

Université Pierre et Marie Curie (Paris VI)

# Effets des cycles de température sur les milieux granulaires

présenté par Baptiste BLANC

**STAGE DE MASTER 2**

sous la direction de Jean-Christophe GÉMINARD



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Un premier dispositif expérimental</b>	<b>7</b>
1.1	Principe de la mesure et dispositif expérimental. . . . .	7
1.1.1	Principe de la mesure. . . . .	7
1.1.2	Calibration des instruments de mesures . . . . .	8
1.2	Résultats . . . . .	10
1.2.1	Remarques sur l'expérience . . . . .	14
<b>2</b>	<b>Un deuxième dispositif expérimental</b>	<b>15</b>
2.1	Principe de la mesure et dispositif expérimental. . . . .	15
2.1.1	Principe de la mesure. . . . .	15
2.1.2	Calibration des instruments de mesures . . . . .	16
2.2	Résultats et perspectives . . . . .	21
2.2.1	Résultats . . . . .	21
2.2.2	Remarques et perspectives . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Une tentative de modélisation du vieillissement</b>	<b>25</b>



# Introduction

Un tas de sable dans le champ de pesanteur terrestre est un système insensible à l'agitation thermique ambiante. En effet, l'énergie thermique de l'ordre de  $kT$  est très inférieure à la variation d'énergie potentielle gravitationnelle induite lors du réarrangement d'un grain. En ordre de grandeur,  $\rho$  étant la masse volumique ( $\rho = 2500\text{kg.m}^{-3}$ ) et  $d$  la taille d'un grain ( $d = 100\mu\text{m}$ ) :

$$\frac{\rho g d^4}{kT} \sim 10^{11} \quad (1)$$

Néanmoins, il a été observé que les variations de température d'un milieu granulaire induisent des déplacements de grains. Les variations de température dilatent les grains conduisant à un changement du réseau de contraintes entre les grains.

Plusieurs expériences ont mis en évidence les effets thermiques sur les milieux granulaires. Citons l'exemple des variations de masse apparente observées en bas d'une colonne de grains[1] : un cylindre rempli de grains est arrimé à un mur, tandis que les grains reposent sur une balance dans la partie inférieure du système. A cause des effets de voûte, la masse mesurée n'est pas la masse totale des grains introduits dans le tube. En laissant ce système subir les variations de température de la pièce, la masse mesurée change. Les auteurs soulignent que la cause de ces variations peut être aussi bien la dilatation du récipient que la dilatation des grains.

Dans une expérience dédiée, T.Divoux a étudié la dynamique de compaction d'une colonne soumise à des variations de température contrôlées imposées au moyen d'un câble chauffant collée sur les parois d'un tube en verre[2]. Il observe que quelle que soit l'amplitude des cycles de températures la colonne se compacte. Cependant il remarque l'existence d'une température critique dont l'origine reste à identifier. D'autre part, les premiers résultats portent à croire que ce n'est pas la température mais le gradient de température qui est le moteur de la compaction. Le but de ce stage est d'éclairer cette proposition.



# Chapitre 1

## Un premier dispositif expérimental

### 1.1 Principe de la mesure et dispositif expérimental.

#### 1.1.1 Principe de la mesure.

L'expérience consiste à chauffer périodiquement à sa base un récipient rempli de grains à l'aide d'un élément Peltier. La hauteur et le rayon du récipient sont de l'ordre du centimètre. Les grains sont des billes de verre de diamètre typique  $500\mu m$ . Une bille métallique de  $6mm$  de diamètre est déposée à la surface du tas de sable. La position de cette bille est détectée par un capteur inductif. Afin de s'affranchir des variations de température ambiante, nous installons le dispositif dans une boîte équipée d'une régulation de température. Une mesure de température est effectuée sous le récipient contenant les grains à l'aide d'un thermocouple (Constantan/Cuivre). (Figure 1.1). L'objectif de ce montage est de pouvoir faire varier le gradient de température vertical appliqué au tas de sable. En changeant la fréquence du chauffage, la longueur de pénétration du champ de température est modifiée. L'amplitude des cycles de chauffage est aussi un paramètre ajustable. On peut donc regarder l'influence du gradient thermique sur la compaction du matériau.

