plus amples informations, on se référera à Officer ou à Grant, etc.

Tout d'abord, il est essentiel de définir les contraintes et les déformations et la relation entre elles. La contrainte est définie comme le rapport de la force s'exerçant sur une surface donnée δs par cette surface. Ainsi dans la Fig II, il est possible de décomposer la contrainte en composants dans les 3 directions d'un repère orthogonal et de considérer aussi les contraintes qui s'exercent dans les 3 plans perpendiculaires aux axes.

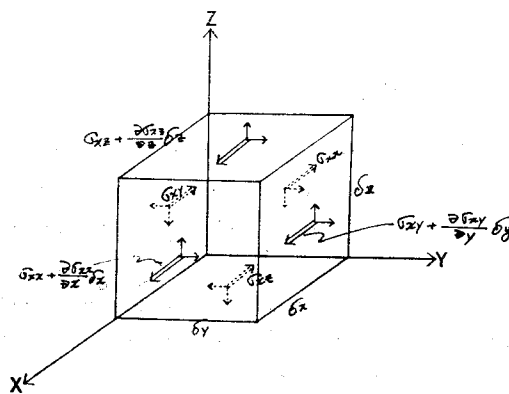


Fig II. Composants de Contrainte

Si on tient compte du mouvement angulaire et de torsion, on obtient $\sigma_{xy} = \sigma_{yz}$, $\sigma_{yz} = \sigma_{zy}$, $\sigma_{zx} = \sigma_{xz}$. Cela ramène de 9 à 6 le nombre de composants indépendants.

Les trois composantes σ_{xx} , σ_{yy} et σ_{zz} normales aux trois plans sont appelées contraintes en tension si elles sont positives et contraintes de pression si elles sont négatives. Les six composantes σ_{xy} , σ_{yx} , σ_{yz} , σ_{zy} , σ_{zx} et σ_{xz} sont appelées contraintes de cisaillement. Lorsque les

contraintes de cisaillement sont nulles et $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = 0$, la répartition des contraintes se réduit à une pression hydrostatique.

La déformation élémentaire est définie comme le rapport du changement de position d'un point par rapport aux points voisins sur la distance entre ce point et l'origine du repère référentiel. Considérons un point (x, y, z) qui subit un déplacement (u, v, w) ; alors un point voisin $(x + \delta x, y + \delta y, z + \delta z)$ subira un déplacement $(u + \delta u, v + \delta v, w + \delta w)$. On peut définir les coefficients de déformation élémentaire par

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &\equiv \frac{\varepsilon u}{\varepsilon x}, & \varepsilon_{yy} &\equiv \frac{\varepsilon v}{\varepsilon y}, & \varepsilon_{zz} &\equiv \frac{\varepsilon w}{\varepsilon z} \\ \varepsilon_{xy} &\equiv \varepsilon_{yx} \equiv \frac{\varepsilon v}{\varepsilon y} + \frac{\varepsilon u}{\varepsilon x}, & \varepsilon_{xz} &\equiv \varepsilon_{zx} \equiv \frac{\varepsilon u}{\varepsilon z} + \frac{\varepsilon w}{\varepsilon x}, \\ \varepsilon_{xy} &\equiv \varepsilon_{yx} \equiv \frac{\varepsilon v}{\varepsilon x} + \frac{\varepsilon u}{\varepsilon y}, & \theta_x &\equiv \frac{\varepsilon w}{\varepsilon y} - \frac{\varepsilon v}{\varepsilon z}, \\ \theta_y &\equiv \frac{\varepsilon u}{\varepsilon z} - \frac{\varepsilon w}{\varepsilon x}, & \theta_z &\equiv \frac{\varepsilon v}{\varepsilon x} - \frac{\varepsilon u}{\varepsilon y}. \end{aligned} \quad (2-1)$$

Les coefficients $\varepsilon_{xx}, \varepsilon_{yy}$ et ε_{zz} sont les déformations élémentaires longitudinales. Si elles sont positives, elles sont nommées allongements et si elles sont négatives, on les appelle retrécissement. Les coefficients $\varepsilon_{yz}, \varepsilon_{xy}, \varepsilon_{xz}, \varepsilon_{zx}, \varepsilon_{xy}$ et ε_{yx} sont les déformations de cisaillement qui provoquent un effet de distorsion. Les coefficients $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ produisent une rotation sans distorsion. En pratique, on observe que dans certaines limites les déformations élémentaires dans un solide élastique sont directement proportionnelles aux contraintes appliquées.

Les formes généralisées des équations expriment que chacune de six composantes des contraintes en un point quelconque d'un corps sera une fonction linéaire des six composantes de déformation.

