

# Chapitre 1 : De la mécanique du point vers la mécanique des fluides

## 1.1 Introduction

Il existe plusieurs niveaux de description du comportement mécanique d'un objet. Le premier niveau consiste à la description proposée par la mécanique du point où l'objet est représenté par un point matériel de masse équivalente. Ce point matériel soumis à une force ponctuelle est repéré, par rapport à un référentiel donné, à l'aide d'un seul vecteur (vecteur de position). Sa dynamique est entièrement régie par *la loi fondamentale de la dynamique*. Ainsi pour décrire la vitesse de l'objet à ce premier niveau il suffit de 3 variables.

La description de la cinématique d'un objet dans un référentiel en considérant qu'il occupe, à un instant donné, un domaine limité de l'espace nécessite la connaissance du champ de vitesse en tout point dans ce domaine. Cependant, l'hypothèse de l'indéformabilité de l'objet offre une simplification énorme de cette description et ceci grâce à l'hypothèse d'antisymétrie vérifiée par son champ de vitesse. Ce champ est entièrement déterminé connaissant deux vecteurs : la résultante du torseur cinématique et son moment en un point quelconque du solide. Ceci revient en d'autres termes à déterminer la position de l'objet et sa rotation autour de lui-même. D'où le second niveau de description du comportement mécanique d'un objet qui est donné par la mécanique du solide rigide. Dans cette description il nous faut 6 variables correspondant aux composantes des deux vecteurs. Le plus d'information acquis dans cette description par rapport à celle fournie par la mécanique du point consiste à la prise en compte de la rotation du solide autour de lui-même.

L'introduction de la déformation de l'objet rend l'hypothèse d'antisymétrie du champ de vitesse invalide et donc la description plus complexe. En plus de sa rotation autour de lui-même, le milieu peut subir des déformations et la variation de la vitesse entre deux points voisins de ce milieu est due à la fois à la rotation et à la déformation. Les vecteurs en tant qu'outils mathématiques s'avèrent insuffisants pour cette description reproduisant la déformation de l'objet et on a recours à

d'autres outils mathématiques qui sont *les tenseurs*. C'est le troisième niveau de description qui correspond à la description fournie par la mécanique des milieux continus. Ainsi la cinématique d'un objet déformable est décrite par deux tenseurs (des taux de déformation et des taux de rotation) comprenant chacun 6 composantes, soit au total 12 variables.

Les milieux fluides peuvent être considérés comme des milieux continus obéissant à des lois de comportement particulières. Leur comportement mécanique est décrit ainsi par le formalisme de la mécanique des milieux continus, d'où il est possible d'interpréter la mécanique des fluides comme une branche particulière qui dérive de la mécanique des milieux continus.

Dans le paragraphe suivant nous expliciterons les équations générales régissant le mouvement d'un point matériel. Dans le troisième paragraphe, nous présenterons les équations similaires régissant le mouvement d'un corps rigide. Dans le quatrième paragraphe, nous généraliserons ces relations au cas des milieux continus. Nous reviendrons sur le cas des fluides dans le cinquième paragraphe.

## 1.2 Mécanique du point matériel

C'est le niveau de la mécanique le plus élémentaire où l'on cherche à décrire le mouvement d'une masse ponctuelle  $m$  par rapport à un référentiel donné.

### 1.2.1 Cinématique d'un point matériel

Si on se donne un repère  $R = (o, \mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$  d'un référentiel  $(\mathcal{R})$ . La position d'un point matériel  $M$  est repérée par le vecteur position  $\mathbf{OM}$ . Sa vitesse et son accélération sont les deux vecteurs  $\mathbf{v}$  et  $\mathbf{a}$  donnés par les relations suivantes :

$$\mathbf{v} = \frac{d\mathbf{OM}}{dt} \quad \text{et} \quad \mathbf{a} = \frac{d^2 \mathbf{OM}}{dt^2} \quad (1-1)$$

Du point de vue de la mécanique des milieux continus, une telle description du mouvement ne peut être que lagrangienne parce qu'elle consiste à suivre le point matériel dans son mouvement. La seule ligne caractéristique de la cinématique est la trajectoire qui est l'ensemble des positions successives occupées par le point matériel dans son mouvement.