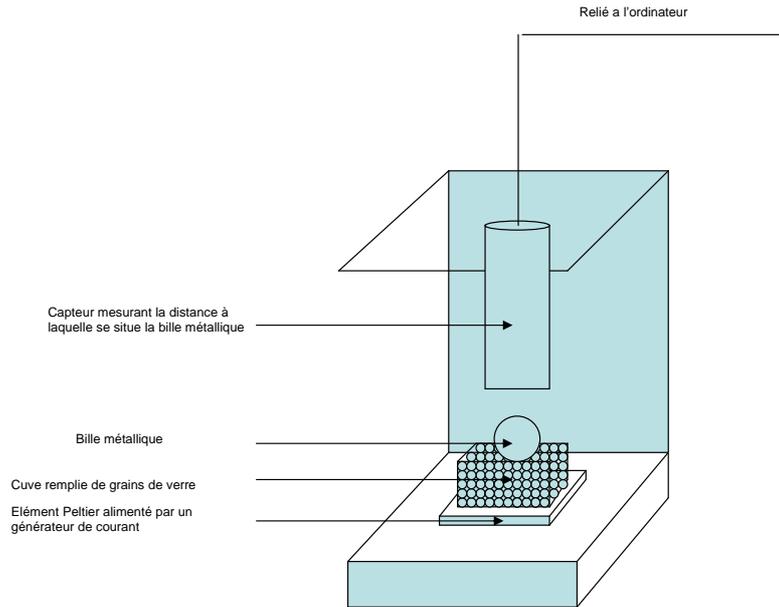


FIG. 1.1 – Schéma de principe de l'expérience.

### 1.1.2 Calibration des instruments de mesures

Pour calibrer le thermocouple, on utilise un four Mettler FP80. La température du four augmentée graduellement fait varier la tension aux bornes du thermocouple. Cette tension est mesurée au moyen d'une carte d'acquisition (National Instrument NI6251). En notant  $T$  la température du four et  $V_j$  la tension aux bornes de la jonction en millivolt, on obtient :  $V_j = 0.043T - 1.305$  (Figure 1.2).

Pour calibrer le capteur inductif, on utilise une vis micrométrique graduée sur laquelle est fixé le capteur. On déplace le capteur pas à pas et on enregistre le signal continuellement avec la même carte d'acquisition. Le pas vaut 0.1 mm (Figure 1.3 et 1.4).