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= c_{11} \varepsilon_{xx} + c_{12} \varepsilon_{yy} + c_{13} \varepsilon_{zz} + c_{14} \varepsilon_{yz} + c_{15} \varepsilon_{zx} + c_{16} \varepsilon_{xy} \\ \sigma_{yy} &= c_{21} \varepsilon_{xx} + c_{22} \varepsilon_{yy} + c_{23} \varepsilon_{zz} + c_{24} \varepsilon_{yz} + c_{25} \varepsilon_{zx} + c_{26} \varepsilon_{xy} \\ \sigma_{zz} &= c_{31} \varepsilon_{xx} + c_{32} \varepsilon_{yy} + c_{33} \varepsilon_{zz} + c_{34} \varepsilon_{yz} + c_{35} \varepsilon_{zx} + c_{36} \varepsilon_{xy} \\ \sigma_{yz} &= c_{41} \varepsilon_{xx} + c_{42} \varepsilon_{yy} + c_{43} \varepsilon_{zz} + c_{44} \varepsilon_{yz} + c_{45} \varepsilon_{zx} + c_{46} \varepsilon_{xy} \\ \sigma_{zx} &= c_{51} \varepsilon_{xx} + c_{52} \varepsilon_{yy} + c_{53} \varepsilon_{zz} + c_{54} \varepsilon_{yz} + c_{55} \varepsilon_{zx} + c_{56} \varepsilon_{xy} \\ \sigma_{xy} &= c_{61} \varepsilon_{xx} + c_{62} \varepsilon_{yy} + c_{63} \varepsilon_{zz} + c_{64} \varepsilon_{yz} + c_{65} \varepsilon_{zx} + c_{66} \varepsilon_{xy} \end{aligned} \quad (2-2)$$

Les coefficients C_{mn} sont les constantes élastiques du matériau. Afin que l'énergie de déformation soit une fonction biunivoque des composantes de déformation, les coefficients doivent être telles que $c_{mn} = c_{nm}$. Considérons un solide isotropique. Afin que la relation entre contrainte et déformation soit invariable dans un échange du référentiel:

$$\begin{aligned} c_{11} &= c_{22} = c_{33} & c_{44} &= c_{55} = c_{66} \\ c_{12} &= c_{13} = c_{23} & c_{15} &= c_{16} = c_{26} \\ c_{14} &= c_{25} = c_{36} & c_{45} &= c_{46} = c_{56} \end{aligned}$$

Pour que des relations soient invariables avec la symétrie des axes, on doit avoir:

$$c_{14} = c_{25} = c_{36} = c_{15} = c_{26} = c_{45} = c_{46} = c_{56} = 0,$$

et pour qu'une rotation circulaire des axes n'entraîne pas de modification de la relation il faut que:

$$2c_{44} = c_{11} - c_{12}.$$

Alors le nombre de constantes indépendantes est réduit à deux. C'est dire que les deux constantes élastiques indépendantes sont généralement prises telles que:

$$\begin{aligned} c_{11} &= c_{22} = c_{33} = \lambda + 2\mu \\ c_{44} &= c_{55} = c_{66} = \mu \\ c_{12} &= c_{13} = c_{23} = c_{21} = c_{31} = c_{32} = \lambda \end{aligned} \quad (2-3)$$

et sont définies comme constantes de Lamé.

Les relations de contrainte-déformation pour un solide isotrope deviennent donc,

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= (\lambda + 2\mu) \varepsilon_{xx} + \lambda \varepsilon_{yy} + \lambda \varepsilon_{zz} = \lambda \Delta + 2\mu \varepsilon_{xx} \\ \sigma_{yy} &= \lambda \varepsilon_{xx} + (\lambda + 2\mu) \varepsilon_{yy} + \lambda \varepsilon_{zz} = \lambda \Delta + 2\mu \varepsilon_{yy} \\ \sigma_{zz} &= \lambda \varepsilon_{xx} + \lambda \varepsilon_{yy} + (\lambda + 2\mu) \varepsilon_{zz} = \lambda \Delta + 2\mu \varepsilon_{zz} \\ \sigma_{yz} &= \mu \varepsilon_{yz} \\ \sigma_{zx} &= \mu \varepsilon_{zx} \\ \sigma_{xy} &= \mu \varepsilon_{xy}. \end{aligned} \quad (2-4)$$

Les autres paramètres élastiques de matériel dont on parle fréquemment, ainsi le coefficient de Poisson σ , le module d'Young E et le module d'incompressibilité K , s'expriment en fonction des constantes de Lamé, à savoir.

$$\sigma = -\frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{xx}} = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$$

$$E = \frac{\sigma_{xx}}{\epsilon_{xx}} = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} \quad (2-5)$$

$$K = \frac{P}{-\Delta} = \lambda + \frac{2}{3}\mu = \frac{3\lambda + 2\mu}{3} \quad (2-6)$$

Dans la plupart de problèmes de propagation des ondes élastiques, il est de mise de postuler que $\lambda = \mu$. Cette relation est connue aussi sous le nom de relation de poisson ou de Carrchy. Elle est due au fait qu'un matériau peut être considéré comme constitué de points matériels exerçant une force l'un sur l'autre à certaine distance. Cette force est une fonction de la distance entre ces points et s'exerce sur une ligne joignant les points, autrement dit, c'est une force centripète. Cela donne une seule constante élastique indépendante, la relation entre les plusieurs ci-dessus étant $\lambda = \mu$, $\sigma = \frac{1}{4}$,

$$K = \frac{5}{3}\mu, \quad E = \frac{5}{2}$$

Ensuite, on considère l'équation de mouvement. Les équations de mouvement sont obtenues à partir de la deuxième loi de Newton, en égalant le produit de la densité et de l'accélération dans une direction donnée à la force s'exerçant sur l'unité, de volume dans cette direction.