Relativement à un autre repère  $R' = (O', \mathbf{i}', \mathbf{j}', \mathbf{k}')$  en mouvement par rapport à  $R$ , la cinématique du point matériel est déduite par les lois de composition du mouvement. La vitesse  $\mathbf{v}_{R'}$  et l'accélération  $\Gamma_{R'}$  relatives à  $R'$  sont données par les lois de composition du mouvement qui s'écrivent :

$$\mathbf{v}_{R'} = \mathbf{v}_R - \mathbf{v}_e \quad (1-2)$$

avec  $\mathbf{v}_e$  est la vitesse d'entraînement de  $M$  donnée par la relation :

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_R(O') + \boldsymbol{\Omega}_{R'/R} \wedge \mathbf{O}'M \quad (1-3)$$

$\boldsymbol{\Omega}_{R'/R}$  étant le vecteur vitesse de rotation du repère  $R'$  par rapport à  $R$

$$\Gamma_{R'} = \Gamma_R - \Gamma_e - \Gamma_c \quad (1-4)$$

avec  $\Gamma_e$  et  $\Gamma_c$  sont les accélérations d'entraînement et de Coriolis de  $M$  données par les relations suivantes :

$$\Gamma_e = \Gamma_R(O') + \boldsymbol{\Omega}_{R'/R} \wedge (\boldsymbol{\Omega}_{R'/R} \wedge \mathbf{O}'M) + \frac{d\boldsymbol{\Omega}_{R'/R}}{dt} \wedge \mathbf{O}'M \quad (1-5)$$

$$\Gamma_c = 2 \boldsymbol{\Omega}_{R'/R} \wedge \mathbf{v}_R \quad (1-6)$$

## 1.2.2 Dynamique d'un point matériel

L'équation du mouvement du point matériel  $M$  de masse  $m$  est donnée par le principe fondamental de la dynamique qui n'est autre que le principe de conservation de quantité de mouvement dû à Newton.

Ce principe énonce que toute variation de la quantité de mouvement du point  $M$  est due à l'action d'une force appliquée et réciproquement :

$$\mathbf{F} = \frac{d(m\mathbf{v})}{dt} \quad (1-7)$$

Cette équation est à la base du développement de toute la mécanique classique. Les équations dynamiques régissant le comportement des milieux continus (rigides ou déformables) se ramènent à des formes similaires à l'équation (1-7) ce qui permet une interprétation plus aisée de ces équations. Partant de cette équation, on peut écrire :

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{F} = m \mathbf{v} \cdot \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} m v^2 \right) \quad (1-8)$$

Ou encore en introduisant l'énergie cinétique  $E_C = \frac{1}{2} m v^2$  :

$$P = \frac{dE_C}{dt} \quad (1-9)$$

avec  $P = \mathbf{v} \cdot \mathbf{F}$  est la puissance de la force  $\mathbf{F}$ . On peut intégrer cette équation entre deux instants  $t_1$  et  $t_2$  pour faire apparaître le travail de cette force sur cet intervalle de temps:

$$\int_{t_1}^{t_2} P dt = \int_{t_1}^{t_2} \frac{dE_C}{dt} dt \quad (1-10)$$

On déduit ainsi l'équation de conservation de l'énergie cinétique qui s'écrit :

$$W(\mathbf{F})_{t_1 \rightarrow t_2} = \Delta E_C \quad (1-11)$$

Cette équation stipule que la variation de l'énergie cinétique est égale au travail de la force  $\mathbf{F}$ .

La mécanique du point matériel était à la base, depuis le 17<sup>ème</sup> siècle, du développement de la mécanique céleste dans la mesure où elle a permis de comprendre et de reproduire le mouvement des objets astronomiques traités comme des objets ponctuels.

## 1.3 Mécanique du solide rigide

Par rapport au point matériel, un solide est défini comme un ensemble (discret ou continu) de points dont les distances mutuelles restent constantes. Un milieu continu indéformable peut alors être considéré comme un solide qui occupe, à un instant  $t$  donné, un domaine fini  $D$  de l'espace. La

répartition de la masse dans  $D$  est décrite par une fonction définie et continue sur  $D$  : la masse volumique  $\rho$ .