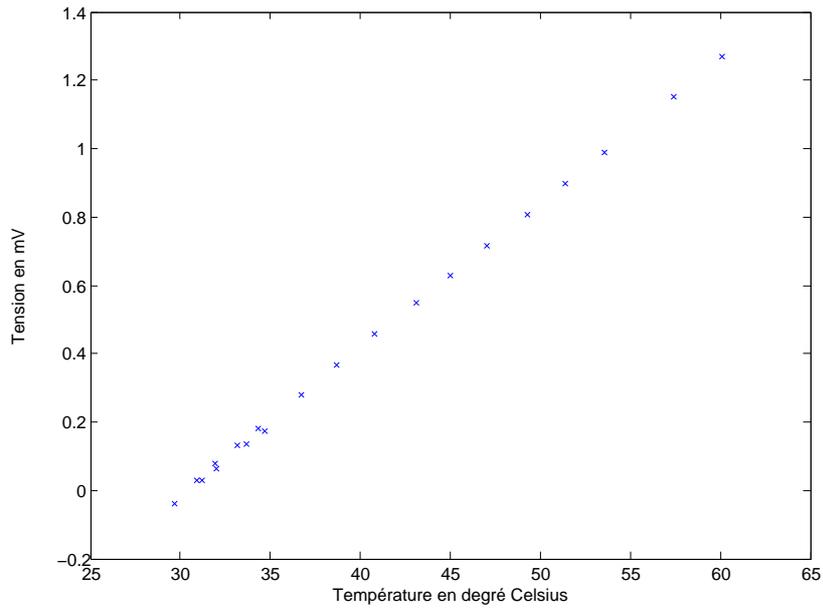


FIG. 1.2 – Calibration du thermocouple

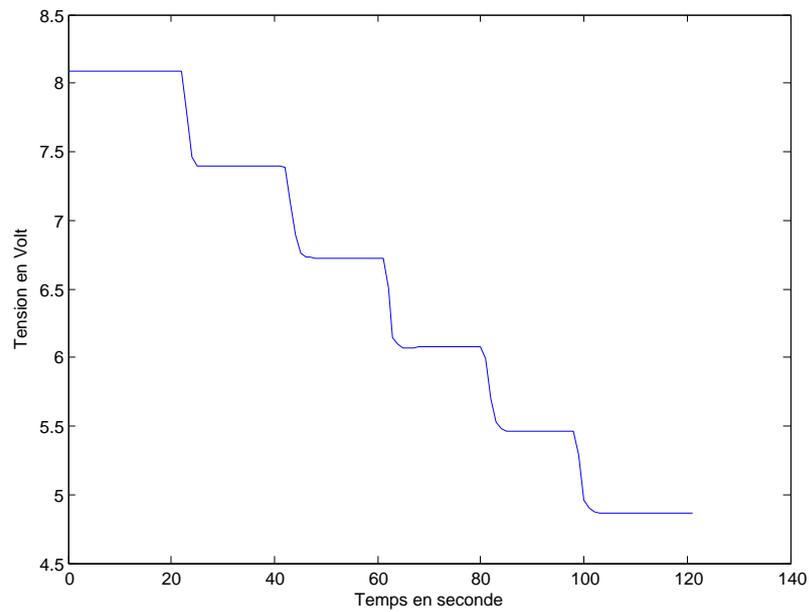


FIG. 1.3 – Calibration du capteur inductif

En notant  $d$  le déplacement en millimètre et  $\Delta V$  la variation de tension mesurée par le capteur inductif en Volt, la calibration obtenue est  $d = 6.33\Delta V$

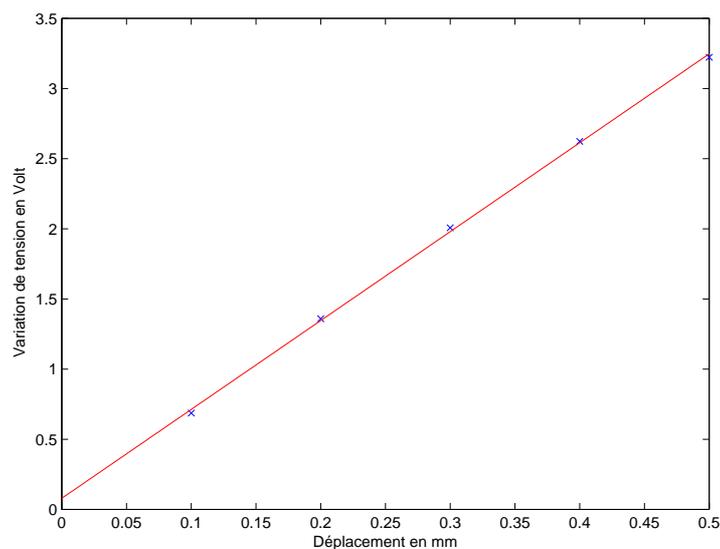


FIG. 1.4 – Calibration du capteur inductif

## 1.2 Résultats

Les courbes typiques obtenues aux temps courts sont représentées sur les figures 1.5 et 1.6.