Ainsi dans la Fig III, on observe que certaines contraintes s'exercent dans la direction X sur chacune des six faces du parallélépipède rectangle, et que d'autres contraintes s'exercent sur la face arrière, multipliées par le terme $(\epsilon/\epsilon r) \delta r$ relatif à la force avant.

La force totale dans la direction X est donc,

$$\left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} \delta_x\right) \delta_y \delta_z - \sigma_{xx} \delta_y \delta_z + \left(\sigma_{xy} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} \sigma_y\right) \partial_x \partial_z - \sigma_{xy} \partial_x \partial_z + \left(\sigma_{xz} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} \delta_z\right) \delta_x \delta_y - \sigma_{xz} \delta_x \delta_y = \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z}\right) \delta_x \delta_y \delta_z \quad (2-7)$$

La deuxième loi de Newton donne donc:

$$\rho \frac{d^2 u}{dt^2} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} + \rho X \quad (2-8)$$

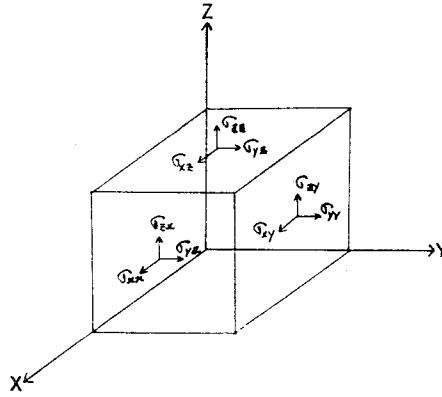


Fig III. Forces exerçant dans la direction X.

et de la même manière,

$$\rho \frac{d^2 v}{dt^2} = \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} + \rho Y$$

$$\rho \frac{d^2 w}{dt^2} = \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \rho Z$$

où X, Y et Z sont composantes de la force due à la masse du matériau dans le référentiel choisi. Dans la propagation des ondes élastiques, les forces d'inertie et de gravité, peuvent être négligées, en général; pour de petits déplacements et des vitesses élémentaires, on peut remplacer d^2/dt^2 par $\epsilon^2/\epsilon t^2$, ce qui donne:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z}$$

$$\rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z}$$

$$\rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \quad (2-9)$$

En exprimant les contraintes en fonction des déplacements donnés par les équations (2-6) et (2-9), on obtient;

$$\rho \frac{\epsilon^2 u}{\epsilon t^2} = \frac{\epsilon}{\epsilon x} \left(\lambda \Delta + 2\mu \frac{\epsilon u}{\epsilon x} \right) + \frac{\epsilon}{\epsilon y} \left[\mu \left(\frac{\epsilon v}{\epsilon x} + \frac{\epsilon u}{\epsilon y} \right) \right]$$

$$+ \frac{\epsilon}{\epsilon z} \left[\mu \left(\frac{\epsilon w}{\epsilon x} + \frac{\epsilon u}{\epsilon z} \right) \right]$$

qui se réduit à

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \partial \Delta \partial x + \mu \nabla^2 u \quad (2-10)$$

et de la même manière dans les autres directions

$$\rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\varepsilon \Delta}{\varepsilon y} + \mu \nabla^2 v$$

$$\rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\varepsilon \Delta}{\varepsilon z} + \mu \nabla^2 w$$

où $\nabla^2 \equiv \varepsilon^2 / \varepsilon x^2 + \varepsilon^2 / \varepsilon y^2 + \varepsilon^2 / \varepsilon z^2$ est l'opérateur de Laplace et $\Delta \equiv \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} = \varepsilon u / \varepsilon x + \varepsilon v / \varepsilon y + \varepsilon w / \varepsilon z$ est la dilatation.

Les équations (2-10) sont les équations de mouvement pour un solide isotrope élastique dans l'hypothèse des petits déplacements, élastiques parfaits, non provoqués par les forces d'inertie. Elles définissent la propagation de deux types d'ondes dans un milieu.

La première équation d'onde peut être obtenue par la différentiation des trois équations par rapport à $\varepsilon / \varepsilon x$, $\varepsilon / \varepsilon y$ et $\varepsilon / \varepsilon z$, respectivement, et par l'addition des équations obtenues.

Il vient:

$$\rho \frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \Delta \quad (2-11)$$

La solution de cette première équation montre que la dilatation Δ se propage dans le milieu avec la vitesse $[(\lambda + 2\mu) / \rho]^{1/2}$.

Par la différentiation de la 2^{ème} équation de (2-10) par rapport à $\varepsilon / \varepsilon z$ et de la 3^{ème} équation de (2-10) par rapport à $\varepsilon / \varepsilon y$, et par soustraction pour éliminer Δ , on obtient la 2^{ème} équation ondulatoire:

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \mu \nabla^2 \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right)$$

ou

$$\rho \frac{\partial^2 \theta_z}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 \theta_z \quad (2-12)$$

et de la même manière par rotation circulaire, il vient:

$$\rho \frac{\partial^2 \theta_y}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 \theta_y, \quad \rho \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 \theta_x$$

c'est aussi l'équation d'onde qui montre que la

rotation θ_x , θ_y , θ_z se propage à la vitesse $(\mu / \rho)^{1/2}$.

Cette réduction donne une description complète de la propagation d'onde dans un milieu isotrope; on peut montrer qu'un vecteur de déplacement se décompose suivant le système d'axes rectangulaires en composantes longitudinales et transversales, dont les lois de propagations caractéristiques sont données séparément par

Eq (2-11) et Eq (2-12).

Il est important de remarquer, cependant, que cette décomposition n'est pas valable pour un milieu statistiquement élastique de deux ou plusieurs composantes, ou pour un milieu anisotrope.

Le premier type d'onde se propage à la vitesse la plus élevée $[(\lambda + 2\mu) / \rho]^{1/2}$. Elle est connue sous les noms d'onde longitudinale ou d'onde de P. Le deuxième type d'onde parcourant le milieu avec la vitesse plus lente $(\mu / \rho)^{1/2}$, est appelé onde transversale ou onde de S.

Pour un liquide ou un gaz, $\mu = 0$, l'équation de mouvement se réduit à

$$\rho \frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} = k \nabla^2 \Delta \quad (2-13)$$

où k est le module d'incompressibilité.

C'est aussi l'équation d'onde. La dilatation Δ se propage à la vitesse $c = (k / \rho)^{1/2}$. Avec le module d'incompressibilité, la vitesse de l'onde longitudinale dans un solide est

$$c = \left(\frac{k + \frac{4}{3} \mu}{\rho} \right)^{1/2}$$

Considérons brièvement les propriétés de la solution générale de l'équation d'onde. Pour le mouvement unidirectionnel l'équation d'onde (2-13) devient

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \quad (2-14)$$

où c 'est une constante physique et où $\phi = \phi(x, t)$ mesure la déformation en fonction de l'espace et du temps. La solution générale de Eq (2-14)

est

$$\phi = f(x-ct) + F(x+ct) \quad (2-15)$$

où f et F sont les fonctions arbitraires dépendant uniquement des conditions initiales et aux limites. Si le temps t augmente d'une quantité δt , la valeur de f sera inchangée si x augmente de $c\delta t$, autrement dit, la fonction f qui était, à l'origine, à la position x au temps t sera à la position $x+c\delta t$ au temps $t+\delta t$. f représente une déformation propagée dans la direction positive x avec la vitesse C .

De la même façon, la fonction F reste inchangée au temps $t+\delta t$ par la décroissance par rapport à x de $c\delta t$; elle représente une déformation propagée dans trois directions symétriques par rapport à un point O .

L'opérateur de Laplace se réduit à $\frac{\epsilon^2}{\epsilon r^2} + \frac{2}{r}$ $\frac{\epsilon}{\epsilon r}$ en coordonnées sphériques où r est la distance mesurée à partir de O ; et l'équation d'onde devient;

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) \text{ ou } \frac{\partial^2 (r\phi)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 (\partial^2 \phi)}{r} \quad (2-16)$$

donnant pour ϕ :

$$\phi = \frac{1}{r} f(r-ct) + \frac{1}{r} F(r+ct) \quad (2-17)$$

$f(r-ct)$ est une onde sphérique divergeant de O et $F(r+ct)$ est une onde sphérique convergeant vers O . L'amplitude décroît comme r^{-1} . Des considérations physiques peuvent permettre d'apprécier le facteur d'amplitude; car au fur et à mesure que l'onde sphérique se propage vers l'extérieur, l'aire du front d'onde sphérique augmente comme r^2 . Par conséquent, le flux d'énergie par l'unité de surface décroît comme r^{-2} . Le flux d'énergie est proportionnel à ϕ^2 . Donc, d'après l'équation (2-17), il sera dépendant de la distance en r^{-2} .

Avant bon de débiter ce programme, il serait bna d'indiquer une définition de l'unité d'atténuation.

En général, on utilise l'unité d'atténuation, Q facteur spécifique d'atténuation en sismique, décibel (db) en acoustique, et neper en électricité, même s'ils sont liés.

Si on dit $E = E_0 e^{-N}$ où E l'énergie finale, E_0 l'énergie initiale, N est en neper. Le db est $I_{db} = -10 \log e^{-N}$; il y a donc équivalence, car $1 \text{ neper} = 8,686 \text{ da}$.

La définition de Q vient des formules ci-dessous. Le facteur d'atténuation spatiale pour une fonction d'onde observée dans tous l'espace à l'instant donné sera de la forme: $\exp(-\alpha x)$ où $\alpha = \omega/12cQ$ et C est la vitesse de phase. Par ailleurs, l'observation de cette fonction de l'onde par rapport au temps en un point donné de l'espace donne un facteur d'atténuation, tel que: e^{-rt} où $r = \omega/2Q$.

La propagation des ondes élastiques dans l'eau

En sismique marine, la plupart des auteurs se limitent à une bande imprécisément définie de fréquence f environ entre 1 Hz et une dizaine de kilo Hertz. Dans cette bande les ondes sonores ne sont pas notablement influencées par les gradients de densité rencontrés dans l'eau de mer, ni sensibles à la gravité (Eckort 1960, Tolstoy 1963). L'influence possible des courants océaniques est négligée comme une règle. L'amplitude sonore est traitée comme étant faible, même pour des sources explosives. Bien que l'atténuation du son par l'eau de mer dépende peu des fréquences, surtout dans le domaine des ondes sonores, il y a tout de même plusieurs cas à examiner: Aux fréquences moyennes et basses ($f < 1 \text{ KHz}$), le son se propage normalement et n'est atténué effectivement que par la présence d'éléments hétérogènes et par l'effet de l'interface du fond et de substratum. C'est seulement pour les hautes fréquences que l'atténuation est due aux propriétés de l'eau elle-même et aux matériaux dissous dans l'eau.

Des expériences de propagation acoustique ont montré que les signaux de haute fréquence avaient une atténuation constante proportionnelle f^2 à (physics of sound in the sea, 1945). Donc on est en droit d'espérer une solution approchée à l'équation de Stokes, puisqu'il est convenu qu'une partie de l'absorption intrinsèque est due à la perte de cisaillement et dilatationale dans le milieu liquide (Liebermann 1948).

L'atténuation causée par la conduction de chaleur dans l'eau est négligeable (Herzfeld et al 1959). Les mesures d'atténuation dans l'eau de mer révèlent que des sels dissous dans l'eau sont une cause supplémentaire de l'absorption (Liebermann 1949, Kustze et Tamn 1953). L'absorption due aux effets chimiques est un mécanisme de relaxation type et a une fréquence et une amplitude caractéristiques.

L'absorption dépend de la pression, de la température, et de l'électrolyte (Fisler, 1958). Les divers effets ont été introduits dans l'équation pour l'absorption du son dans l'eau de mer.

L'atténuation constante de l'amplitude de l'onde plane selon Shulkin et Marsh est:

$$\delta = \left(\frac{2.34 \times 10^{-6} S f_T f^2}{f_T^2 + f^2} + \frac{3.38 \times 10^{-6} f^2}{f_T} \right) (1 - 6.54 \times 10^{-4} P) \quad (3-1)$$

où S = Salinité en pour mille,

$$f_T = 21.9 \times 10^6 \text{ KHz}$$

$$T = \text{température } ^\circ\text{C}$$

$$f = \text{fréquence KHz}$$

$$P = \text{pression, kg/an}^2 \text{ ou atm.}$$

(Pour convertir en db, 1 neper = 8,686 db).

Les autres causes d'absorption et de dispersion sont les bulles d'air et les matériaux biologiques (Waston, et al, 1963).

Alors, l'élément de la théorie acoustique marine est contenu dans la simple équation d'onde suivante:

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (3-2)$$

où ϕ est un potentiel ou une différence de pression et C la vitesse du son, qui peut être fonction d'une ou plusieurs variables.

Par conséquent, à partir d'effets limites, la propagation dépend du seul paramètre C . Dans les méthodes de mesure de C , on peut considérer qu'il en existe deux; l'une directe et l'autre indirecte. La mesure directe de C in situ peut être actuellement accomplie par l'utilisation de vitesse-mètre. Les instruments mesurent le temps parcouru d'une impulsion acoustique entre deux cristaux peu éloignés l'un de l'autre. Mais jusqu'à présent encore, la plupart de notre connaissance concernant la dépendance de C en fonction de la profondeur a été indirecte, et basée sur les valeurs expérimentalement mesurées de la température, de la pression, et de la salinité S .

A partir de T , P , et S , la meilleure équation pour calculer C semble être celle de Wilson (1960).

$$\begin{aligned} C &= 1,449.14 \text{ m/sec} + V_T + V_P + V_S + V_{STP} \quad (3-3) \\ \text{ou } V_T &= 4.5721T - 4.4532 \times 10^{-2} T^2 - 2.6045 \times 10^{-4} T^3 + \\ &\quad 7.9851 \times 10^{-6} T^4, \\ V_P &= 1.60272 \times 10^{-1} P + 1.0268 \times 10^{-5} P^2 + 3.5216 \times \\ &\quad 10^{-9} P^3 - 3.3603 \times 10^{-12} P^4, \\ V_S &= 1.39799 \times (S - 35) + 1.69202 \times 10^{-3} \times (S - 35)^2, \\ V_{STP} &= (S - 35) (-1.1244 \times 10^{-2} T + 7.7711 \times 10^{-7} T^2 \\ &\quad + 7.7016 \times 10^{-6} P - 1.2943 \times 10^{-7} P^2 + 3.1580 \\ &\quad \times 10^{-8} P T + 1.5790 \times 10^{-9} P T^2) + P (-1.8607 \\ &\quad \times 10^{-4} T + 7.4812 \times 10^{-6} T^2 + 4.5283 \times 10^{-8} T^3) \\ &\quad + P^2 (-2.5294 \times 10^{-7} T + 1.8563 \times 10^{-9} T^2) \\ &\quad - P^3 \times 1.9646 \times 10^{-10} T \end{aligned}$$

pour $-4^\circ\text{C} < P < 30^\circ\text{C}$; $1 \text{ kg/cm}^2 < P < 1,000 \text{ kg/cm}^2$;
 $0 < S < 37$ pour mille.

Cette équation adapte les valeurs expérimentalement déterminées de C à $\pm 0.3 \text{ m/sec}$.

On voit que, au premier ordre, la vitesse du son augmente linéairement avec la pression et la température. Par conséquent, dans l'océan et par grandes profondeurs où les diverses caractéristiques physiques de l'eau varient avec la profondeur, la vitesse acoustique varie en fonc

ion de la profondeur. Il est donc évident que le son peut être canalisé dans une certaine zone de vitesse minimum, autrement dit, un guide d'onde.

En eau peu profonde et c'est le cas qui nous intéresse, la couche d'eau est fréquemment très homogène. Pour la longueur d'onde en fonction de l'ordre de grandeur de la profondeur de l'eau, il est commode et raisonnable de considérer la couche caractérisée qu'elle est la valeur moyenne et constante de C .

Réflexion de l'onde par l'interface eau-rédiment

Lors de la réception du signal réfléchi par l'interface sur le capteur, on considère l'intensité de l'écho. L'intensité d'un signal qui est totalement réfléchi sur le fond est donnée par :

$$I_R = I_S \times K \times \frac{1}{(2D)^2} \times \exp(-\alpha 2D) \quad (4-1)$$

où I_R est l'intensité de l'écho, I_S est l'intensité de la source, K est le coefficient d'atténuation de l'intensité sur le fond, $1/(2D)^2$ est la perte par transmission de l'onde sphérique, et $\exp(-\alpha 2D)$ est la perte due à propagation du son dans l'eau de mer.

Puisque

$$I_R = \frac{P_R^2}{2\rho_1 c_1} \quad \text{et} \quad I_S = \frac{P_S^2}{2\rho_1 c_1} \quad (4-2)$$

où P_R est la pression de l'onde sismique réfléchie, P_S est la pression de l'onde émise par la source, ρ_1 est la densité de l'eau et C_1 est la vitesse du son dans l'eau. A partir de l'éq (4-1) et l'éq (4-2) on obtient;

$$K = \frac{P_R^2}{P_S^2} \times (2D)^2 \times \frac{1}{\exp(-\alpha 2D)} \quad (4-3)$$

ou comme le rapport des énergies sismiques, on obtient dans ce cas :

$$K = \frac{\int_T^{T+\tau} P_R^2 dt}{P_S^2(\text{RMS}) \times \tau} \times (2D)^2 \times \frac{1}{\exp(-\alpha 2D)} \quad (4-4)$$

où $P_S^2(\text{RMS}) \times \tau = \int_0^T P_S^2 dt$

Il est pratique et conventionnel d'exprimer les mesures hydro-acoustiques en décibels. Ayant pris le logarithme des deux membres de Eq (4-3) et après multiplication par 10, on obtient.

$$10 \text{ Log} K = -20 \text{ Log} P_S + 20 \text{ Log} P_R + 20 \text{ Log} 2D + 10\alpha 2D \text{ Log} e \quad (4-5)$$

qui peut s'exprimer aussi :

$$BL = S_{PL} - E_{PL} - TL_S - TL_A; \quad (4-6)$$

où BL est la perte sur le fond en db et égale à $-10 \text{ Log} K$, S_{PL} est la valeur de la pression de l'onde émise par la source en db//1dyne/cm² et égale à $20 \text{ Log} P_S$, E_{PL} est la valeur de la pression de l'écho en db// 1 dyne/cm², TL_S est la perte par transmission en db et $20 \text{ Log} 2D$, TL_A est la perte par l'atténuation en db et $10 \times 2D \text{ log} e$. Si on prend de même le logarithme de l'Eq (4-4), on pourra obtenir une relation similaire, en prenant K comme rapport des énergies.

On peut donc calculer la perte sur le fond en mesurant les pressions à l'aide de l'équation (4-6).

Si P_{inc} représente la pression de l'onde incidente sur le fond et P_{ref} indique la pression de l'onde réfléchie du fond, K , le rapport des intensités acoustiques caractérisant la perte sur le fond est donc donnée par

$$K = \frac{P_{ref}^2}{2\rho_1 c_1} / \frac{P_{inc}^2}{2\rho_1 c_1} = \left(\frac{P_{ref}}{P_{inc}} \right)^2 \quad (4-7)$$

Pour le modèle mentionné ci-dessus et les ondes planes incidentes, le rapport de la pression de l'onde incidente sur le fond, sur la pression de l'onde réfléchie du fond est donnée par le coefficient de Réflexion de Rayleigh (Rayleigh, 1945, officer 1958)

$$R = \frac{P_{ref}}{P_{inc}} = \frac{\rho_2 - \sqrt{c_1^2/c_2^2 - \sin^2\theta}}{\rho_1 + \sqrt{c_1^2/c_2^2 - \sin^2\theta}} \quad (4-8)$$

où θ est l'angle de l'incidence. Pour que le coefficient de Réflexion de Rayleigh relatif aux

ondes planes puisse être utilisé pour les ondes sismiques sphériques, il est nécessaire que les conditions suivantes soient satisfaites. D'après Officer (1958),

$$\frac{c_1}{\omega R_1 [(c_1^2/c_2^2) - \sin^2\theta]^{3/2}} \ll 1$$

L'approximation est valable pour les hautes fréquences et pour une distance modérée de la source.

Pour l'incidence normale ($\theta=0$) l'expression pour le coefficient de Réflexion de Rayleigh est simplifiée:

$$R = \frac{\rho_2 c_2 - \rho_1 c_1}{\rho_2 c_2 + \rho_1 c_1} \quad \text{ou} \quad R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (4-10)$$

avec l'impédance acoustique $Z = \rho C$.

et la condition Eq (4-9) devient,

$$\frac{\lambda}{2cD \times 2\pi \times c_1^3/c_2^3} \ll 1 \quad (4-11)$$

La relation entre le rapport de perte K des pressions sur le fond et le coefficient de Réflexion de Rayleigh, R devient, en se servant de l'eq (4-7), :

$$K = R^2 \quad (4-12)$$

Le rapport d'atténuation K peut être mesuré, nous l'avons vu, à partir des pressions ou des énergies. En prenant dix fois le logarithme des deux membres de l'eq (4-12) on obtient

$$BL = -10 \text{Log} K = -20 \text{Log} R; \quad (4-13)$$

Dans cette relation, si on connaît la valeur de l'impédance acoustique des sédiments en fonction de leur paramètres, on pourra se servir du rapport d'atténuation K sur le fond pour en déduire la nature des sédiments.

On peut calculer la densité de sédiment en fonction de la porosité ϕ :

$$\rho_{\text{sed}} = \rho_w \times \phi + \rho_s [1 - \phi]. \quad (4-14)$$

Et l'équation de la vitesse de l'onde de compression dans le milieu élastique (Ewing et al 1957) est donnée par

$$C = \left(\frac{K + \mu(4/3)}{\rho} \right)^{1/2} \quad (4-15)$$

où ρ densité, K module d'incompressibilité, μ module de rigidité. Si la rigidité est négligeable, l'Eq (4-15) se réduit à

$$C = (B \times \rho)^{-1/2} \quad (4-15)$$

où $B = \frac{1}{K}$ et le module de compressibilité.

Ainsi d'après l'Eq (4-14) pour calculer le module de compressibilité du sédiment on peut écrire

$$B_{\text{sed}} = B_w \times \phi + B_s (1 - \phi) \quad (4-17)$$

Par conséquent, la vitesse dans le sédiment est

$$C_{\text{sed}} = ([\rho_w \times \phi + \rho_s (1 - \phi)] \times [B_w \times \phi + B_s (1 - \phi)])^{-1/2} \quad (4-18)$$

et l'impédance acoustique du sédiment est

$$Z_{\text{sed}} [\rho_w \phi + \rho_s (1 - \phi)]^{1/2} \times [B_w \times \phi + B_s (1 - \phi)]^{-1/2} \quad (4-19)$$

Le degré de validité de l'eq (4-18) a été donné par Nafé et Drake (1963), Sutton (1957), Hamilton (1956), Shumway (1960) et Laughton (1957), etc., à partir de leurs mesures. Et dans les équations ci-dessus, on peut supposer des densités égales à 1.03g/cm³ et à 2.25g/cm³ et

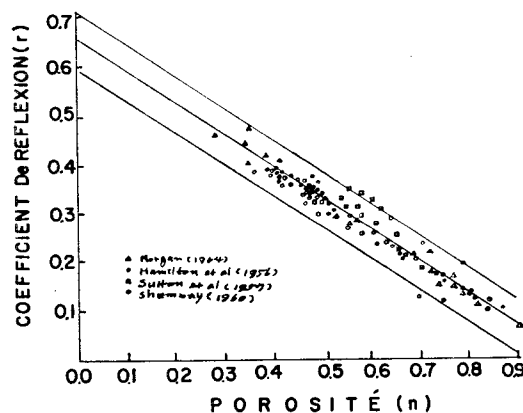


Fig. IV. La relation entre le coefficient de Réflexion et la porosité de sédiment (Faas)

des compressibilités de $43 \times 10^{-12} \text{cm}^2/\text{dynes}$ et de $2.0 \times 10^{-12} \text{cm}^2/\text{dynes}$ respectivement pour l'eau de mer et le milieu solide.

En fait, surtout la perte du fond concerne la porosité de sédiment. En gros, la perte sur le fond augmente au fur et à mesure que la porosité du sédiment s'accroît.

Puisque la porosité des sédiments naturels dépend, pour une faible part il est vrai, de la

granulométrie et des caractères de la structure des sédiments, il est tout de même possible d'établir une relation générale entre l'atténuation sur le fond et les propriétés géologiques des sédiments.

Faas a synthétisé des valeurs diverses à partir des mesures obtenues par plusieurs chercheurs et a montré la relation entre coefficient de Réflexion et la porosité.

Bibliographie

- Alers, G. A., 1966, The measurement of very small sound velocity changes and their use in the study of solide, *physical Acoustics*, V. 4-A, ch. 7.
- Anderson, A. L., and L. D. Hampton, 1975, Use of tubes for measurement of acoustical properties of materials, *J. Acoust. Soc. Am.*, V. 57, Sp. No. 1
- Anderson, O. L. and R. C. Liebermann, 1968, Sound Velocities in Rocks and Minerals, *Physical Acoustics*, V. 4-B, Ch7.
- Biot, M. A., 1956, Theory of Propagation of elastic waves in a fluidsaturated porous solid, I. low frequency range, II, higher frequency range, *J. Acoust. Soc. Am.*, V. 28, pp. 168~178 and 179~191.
- , 1962, Generalized theory of Acoustic propagation in porous dissipative media, *J. Acoust. Soc. Am.*, pp. 1254~1264.
- Brekhovkikh, L. M., 1960, *Waves in Layered Media*, Academic Press Inc., New York, 561p.
- Breslau, L. R., 1965, Classification of Sea-floor Sediments with a shipborne acoustical system, *La Revue Pétrolière, Le pétrole et la mer*, Sec I, No. 132, pp. 1~9.
- Bucker, H. P., 1964, Normal-mode sound propagation in shallow water, *J. Acoust. Soc. Am.*, V. 36, pp. 251~258.
- Ewing, W. M., W. S. Jardetsky, and F. Press, 1957, *Elastic waves in Layered media*, New York, McGraw-Hill Book Co, 380p.
- Faas, R. W., 1969, Analysis of the relationship between acoustic reflectivity and sediment porosity, *Geophysics*, V. 34, No. 4, pp. 546~553.
- Fry J. C., and R. W. Raitt, 1961, Sound velocities at the surface of deep sea sediments, *J. Geophys. Res.*, V. 66, pp. 589~599.
- Hamilton, E. L., 1956, Low sound velocities in High-porosity sediments, *J. Acoust. Soc. Am.*, V. 28, No. 1, pp. 16-19.
- , 1970, Sound velocity and related properties of marine sediments, North Pacific, *J. Geophys. Res.*, V. 75, pp. 4423-4446.
- Hampton, L. D., 1967, Acoustic properties of Sediments, *J. Acoust. Soc. Am.*, V. 42, pp. 882-890.
- Houston Sr., C. W., 1974, Dispersion relationship in sediments and sea water, *J. Acoust. Soc. Am.*, V. 55, No. 3, pp. 547~549.
- Hunter, A. N., R. Legge, and E. Matsukawa, 1961, Measurements of Acoustic attenuation and velocity in Sand, *Acustica*, V. 11, pp. 26~31.
- Knopoff, L., 1966, Attenuation of Elastic waves in the Earth, *Physical Acoustics*, V. 3-B, Ch. 7.
- Laughton, A. S., 1957, Sound Propagation in Compacted Ocean Sediments, *Geophysics*, V. 22, pp. 233~260.

- Mackenzie, K. V., 1960, Formulas for the computation of sound Speed in Sea water, J. Acoust. Soc. Am., V. 32, No. 1, pp. 100~104.
- Nafe, J. E., and C. L. Drake, 1957, Variation with depth in shallow and deep water marine sediments of Porosity, Density and the velocities of Compressional and shear waves, Geophysics, V. 22, No. 3, pp. 523~552.
- Mizikos, J. P., 1971, Propriétés mécaniques et acoustiques des sables marins, 1e partie Cah. Océanogr., 23, n. 8. pp. 709~732 2e partie Cah. Océanogr., 23, n. 9. pp. 801~826.
- Nolle, A. W., W. A. Hoyer, J. F. Mifrud, W. R. Runyan, and M. B. Ward, 1963, Acoustical properties of water-filled sands, J. Acoust. Soc. Am., V. 35, pp. 1394~1408.
- Officer, C. B., 1958, Introduction to the theory of Sound Transmission, New York, McGraw-Hill Book Co., 284p.
- Paterson, N. R., 1956, Seismic wave propagation in Porous granular media, Geophysics, V. 21, pp. 691~714.
- Rayleigh, S., 1945, The theory of Sound, New York, Dover Publications, 504p.
- Roult, G., 1974, Atténuation des ondes sismiques de très basse fréquence, Ann. Géophys., T. 30, fasc. I, pp. 141~167.
- Schreiber, B. C., 1968, Sound velocity in deep sediments, J. Geophys. Res., V. 73, pp. 1259~1268.
- Schulkin, M., and H. W. Marsh, 1962, Sound absorption in sea Water, J. Acoust. Soc. Am., V. 34, pp. 864~865.
- Shumway, G., 1956, A resonant chamber method for sound velocity and attenuation measurements in sediments, Geophysics, V. 21, pp. 305~309.
- , 1960, Sound Speed and absorption studies of marine Sediments by a Resonant Method, parts 1 and 2, Geophysics, V. 25, pp. 451~467 and 659~682.
- Stoll, R. D., and G. M. Bryan, 1970, Wave attenuation in Saturated Sediments, J. Acoust. Soc. Am., V. 47, No. 5, pp. 1440~1447.
- Thurston, R. N., 1964, Wave Propagation in Fluids and Normal Solids, Physical Acoustics, V. 1-A, Ch. 1.
- Toksöz, M. N., C. H. Cheng, and A. Timur, 1976, Velocities of Seismic Waves in porous rocks, Geophysics, V. 41, No. 4, pp. 621~645.
- Tolstoy I., and C. S. Clay, 1966, Ocean acoustics, New York, McGraw Hill Book Co., 2939.
- Wood, A. B., and D. E. Weston, 1964, The propagation of Sound in mud, Acustica, V. 14, pp. 156~162.

海底堆積層에서의 彈性波의 傳播와 減衰

송무영 · 박용안

要 約 海底地層에서의 彈性波의 傳播와 減衰에 관하여 현재까지 部分的으로 알려져있는 研究 結果를 토대로, 基本理論으로 부터 實際문제까지 再整理를 試圖하였다.

彈性波의 基本 關係式을 誘導하고 海水內에서의 傳播, 海底面에 의한 彈性波의 反響과 堆積物의 物理的性質과의 關係를 다루었다.