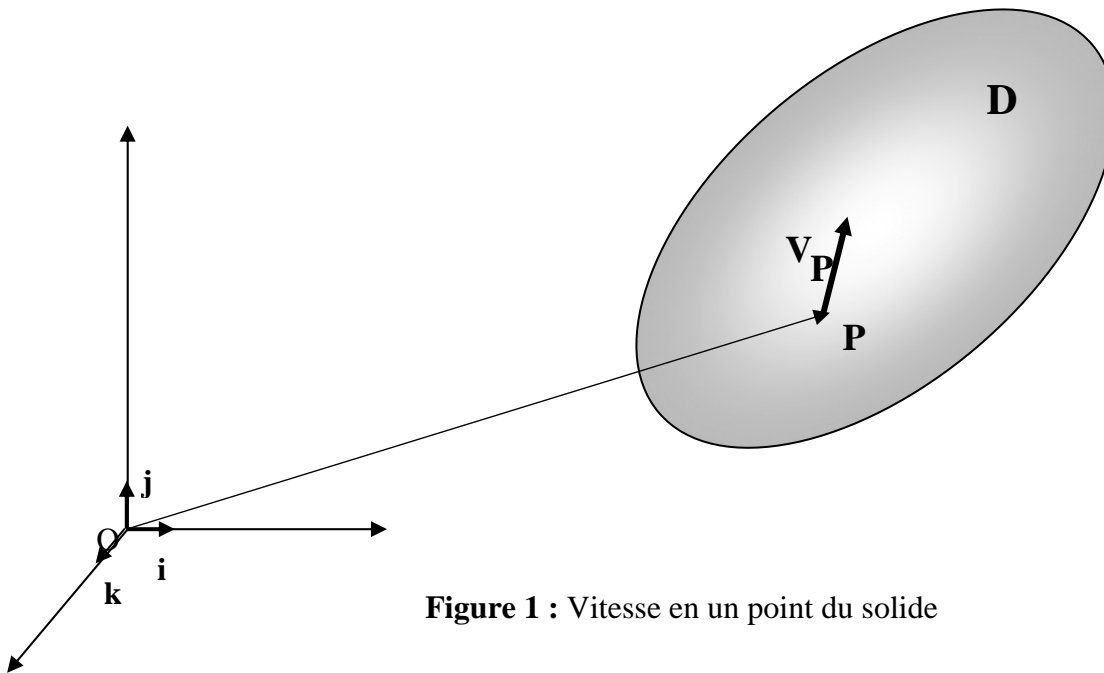


Figure 1 : Vitesse en un point du solide

### 1.3.1 Cinématique du solide rigide

On se propose d'étudier dans ce paragraphe la cinématique d'un solide  $S$  par rapport au repère de référence  $R = (O, \mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ . Elle n'est plus décrite par la donnée d'un seul vecteur vitesse comme c'était le cas pour un point matériel, mais plutôt par la donnée du champ de vitesse instantané défini sur le domaine occupé par le solide à chaque instant. Cependant, ce champ de vitesse vérifie, grâce à l'indéformabilité, la propriété d'antisymétrie : les vitesses en deux points  $A$  et  $B$  quelconques du solide sont liées par la relation suivante :

$$\mathbf{v}_A = \mathbf{v}_B + \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{BA} \quad (1-12)$$

où  $\boldsymbol{\Omega}$  est la vitesse de rotation d'une base de vecteurs liée au solide par rapport à la base  $(\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k})$ . C'est la vitesse de rotation du solide autour de lui-même. Le mouvement d'un solide est alors parfaitement décrit si on connaît la vitesse  $\mathbf{v}_M$  en un point  $M$  quelconque du solide et la vitesse de rotation  $\boldsymbol{\Omega}$ . Ces deux vecteurs correspondent aux éléments de réduction du *torseur cinématique*  $[\tau]$  au point  $M$  noté comme suit :

$$[\tau] = [\boldsymbol{\Omega}, \mathbf{v}_M]_M \quad (1-13)$$

Ainsi pour décrire la cinématique d'un solide rigide il en faut 6 variables correspondant aux composantes des deux vecteurs décrits ci-dessus.

### 1.3.2 Dynamique du solide rigide

Dans le repère R dans lequel on observe le mouvement du solide S, le torseur cinétique ou le torseur des quantités de mouvement du solide S, noté [K], est défini à partir de son champ de vitesse  $\mathbf{v}_M$ . Ses éléments de réduction en un point A sont donnés par les expressions suivantes :

$$[\mathbf{K}] = [\mathbf{P}, \boldsymbol{\sigma}_A]_A \quad (1-14)$$

Avec :

$$\mathbf{P} = \int_D \rho \mathbf{v}_M d\tau \quad \text{et} \quad \boldsymbol{\sigma}_A = \int_D \rho \mathbf{AM} \wedge \mathbf{v}_M d\tau \quad (1-15)$$

Le torseur dynamique ou le torseur des quantités d'accélération du solide S, noté [A], est défini à partir de son champ d'accélération  $\mathbf{a}_M$ . Ses éléments de réduction au point A sont donnés par :

$$[\mathbf{A}] = [\boldsymbol{\Gamma}, \boldsymbol{\Pi}_A]_A \quad (1-16)$$

Avec :

$$\boldsymbol{\Gamma} = \int_D \rho \mathbf{a}_M d\tau \quad \text{et} \quad \boldsymbol{\Pi}_A = \int_D \rho \mathbf{AM} \wedge \mathbf{a}_M d\tau \quad (1-17)$$

Ces deux torseurs cinétique et dynamique sont reliés entre eux par la relation de dérivation suivante :

$$[\mathbf{A}] = \frac{d}{dt} [\mathbf{K}] \quad (1-18)$$

Le torseur des forces extérieures exercées sur le solide S est exprimé par ses éléments de réduction au point A, qui expriment la résultante des forces extérieures exercées sur S et leur moment au point A, comme suit :

$$[\mathbf{F}] = [\mathbf{F}, \mathbf{M}_A]_A \quad (1-19)$$

Nous reviendrons sur les expressions de ces éléments de réduction en détails au chapitre 4 lorsque nous allons étudier les forces qui s'exercent dans le cas général sur un milieu continu.

La loi fondamentale régissant la dynamique du solide S s'énonce comme suit :

*Il existe un référentiel absolu  $\mathbf{R}^a$ , dit galiléen, tel qu'à chaque instant par rapport à ce repère le torseur dynamique est égal au torseur des forces extérieures :*

$$[\mathbf{A}] = \frac{d}{dt}[\mathbf{K}] = [\mathbf{F}] \quad (1-20)$$

Ce qui implique l'égalité des résultantes (la conservation de quantité de mouvement) et l'égalité des moments en tout point (la conservation du moment cinétique).

## 1.4 Mécanique d'un milieu continu

Un système matériel peut subir dans son évolution une éventuelle déformation. Dans ce cas, la distance entre deux points de ce système n'est plus conservée et la variation de la vitesse entre ces deux points est due à la rotation de ce système autour de lui-même ainsi qu'à sa déformation. Une question fondamentale se pose à ce niveau : à quelles échelles spatiales et temporelles cette déformation sera décrite ?

Nous savons qu'à l'échelle moléculaire ( $\approx 1 \text{ \AA}$ ) les éléments constitutifs de la matière formant le système sont en perpétuelle agitation décrite par la théorie de Boltzmann. Par conséquent, à cette échelle la matière est en déformation aléatoire permanente et même le concept de continuité du milieu est mis en question. Une discipline qui étudie le comportement à cette échelle moléculaire s'appelle la « nano-physique » et qui voit actuellement un très grand progrès.

A des échelles beaucoup plus grandes, les interactions moléculaires ne seront plus « vues ». Elles se manifestent à travers des propriétés physiques macroscopiques décrites par des lois constitutives caractéristiques du type du milieu considéré. C'est le domaine d'étude de la « Mécanique des Milieux Continus ». Dans ce cadre, les systèmes matériels seront considérés comme des milieux continus et leur déformation sera quantifiée par le biais de tenseurs spécifiques.

## 1.4.1 Hypothèse de continuité

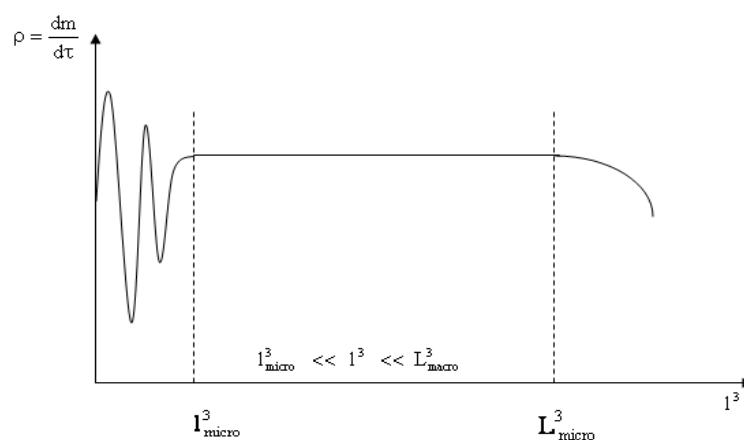
C'est l'observation de la déformation d'une barre de fer chauffée, de l'écoulement d'un fluide ou de la détente d'un gaz qui suggère qu'à l'échelle macroscopique la déformation d'un milieu peut être décrite par des opérateurs mathématiques continus sans contredire la modélisation de la physique microscopique.

Du point de vue de la constitution du milieu, l'hypothèse de continuité est basée sur le concept de la "particule matérielle" : il s'agit d'un volume du milieu infinitésimal par comparaison au volume total du domaine, mais qui reste suffisamment grand pour contenir un nombre très grand de molécules et être perçu comme un continuum de matière.

Si on note  $l_{\text{micro}}$  ;  $L_{\text{macro}}$  et  $l$  : des échelles caractéristiques respectivement de la structure microscopique du milieu, des dimensions macroscopiques et de la particule matérielle. Ces trois échelles vérifient la relation suivante :

$$l_{\text{micro}} \ll l \ll L_{\text{macro}} \quad (1-21)$$

L'échelle  $l_{\text{micro}}$  peut être représentée à titre d'exemple par l'un des paramètres caractéristiques de la maille dans le cas d'un cristal solide ou par le libre parcours moyen dans le cas d'un fluide. Quand à l'échelle macroscopique  $L_{\text{macro}}$ , elle peut être représentée par exemple par le diamètre de la conduite dans le cas d'un écoulement de fluide dans celle-ci. La figure 2 ci-dessous illustre une signification de cette hypothèse de continuité.



**Figure 2 :** Domaine de définition du volume élémentaire du milieu continu



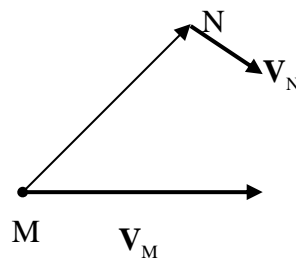
Elle montre la variation de la masse volumique du milieu représentée par le rapport de la masse  $dm$  de matière contenue dans le volume  $d\tau = l^3$ . Pour des valeurs  $l < l_{\text{micro}}$ , cette grandeur extensive varie d'une manière aléatoire. Elle converge vers une valeur constante lorsque le nombre de molécules contenues dans le volume  $l^3$  devient suffisamment grand.

## 1.4.2 Cinématique d'un milieu continu

L'étude cinématique de l'évolution d'un milieu continu sera développée d'une manière détaillée dans le chapitre suivant. Nous focalisons dans ce paragraphe sur la prise en compte de la déformation et les nouveaux développements introduits par rapport à ce que nous avons déjà vu dans le cas du système rigide.

### 1.4.2.1 Champs de gradient de vitesse – Champs des tenseurs de taux de déformation et de taux de rotation

La distance entre deux points  $M$  et  $N$  d'un milieu continu n'est pas conservée lors de son évolution entre deux états et ceci à cause de la déformation. Il en résulte qu'une relation de type (1-12) n'est plus valable dans ce cas. Pour procéder ici, on considère (à un instant  $t$ ) les vitesses en deux points du domaine occupé par le milieu continu très proches.



**Figure 3 :** Variation de la vitesse entre deux points voisins

La variation de la vitesse entre ces deux points reste infinitésimale et elle peut être exprimée comme suit :

$$\mathbf{v}_N - \mathbf{v}_M = \nabla \mathbf{v} \cdot \mathbf{MN} \quad (1-22)$$

On introduit ainsi le champ du tenseur au second ordre de *gradient de vitesse*  $\nabla \mathbf{v}$  caractéristique de la cinématique d'un milieu continu. Comme tout tenseur au second ordre, ce tenseur se décompose en deux parties symétrique et antisymétrique selon :

$$\nabla \mathbf{v} = \mathbf{D} + \mathbf{R} \quad (1-23)$$

Avec :

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T] \quad \text{et} \quad \mathbf{R} = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{v} - (\nabla \mathbf{v})^T] \quad (1-24)$$

On note que les trois tenseurs  $\nabla \mathbf{v}$ ,  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{R}$  sont homogènes à l'inverse d'un temps. D'autre part, on sait que pour le tenseur au second ordre antisymétrique  $\mathbf{R}$ , il existe un vecteur  $\boldsymbol{\Omega}$  qui lui est associé tel que l'on ait pour tout vecteur  $\mathbf{w}$  :

$$\mathbf{R} \cdot \mathbf{w} = \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{w} \quad (1-25)$$

Le vecteur  $\boldsymbol{\Omega}$  est donné par la relation :

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{1}{2} \nabla \wedge \mathbf{v} \quad (1-26)$$

(voir TD)

Le tenseur  $\mathbf{R}$  est interprété comme "*le tenseur des taux de rotation*". On en déduit alors l'expression suivante de la variation élémentaire de la vitesse entre les deux points M et N :

$$\mathbf{v}_N - \mathbf{v}_M = \mathbf{D} \cdot \mathbf{MN} + \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{MN} \quad (1-27)$$

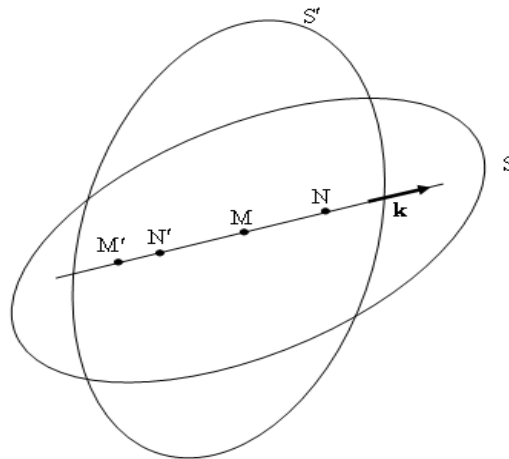
Cette relation peut être réécrite comme suit :

$$\mathbf{v}_N = (\mathbf{v}_M + \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{MN}) + \mathbf{D} \cdot \mathbf{MN} \quad (1-28)$$

Par comparaison à (1-12), l'équation (1-28) montre une généralisation de cette dernière au cas des milieux déformables.

#### 1.4.2.2 Interprétation de la déformation

L'équation (1-28) introduit un terme supplémentaire " $\mathbf{D} \cdot \mathbf{MN}$ " associé à la déformation que nous allons essayer d'interpréter. Pour cela, on considère à l'instant  $t$  deux points M et N du milieu déformable qui subissent au cours d'un temps  $dt$  des déplacements élémentaires aux points M' et N' tels que ces deux points gardent la même direction comme le montre la figure suivante :



**Figure 4 :** Déformation élémentaire d'un segment

En posant :

$$\mathbf{MN} = r\mathbf{k} \quad (1-29)$$

où  $\mathbf{k}$  est un vecteur unitaire porté par l'axe MN. On peut exprimer la variation élémentaire  $d\mathbf{MN}$  dans la configuration (S) comme suit :

$$d\mathbf{MN} = d\mathbf{ON} - d\mathbf{OM} = (\mathbf{v}_N - \mathbf{v}_M)dt \quad (1-30)$$

Compte tenu de (1 - 27), on aura :

$$d\mathbf{MN} = [\mathbf{D} \cdot (r\mathbf{k}) + \boldsymbol{\Omega} \wedge (r\mathbf{k})]dt \quad (1-31)$$

D'autre part, comme la déformation de MN se fait dans la même direction  $\mathbf{k}$ , on peut écrire :

$$d\mathbf{MN} = dr\mathbf{k} \quad (1-32)$$

Et on en déduit alors l'égalité suivante :

$$dr\mathbf{k} = [\mathbf{D} \cdot (r\mathbf{k}) + \boldsymbol{\Omega} \wedge (r\mathbf{k})]dt \quad (1-33)$$

Le produit contracté des membres de cette équation avec le vecteur  $\mathbf{k}$  s'écrit :

$$dr \underbrace{\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}}_1 = \left[ r \underbrace{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{k})}_1 + \underbrace{\mathbf{k} \cdot (\boldsymbol{\Omega} \wedge (r\mathbf{k}))}_0 \right] dt \quad (1-34)$$

Et on obtient enfin :

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{dt} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{k} = Q(\mathbf{k}) \quad (1-35)$$

Où  $Q$  est la forme quadratique associée au tenseur  $\mathbf{D}$ .

Le rapport  $\frac{1}{r} \frac{dr}{dt}$  homogène à l'inverse d'un temps représente le taux d'élongation relative dans la direction  $\mathbf{k}$ . l'équation (1-35) montre que le tenseur  $\mathbf{D}$  permet de calculer *la vitesse de déformation* dans la direction  $\mathbf{k}$  qui sera donnée par  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{k} = Q(\mathbf{k})$ . On peut montrer également que le taux de dilatation volumique d'un élément de volume  $\omega$  centré sur un point  $M$  est donné par :

$$\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dt} = \text{trace}(\mathbf{D}) \quad (1-36)$$

Le tenseur  $\mathbf{D}$  est appelé "*le tenseur des taux de déformation*".

## 1.5 Spécificité des milieux fluides

D'un point de vue thermodynamique, le milieu fluide correspond aux deux états de la matière liquide et gazeux. Ces deux états montrent des similarités dans la mesure où ils ne gardent pas une forme propre du domaine qu'ils occupent dans l'espace. A l'échelle microscopique, l'état fluide peut être décrit par un système de molécules en agitation aléatoire et permanente qui ne garde en mémoire aucune structure (ou ordre) de répartition dans l'espace. Il existe cependant une différence fondamentale entre les deux états liquide et gazeux, en effet, le liquide a une surface libre : il occupe dans un récipient un volume fini délimité par la surface mouillée du récipient et l'interface du liquide avec l'air atmosphérique. Cependant un gaz occupe tout le volume offert par l'enceinte qui le contient. A l'échelle microscopique, une telle différence se traduit par une agitation moléculaire beaucoup plus importante dans le gaz (voir annexe 2).

D'un point de vue mécanique, la définition de l'état fluide est moins évidente. En effet, tout matériau qui se déforme peut être considéré comme un fluide selon le temps caractéristique de l'observation. A titre d'exemple, le manteau terrestre observé à une échelle de temps caractéristique de la vie humaine semble être solide, par contre observé sur une échelle de temps géologique il semble couler comme un fluide.

Cette fluidité des matériaux est caractérisée par le nombre adimensionnel de Deborah introduit en rhéologie qui s'écrit :

$$De = \frac{T_r}{T_p} \quad (1-37)$$

Où  $T_r$  est une échelle de temps caractéristique de déformation du matériau et  $T_p$  est le temps caractéristique de l'observation. Pour des valeurs de  $De \ll 1$ , le matériau se comporte comme un fluide et inversement, pour des valeurs de  $De \gg 1$  il se comporte comme un solide.

D'autre part, une distinction entre un solide et un fluide peut être dégagée en examinant la réponse d'un matériau (sa déformation) vis-à-vis d'une contrainte appliquée. Un solide peut être ainsi défini comme un matériau dont la déformation croît linéairement avec la contrainte appliquée jusqu'à la rupture. Tandis qu'un fluide soumis à une contrainte continue à se déformer sans qu'il y ait rupture. C'est la vitesse de déformation qui diffère entre deux fluides. Afin d'illustrer cette notion, considérons l'exemple suivant : Un ressort soumis à une contrainte de compression se déforme proportionnellement à l'amplitude de cette contrainte. Il passe alors d'un état initial non comprimé à un état final comprimé. Cependant, si on applique la même contrainte tangentiellement à une plaque flottante sur une lame d'eau, on va maintenir la plaque en mouvement uniforme permanent. Autrement dit on va maintenir une déformation continue de l'eau. C'est la vitesse de déformation qui sera constante. C'est pour cela qu'à l'échelle de la force développée par un être humain, on serait capable de tirer par la corde une barque dans l'eau même si elle est assez grande seulement son déplacement sera assez lent, cependant on serait incapable de comprimer un ressort à raideur assez grand même lentement.

L'expression de la vitesse de déformation du fluide en fonction de la contrainte appliquée constitue la loi de comportement rhéologique du fluide sur laquelle on va revenir au chapitre 4.