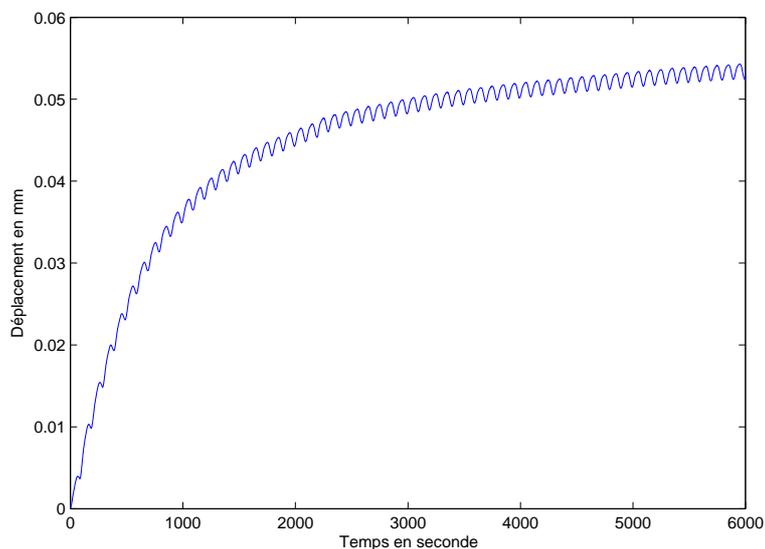


FIG. 1.5 – Evolution de la tension en Volt aux bornes du capteur inductif en fonction du temps en seconde

La température sous le récipient moyennée sur un cycle augmente lors de la mise en

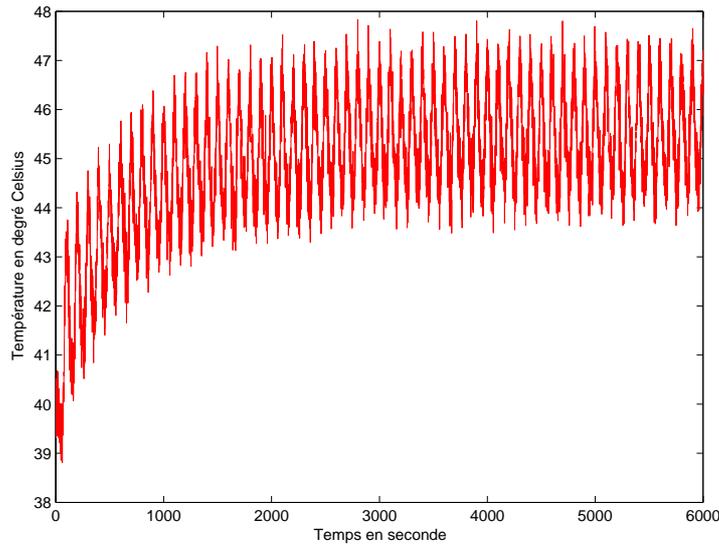


FIG. 1.6 – Evolution de la température en degré Celsius sous le récipient en fonction du temps en seconde

route de l'expérience. L'élément Peltier est responsable de ce régime transitoire parce qu'en moyenne il chauffe. Ce régime transitoire en température induit un régime transitoire pour la position de la bille. Il est surprenant de voir la bille s'éloigner du capteur alors que la température augmente. Ceci ne montre pas que le tas de sable se compacte. Le bâti subit lui aussi des variations de température et de dilatation pendant ce régime transitoire. Il est intéressant de voir si la compaction a lieu lorsque la température oscille autour d'une valeur moyenne constante.

Les courbes typiques obtenues aux temps longs (lorsque le régime transitoire de température est fini) sont les figures 1.7, 1.8, 1.9, 1.10.

On constate qu'une augmentation de température correspond bien à une dilatation du tas de sable (la tension  $V$  diminue) et une diminution de la température correspond à une contraction du tas de sable (la tension  $V$  augmente). On peut estimer le coefficient de dilatation thermique  $K_s$  d'un tas de sable.

$$K_s \sim \frac{\delta h}{h \delta T} \sim \frac{1.8 \times 10^{-6}}{10^{-2} \times 4} \sim 5 \times 10^{-5} K^{-1} \quad (1.1)$$

Cette valeur est à comparer à celle obtenue par T. Divoux [2]  $K_s = 3.4 \times 10^{-6} K^{-1}$ . La valeur estimée par notre expérience est entachée par la dilatation du bâti et du récipient. Calculons la profondeur de pénétration  $L_p$  du champ de température dans cette expérience.

$$L_p = \sqrt{\frac{2\lambda}{C\omega}} = \frac{2 \times 0.2}{10^6 \times 0.01} \sim 0.006 m \quad (1.2)$$

On voit par ce calcul que toute la hauteur des grains contenus dans le récipient n'est pas

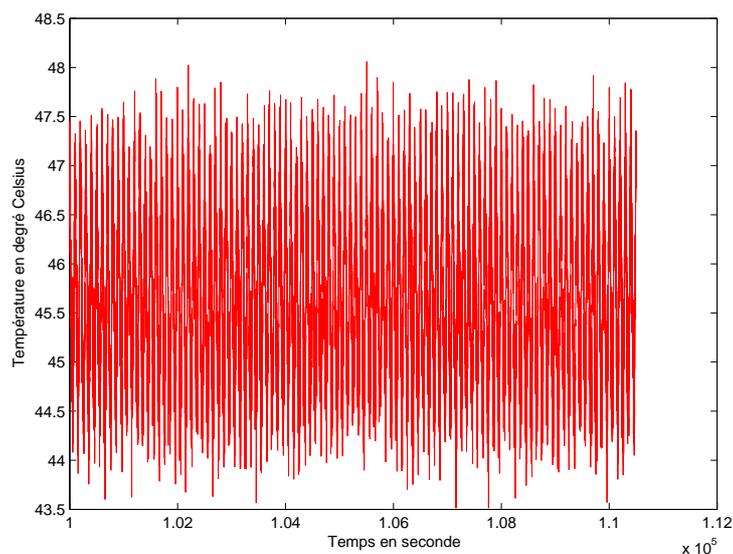


FIG. 1.7 – Evolution de la température en degré Celsius en fonction du temps en seconde en régime permanent

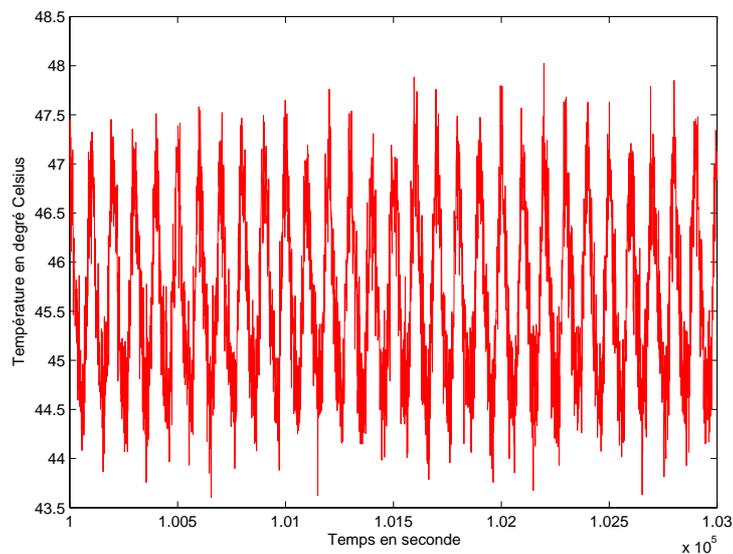


FIG. 1.8 – Zoom de la figure précédente illustrant l'évolution de la température en degré Celsius en fonction du temps en seconde en regime permanent.

chauffée. La hauteur  $h$  à prendre en compte pour calculer le coefficient de dilatation thermique serait plutôt  $L_p$ . