

Leçon de Physique 25 : Ondes Acoustiques

Nicolas-Alexandre Goy

Le 28 Novembre 2016

Niveau : Licence 3 de Physique

Pré-requis : Thermodynamique des transformations et diffusion thermique ; Mécanique des fluides (Navier-Stokes et conservation de la masse) ; Notions d'ondes mécanique (équation de d'Alembert, étude de la corde vibrante) et enfin cours d'électromagnétisme (ondes, etc...).

Objectifs : découvrir et caractériser les ondes acoustiques et dans les fluides.

⇒ Caractérisation d'une perturbation de vitesse dans un fluide au repos + lien entre la perturbation de pression

⇒ Comprendre les différentes hypothèses venant du traitement eulérien des équations fluides

⇒ Caractériser le phénomène de réflexion/transmission aux interfaces entre deux milieux fluides

⇒ Traiter l'existence des ondes acoustiques dans les solide en partant du modèle d'oscillateurs lorsque la longueur d'onde est grande devant la distance interatomique.

Bibliographie :

[1] : *Mécanique, Fondements et applications*, J.Ph. Pérez, Édition Dunod

[2] : *Physique des Ondes*, A.St-Amand, Édition Presses de l'Université du Québec

[3] : *Physique Tout-en-un PC-PC**, M-N.Sanz, Édition Dunod

[4] : *Physique de l'état solide*, C.Kittel, Édition Dunod

INTRODUCTION :

Les ondes acoustiques, ou ondes sonores, sont la base de la communication entre les animaux. Il est donc important de comprendre ces phénomènes puisque "nous entendons les ondes acoustiques". L'intérêt particulier de l'étude de ce types d'onde est de pouvoir visualiser facilement tous les phénomènes liés aux ondes (diffraction, interférences, et surtout l'effet Doppler) à l'aide d'expériences qui nous touchent directement. Dans cette leçon nous étudierons la transmission et réflexion des ondes sonores dans les fluides après l'établissement de l'équation d'onde. Nous ferons de même pour les ondes acoustiques dans les solides.

I. Ondes acoustiques dans les fluides

A. Position du problème : équations d'Euler et de conservation

Quand on prend un haut parleur pour créer des sons, on voit que la membrane de celui-ci bouge très vite. Son mouvement perturbe la (les) particule(s) fluide (air) l'environnant et la (les) met en mouvement. Le fluide initialement au repos acquiert une vitesse \vec{v} dans une région proche de la source. La particule de fluide, voisine de la particule perturbée, voit alors son volume être perturbé à cause du déplacement de l'autre particule. La particule subit alors une compression ou une dilatation de par ses propriétés d'élasticité. Cette perturbation de volume (ou masse volumique ρ) va alors perturber la pression de la particule de fluide, une surpression (P_1) ou une dépression va alors être générée. Celle-ci va mettre en mouvement la particule de fluide initialement au repos, ce qui va venir perturber encore l'autre particule voisine.

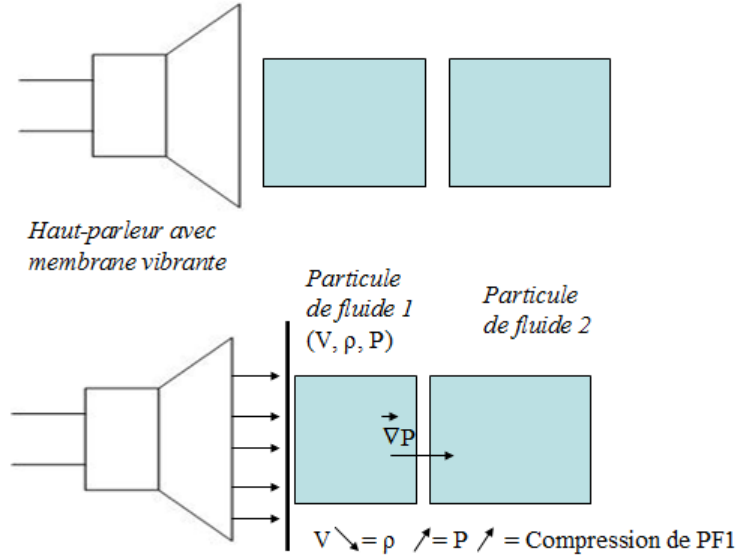


Figure 1: Schéma du problème.

Cet enchaînement d'évènements va alors propager la perturbation initiale par un couplage entre trois variables : vitesse, pression, masse volumique. En revanche, contrairement à une onde électromagnétique, la perturbation a besoin de matière pour pouvoir exister. Mettons alors en équation ce problème.

Pour pouvoir observer tout ce qu'il se passe en un point fixe quelconque de l'espace, nous allons adopter l'approche eulérienne de la mécanique des fluides (au lieu de se focaliser sur une particule de fluide : approche lagrangienne). Il faut tout d'abord se rendre compte que la masse se conserve localement, mais que l'équation de conservation n'est actuellement pas simplifiable puisque le phénomène étudié est la résultante de compressions/dilatations. Nous avons :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (1)$$

Or on sait que l'évolution de la vitesse d'un fluide est régie par l'équation de Navier-Stokes. Cependant, comme nous étudions le son qui le propage dans des fluides de faible viscosité et sur de "grandes" distances (air, ou eau sur au moins une taille humaine), nous allons simplifier cette équation en supprimant les termes visqueux dissipatifs en évaluant le nombre de Reynolds : $R_e = \frac{\rho L U}{\eta}$. Dans le cas de l'air nous avons : $\rho \sim 1 \text{ kg/m}^3$, et : $\eta \sim 10^{-5} \text{ Pa.s}$. En ce qui concerne les longueurs caractéristiques de variation de la vitesse, nous allons prendre la longueur d'onde qui varie de 1cm à 10m pour les sons audibles, soit : $L \sim 1 \text{ m}$. Enfin, en ce qui concerne les vitesses de vibration des particules de fluides, celles-ci sont imposées par la source qui a une vitesse caractéristique $U = a\omega$ où $a \sim 0.1 \text{ mm}$ est l'amplitude de vibration de la membrane, et les fréquences audibles sont en moyenne d'environ $f \sim 1000 \text{ Hz}$, on a donc : $U \sim 1 \text{ m/s}$. Alors $R_e \sim 10^4 \ll 1$. On obtient alors l'équation d'Euler :

$$\rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} \right) = -\vec{\nabla} P + \rho \vec{g} \quad (2)$$

On va aussi négliger la gravité. Ceci s'explique par le fait que l'on considère que le son est une perturbation d'un état d'équilibre où le fluide est au repos = la force de gravité fait parti de l'équilibre avec la pression hydrostatique. On voit alors que nous avons deux équations à trois inconnues.

Remarque : En réalité il faudrait évaluer aussi le nombre de Reynolds correspondant à l'autre viscosité ζ introduite dans l'équation de Navier Stokes en régime compressible. Mais ce terme de "force de dilatation" n'est pas au programme.

B. Hypothèse sur la transformation thermodynamique

Le fluide se comprime et se dilate localement, il subit donc une transformation thermodynamique. Nous avons un lien entre la pression d'une particule de fluide et son volume V ou sa masse volumique ρ grâce au coefficient de compressibilité :

$$\chi = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right) = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right) \quad (3)$$

Attention, il faut maintenant préciser la nature de la transformation : isotherme ou isentropique (ou quelconque). Cela va donc pouvoir être déterminé par la présence d'échange de chaleur ou non. En effet, lors de sa compression/dilatation, le fluide va voir sa température évoluer puisque cette transformation se fait rapidement. Il faut donc savoir si les échanges par diffusion thermique vont être plus rapide que l'onde. On compare alors le temps t_d de diffusion thermique et le temps t_p de "propagation de l'onde". Ce dernier revient à la période de l'onde, puisqu'en effet, il s'agit de vérifier que lors d'une compression/dilatation d'une particule de fluide de durée $t_p = T$, la chaleur n'a pas eu le temps de se diffuser d'une longueur égale à la longueur d'onde. On a $t_d \sim \frac{L^2}{D}$ où $D \approx 2.10^{-5} m^2/s$ pour l'air et $D \approx 1.10^{-7} m^2/s$ pour l'eau. De plus on a le temps $t_p \sim \frac{L}{c}$ où $c \approx 340 m/s$ pour l'air et $c \approx 1500 m/s$ qui sont des valeurs déterminées expérimentalement à température ambiante. En ce qui concerne L la longueur caractéristique de variation, nous allons prendre la longueur d'onde. En valeur numérique, cette longueur d'onde varie entre 1cm et 10m pour les fréquences de son audibles allant de 20Hz à 20kHz. Nous avons alors : $\frac{t_p}{t_d} \sim \frac{fD}{c^2}$. Dans les deux cas étudiés, ce rapport varie entre 10^{-6} et 10^{-9} .

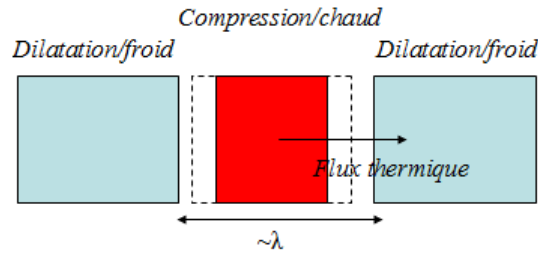


Figure 2: *Hypothèse thermodynamique.*

En conclusion, l'onde se propage tellement vite que la diffusion de l'éventuel surplus de température créé par l'onde n'a pas eu le temps de se diffuser. Il n'y a donc pas d'échange de chaleur. La transformation est donc adiabatique. De plus on néglige les effets visqueux dissipatifs. La transformation est alors en plus réversible. Au final, celle-ci est isentropique et on utilisera :

$$\chi_S = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_S \quad (4)$$

C. Linéarisation des équations : équation d'onde en approximation acoustique

Comme nous l'avons proposé précédemment, nous allons considérer que l'onde provient d'une petite perturbation du système qui était au repos initialement. On note donc les expressions des variables : $P = P_0 + P_1$ où P_1 est la surpression acoustique que l'on suppose très inférieure à la pression d'équilibre P_0 . De même on a $\rho = \rho_0 + \rho_1$ où $\rho_1 \ll \rho_0$. Enfin, on va avoir $\vec{v} = \vec{0} + \vec{v}_1$. Cependant,

pour pouvoir considérer de faibles perturbations (comme pour la surpression et la surdensité), il faut borner la vitesse de déplacement des particules de fluide au passage du son. Cette vitesse à ne pas dépasser est donc naturellement la vitesse c du son. Nous allons l'expliquer dans quelques instants.

Comme on admet de petites perturbations, celles-ci vont être d'ordre 1. Nous allons alors faire des développements limités en ne considérant que les termes d'ordre 1 \Rightarrow l'indice 0 donne un ordre 0 constants en tous points de l'espace et du temps ; l'indice 1 donne un ordre 1, et le produit entre deux indices d'ordre 1 correspond à un terme d'ordre 2 négligeable. Cela nous donne donc la linéarisation des équations. La conservation de la masse s'écrit donc :

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1 = 0 \quad (5)$$

De plus, la compressibilité nous donne : $\chi_S = \frac{1}{\rho_0 + \rho_1} \frac{\partial \rho}{\partial P} \approx \frac{1}{\rho_0} \frac{\delta \rho}{\delta P}$; soit :

$$\rho_1 = \rho_0 \chi_S P_1 \quad (6)$$

Enfin l'équation d'Euler, en négligeant la gravité, nous donne en linéarisée :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = -\vec{\nabla} P_1 \quad (7)$$

Remarque : Nous avons négligé le terme advectif qui est d'ordre 2. En ordre de grandeur, le rapport du terme instationnaire et de celui-ci est égal au rapport $\frac{U}{c}$ que l'on suppose (et qui est vrai) très inférieur à 1. La condition initiale est alors remplie. Une justification que l'on peut apporter en plus est que lorsque l'on utilise un haut parleur, celui-ci impose un mouvement sinusoïdal au fluide autour d'une position moyenne. L'advection, donc le transport par convection est alors négligeable. Toutes ces approximations constituent l'approximation acoustique. On considère de plus que l'écoulement est irrotationnel.

En remplaçant l'équation (6) dans l'équation (5), nous obtenons $\chi_S \frac{\partial P_1}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1$. La pression (analogue à une tension) est alors couplée à la vitesse du fluide. En prenant la divergence de l'équation (7) et en ré-injectant la dernière relation obtenue dans celle-ci, nous arrivons à l'équation de d'Alembert pour la surpression :

$$\Delta P_1 - \rho_0 \chi_S \frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} = 0 \quad (8)$$

On identifie alors la célérité de l'onde à : $c = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \chi_S}}$. Nous voyons que celle-ci dépend de l'inertie du milieu.

Remarques : Nous pouvons déterminer aussi que l'équation d'onde pour la vitesse (écoulement irrotationnel) en prenant la dérivée temporelle de l'équation (5) et en la réinjectant dans l'équation (7). A une dimension, on voit que la vitesse du fluide est dans le même sens que le gradient de surpression. L'onde est donc longitudinale. De plus, le milieu est non dispersif puisque nous obtenons l'équation de dispersion : $k^2 c^2 = \omega^2$. Une expérience à réaliser est la mesure de la vitesse de phase (émetteur + récepteur dont les signaux sont visualisés à l'oscillo, un déphasage de 2π correspond à une longueur d'onde) et la mesure de la vitesse de groupe (deux récepteurs et enregistrement d'un clap).

On cherche maintenant à exprimer la célérité de l'onde en fonction de la température puisque la masse volumique au repos du fluide, ainsi que la compressibilité isentropique peuvent varier.

⇒ Dans le cas des liquides, ces deux valeurs sont quasi-constantes (évidemment cela dépend des échelles, mais dans les systèmes usuels cela reste vrai). La célérité peut tout simple s'exprimer avec $c = \frac{1}{\sqrt{\rho_0 \chi_S}}$. Dans le cas de l'eau, $\chi_S \approx 5.10^{-10} Pa^{-1}$ et $\rho_0 = 1.10^3 kg/m^3$. On a donc $c \approx 1.45 km/s$ ce qui correspond bien avec les résultats expérimentaux.

⇒ Dans le cas des gaz parfaits, nous pouvons utiliser la relation de Laplace pour une transformation isentropique : $PV^\gamma = constante$ où γ est le rapport des capacités calorifiques du gaz. En différenciant cette expression, on montre que : $\chi_S = -\frac{1}{V_0} \frac{dP}{dV} = \frac{1}{P_0 \gamma}$. En utilisant l'équation d'état des gaz parfaits, nous arrivons à $c = \sqrt{\frac{\gamma R T_0}{M}}$ où M est la masse molaire du gaz, R la constante des gaz parfaits et T_0 la température à l'équilibre. Nous obtenons dans le cas de l'air où $\gamma = 1.4$ que $c = 344 m/s$, ce qui est encore une fois conforme à l'expérience.

On rappelle ici que les solutions de l'équation d'onde sont :

⇒ une onde plane : $P_1 = P_{1,0} \cos(\omega t \pm \vec{k} \cdot \vec{r})$ (cas idéal)

⇒ une onde sphérique : $P_1 = \frac{A_0}{r} \cos(\omega t \pm kr)$: cas plus réel où l'amplitude de l'onde décroît avec la distance.

De même pour la vitesse. D'ailleurs, nous prendrons toujours la vitesse du fluide au contact avec la membrane vibrante source comme égale à la vitesse de la membrane.

Ainsi, les ondes acoustiques auront les mêmes propriétés que tous les autres types d'ondes. Nous pourrons par la même occasion déterminer la relation de dispersion en injectant une solution de type "onde plane" dans l'équation d'onde pour obtenir les modes propres du milieu. Prenons un exemple.

Examinons maintenant le cas de la dissipation visqueuse. Toujours dans les mêmes conditions que précédemment, nous avons l'équation :

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = -\vec{\nabla} P_1 + \eta \Delta \vec{v}_1 \quad (9)$$

En faisant les mêmes opérations que précédemment, nous obtenons une équation de propagation d'onde amortie :

$$\Delta P_1 - \rho_0 \chi_S \frac{\partial^2 P_1}{\partial t^2} = -\eta \chi_S \frac{\partial \Delta P_1}{\partial t} \quad (10)$$

Ce qui nous ramène à un nombre d'onde : $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{1+i\omega\chi_S\eta}$. Ce vecteur d'onde est complexe. Sa partie réelle nous donne la propagation, et sa partie imaginaire nous donne la longueur caractéristique d'amortissement de l'onde. Lorsque la viscosité est très faible, nous obtenons que la longueur d'amortissement est : $l_d = \frac{2c}{\omega^2 \chi_S \eta}$. C'est une des raisons, avec la sphéricité de l'onde, et la diffusion de chaleur (qui existe quand même), qui montrent que l'amplitude du son diminue lorsque la distance émetteur-récepteur augmente.

II. Ondes acoustiques rencontrant un changement de milieu

On définit une interface comme étant le lieu séparant deux milieux différents. Ici, le critère pour différencier deux milieux est la différence entre leur masse volumique et/ou leur compressibilité.

A. Notion d'impédance pour des ondes planes non amorties

L'impédance d'un milieu correspond à la résistance de celui-ci face à l'onde (transfert d'impulsion). On la définit par :

$$Z = \frac{cause}{effet} \quad (11)$$

Ici, la cause est la surpression acoustique (tension par analogie avec l'électronique), et par conséquent la cause est le vitesse du fluide (courant par analogie avec l'électronique). Ces deux grandeurs sont couplées. Cherchons leur lien. On passe alors en notation complexe ou on note : $P_1 = P_{1,0}e^{i(\omega t - kx)}$ pour un problème 1D. Nous faisons de même pour v_1 . On rappelle qu'en notation complexe, l'équation $\chi_S \frac{\partial P_1}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_1$ devient $-ik \cdot \vec{v}_1 = -i\omega \chi_S P_1$. L'onde étant longitudinale à une dimension, nous obtenons que l'impédance acoustique est :

$$Z = \frac{1}{\chi_S c} = \rho_0 c = \sqrt{\frac{\rho_0}{\chi_S}} \quad (12)$$

Alors deux milieux différents vis-à-vis des ondes acoustiques correspondent à deux milieux d'impédances acoustiques différentes. Dans le cas de l'eau, nous avons $Z \approx 1.4 \cdot 10^6 \text{ kg/m}^2/\text{s}$, et pour l'air nous avons $Z = 410 \text{ kg/m}^2/\text{s}$. Par convention on note que $Z > 0$ pour une onde progressive, et $Z < 0$ pour une onde régressive.

B. Interface : coefficients de réflexion et transmission

On considère une onde monochromatique plane venant d'un milieu 1 et rencontrant par incidence normale un milieu 2 en $x=0$. Il y a donc trois ondes qui existent autour de l'interface. Du côté du milieu 1, nous avons l'onde incidente et une onde qui est réfléchi à l'interface. Du côté du milieu 2 nous avons une onde transmise par l'interface.

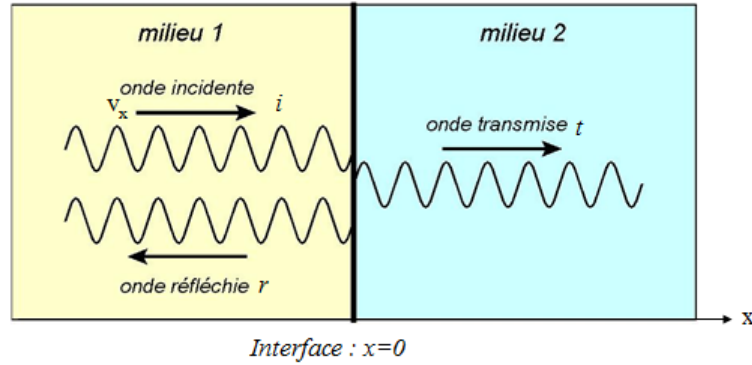


Figure 3: Schéma du problème.

Effectuons tout d'abord quelques hypothèses : les 3 ondes ont la même fréquence, et nous supposons qu'il n'y a pas d'atténuation de l'onde. De plus, à l'interface, nous pouvons montrer, à partir de la conservation du débit $v_1 S = v_2 S$, que les vitesses des deux milieux sont égales en $x = 0 =$ interface mobile. Pour la pression en $x = 0$, nous pouvons montrer en appliquant le PDF d'un élément de fluide de masse δm subissant les forces pressantes de part et d'autres de la membrane, que les pressions sont égales pour une interface libre = pas de déformation de l'interface.

Pour toute onde, on note : $v_n(x, t) = A_n e^{i(\omega t - k_n x)}$. Nous définissons par la même occasion le coefficient de réflexion : $r = \frac{A_r}{A_i}$ et de transmission $t = \frac{A_t}{A_i}$. Nous obtenons donc sous les conditions précédentes que :

$$\begin{cases} 1 + r = t \\ Z_1 - Z_1 r = Z_2 t \end{cases} \quad (13)$$

La résolution de ce système d'équation nous donne directement un résultat connu de l'électromagnétisme (en remplaçant les impédances par les indices de réfraction) :

$$\begin{cases} r = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \\ t = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_2} \end{cases} \quad (14)$$

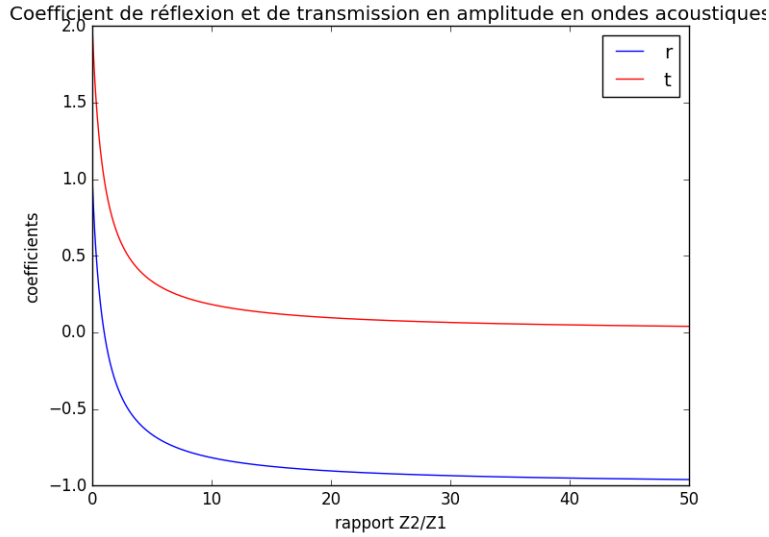


Figure 4: Graphique des coefficients de transfert.

Au final, nous voyons que lorsque l'impédance du second milieu est très grande face à l'impédance du milieu de l'onde incidente, nous avons une réflexion totale (et transmission totale dans le cas inverse). C'est le cas de l'air avec un mur, voire l'air face à l'eau. Cette étude nous explique alors comment nous pouvons insonoriser une pièce ou faire des échographies par analyse de vibrations transmises et réfléchies.

III. Ondes acoustiques dans les solides

A. Lien entre le microscopique et le macroscopique : le module d'Young

La disposition des atomes et leurs interactions dans un solide peuvent être modélisées par un réseau de points matériel de masse m reliées par des ressorts de raideur k . Cette modélisation permet de se rendre compte de la propagation des ondes dans un milieu élastique. Le ressort de raideur k représente l'élasticité de la liaison. Il a un caractère microscopique et dépend de la nature du cristal. Cette constante est en général difficile à calculer ou à évaluer. Il y a donc nécessité de passer du côté macroscopique, par l'expérience, pour réussir à caractériser cette élasticité. On définit alors le module d'Young E représente l'allongement (déformation) du solide par une force.

Prenons un barreau de longueur L suivant l'axe Ox, et de section S . Si on exerce une force F sur la surface suivant l'axe Ox, le barreau s'allonge d'une valeur de ΔL . On définit alors la contrainte $\sigma = \frac{F}{S}$, et le taux de déformation : $\epsilon = \frac{\Delta L}{L}$. Pour de petites contraintes (condition de réversibilité) exercées sur le barreau, la déformation est linéaire avec la contrainte. La pente de cette déformation est alors le module d'Young (analogie avec l'oscillateur harmonique) de telle sorte que : $\sigma = E\epsilon$, soit :

$$F = SE \frac{\Delta L}{L} \quad (15)$$

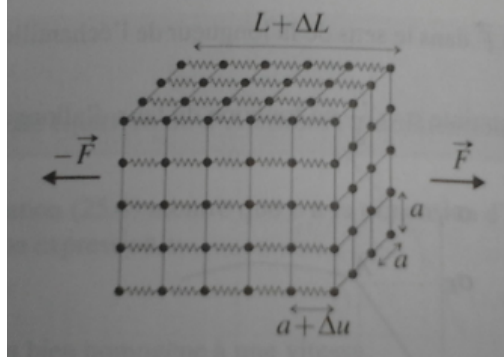


Figure 5: Réseau d'atomes modélisant un solide.

Typiquement, dans le cas du fer, on a $E = 190.10^9 Pa$, ce qui donne des taux d'allongement très petits. Cette formule ressemble énormément à une loi de Hooke. Cherchons alors le lien entre k et E . Pour cela, prenons un solide cubique de paramètre de maille a pour simplifier. Prenons aussi une déformation uniquement suivant une direction du cristal. L'ensemble du cristal (N mailles) fait une longueur au repos égale à L . Chaque ressort est allongé d'une valeur moyenne Δu , ce qui donne $\Delta L = N\Delta u$. On a alors : $\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta u}{a}$. La force de rappel exercée par un ressort sur son voisin est alors : $f = k\Delta u$, qui est aussi égale à la force de rappel exercée sur la surface qui est tirée par la force extérieure. Soit $n = \frac{S}{a^2}$ est le nombre d'atomes sur la surface à étudier. Nous obtenons alors, en considérant la loi de Hooke démontrée précédemment, que le module d'Young s'identifie à :

$$E = \frac{k}{a} \quad (16)$$

Remarque : Nous pouvons estimer à l'aide du module d'Young et de la distance interatomique, déterminables expérimentalement, la valeur de l'énergie de liaison entre les atomes du solide par : $W \sim \frac{1}{2}ka^2 \sim \frac{1}{2}Ea^3$.

B. Équation d'onde dans la limite continue

On étudie une tranche de solide (plusieurs mailles), de section S et de masse volumique ρ_0 , qui est mise en mouvement par l'action de forces extérieures, dans la limite des petites déformations ($\Delta L < \lambda$). On se place ici dans la limite continue, c'est à dire lorsque la longueur d'onde de la déformation est très grande face au paramètre de maille pour pouvoir directement appliquer la relation de Hooke sans avoir à considérer des atomes individuels (cela reviendrait à étudier la vibration de phonons = ondes acoustiques à l'échelle atomique).

On note x la position d'une tranche de solide au repos, et $x + dx$ celle de la tranche suivante. Celles-ci subissent alors des déplacements notés $\xi(x)$ et $\xi(x + dx)$ que l'on cherche à évaluer. L'allongement du solide est alors égal à $\xi(x + dx) - \xi(x)$, par rapport à la taille de la tranche initiale qui est dx . Dans la loi de Hooke, nous pourrions alors remplacer le taux d'allongement par : $\frac{\partial \xi}{\partial x}$. Écrivons alors le PFD d'une tranche de solide :

$$dm \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = F(x + dx, t) - F(x) \quad (17)$$

Or on a :

$$F = ES \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (18)$$

Et en remplaçant $dm = \rho_0 S dx$, nous obtenons l'équation d'onde pour une tranche de fluide :

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho_0} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \quad (19)$$

Cela correspond alors à une onde de célérité : $c = \sqrt{\frac{E}{\rho_0}}$. A la vue de cette formule, nous pourrions tout simplement assimiler l'élasticité du solide (module d'Young) à l'inverse de la compressibilité du fluide. Typiquement, pour l'acier, nous avons : $\rho_0 = 8000 \text{ kg/m}^3$, $E = 0.2 \cdot 10^{12} \text{ Pa}$; soit : $c = 5000 \text{ m/s}$.

Remarques : Cette méthode, en prenant des tranches de solide, est directement transposable aux fluides. Ceci constitue l'approche Lagrangienne de la mécanique des fluides. Cette méthode est aussi valable pour des longueurs d'ondes supérieures à 10nm pour considérer le solide comme un ensemble continu d'atome. Sinon, nous devons nous plonger dans la vibration de phonons, ce qui nous permettrait d'étudier les propriétés thermiques des solides. Cette méthode est aussi généralisable dans le cas où les contraintes s'exercent dans toutes les directions et sur toutes les surfaces. On résoudreait alors des équations avec des tenseurs. (voir [4] chapitres 2,3,4).

CONCLUSION :

En conclusion, nous dirons que nous avons vu comment caractériser et décrire les ondes acoustiques dans les fluides et les solides. Nous avons étudié les phénomènes de réflexion et transmission des ondes aux interfaces, sachant que ce résultat est généralisable à tout type d'onde. Les ondes acoustiques ont les mêmes propriétés que les ondes lumineuses (diffraction, effet Doppler, interférences). Une suite possible de cette étude serait de regarder les aspects énergétiques et de faire plein de comparaisons avec les Ondes électromagnétiques.

Remarque : Une autre alternative pour cette leçon (puisqu'elle est longue) est d'adopter le plan suivant : I) Ondes dans les solides (A : vibration de phonons, B : Module d'Young, C : système continu) ; II) Ondes dans les fluides (A : Description lagrangienne, B : Hypothèse sur la transformation thermodynamique, C : célérité du son) ; III) Réflexion et Transmission des ondes sur les interfaces.