
Géophysique appliquée II
GLQ 3202

Méthodes sismiques

Notes de cours

Michel Chouteau
Bernard Giroux

Table des matières

1 Les méthodes sismiques	1
1.1 Introduction	1
1.1.1 Historique	1
1.2 Théorie	1
1.2.1 Caractéristiques élastiques des solides	2
1.2.2 Les ondes, leurs propriétés et leur propagation	7
1.3 Interprétation	16
1.3.1 Définitions	16
1.3.2 Sismique réfraction	16
1.3.3 Sismique réflexion	32
1.4 Mise en oeuvre	32
1.4.1 Sismique réfraction	32
1.4.2 Détecteurs	32
1.4.3 Sources	34
Références	35
A Propriétés utiles en sismique	37

1 Les méthodes sismiques

1.1 Introduction

1.1.1 Historique

La sismologie est la branche la plus développée de la géophysique. De fait, la sismologie est née de l'étude des tremblements de terre (seismos : tremblement, choc en grec) pour déterminer les causes et les effets de ce phénomène naturel catastrophique.

Depuis, le domaine s'est développé surtout sous l'impulsion de l'exploration économique du pétrole, et maintenant ce champ d'étude couvre un spectre très large de mouvements du sol depuis les tremblements de terre jusqu'au très faibles pulsations sismiques.

Les méthodes sismiques peuvent être divisées en deux groupes en fonction de la source d'énergie utilisée :

1. sismologie lorsque l'énergie provient de secousses naturelles (tremblement de terre, volcan) ;
2. sismique (ou « sismologie induite ») lorsque l'énergie est obtenue d'une explosion ou d'une source provoquée (explosifs, vibrateurs).

Parfois cette division est arbitraire (ex. : explosions nucléaires).

Les champs d'application sont :

- sismologie : étude des tremblements de terre ;
- séismotectonique ;
- sismique : surtout pour l'exploration, mais aussi pour le génie civil.

Le volume *Exploration seismology* de [Sheriff et Geldart \(1995\)](#) constitue une excellente référence en anglais au sujet des méthodes sismiques d'exploration. En français, le volume de [Mari et al. \(1998\)](#) est également un ouvrage de très bonne qualité.

1.2 Théorie

Les méthodes sismiques sont des techniques d'imagerie basées sur l'étude de la propagation des ondes sismiques. Les ondes sismiques sont de nature mécanique. On peut dire d'une onde que

- c'est une perturbation du milieu, qui se propage dans l'espace ;
- la propagation est fonction des propriétés physiques du milieu.

On peut décrire le phénomène de la propagation des ondes sismiques à partir de

- la loi de Hooke : reliant contrainte et déformation ;
- la deuxième loi de Newton : reliant force et accélération.

Ces concepts sont présentés dans cette section, qui est très largement inspirée de l'ouvrage de [Dix \(1952\)](#).

1.2.1 Caractéristiques élastiques des solides

Les méthodes sismiques reposent sur le principe de la propagation des ondes (déformation du milieu) dans un milieu élastique. Les ondes sismiques se propagent dans les matériaux comme des patrons de déformation de particules à travers les matériaux avec des vitesses qui dépendent de leurs propriétés élastiques et de leurs densités. Pour démontrer la nature de cette dépendance, nous décrivons les déformations en termes des forces qui les causent, définissant deux concepts importants, la contrainte et la déformation (*stress* et *strain* en anglais). Les relations entre contrainte et déformation pour un matériau particulier permettent de décrire les propriétés élastiques de ce matériau, ainsi que les caractéristiques (tel que la vitesse) des ondes qui s'y propagent.

On considérera le cas d'une onde se propageant dans un milieu élastique, homogène et isotrope. Un milieu est homogène lorsque ses propriétés sont les mêmes partout dans l'espace, et isotrope lorsque des propriétés sont uniformes selon la direction. La propagation dépend donc des propriétés ou constantes élastiques du milieu (et de leur distribution). Par ailleurs, sous l'action d'une contrainte, un matériau est déformé. La déformation est élastique si le corps reprend sa forme initiale lorsque la contrainte est retirée.

Les constantes élastiques mettent en relation *contrainte* (force) et *déformation* :

- contrainte : force par unité de surface (F/A) N/m^2 ;
- déformation : déformation unitaire $\frac{\Delta L}{l}$ ou $\frac{\Delta V}{V}$.

À l'intérieur des limites d'élasticité, la contrainte est proportionnelle à la déformation (loi de Hooke).

1.2.1.1 Quelques définitions

Module d'Young ou module d'élasticité (E)

$$E = \frac{F/A}{\Delta l/l} = \frac{\text{contrainte uniaxiale}}{\text{déformation parallèle à la contrainte}} \quad (1.1)$$

avec $F/A = P$.

Module d'élasticité volumique (κ) Contraintes hydrostatiques P dans les trois axes orthogonaux entraîne un changement de volume ΔV .

$$\kappa = \frac{\text{contrainte volumique}}{\text{déformation volumique}} = \frac{F/A}{\Delta V/V} = \frac{P}{\Delta V/V} \quad (1.2)$$

$1/\kappa$ est appelé compressibilité.

Module (d'élasticité) de cisaillement ou rigidité (μ) Mesure du rapport contrainte/déformation dans le cas d'un cisaillement simple tangentiel. Déformation sans changement de volume.

$$\mu = \frac{P}{\Delta l/l} = \frac{P}{\phi}; \quad (1.3)$$

ϕ est l'angle de déformation.

Coefficient de Poisson (σ) σ est la mesure du changement géométrique dans la forme du corps élastique (dans les directions orthogonales à la direction de la contrainte)

$$\sigma = \frac{\text{déformation transversale}}{\text{déformation longitudinale}} = \frac{\Delta W/W}{\Delta l/l} \quad (1.4)$$

σ est toujours inférieur à 0.5. Pour la plupart des roches, $\sigma \approx 0.25$. Le coefficient de Poisson est relié au module d'Young par la 2^e constante de Lamé λ , qui vaut par définition,

$$\lambda = \frac{E\sigma}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}. \quad (1.5)$$

Les constantes élastiques sont indépendantes deux par deux.

$$\begin{aligned}\kappa &= \frac{E}{3(1-2\sigma)} \\ \mu &= \frac{E}{2(1+\sigma)} \\ E &= \frac{9\kappa\mu}{3\kappa+\mu} \\ \sigma &= \frac{3\kappa-2\mu}{6\kappa+2\mu}\end{aligned}$$

1.2.1.2 Contrainte

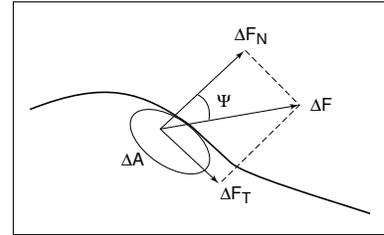
Soit une surface ΔA d'un solide quelconque sur laquelle une force $\Delta \vec{F}$ est exercée uniformément (figure 1.1). Si $\Delta \vec{F}$ fait un angle ψ avec la normale à ΔA , on peut décomposer $\Delta \vec{F}$ en ces 2 composantes : ΔF_n et ΔF_t .

La contrainte est définie comme le rapport de la force sur la surface

$$\vec{P} = \frac{\Delta \vec{F}}{\Delta A}. \quad (1.6)$$

Lorsque A tend vers zéro,

$$\vec{P} = \frac{d\vec{F}}{dA}. \quad (1.7)$$



La contrainte normale (compression ou dilatation) s'exprime par dF_n/dA , la contrainte de cisaillement par dF_t/dA .

Figure 1.1: Force ΔF agissant sur un élément de surface ΔA .

De manière plus générale, si on utilise un système de référence xyz et une surface $dy dz$ dont la normale est selon x , les composantes de la contrainte seront en compression selon X_x et en cisaillement selon Y_x et Z_x .

Notation : la majuscule X est la direction de la normale au plan sur lequel la contrainte agit, en l'occurrence x , et l'indice x est la direction de la contrainte. Si on dessine les surfaces $dx dy$ et $dx dz$, on trouvera neuf composantes totales possibles, soient :

- trois contraintes de compression (ou dilatation) : X_x, Y_y et Z_z
- six contraintes de cisaillement : X_y, Y_x, X_z, Z_x, Y_z et Z_y ; avec $X_y = Y_x, X_z = Z_x$ et $Y_z = Z_y$.

1.2.1.3 Déformation en compression/dilatation

Considérons les changements de position de deux points A et B à l'intérieur d'un solide après une déformation linéaire de tension (figure 1.2). A et B sont distants de dx . Un mouvement de dilatation a déplacé A en A' et B en B' . Le premier s'est déplacé de u , le deuxième de $u + \frac{\partial u}{\partial x} dx$.

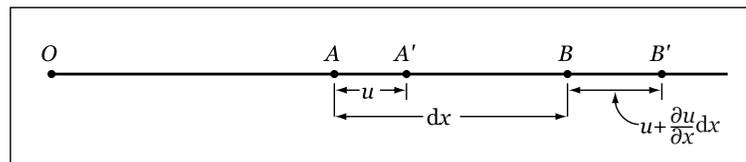


Figure 1.2: Distances utilisées pour définir une déformation linéaire.

On définit la déformation ϵ (*strain*) comme la variation du déplacement subie par A et B sur la séparation originale entre A et B

$$\begin{aligned} \text{déformation} &= \frac{\text{changement de distance entre } A \text{ et } B}{\text{distance originale}} \\ &= \frac{A'B' - AB}{AB} \end{aligned} \quad (1.8)$$

ou encore

$$\epsilon_{xx} = \frac{(dx - u + u + \frac{\partial u}{\partial x} dx) - dx}{dx} = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (1.9)$$

et de manière similaire

$$\epsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad \text{et} \quad \epsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z}. \quad (1.10)$$

En sismique, l'ordre de grandeur de la déformation ϵ est 10^{-6} .

Pour un corps à trois dimensions se déformant dans la même direction selon ses trois axes (extension ou compression), on peut aussi trouver le rapport entre le changement de volume et le volume avant déformation. La variation selon les trois dimensions de l'espace est

initialement	sous contrainte
dx	$dx(1 + \epsilon_{xx})$
dy	$dy(1 + \epsilon_{yy})$
dz	$dz(1 + \epsilon_{zz})$

Le volume résultant initial est donc $V = dx dy dz$ et le volume final

$$V' = dx dy dz (1 + \epsilon_{xx})(1 + \epsilon_{yy})(1 + \epsilon_{zz}).$$

Le coefficient de dilatation θ sera

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{(V' - V)}{V} = \frac{\Delta V}{V} \\ &= \frac{dx dy dz (1 + \epsilon_{xx})(1 + \epsilon_{yy})(1 + \epsilon_{zz}) - dx dy dz}{dx dy dz} \\ &= (1 + \epsilon_{xx})(1 + \epsilon_{yy})(1 + \epsilon_{zz}) - 1 \\ &= 1 + (\epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}) + (\epsilon_{xx}\epsilon_{yy} + \epsilon_{xx}\epsilon_{zz} + \epsilon_{yy}\epsilon_{zz} + \epsilon_{xx}\epsilon_{yy}\epsilon_{zz}) - 1. \end{aligned} \quad (1.11)$$

En négligeant les produits des ϵ_{xx} , ϵ_{yy} et ϵ_{zz} , on a

$$\theta = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}. \quad (1.12)$$

1.2.1.4 Déformation en cisaillement

Si un bloc cubique est attaché par sa face inférieure à une surface immobile (figure 1.3a) et qu'on exerce une traction sur la surface supérieure, on déforme le cube de telle manière que les surfaces auparavant verticales sont maintenant inclinées par un angle α .

Si on attache le bloc seulement par un point, et qu'on le laisse libre de tourner sous l'action d'un cisaillement (*shear*) aussi bien que de se déformer de façon élastique, on observe un allongement de la diagonale principale, et un raccourcissement de l'autre diagonale, et une rotation le long de la diagonale et déplacement selon la diagonale (figure 1.3b).

On définit ϕ l'angle de rotation de la diagonale et $\alpha/2$ l'angle de déformation des faces x' et y' par rapport à x et y . L'angle $\alpha/2 + \phi$ est assez petit pour être approximé par sa tangente :

$$\alpha/2 + \phi \approx \tan(\alpha/2 + \phi) = \frac{\frac{\partial u}{\partial y} dy}{dy} = \frac{\partial u}{\partial y}.$$

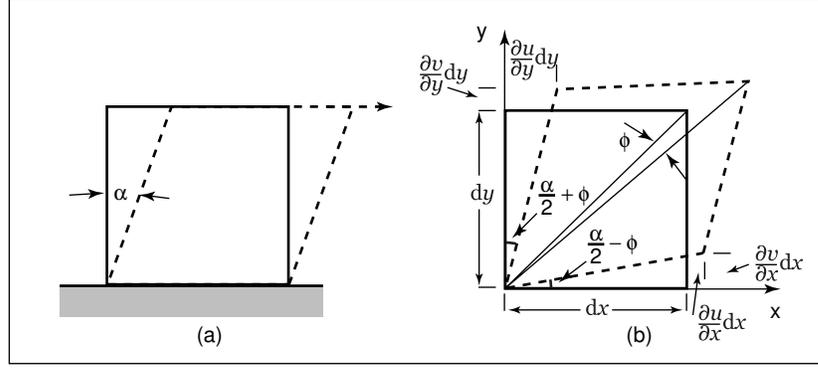


Figure 1.3: Déformations en cisaillement : a) cisaillement pur b) cisaillement et rotation

De la même manière, l'angle $\alpha/2 - \phi$ peut aussi être approximé par sa tangente $\partial v/\partial x$. Si on définit ϵ_{xy} comme la déformation de cisaillement, alors

$$\alpha/2 + \phi = \partial u/\partial y$$

$$\alpha/2 - \phi = \partial v/\partial x$$

et

$$\epsilon_{xy} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad (1.13)$$

$$\phi = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right). \quad (1.14)$$

En trois dimensions, on a

$$\epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (1.15)$$

$$\epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} = \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z},$$

$$\epsilon_{zx} = \epsilon_{xz} = \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}. \quad (1.16)$$

1.2.1.5 Relations entre contrainte et déformation (loi de Hooke)

Dans cette section, on dérive les lois de Hooke, reliant contrainte et déformation. Ces relations permettent d'obtenir les équations de déplacement décrivant le comportement des ondes sismiques.

La catégorisation d'un matériau comme étant élastique implique que la déformation est directement proportionnelle à la contrainte appliquée. Dans le cas d'une déformation linéaire dans une seule direction, on a la relations suivante entre la contrainte X_x et la déformation $\frac{\partial u}{\partial x}$

$$X_x = E \frac{\partial u}{\partial x} \quad (1.17)$$

où E est la constante de proportionnalité et est appelée module d'Young (de l'ordre de 30 gigapascal, de 1012 dyne/cm², d'un mégabar).

Pour un corps à trois dimensions, la relation est plus complexe parce la contrainte X_x va causer une elongation selon l'axe des x (ϵ_{xx}) mais aussi des contractions selon les axes y et z (ϵ_{yy} et ϵ_{zz}

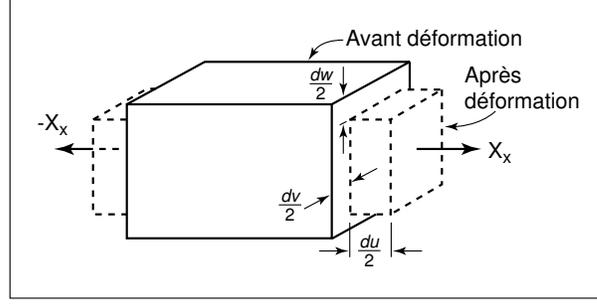


Figure 1.4: Déformation parallèle.

respectivement). Les quantités ϵ_{yy} et ϵ_{zz} sont plus petites que ϵ_{xx} et lui sont reliées par la même constante de proportionnalité $\sigma = -\epsilon_{yy}/\epsilon_{xx}$, appelée coefficient de Poisson. On aura

$$E \frac{\partial u}{\partial x} = X_x \quad E \frac{\partial v}{\partial y} = -\sigma X_x \quad E \frac{\partial w}{\partial z} = -\sigma X_x. \quad (1.18)$$

En sismique, σ vaut entre 0.2 et 0.3 pour roches cristallines, et entre 0.02 et 0.05 pour roches sédimentaires clastiques, non-indurées.

La relation entre la déformation et les contraintes de cisaillement est simple. Pour de petites déformations telles qu'observées en sismique, les deux quantités sont directement proportionnelles :

$$X_y = Y_x = \mu \epsilon_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (1.19)$$

Le terme μ est appelé module de rigidité. Pour la plupart des roches, μ varie entre 0.1 et 0.7 Mbar. Le module de rigidité peut s'exprimer en fonction du module d'Young et du coefficient de Poisson :

$$\mu = \frac{E}{2(1 + \sigma)}. \quad (1.20)$$

On sait que l'expression

$$E \frac{\partial u}{\partial x} = X_x - \sigma Y_y - \sigma Z_z;$$

(des relations similaires pour $E \frac{\partial v}{\partial y}$ et $E \frac{\partial w}{\partial z}$) devient en utilisant la deuxième constante de Lamé λ définie à l'équation (1.5) (d'après (Dix, 1952, p. 303-305))

$$X_x = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right). \quad (1.21)$$

Or, à partir des relations (1.12), (1.19) et (1.21) on obtient les relations de Hooke reliant déformations et contraintes pour solides idéaux, qui sont

$$\begin{aligned} X_x &= 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} + \lambda \theta & X_y = Y_x &= \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \\ Y_y &= 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} + \lambda \theta & Z_x = X_z &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ Z_z &= 2\mu \frac{\partial w}{\partial z} + \lambda \theta & Y_z = Z_y &= \mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (1.22)$$

En utilisant la notation ϵ pour les contraintes, ce système peut se récrire sous forme matricielle

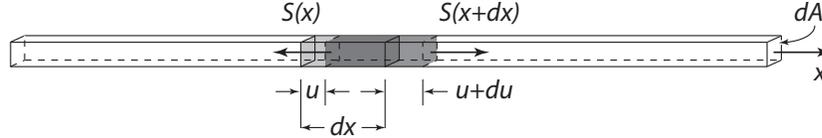


Figure 1.5: Onde P dans selon x causant une déformation élastique sur un élément de tige.

compacte $\mathbf{S} = \mathbf{C}\boldsymbol{\epsilon}$:

$$\begin{bmatrix} S_{xx} \\ S_{yy} \\ S_{zz} \\ S_{xy} \\ S_{yz} \\ S_{zx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{zz} \\ \epsilon_{xy} \\ \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} \end{bmatrix} \quad (1.23)$$

Si, par ailleurs, la contrainte résulte d'un excès de pression hydrostatique ΔP , les trois composantes sont égales à ΔP , et

$$\begin{aligned} E \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) &= (1 - 2\sigma)(X_x + Y_y + Z_z) \\ &= (1 - 2\sigma)(3\Delta P) \\ E\theta &= (1 - 2\sigma)(3\Delta P) \end{aligned} \quad (1.24)$$

où $\theta = \Delta V/V = \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)$.

Si on définit la compressibilité β comme

$$\beta = \frac{\theta}{\Delta P} = \frac{(\Delta V/V)}{\Delta P} \quad (1.25)$$

et le module de masse $\kappa = \beta^{-1}$, alors

$$\kappa = \frac{\Delta P}{\theta} = \frac{E}{3(1 - 2\sigma)}. \quad (1.26)$$

1.2.2 Les ondes, leurs propriétés et leur propagation

1.2.2.1 Propagation des ondes de compression et cisaillement

Lorsqu'une contrainte est appliquée subitement à un corps élastique (choc) ou lorsque la contrainte est relâchée, les particules subissent une accélération, et la modification de la déformation correspondante est propagée sous forme d'une onde élastique. L'idée de cette section est de relier la loi de Hooke (reliant contrainte et déformation) à la deuxième loi de Newton (reliant force et accélération) pour décrire le comportement des ondes sismiques. Examinons d'abord un cas unidimensionnel où la déformation et la contrainte sont confinées à une seule direction (Figure 1.5). Sur la figure, dA représente la section de la tige, E est le module d'Young et ρ est la densité.

L'élément dx va bouger s'il est soumis à une contrainte $S(x)$. La force appliquée est $S \times dA$, la force nette sur dx est $S(x + dx)dA - S(x)dA$, elle est aussi égale à $m\gamma$ où γ est l'accélération. On a ainsi

$$m\gamma = \rho dx dA \frac{d^2 u}{dt^2} \quad (1.27)$$

qui s'écrit aussi

$$[S(x + dx) - S(x)] dA = \rho \frac{d^2 u}{dt^2} dx dA. \quad (1.28)$$

À la limite $dx \rightarrow 0$, on peut également écrire que

$$S(x + dx) - S(x) = \left(\frac{dS}{dx} \right) dx. \quad (1.29)$$

En reprenant l'équation (1.17) ($S = E \frac{du}{dx}$) et en la dérivant

$$\frac{dS}{dx} = E \frac{d^2 u}{dx^2},$$

ce qui fait qu'on aura donc

$$E \frac{d^2 u}{dx^2} dx dA = \rho \frac{d^2 u}{dt^2} dx dA, \quad (1.30)$$

ce qui revient à

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = \frac{\rho}{E} \frac{d^2 u}{dt^2}. \quad (1.31)$$

Or, la forme classique de l'équation d'une onde 1-D est

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = \frac{1}{v^2} \frac{d^2 u}{dt^2}. \quad (1.32)$$

où v est la vitesse de propagation. On en déduit donc que

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (1.33)$$

Donc, la vitesse de l'onde ne dépend que du module d'Young de la tige et de sa densité.

Pour le cas tridimensionnel, on trouve une solution similaire pour les ondes de compression :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = \frac{\rho}{\lambda + \mu} \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} \quad (1.34)$$

où

$$\frac{\rho}{\lambda + \mu} = \frac{\rho(1 - 2\sigma)(1 + \sigma)}{E(1 - \sigma)}$$

et où λ est la 2^e constante de Lamé.

Pour les ondes de cisaillement, on a

$$\frac{\partial^2 \theta_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial z^2} = \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial^2 \theta_x}{\partial t^2} \quad (1.35)$$

où $\theta_x = \left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right)$. En comparant ces deux équations avec (1.32), on trouve que

$$v_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E(1 - \sigma)}{\rho(1 - 2\sigma)(1 + \sigma)}} \quad (1.36)$$

$$v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{\rho 2(1 + \sigma)}} \quad (1.37)$$

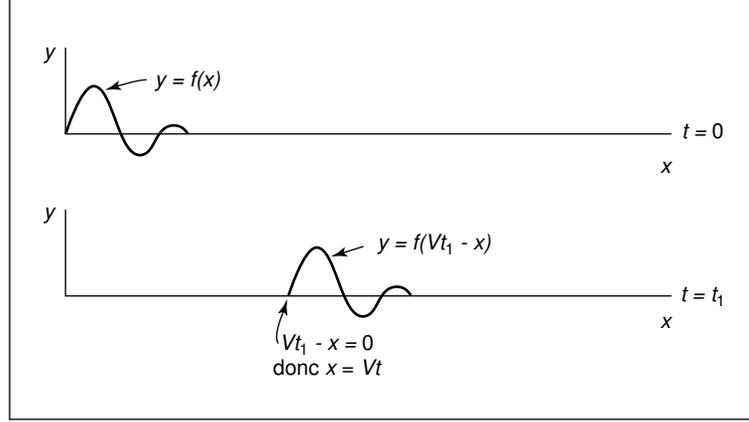


Figure 1.6: Propagation d'une déformation.

Solutions aux équations d'onde

Soit une onde monochromatique telle que

$$\theta = \theta_0 \exp^{i\omega_0 t}. \quad (1.38)$$

Si on applique la transformée de Fourier (T.F.) à l'équation 1-D, alors

$$\frac{\partial^2 \tilde{\theta}}{\partial x^2} + \frac{\omega_0^2}{v^2} \tilde{\theta} = 0 \quad (1.39)$$

où $\tilde{\theta}$ est la T.F. de θ . Posons $k = \frac{\omega_0}{v}$, alors (1.39) devient

$$\frac{\partial^2 \tilde{\theta}}{\partial x^2} + k^2 \tilde{\theta} = 0, \quad (1.40)$$

et la solution est de la forme

$$\begin{aligned} \tilde{\theta} &= (A \exp^{ikx} + B \exp^{-ikx}) \exp^{i\omega_0 t} \\ &= A \exp^{i(\omega_0 t + kx)} + B \exp^{i(\omega_0 t - kx)} \\ &= A \exp^{i2\pi(\frac{t}{T_0} + \frac{f_0 x}{v})} + B \exp^{i2\pi(\frac{t}{T_0} - \frac{f_0 x}{v})} \end{aligned} \quad (1.41)$$

où $\frac{f_0}{v} = \frac{1}{T_0 v} = \frac{1}{\lambda_0}$, λ_0 étant la longueur d'onde. On a alors comme solution

$$\tilde{\theta} = A \exp^{i2\pi(\frac{t}{T_0} + \frac{x}{\lambda_0})} + B \exp^{i2\pi(\frac{t}{T_0} - \frac{x}{\lambda_0})} \quad (1.42)$$

La solution de l'équation d'onde peut être exprimée comme un déplacement qui maintient sa forme lorsque x et t varient aussi longtemps qu'ils sont reliés par $vt - x = \text{Cte}$. Ceci est une autre façon de dire que l'onde se propage avec une vitesse égale à x/t (voir figure 1.6).

Soit maintenant une déformation en cisaillement, avec α la déformation en cisaillement et θ la dilatation cubique. Les termes α et θ sont fonction de $(vt - x)$. Ainsi, la déformation est exprimée de façon mathématique par

$$f(vt - x) = \sum_{n=1}^{\infty} [A_n \cos nk_1(vt - x) + B_n \sin nk_1(vt - x)] \quad (1.43)$$

ou encore

$$f(vt - x) = \sum_{n=1}^{\infty} [A_n \cos 2\pi n(t/T_1 - x/\lambda_1) + B_n \sin 2\pi n(t/T_1 - x/\lambda_1)] \quad (1.44)$$

où

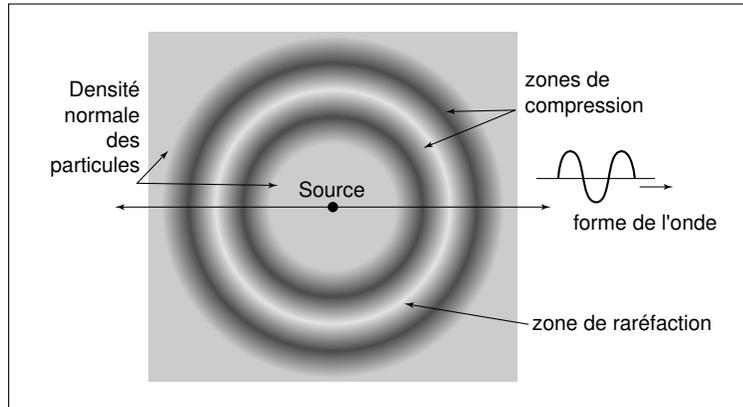


Figure 1.7: Étalement sphérique d'une onde de compression dans un plan passant par la source au centre des sphères en expansion.

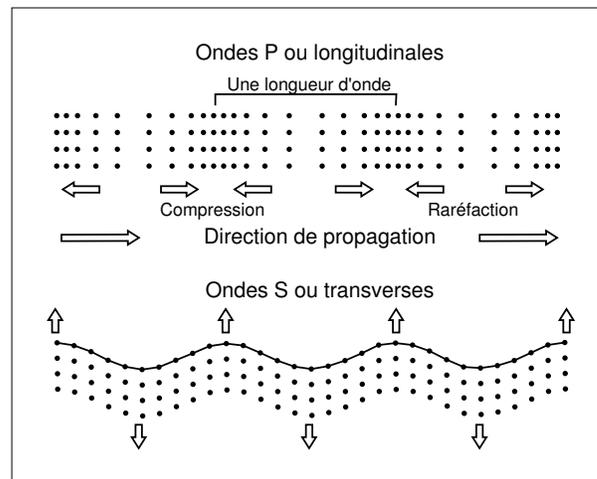


Figure 1.8: Ondes P et S.

- A_n et B_n sont les coefficients de Fourier ;
- $n = 1, 2, 3, \rightarrow \infty$;
- $T_1 = 1/f_1$ est la période fondamentale de l'onde ($= \lambda_1/v$) ;
- $\lambda_1 = vT_1 = v/f_1$ est la longueur de l'impulsion originale.

1.2.2.2 Les types d'ondes sismiques

Il existe deux grands types d'ondes : les ondes de milieu (ondes P et S) et les ondes de surface (ondes de Rayleigh et de Love).

Ondes de compression (P)

- Dans ce cas, le mouvement des particules consiste en une alternance de condensation et de raréfaction pendant lesquels les particules adjacentes se retrouvent plus près et plus loin les unes des autres.
- Un impact soudain sur un point à l'intérieur d'un milieu élastique homogène infini produit une région de compression qui se déplace loin du point d'application sous une forme sphérique.

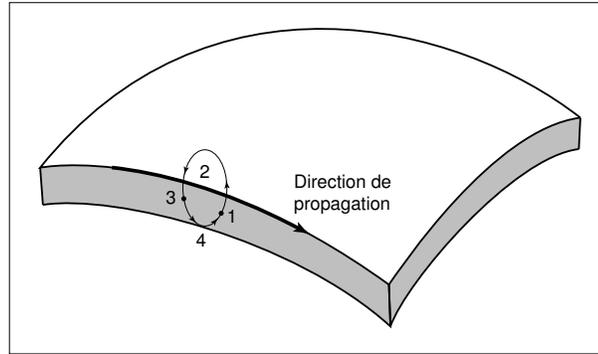


Figure 1.9: Onde de Rayleigh.

Derrière cette zone de compression, on retrouve une autre coquille sphérique représentant une zone de raréfaction et à une distance à peu près égale à celle séparant les deux premières zones, une autre zone de compression.

- Dix (1952) a montré qu'une compression initiale des particules est suivie d'au moins une raréfaction et d'une autre compression avant que l'état statique premier des particules ne soit retrouvé.
- La vitesse de déplacement des fronts de compression/raréfaction est donnée par

$$v_p = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1-2\sigma)(1+\sigma)}}.$$

Ondes de cisaillement (S)

- Le déplacement des particules est toujours perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde;
- Leur vitesse est

$$v_s = \sqrt{\frac{E}{\rho 2(1+\sigma)}}$$

- On note que $v_p > v_s$. Pour la plupart des roches consolidées, le ratio $V_p/V_s \approx 1.5-2.0$. Par exemple, si le coefficient de Poisson $\sigma = 0.25$, $V_p/V_s = 1.73$ et $V_s/V_p = 0.58$. De plus, comme ρ ne varie pas plus que par un facteur de 2 dans les roches usuelles et que σ ne varie pas beaucoup, on voit que v_p et v_s dépendent essentiellement de E .
- Puisque les déformations par cisaillement ne sont pas possible dans les liquides, les ondes de cisaillement ne se propagent pas dans les liquides.
- On pense que le noyau extérieur de la Terre est liquide parce qu'il ne transmet pas les ondes de cisaillement produites par les tremblements de terre.

Ondes de Rayleigh

- Elles voyagent le long de la surface libre d'un matériau solide.
- Le mouvement des particules suit une trajectoire elliptique rétrograde et se fait dans un plan vertical.
- L'amplitude du mouvement décroît exponentiellement avec la profondeur.
- Leur vitesse est d'environ 9/10 de V_s dans le même matériau.
- Leur vitesse varie aussi en fonction de la longueur d'onde (dispersion).
- Elles constituent la composante principale du *ground roll*.

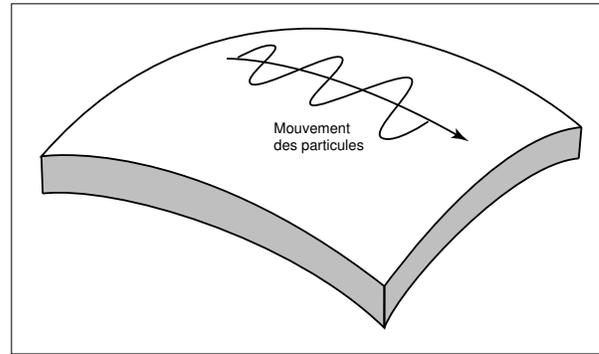


Figure 1.10: Onde de Love.

Ondes de Love

- Elles sont observées seulement lorsqu'il y a une couche de basse vitesse recouvrant un substratum de vitesse plus élevée.
- Elles se propagent par multiples réflexions entre le sommet et le plancher de la couche de basse vitesse.
- Ce sont des ondes de surface dont le mouvement est horizontal et perpendiculaire à la direction de propagation.
- Elles montrent de la dispersion.
- Puisque leur mouvement est horizontal, elles ne sont pas enregistrées lors de levés sismiques puisque la plupart des géophones ne répondent qu'aux mouvements verticaux.

1.2.2.3 Absorption

Soit une onde possédant une énergie E , constante dans le temps et l'espace. L'énergie E d'une onde est proportionnelle au carré de son amplitude A . Lorsqu'une onde sphérique s'éloigne de sa source, l'énergie doit se distribuer sur la surface de la sphère (S), celle-ci augmentant avec le carré du rayon r de la sphère. L'énergie par unité de surface varie inversement avec le carré de la distance de la source. L'amplitude qui est proportionnelle à la racine carrée de l'énergie par unité de surface devrait être inversement proportionnelle à la distance parcourue par l'onde. On a alors les relations suivantes : $S \propto r^2$, $E/S \propto r^{-2}$ et $A \propto \sqrt{E/S}$, d'où $A \propto r^{-1}$. Cette diminution d'amplitude en fonction de la distance est appelée divergence géométrique.

En plus de la divergence géométrique, il y a une certaine perte due à la friction (transformation de l'énergie élastique en chaleur). Cette perte est habituellement une fonction exponentielle de la distance. Pour un matériau homogène

$$A = A_0 \exp^{-\alpha x} \quad (1.45)$$

où A est l'amplitude à une distance x de la source, A_0 est l'amplitude initiale à la source et α est le coefficient d'absorption.

On peut aussi récrire (1.45) en incluant le terme dû à la divergence géométrique, ce qui donne

$$A = A_0 \frac{r_0}{r} \exp^{-\alpha(r-r_0)} \quad (1.46)$$

où A_0 est l'amplitude mesurée à la distance r_0 et A est l'amplitude mesurée à la distance r .

Expériences de Born

Lorsqu'il y a friction dans un solide, on suppose que le coefficient d'absorption α est proportionnel à la fréquence f de l'onde sismique. On définit alors

$$\alpha = \frac{\pi f}{Qv} \quad (1.47)$$

où v est la vitesse de propagation. En fonction de la longueur d'onde λ , on a

$$\alpha = \frac{\pi}{Q\lambda} \quad (1.48)$$

Le terme Q est appelé facteur de qualité. C'est un facteur adimensionnel permettant de comparer les matériaux entre eux. Un matériau avec un facteur Q élevé transmet bien les ondes sismiques (il y a peu d'atténuation). Q peut être défini comme

$$\begin{aligned} Q &= 2\pi / (\text{fraction d'énergie perdu par cycle}) \\ &= 2\pi(E/\Delta E) \end{aligned}$$

1.2.2.4 Principe de Huygens

Le principe de Huygens stipule que chaque point sur le front d'onde est la source d'une nouvelle onde qui voyage loin de cette source selon une trajectoire sphérique.

Si les ondes sphériques ont un rayon assez grand, on peut les traiter comme des plans. Les lignes perpendiculaires aux front d'ondes qu'on appelle rais sont utilisées pour décrire la propagation des ondes.

1.2.2.5 Réflexion

Soit une onde longitudinale faisant un angle d'incidence i avec une interface plane séparant deux matériaux élastiques aux caractéristiques suivantes (figure 1.11)

vitesse onde compression	v_{p1}	v_{p2}
vitesse onde cisaillement	v_{s1}	v_{s2}
densité	ρ_1	ρ_2

Considérant le front d'onde AB , en appliquant le principe de Huygens, A devient le point de départ d'une nouvelle onde de compression et d'une onde de cisaillement. Ces deux ondes se déplacent sous forme sphérique dans le médium. Si on considère seulement la partie réfléchie, on voit que pendant le temps que le rai passant par B a pris pour atteindre l'interface en C située à une distance x de B , l'onde de compression provenant de A aura aussi voyagé une distance x et l'onde de cisaillement une distance $\frac{v_{s1}}{v_{p1}}x$. Si on trace une tangente du point C au front d'onde de compression, on voit que l'angle de réflexion r_p est égal à l'angle d'incidence i . Pour l'onde de cisaillement, l'angle de réflexion r_s est donné par

$$\sin r_s = \frac{v_{s1}}{v_{p1}} \sin i \quad (1.49)$$

Lorsque $i = 0$, le rapport entre l'énergie réfléchie et l'énergie incidente est donné par

$$\left. \frac{E_r}{E_i} \right|_0 = \frac{(\rho_2 v_{p2} - \rho_1 v_{p1})^2}{(\rho_2 v_{p2} + \rho_1 v_{p1})^2}. \quad (1.50)$$

Ce rapport dépend de l'impédance acoustique (ρv). Si $\rho_2 v_2 = \rho_1 v_1$, il n'y a pas de réflexion.

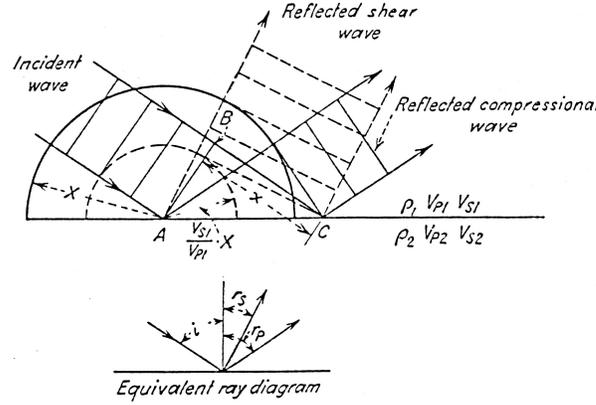


Figure 1.11: Réflexion à une interface.

1.2.2.6 Réfraction

Examinons ce qui se passe dans le deuxième matériau en présence d'un front d'onde incident de AC . Pendant le temps que le rai passant en C a pris pour atteindre l'interface en B (distance x), l'onde de compression provenant de A aura voyagé d'une distance (figure 1.12)

$$x_c = \frac{v_{p2}x}{v_{p1}}$$

et l'onde de cisaillement

$$x_s = \frac{v_{s2}x}{v_{p1}}$$

La géométrie du problème nous dit également que

$$\sin i = \frac{BC}{AB} = \frac{x}{AB},$$

et

$$\sin r_p = \frac{AD}{AB} = \frac{v_{p2}}{v_{p1}} \frac{x}{AB},$$

d'où on tire la loi de Snell

$$\frac{\sin i}{\sin r_p} = \frac{v_{p1}}{v_{p2}}. \quad (1.51)$$

Pour l'onde de cisaillement, on a

$$\frac{\sin i}{\sin r_s} = \frac{v_{p1}}{v_{s2}}. \quad (1.52)$$

Lorsque $\sin i = \frac{v_{p1}}{v_{p2}}$, $\sin r_p = 1$ et $r_p = 90^\circ$, l'onde ne pénètre pas dans le deuxième matériau mais voyage à l'interface entre les deux milieux.

L'angle critique est défini par

$$i_c = \sin^{-1} \left(\frac{v_{p1}}{v_{p2}} \right). \quad (1.53)$$

Pour tout angle d'incidence i plus grand que i_c , il n'y a pas de réfraction et l'onde est totalement réfléchie.

Les lois de la réflexion et de la réfraction peuvent être synthétisés en statuant que : à une interface, la quantité

$$p = \frac{\sin \theta_i}{v_i} \quad (1.54)$$

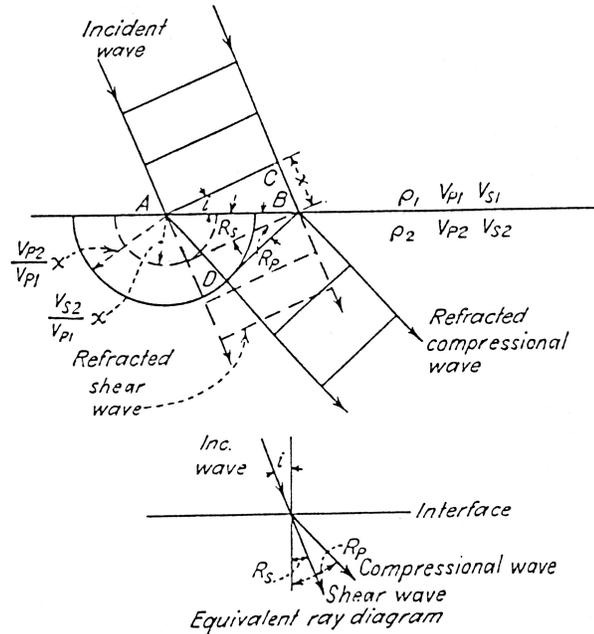


Figure 1.12: Réfraction à une interface.

a la même valeur pour l'onde incidente, l'onde réfléchie, et l'onde réfractée. Il s'agit de la forme générale de la loi de Snell. La quantité p est appelée paramètre du rai (*ray parameter*).

1.2.2.7 Diffraction

Lorsqu'une onde sismique rencontre une irrégularité le long d'une surface (un « coin » ou un chargement soudain du rayon de courbure), cette irrégularité agit comme une source ponctuelle d'ondes qui se propagent dans toutes les directions selon le principe d'Huygens.

1.2.2.8 Vitesse de propagation des ondes

La plupart des roches ignées et métamorphiques sont peu ou pas poreuses et la vitesse de propagation dépend principalement des propriétés élastiques des minéraux composant la roche. Les roches sédimentaires possèdent des structures beaucoup plus complexes avec des pores entre les grains qui peuvent contenir des fluides ou des minéraux plus mous comme de l'argile. Pour de telles roches, la vitesse de propagation dépend beaucoup de la porosité du matériel remplissant les pores et de la pression. La vitesse moyenne pour les roches ignées est plus élevée que pour les autres types de roches. La plage de vitesses est aussi moins grande et la variation avec la profondeur d'enfouissement est faible.

Il existe une formule expérimentale liant les vitesses v_m de la matrice, v_f du fluide dans les pores et la porosité ϕ :

$$\frac{1}{v} = \frac{(1 - \phi)}{v_m} + \frac{\phi}{v_f} \quad (1.55)$$

1.3 Interprétation

1.3.1 Définitions

Hodochrone Répartition d'une onde dans le plan x, t .

Dromochronique Hodochrone d'une onde directe ou réfractée.

1.3.2 Sismique réfraction

1.3.2.1 Réfraction pour deux couches horizontales

Considérons la figure 1.13. À partir de la dromochronique (figure $t - x$ de droite), on veut retrouver le modèle de gauche, soit les variables v_1, v_2 et h . Les vitesses sont obtenues directement de la dromochronique (inverse de la pente). L'épaisseur h est obtenue par le développement suivant. Le temps de propagation de l'onde directe est :

$$t_d = \frac{x}{v_1}$$

Pour l'onde réfractée, on a :

$$\begin{aligned} t_r &= \frac{AB}{v_1} + \frac{BC}{v_2} + \frac{CD}{v_1} \\ &= \frac{2h}{v_1 \cos i_{12}} + \frac{x - 2h \tan i_{12}}{v_2} \end{aligned}$$

Si on se positionne à x_c , alors $t_d = t_r$, et

$$\begin{aligned} \frac{x_c}{v_1} &= \frac{2h}{v_1 \cos i_{12}} + \frac{x_c - 2h \tan i_{12}}{v_2} \\ &= \frac{x_c}{v_2} + \frac{2h}{v_1 \cos i_{12}} \left[1 - \frac{v_1 \sin i_{12}}{v_2} \right]; \text{ or, } \sin i_{12} = \frac{v_1}{v_2} \\ &= \frac{x_c}{v_2} + \frac{2h}{v_1 \cos i_{12}} [1 - \sin^2 i_{12}] \end{aligned}$$

En manipulant les équations, on trouve

$$\begin{aligned} \frac{x_c}{v_1} &= \frac{x_c}{v_2} + \frac{2h}{v_1} \cos i_{12} \\ x_c \left[\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right] &= \frac{2h}{v_1 \cos i_{12}} \\ \frac{x_c v_1}{2 \cos i_{12}} \left[\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right] &= h \\ \frac{x_c}{2\sqrt{1 - \sin^2 i_{12}}} [1 - \sin i_{12}] &= h \end{aligned}$$

$$h = \frac{x_c}{2} \sqrt{\frac{1 - \sin i_{12}}{1 + \sin i_{12}}}$$

$$h = \frac{x_c}{2} \sqrt{\frac{v_2 - v_1}{v_2 + v_1}} \quad (1.56)$$

$$h = \frac{t_1}{2} \frac{v_1 v_2}{\sqrt{v_2^2 + v_1^2}} \quad (1.57)$$

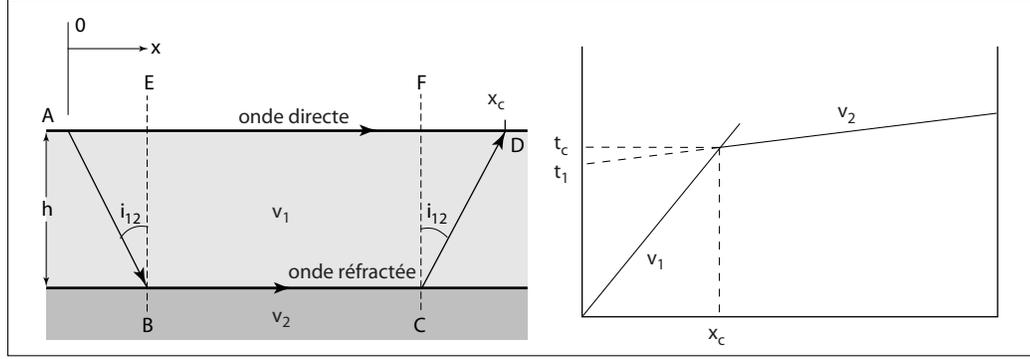


Figure 1.13: Réfraction pour un terrain à deux couches.

1.3.2.2 Interprétation cas deux terrains séparés par un plan incliné

À partir des paramètres définis par le modèle de la figure 1.14, il est possible d'obtenir des expressions pour l'angle critique i_{21} et le pendage ϕ . Le point de départ est le temps de parcours entre A et B

$$t_{AB} = \frac{e_1^-}{v_1 \cos i_{12}} + \frac{AB \cos \phi - e_1^- \tan i_{12} - (e_1^- + AB \sin \phi) \tan i_{12}}{v_2} + \frac{e_1^- + AB \sin \phi}{v_1 \cos i_{12}},$$

qui peut se simplifier à

$$t_{AB} = \frac{2e_1^- \cos i_{12}}{v_1} + AB \underbrace{\frac{\sin(i_{12} + \phi)}{v_1}}_{\text{pente égale à } 1/v_2^-}. \quad (1.58)$$

De façon similaire, on trouve pour le temps de B à A

$$t_{BA} = \frac{2e_1^+ \cos i_{12}}{v_1} + BA \underbrace{\frac{\sin(i_{12} - \phi)}{v_1}}_{\text{pente égale à } 1/v_2^+}. \quad (1.59)$$

À partir des pentes $1/v_1$, $1/v_2^-$ et $1/v_2^+$, qui sont mesurables sur la dromochronique, on obtient un système de deux équations à deux inconnues, soit

$$\begin{aligned} \frac{\sin(i_{12} + \phi)}{v_1} &= \frac{1}{v_2^-} \\ \frac{\sin(i_{12} - \phi)}{v_1} &= \frac{1}{v_2^+}. \end{aligned}$$

Ceci nous donne

$$i_{12} + \phi = \sin^{-1} \left(\frac{v_1}{v_2^-} \right) \quad (1.60)$$

$$i_{12} - \phi = \sin^{-1} \left(\frac{v_1}{v_2^+} \right). \quad (1.61)$$

En additionnant (1.60) et (1.61), on trouve un expression pour l'angle critique :

$$i_{12} = \frac{1}{2} \left[\sin^{-1} \left(\frac{v_1}{v_2^-} \right) + \sin^{-1} \left(\frac{v_1}{v_2^+} \right) \right], \quad (1.62)$$

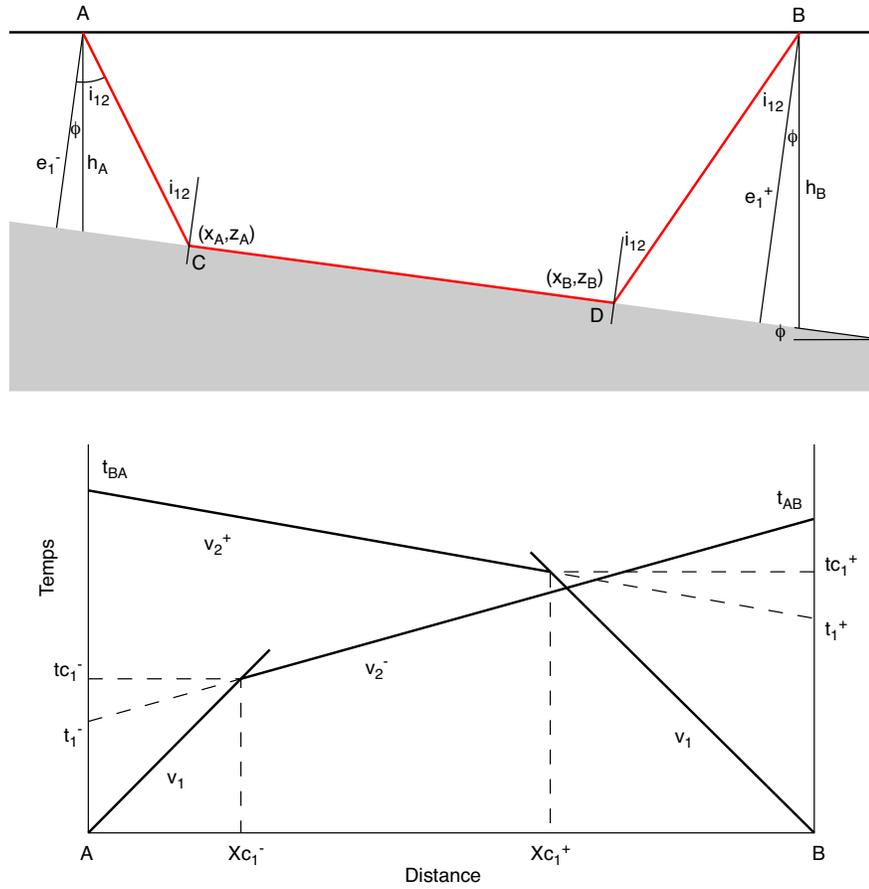


Figure 1.14: Deux terrains séparés par un plan incliné.

et en faisant plutôt la soustraction on trouve le pendage

$$\phi = \frac{1}{2} \left[\sin^{-1} \left(\frac{v_1}{v_2^-} \right) - \sin^{-1} \left(\frac{v_1}{v_2^+} \right) \right]. \quad (1.63)$$

Marche à suivre pour l'interprétation des dromochroniques :

- 1 - obtenir un tir direct et inverse, les temps finaux doivent être égaux ;
- 2 - obtenir les vitesses v_1 , v_2^+ et v_2^- ;
- 3 - obtenir les temps d'intercepte t_1^- et t_1^+ , ou préférablement les distances critiques x_{c1}^- et x_{c1}^+ ;
- 4 - calculer les angles i_{12} et ϕ avec les équations (1.62) et (1.63) ;
- 5 - calculer

$$v_2 = \frac{v_1}{\sin i_{12}}$$

ou

$$v_2 = \frac{2v_2^- v_2^+ \cos \phi}{v_2^- + v_2^+}$$

- 6 - calculer h_A et h_B par les interceptes ou les distances critiques

6 a) Méthode des interceptes

$$h_A = \frac{t_1^- v_1}{2 \cos i_{12} \cos \phi} = \frac{t_1^-}{2 \cos \phi \sqrt{\frac{1}{v_1^2} - \frac{1}{v_2^2}}}$$

$$h_B = \frac{t_1^+ v_1}{2 \cos i_{12} \cos \phi} = \frac{t_1^+}{2 \cos \phi \sqrt{\frac{1}{v_1^2} - \frac{1}{v_2^2}}}$$

6 b) Distances critiques

$$h_A = \frac{x_{c1}^- [1 - \sin(i_{12} + \phi)]}{2 \cos i_{12} \cos \phi} = \frac{x_{c1}^- \left[1 - \frac{v_1}{v_2}\right]}{2 \cos \phi \sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2}}$$

$$h_B = \frac{x_{c1}^+ [1 - \sin(i_{12} - \phi)]}{2 \cos i_{12} \cos \phi} = \frac{x_{c1}^+ \left[1 - \frac{v_1}{v_2}\right]}{2 \cos \phi \sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2}}$$

La méthode des interceptes est moins précise à cause de l'extrapolation nécessaire.

7 - vérifier que $h_B = h_A + AB \tan \phi$

8 - tracer l'interface inclinée au moyen de h_A et h_B . Trouver les points d'incidence et éliminer les parties de l'interface non parcourues par les rais réfractés.

Les points d'incidence peuvent être trouvés de plusieurs façons :

8 a) mesurer les distances inclinées sous le point de tir

$$A = h_A \frac{\sin(i_{12} - \phi)}{\cos i_{12}}$$

$$B = h_B \frac{\sin(i_{12} + \phi)}{\cos i_{12}}$$

8 b) mesurer et dessiner l'angle fait par les rais sous le point de tir :

$$\text{pour A : } i_{12} - \phi = \sin^{-1} \left(\frac{v_1}{v_2^+} \right)$$

$$\text{pour B : } i_{12} + \phi = \sin^{-1} \left(\frac{v_1}{v_2^-} \right)$$

8 c) calculer les coordonnées des points d'incidence, l'origine étant le point de tir le plus rapproché.

Sous le point A :

$$x_A = h_A \frac{\sin(i_{12} - \phi) \cos \phi}{\cos i_{12}}$$

$$z_A = h_A \left[1 + \frac{\sin(i_{12} - \phi) \sin \phi}{\cos i_{12}} \right]$$

Sous le point B :

$$x_B = h_B \frac{\sin(i_{12} + \phi) \cos \phi}{\cos i_{12}}$$

$$z_B = h_B \left[1 + \frac{\sin(i_{12} + \phi) \sin \phi}{\cos i_{12}} \right]$$

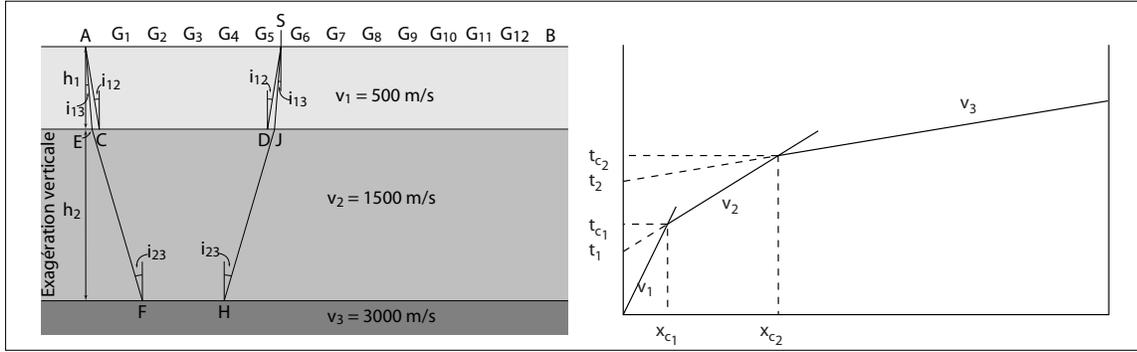


Figure 1.15: Représentation schématique des rais sismiques, pour un cas trois terrains horizontaux.

1.3.2.3 Calcul approximatif de l'interface inclinée, cas deux terrains

Lorsque le pendage est faible et le rapport v_2/v_1 grand, on peut faire une interprétation approximative en interprétant chacune des dromochroniques comme si elles provenaient d'un sous-sol où les réflecteurs sont horizontaux. Ainsi,

$$h_A = \frac{x_{c1}^-}{2} - \sqrt{\frac{v_2^- - v_1}{v_2^- + v_1}}$$

$$h_B = \frac{x_{c1}^+}{2} - \sqrt{\frac{v_2^+ - v_1}{v_2^+ + v_1}}$$

et v_2 réel est estimé par

$$2 \frac{v_2^+ v_2^-}{v_2^+ + v_2^-}$$

Le déplacement des points est aussi calculé de la même manière que pour les couches horizontales. Pour des pendages inférieurs à 10% et des rapports v_2/v_1 vrais supérieurs à 5, l'erreur introduite sur les épaisseurs est inférieure à 5%. Pour la vitesse v_2 , l'erreur est inférieure à 10% si le pendage est de moins de 26°.

1.3.2.4 Réfraction pour trois couches horizontales

Si on observe deux ruptures de pente sur la dromochronique (figure 1.15), on est en présence d'un terrain à trois couches. On calcule d'abord l'épaisseur de la première couche avec l'équation (1.56) ou (1.57). Ensuite, on cherche une expression pour h_2 qui sera fonction des paramètres estimés au moyen de la dromochronique, soit v_1, v_2, v_3, x_{c1} et x_{c2} .

Il s'agit donc de trouver une expression pour t de l'onde réfractée dans la troisième couche, qui, à x_{c2} , est égal à t de l'onde réfractée dans la deuxième couche. On notera d'abord que la réfraction critique entre le deuxième et le troisième terrain est liée aux angles i_{13} et i_{23} qui s'expriment

$$\sin i_{13} = \frac{v_1}{v_3}$$

et

$$\sin i_{23} = \frac{v_2}{v_3}$$

Pour l'onde réfractée dans la troisième couche, nous avons pour les différents trajets, les valeurs

suivantes

$$\begin{aligned} AE &= \frac{h_1}{\cos i_{13}} \\ EF &= \frac{h_2}{\cos i_{23}} \end{aligned}$$

et

$$FH = x_{c_2} - 2(h_1 \tan i_{13} + h_2 \tan i_{23})$$

Le temps de parcours vaut alors

$$t_{c_2} = 2 \frac{AE}{v_1} + 2 \frac{EF}{v_2} + \frac{FH}{v_3}.$$

Donc

$$t_{c_2} = \frac{x_{c_2}}{v_3} + 2h_1 \left(\frac{1}{\cos i_{13} v_1} - \frac{\tan i_{13}}{v_3} \right) + 2h_2 \left(\frac{1}{\cos i_{23} v_2} - \frac{\tan i_{23}}{v_3} \right)$$

et en simplifiant, nous retrouvons finalement que t_{c_2} est égal à

$$t_{c_2} = \frac{x_{c_2}}{v_3} + \frac{2h_1 \cos i_{13}}{v_1} + \frac{2h_2 \cos i_{23}}{v_2}. \quad (1.64)$$

Le temps de parcours de l'onde réfractée dans le deuxième terrain vaut

$$t_{c_2} = \frac{2AC}{v_1} + \frac{CD}{v_2}.$$

Après manipulations, on trouve

$$t_{c_2} = \frac{2h_1}{v_1 \cos i_{12}} + \frac{x_{c_2}}{v_2} - \frac{2h_1 \tan i_{12}}{v_2}.$$

Les deux relations qui caractérisent t_{c_2} sont égales et en isolant h_2 on trouve

$$h_2 = \frac{x_{c_2}}{2} \sqrt{\frac{v_3 - v_2}{v_3 + v_2}} - h_1 \left(\frac{\cos i_{13} - \cos i_{12}}{\cos i_{23} \sin i_{12}} \right)$$

ou en d'autres termes,

$$h_2 = \frac{x_{c_2}}{2} \sqrt{\frac{v_3 - v_2}{v_3 + v_2}} - h_1 \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{v_3}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2}}{\sqrt{\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2 - \left(\frac{v_1}{v_3}\right)^2}} \quad (1.65)$$

Le second terme de l'équation (1.65) en est un de correction.

Pour la technique des temps d'intersection à l'origine, l'équation (1.57) nous fournit l'épaisseur h_1 et pour le calcul de h_2 , nous considérons le temps t_{c_2} , qui s'exprime par l'équation 1.64. Cette dernière représente l'équation d'une droite de pente $1/v_3$ et d'ordonnée à l'origine égale à

$$\frac{2h_1 \cos i_{13}}{v_1} + \frac{2h_2 \cos i_{23}}{v_2} \quad (1.66)$$

Lorsque $x = 0$, t_2 est égal à l'équation (1.65) et

$$h_2 = \left(\frac{t_2}{2} - \frac{h_1 \cos i_{13}}{v_1} \right) \frac{v_2}{\cos i_{23}}$$

Or, $\cos i_{23} = \frac{\sqrt{v_3^2 - v_2^2}}{v_3}$ et par remplacement nous aurons

$$h_2 = \frac{t_2}{2} \frac{v_2 v_3}{\sqrt{v_3^2 - v_2^2}} - \frac{h_1 \cos i_{13}}{\sin i_{12} \cos i_{23}} \quad (1.67)$$

ou encore

$$h_2 = \frac{t_2 v_2}{2 \cos i_{23}} - \frac{h_1 \cos i_{13}}{\sin i_{12} \cos i_{23}}$$

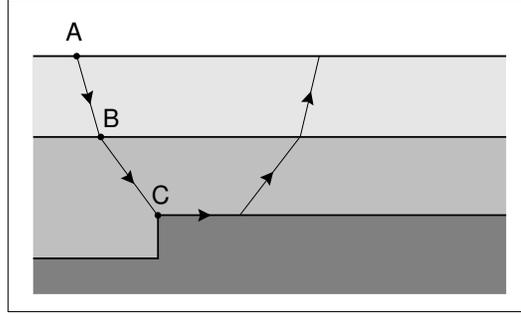


Figure 1.16: Réfraction au dessus d'un terrain irrégulier.

1.3.2.5 Plusieurs couches parallèles en réfraction

Hypothèses de départ :

1. couches homogènes isotropes ;
2. interfaces parallèles entre elles et à la surface de mesure ;
3. $v_1 < v_2 < v_3 < \dots < v_n$;
4. couches suffisamment épaisses pour qu'elles soient observables.

L'épaisseur de chacune des couches sera donnée par

$$d_k = \frac{x_{k(k+1)}}{2} \sqrt{\frac{v_{k+1} - v_k}{v_{k+1} + v_k}} - \sum_{j=k-1}^1 d_j y_{kj} \quad (1.68)$$

où

- d_k, d_j = épaisseur de la k^e (j^e) couche ;
- $x_{k(k+1)}$ = distance critique i.e. distance à laquelle les rais réfractés sur l'interface k arrivent en surface en même temps que ceux réfractés sur l'interface $k + 1$;
- v_k, v_{k+1} = vitesses de propagation des ondes dans les couches ;
- y_{kj} = facteur de correction calculé par

$$y_{kj} = \frac{\sqrt{1 - x_{kj}^2} - \sqrt{1 - z_{kj}^2}}{\sqrt{z_{kj}^2 - x_{kj}^2}}$$

où $x_{kj} = \frac{v_j}{v_{k+1}}$ et $z_{kj} = \frac{v_j}{v_k}$.

d'après nos hypothèses $0 \leq x_{kj} \leq z_{kj} \leq 1$.

Si on examine le dessin 1.16, on voit que le rai réfracté n'échantillonne pas les interfaces directement à l'aplomb du point de tir, il serait donc dangereux de placer $h_k = \sum_{j=1}^k d_j$ sous le point de tir puisqu'il est possible que l'interface n'existe pas à cet endroit.

Il faut donc calculer le déplacement à donner au point de profondeur h_k . Il est égal à

$$p_k = \sum_{j=k}^1 d_j \tan i_{jk}$$

et

$$\sin i_{jk} = \frac{v_j}{v_{k+1}}.$$

On peut aussi utiliser la méthode des temps d'intersection. L'épaisseur des couches est alors donnée par

$$d_k = \frac{t_k}{2} \frac{v_k v_{k+1}}{\sqrt{v_{k+1}^2 - v_k^2}} - \sum_{j=k-1}^1 d_j D_{kj} \quad (1.69)$$

où

- d_k, d_j = épaisseur de la k^e (j^e) couche ;
- t_k = l'ordonnée à l'origine de la droite représentant la vitesse de la couche ;
- v_k, v_{k+1} = vitesses de propagation des ondes dans les couches k et $k+1$;
- D_{kj} = facteur de correction calculé par

$$D_{kj} = \sqrt{\frac{1 - x_{kj}^2}{z_{kj}^2 - x_{kj}^2}}$$

$$\text{où } z_{kj} = \frac{v_j}{v_k} \text{ et } x_{kj} = \frac{v_j}{v_{k+1}}.$$

1.3.2.6 Exemple de calculs en sismique réfraction

Utilisons la dromochronique du tir direct en supposant qu'il s'agit d'un cas de terrain où les couches sont horizontales.

Méthode des distances critiques

On trouve

- $v_1 = 500$ m/s
- $v_2 = 1522$ m/s
- $v_3 = 3991$ m/s
- x_{c1} (ou x_{12}) = 10 m
- x_{c2} (ou x_{23}) = 52.7 m

Nomogramme

Utilisons le nomogramme pour couches multiples et horizontales : avec v_1 et v_2 , on trouve que $C_{12} \approx 0.155$ et $R \approx 0.71$.

Avec R et x_{c1} , on aura $d_1 \approx 3.8$ m.

v_2 et v_3 donnent $C_{23} \approx 0.19$ et $R \approx 0.665$. R et x_{c2} donnent $d_2 \approx 17.8$ m.

En appliquant le facteur de correction : $d_2 = 17.8 - 0.155 \times 3.8 = 17.2$ m.

L'utilisation du nomogramme pose certains problèmes :

- la précision est limitée par l'habileté de l'opérateur (lignes droites et minces, précision du transfert de R , précision de la lecture des valeurs, etc.)
- le facteur de correction C est basé sur z_{kj} (i.e. v_j/v_k) seulement et ne tient pas compte de l'effet de x_{kj} (i.e. v_j/v_{k+1}). C'est donc une approximation qui peut-être plus ou moins précise, dépendant des valeurs de d_k et d_j .

Calcul à l'aide d'abaques

$$d_1 = \frac{x_{c1}}{2} \sqrt{\frac{v_2 - v_1}{v_2 + v_1}}$$

Connaissant la valeur de v_1 et v_2 , on utilise l'abaque de la figure 18 qui donne la valeur de $\frac{1}{2}\sqrt{\frac{v_k-v_j}{v_k+v_j}}$ en fonction du rapport v_k/v_j .

Ici $\frac{v_2}{v_1} = 3.04$, ce qui donne

$$\frac{1}{2}\sqrt{\frac{v_2-v_1}{v_2+v_1}} \approx 0.355$$

d'où $d_1 = x_{c_1} \times 0.355 = 10 \times 0.355 = 3.6$ m.

$$d_2 = \frac{x_{c_2}}{2}\sqrt{\frac{v_3-v_2}{v_3+v_2}} - y_{21}d_1$$

$$x_{21} = \frac{v_1}{v_3} = 0.125$$

$$z_{21} = \frac{v_1}{v_2} = 0.329$$

Pour ces deux valeurs, l'abaque du facteur de correction donne $y_{21} = 0.155$.

Avec $v_3/v_2 = 2.62$ on aura $\frac{1}{2}\sqrt{\frac{v_3-v_2}{v_3+v_2}} = 0.335$, d'où $d_2 = 52.7\text{m} \times 0.335 - 0.155 \times 3.6\text{m} = 17.1$ m.

Calcul direct

$$d_1 = 3.6\text{m}$$

$$d_2 = 17.1\text{m}$$

Méthode des temps d'intersection

On a

- $v_1 = 500$ m/s
- $v_2 = 1522$ m/s
- $v_3 = 3991$ m/s
- $t_{o_1} = 13$ ms
- $t_{o_2} = 34.5$ ms

Par le nomogramme

On trouve :

avec t_{o_1} et v_1 , et le rapport v_1/v_2 : $d_1 \approx 3.1$ m

avec t_{o_2} et v_2 , et le rapport v_1/v_2 : $d_2 \approx 28.5$ m

avec v_1/v_2 et v_1/v_3 , on peut évaluer $D_{12} \approx 3.4$ (abaque fig. 20)

d'où $d_{2\text{vrai}} = 28.5 \text{ m} - 3.4 \times 3.1 \text{ m} = 18.0$ m

Par les abaques

$$d_1 = \frac{t_{o_1}}{2} \frac{v_1}{\cos i_{12}}$$

À l'aide de l'abaque de la figure 21 et du rapport v_2/v_1 , on trouve que

$$\frac{1}{2 \cos i_{12}} = 0.528$$

d'où $d_1 = 13 \times 10^{-3} \text{ s} \times 500 \text{ m} \times 0.528 = 3.4 \text{ m}$.

$$d_2 = \frac{t_{o2}}{2} \frac{v_2}{\cos i_{23}} - d_1 D_{12}$$

$$\frac{1}{2 \cos i_{23}} = 0.54$$

et $D_{12} = 3.4$ (voir paragraphe plus haut). Donc, $d_2 = 34.5 \times 10^{-3} \times 1522 \times 0.54 - 3.4 \times 3.4 = 16.8 \text{ m}$.

Calcul direct

$$d_1 = 3.4 \text{ m}$$

$$d_2 = 17.2 \text{ m}$$

Calcul des déplacements

Couche 1 :

$$\begin{aligned} P_1 &= d_1 \tan i_{12} \\ &= d_1 \tan \left(\sin^{-1} \frac{v_1}{v_2} \right) \\ &= 3.4 \tan \left(\sin^{-1} \frac{500}{1522} \right) \\ &= 1.2 \text{ m} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} P_2 &= d_2 \tan i_{23} + d_1 \tan i_{12} \\ &= d_2 \tan \left(\sin^{-1} \frac{v_2}{v_3} \right) + d_1 \tan \left(\sin^{-1} \frac{v_1}{v_3} \right) \\ &= 17.2 \tan \left(\sin^{-1} \frac{1522}{3991} \right) + 3.4 \tan \left(\sin^{-1} \frac{500}{3991} \right) \\ &= 7.5 \text{ m} \end{aligned}$$

Le modèle final pour l'exemple se trouve à la figure 1.17.

1.3.2.7 Couche cachée

Si $d' = \frac{x_{13}}{2} \sqrt{\frac{v_3 - v_1}{v_3 + v_1}}$, et si v_2 est connu :

– et h_r est connu ($h_r = d_1 + d_2$) :

$$d_1 = \frac{d' \cos i_{12} - h_r \sin i_{11} \cos i_{22}}{\cos i_{12} - \sin i_{11} \cos i_{22}} = \frac{d' - h_r \sqrt{\frac{(v_1/v_2)^2 - (v_1/v_3)^2}{1 - (v_1/v_3)^2}}}{1 - \sqrt{\frac{(v_1/v_2)^2 - (v_1/v_3)^2}{1 - (v_1/v_3)^2}}}$$

$$d_2 = h_r - d_1$$

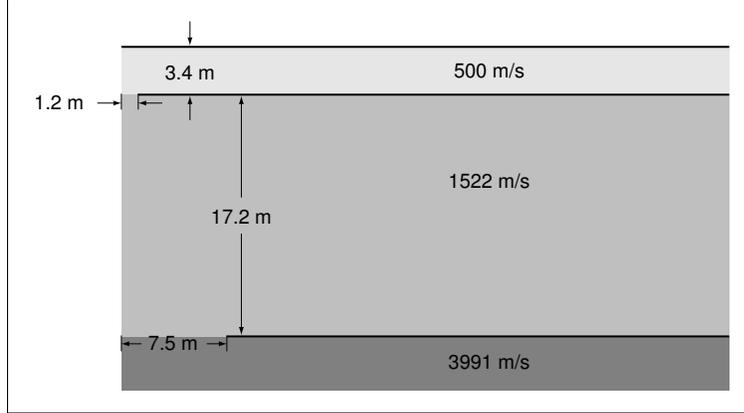


Figure 1.17: Modèle final de l'exemple de la section 1.3.2.6.

– d_1 est connu :

$$d_2 = (d' - d_1) \frac{\cos i_{12}}{\sin i_{11} \cos i_{22}} = (d' - d_1) \sqrt{\frac{1 - (v_1/v_3)^2}{(v_1/v_2)^2 - (v_1/v_3)^2}}$$

– d_2 est connu :

$$d_1 = d' - d_2 \frac{\sin i_{11} \cos i_{22}}{\cos i_{12}} = d' - d_2 \sqrt{\frac{(v_1/v_2)^2 - (v_1/v_3)^2}{1 - (v_1/v_3)^2}}$$

Si v_2 n'est pas connu, mais d_1 et d_2 sont connus :

$$v_2 = \frac{v_1 d_2}{\sqrt{(d' - d_1)^2 \cos^2 i_{12} + d_2^2 \sin^2 i_{12}}}$$

$$v_2 = \frac{v_1 d_2}{\sqrt{(d' - d_1)^2 [1 - (v_1/v_3)^2] + d_2^2 (v_1/v_3)^2}}$$

1.3.2.8 Correction pour la profondeur de tir

Cette correction est applicable lorsque la source est une charge explosive détonnée à une profondeur h , en général dans le premier terrain. Il faut alors en tenir compte pour calcul de v_1 et de h_1 .

L'onde directe voyage selon $x' = \sqrt{x^2 + h^2}$ (voir figure 1.19). Si la profondeur h est beaucoup plus grande que x , la vitesse v_1 doit être calculé avec x' selon

$$v_1 = \frac{t_{AG_1}}{x'}$$

Lorsque le tir à lieu à la profondeur h , le temps nécessaire à l'onde pour atteindre le point E est diminué de

$$\begin{aligned} t' &= \frac{AE - CD}{v_1} - \frac{DE}{v_2} \\ &= \frac{h}{\cos i_{12}} \left(\frac{1}{v_1} - \frac{\sin i_{12}}{v_2} \right). \end{aligned}$$

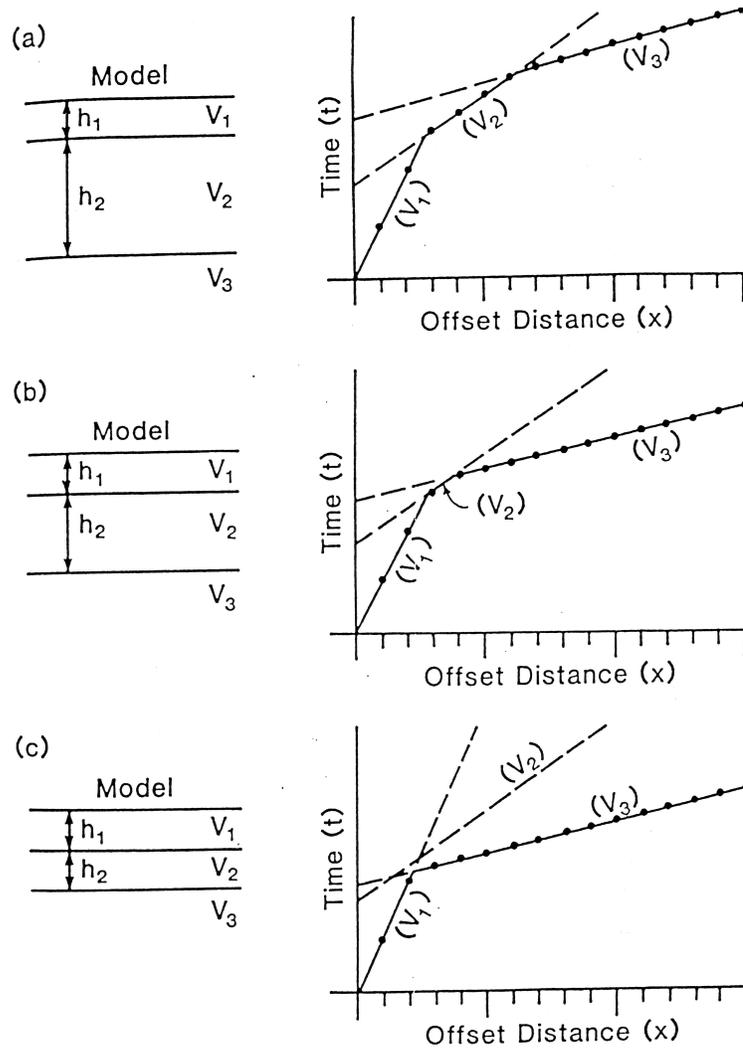


Figure 1.18: Dromochroniques illustrant l'effet de l'épaisseur de la deuxième couche.

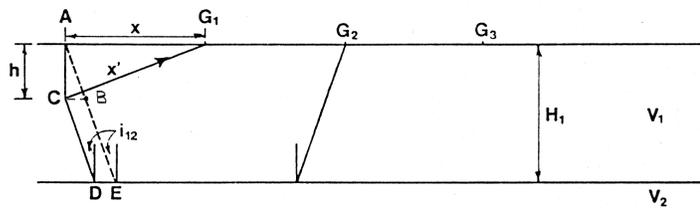


Figure 1.19: Correction pour la profondeur de tir.

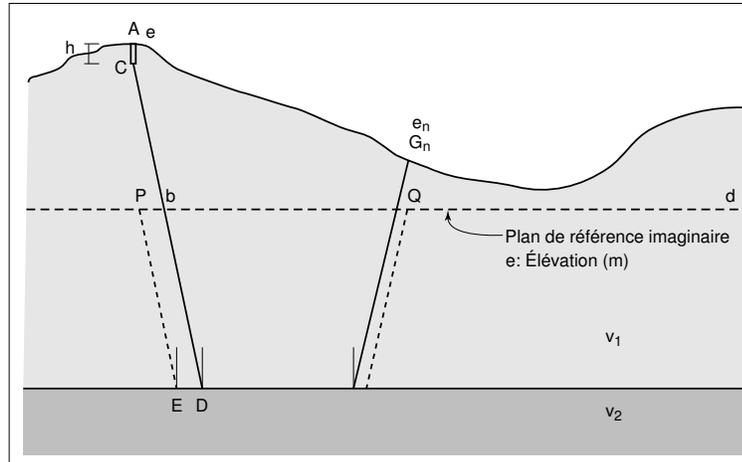


Figure 1.20: Correction topographique pour un plan de référence passant dans le terrain de vitesse v_1 .

Les temps d'arrivée de l'onde réfractée ont donc été réduits à chacun des géophones d'un temps constant égal à t' . Si la formule des temps d'intercepte est utilisée pour déterminer h_1 , la profondeur est sous-estimée de

$$\begin{aligned}
 \Delta h &= \frac{t' v_1}{2 \cos i_{12}} \\
 &= \frac{h}{2} \left[\frac{1}{\cos i_{12} v_1} - \frac{\tan i_{12}}{v_2} \right] \frac{v_1}{\cos i_{12}} \\
 &= \frac{h}{2} \left[\frac{1}{\cos^2 i_{12}} - \frac{\sin i_{12}}{\cos^2 i_{12}} \frac{v_1}{v_2} \right] \\
 &= \frac{h}{2} \left[\frac{1 - \sin^2 i_{12}}{\cos^2 i_{12}} \right] \\
 &= \frac{h}{2}.
 \end{aligned}$$

L'épaisseur h_1 calculée par la méthode des temps d'intercepte ou des distances critiques doit être accrue de $h/2$.

1.3.2.9 Corrections de topographie

Si la topographie est importante, on la doit connaître avec exactitude pour corriger les dromochroniques.

Soit le cas où on place un plan de référence dans le premier terrain. On fixe la référence comme l'élevation d dans le premier terrain de vitesse v_1 . Soient un tir A et un géophone G_n aux points P et Q sur le plan de référence.

ΔT est la différence entre les trajets vrai CD et fictif PED

$$\begin{aligned}
 \Delta T &= \frac{CD}{v_1} - \frac{PE}{v_1} - \frac{ED}{v_2} \\
 &= \frac{Cb}{v_1} - \frac{ED}{v_2} \\
 &= \frac{Cb}{v_1} - \frac{Pb}{v_2} \\
 &= \frac{(e-h-d)}{\cos i_{12} v_1} - \frac{(e-h-d) \tan i_{12}}{v_2} \\
 &= (e-h-d) \left[\frac{1}{\cos i_{12} v_1} - \frac{\sin i_{12}}{v_2 \cos i_{12}} \right] \\
 &= \frac{(e-h-d)}{\cos i_{12}} \left[\frac{1}{v_1} - \frac{v_1}{v_2^2} \right] \\
 &= \frac{(e-h-d)v_2}{\sqrt{v_2^2 - v_1^2}} \left[\frac{v_2^2 - v_1^2}{v_1 v_2^2} \right]
 \end{aligned}$$

Le temps de délai au tir est donc

$$\Delta T = \frac{(e-h-d)\sqrt{v_2^2 - v_1^2}}{v_1 v_2},$$

alors que sous un géophone

$$\Delta T_n = \frac{(e_n - d)\sqrt{v_2^2 - v_1^2}}{v_1 v_2}.$$

La correction totale à appliquer à chacun des temps d'arrivée est ainsi

$$\Delta T + \Delta T_n = \frac{(e-h+e_n-2d)\sqrt{v_2^2 - v_1^2}}{v_1 v_2} \quad (1.70)$$

Soit maintenant le cas où le plan de référence est dans la deuxième couche v_2 .

correction d'élévation, premier terrain, profondeur de tir, portion de terrain comprise entre le toit du second terrain et le plan de référence

Les temps observés pour une réfraction du troisième terrain sont réduits de cette équation. Il faut connaître l'épaisseur sous les géophones avec de petits levés sismiques.

1.3.2.10 Méthode de Hawkins

Les méthodes vues à présent ne permettent d'obtenir que les épaisseurs des couches dans le voisinage du point de tir. La méthode de [Hawkins \(1961\)](#) permet de calculer des épaisseurs intermédiaires sous les géophones.

Démonstration

Prenons l'exemple où on cherche à déterminer l'épaisseur du premier terrain, sous le 8^e géophone, notée $h_1 G_8$, tel qu'illustré à la figure 1.21.

On définit le temps de délai comme la différence entre le temps pris par une onde sismique pour voyager dans un milieu (v_1) et le temps pris pour parcourir une distance équivalente à la projection

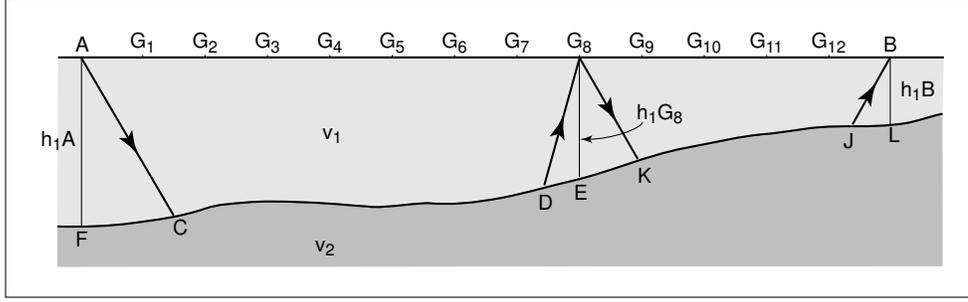


Figure 1.21: Représentation schématique du trajet normal et du trajet inverse, pour le calcul de l'épaisseur par la méthode des temps de délais.

du rai sur l'interface séparant deux médiums et ce à la vitesse du marqueur (v_2). Ainsi, au point A , on a par définition

$$\Delta t_A = \frac{AC}{v_1} - \frac{FC}{v_2}, \quad (1.71)$$

et au géophone 8 on a

$$\begin{aligned} \Delta t_{G_8} &= \frac{DG_8}{v_1} - \frac{DE}{v_2} \\ &= \frac{h_1 G_8}{\cos i_{12} v_1} - \frac{h_1 G_8 \tan i_{12}}{v_2}, \end{aligned}$$

d'où en simplifiant

$$h_1 G_8 = \frac{\Delta t_{G_8} v_1}{\cos i_{12}}. \quad (1.72)$$

Considérons maintenant le temps de délai total pour l'onde réfractée du point de tir A au géophone 8 (figure 1.21). Par définition, il vaut

$$\Delta t_{AG_8} = t_{AG_8} - \frac{AG_8}{v_2} \quad (1.73)$$

où t_{AG_8} est le temps de trajet total du point de tir A au géophone 8 (figure 1.22). Or, on montre que

$$\begin{aligned} \Delta t_{AG_8} &= \frac{AC}{v_1} + \frac{CD}{v_2} + \frac{DG_8}{v_1} - \frac{AG}{v_2} \\ &= \frac{AC}{v_1} + \frac{CD}{v_2} + \frac{DG_8}{v_1} - \left[\frac{FC}{v_2} + \frac{CD}{v_2} + \frac{DE}{v_2} \right] \\ &= \Delta t_A + \Delta t_{G_8} \end{aligned} \quad (1.74)$$

et en combinant (1.73) et (1.74), on trouve

$$\Delta t_{G_8} = t_{AG_8} - \frac{AG_8}{v_2} - \Delta t_A \quad (1.75)$$

donc si Δt_A était connu, Δt_{G_8} pourrait être calculé et conséquemment $h_1 G_8$.

Comment déterminer Δt_{G_8} ? Considérons les dromochroniques des tirs directs et inverses de la figure 1.22. Il faut noter que les tirs direct et inverse *doivent* être effectués à la même distances des extrémités de la flûte de géophones. Le temps total t_{AB} doit aussi égalé t_{BA} . À partir de (1.75), on

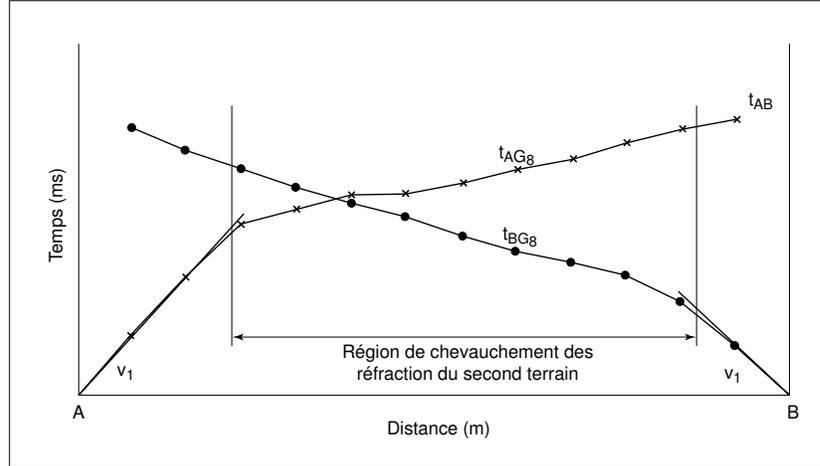


Figure 1.22: Dromochroniques pour un cas deux terrains, dont le toit du second présente une surface irrégulière.

peut écrire

$$t_{AG_8} = \Delta t_{G_8} + \Delta t_A + \frac{AG_8}{v_2}; \quad (1.76)$$

$$t_{BG_8} = \Delta t_{G_8} + \Delta t_B + \frac{AB - AG_8}{v_2}; \quad (1.77)$$

$$t_{AB} = \Delta t_A + \Delta t_B + \frac{AB}{v_1}. \quad (1.78)$$

En combinant (1.76), (1.77) et (1.78)

$$t_{AG_8} + t_{BG_8} = 2\Delta t_{G_8} + t_{AB}$$

d'où

$$\Delta t_{G_8} = \frac{1}{2} [t_{AG_8} + t_{BG_8} - t_{AB}].$$

Donc, en connaissant v_1 et v_2 (que l'on détermine par la méthode pour un plan incliné) et le délai à chaque géophone, on peut calculer la profondeur de l'interface avec la relation (1.72).

Si on généralise

$$h_1 G_n = \frac{\Delta t_{G_n} v_1}{\cos i_{12}}$$

$$\Delta t_{G_n} = \frac{1}{2} [t_{AG_n} + t_{BG_n} - t_{AB}]$$

Pour un cas à 3 couches

$$h_2 G_n = \left(\Delta t_{2G_n} - \frac{h_1 G_n \cos i_{13}}{v_1} \right) \frac{v_2}{\cos i_{23}}$$

$\Delta t_{2G_n} = \Delta(h_1 + h_2)$ = temps de délai combiné pour le premier et le deuxième milieux

$\frac{h_1 G_n \cos i_{13}}{v_1}$ = temps de délai pour le premier milieu, associé à la réfraction du toit du

troisième milieu au géophone n . Terme correcteur associé à h_1 .

Détermination de la vitesse vraie

- par la méthode des délais :

Calculer le temps de délai pour chacun des géophones et le retrancher du temps d'arrivée. La pente de la droite des points passant par le plus grand nombre de points donne la vitesse vraie du marqueur.

- La mise en graphe des différences des temps d'arrivée donne la demi-vitesse vraie du marqueur.

Cela permet de vérifier si les temps de réfraction que nous considérons proviennent tous du même marqueur. Si ce n'est pas le cas, il est difficile de joindre par une seule droite les points calculés. Ceci est indicatif du fait que nous prenons des réfractions provenant de deux milieux différents.

1.3.3 Sismique réflexion

1.4 Mise en oeuvre

1.4.1 Sismique réfraction

Une information suffisante sur la propagation de l'onde sismique est obtenue, et une couverture raisonnable est atteinte si la longueur de la flûte de géophones est environ trois fois la distance critique. Une règle simple, mais souvent inexacte, est d'utiliser une longueur de flûte égale à huit fois la profondeur d'investigation. Par ailleurs, il peut être nécessaire de réduire l'écartement entre les géophones pour obtenir un nombre suffisant de points pour mesurer avec précision la vitesse de couches intermédiaires.

Dans la plupart des levés de sismique réfraction, des *tirs rapprochés* sont effectués très près des extrémités de la flûte. L'interprétation se trouve simplifiée si ces tirs sont directement à la position des géophones des extrémités. Cependant, ces géophones sont dans la pratique déplacés d'un demi-espacement afin d'éviter les dommages et pour mieux estimer la vitesse dans la première couche.

Des *tirs éloignés* peuvent également être effectués, à une distance suffisante pour que la totalité des premières arrivées aient voyagées par la couche réfractante. Cette distance est estimée à partir des tirs rapprochés. Les tirs éloignés apportent une information précieuse, et permettent par exemple de discriminer un cas trois couches d'un cas deux couches avec variation latérale dans la deuxième couche (voir figure 1.23).

La configuration comportant des tirs rapprochés et des tirs éloignés est connue sous le nom anglaise de *four-shot pattern*. Une autre configuration courante, connue sous l'appellation ABC, consiste à utiliser les tirs rapprochés avec un tir central.

Le tir central est entre autre utile lorsque des différences apparaissent à l'interprétation aux extrémités de la flûte, en particulier si ces différences semblent indiquer un nombre différent de marqueurs. On peut ainsi mettre en lumière l'amincissement d'une couche qui est rendu invisible à une des deux extrémités. Le tir central peut évidemment être incorporé à la configuration *four-shot*.

1.4.2 Détecteurs

Les perturbations sismiques sont détectées par des *géophones* ou des *sismomètres*. Les derniers terme est utilisé en sismologie et se reporte à des géophones de longues périodes.

Le principe à la base du géophone est très simple : le déplacement relatif d'une bobine par rapport à un champ magnétique (aimant) produit aux bornes de la bobine une différence de potentiel, proportionnelle en amplitude à la variation de flux magnétique et de fréquence égale à elle du mouvement (déplacement produit).

$$\varepsilon = \frac{\partial}{\partial t}(A.B) \quad (1.79)$$

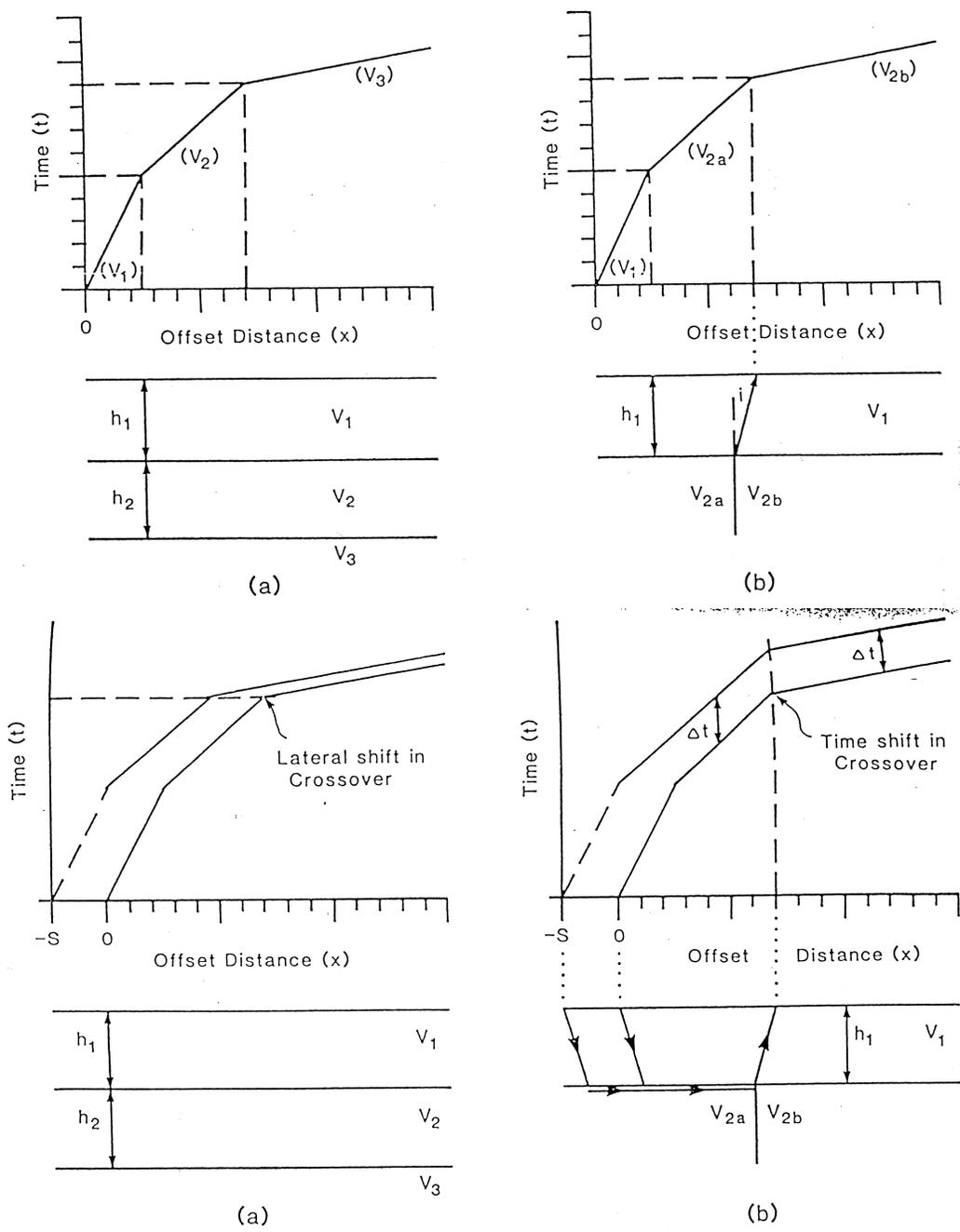


Figure 1.23: Illustration de l'information apportée par un tir éloigné.

La sortie électrique du géophone est amplifiée (et filtrée si nécessaire) et enregistrée au sismographe.

Les gammes de fréquence utilisées en exploration vont de 2 à 100 Hz, alors qu'en sismologie, on utilise des fréquences plus basses (1 à 10^{-4} Hz).

1.4.3 Sources

Pour des levés à petite échelle, une masse de 2-3 kg s'avère une source très versatile. L'efficacité de ce type de source dépend des conditions de surface, ainsi que de l'habileté de l'opérateur. En général, la masse peut être utilisée pour des flûtes de 10-20 mètres de long, mais s'avère trop faible au delà de 50 m. La masse est dirigée vers une plaque d'acier de 2 cm posée au sol. La plaque améliore la répétabilité du signal.

Des sources de type *buffalo gun* ou *betty gun* peuvent être utilisés si la masse s'avère d'énergie trop faible.

Références

Dix, C. H. (1952). *Seismic Prospecting for Oil*. Harper & Brothers, New York.

Hawkins, L. (1961). The reciprocal method of interpreting seismic refraction lines. *Geophysics*, 26, 806–819.

Mari, J.-L., G. Arens, D. Chapellier et P. Gaudiani (1998). *Géophysique de gisement et de génie civil*. Éditions Technip, Paris.

Sheriff, R. E. et L. P. Geldart (1995). *Exploration Seismology*. Cambridge University Press, 2^e éd.

A Propriétés utiles en sismique

Figure A.1: Exemples de vitesse sismique et de densité.

Nature des terrains	Vitesse P (m/s)	Vitesse S (m/s)	Masse volumique (g/cm ³)	Masse volumique du cristal constitutif (g/cm ³)
Éboulis, terre végétale	300-700	100-300	1,7-2,4	—
Sables secs	400-1 200	100-500	1,5-1,7	Quartz 2,65
Sables humides	1 500-2 000	400-600	1,9-2,1	Quartz 2,65
Argiles saturées	1 100-2 500	200-800	2,0-2,4	—
Marnes	2 000-3 000	750-1 500	2,1-2,6	—
Série argilo-gréseuse saturée ...	1 500-2 200	500-750	2,1-2,4	—
Grès poreux et saturés	2 000-3 500	800-1 800	2,1-2,4	Quartz 2,65
Calcaires	3 500-6 000	2 000-3 300	2,4-2,7	Calcite 2,71
Craie	2 300-2 600	1 100-1 300	1,8-2,3	Calcite 2,71
Sel	4 500-5 500	2 500-3 100	2,1-2,3	Halite 2,1
Anhydrite	4 000-5 500	2 200-3 100	2,9-3	—
Dolomie	3 500-6 500	1 900-3 600	2,5-2,9	(Ca, Mg)CO ₃ 2,8-2,99
Granite	4 500-6 000	2 500-3 300	2,5-2,7	—
Basalte	5 000-6 000	2 800-3 400	2,7-3,1	—
Gneiss	4 400-5 200	2 700-3 200	2,5-2,7	—
Charbon	2 200-2 700	1 000-1 400	1,3-1,8	—
Eau	1 450-1 500	—	1	—
Glace	3 400-3 800	1 700-1 900	0,9	—
Huile	1 200-1 250	—	0,6-0,9	—

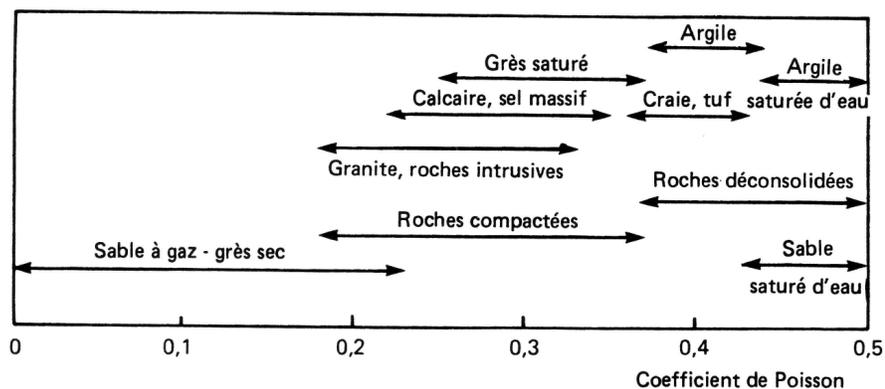


Figure A.2: Ordre de grandeur du coefficient de Poisson.

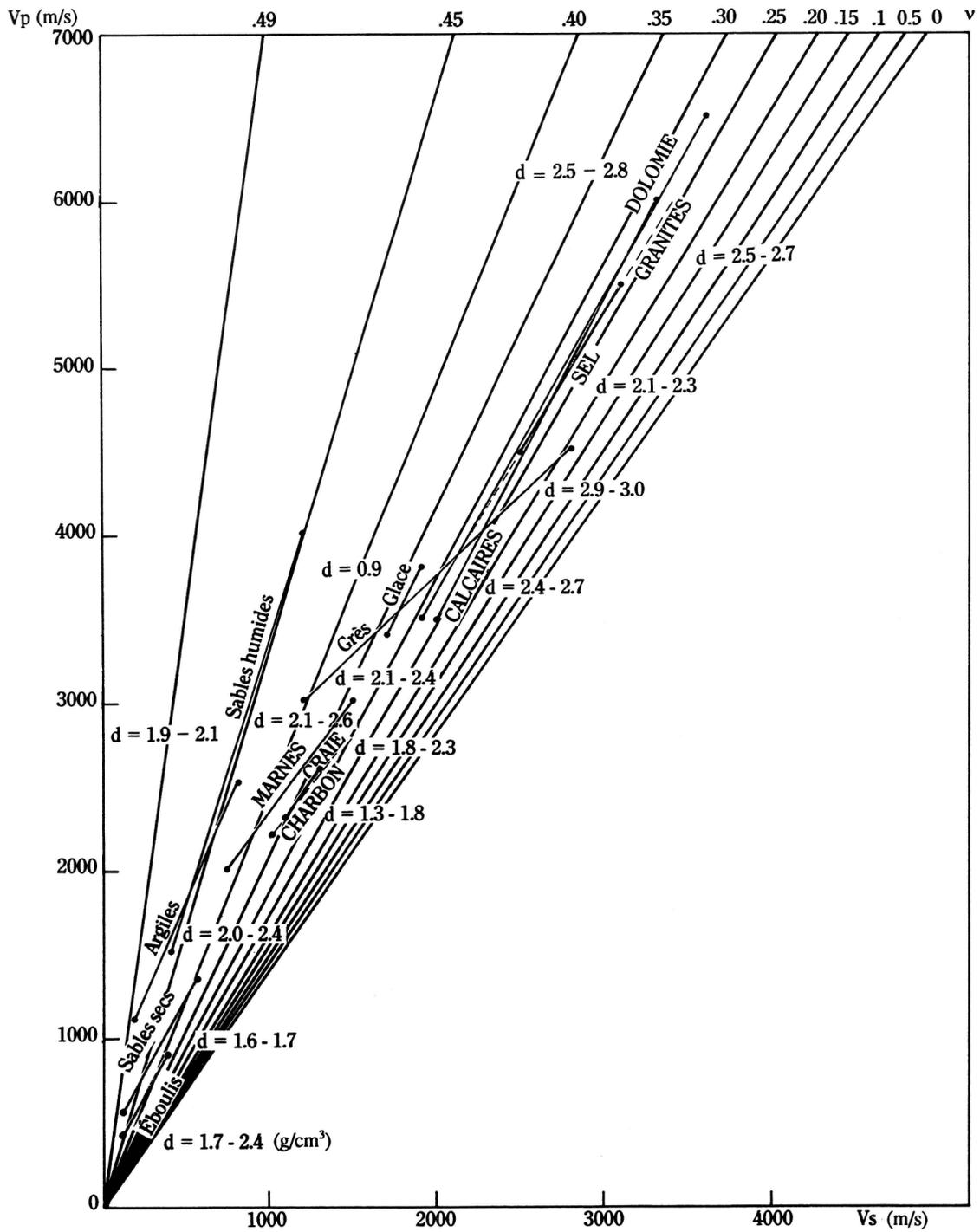


Figure A.3: Ordre de grandeur du coefficient de Poisson en fonction de la vitesse sismique.

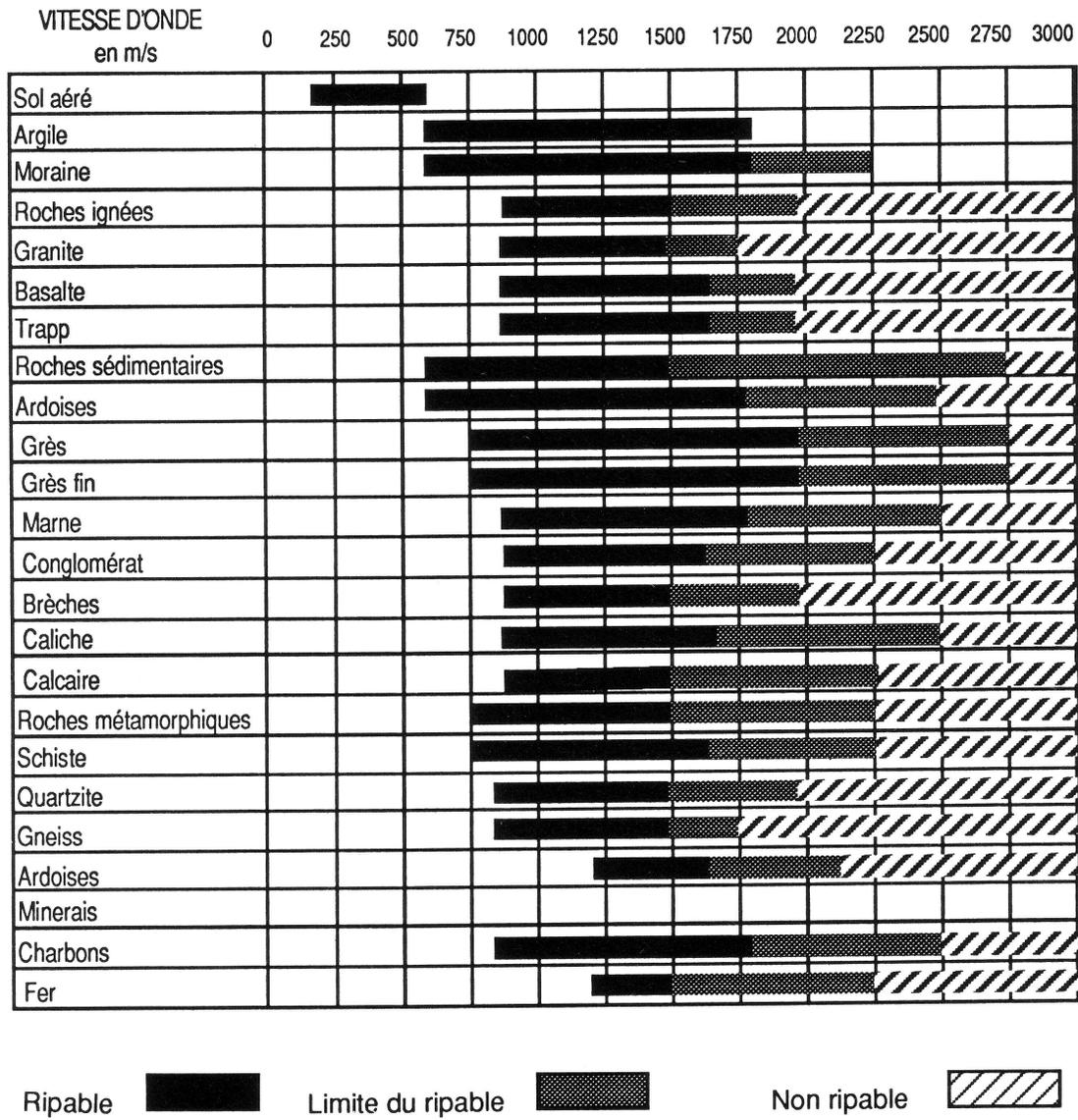


Figure A.4: Relation entre ribabilité et vitesse sismique.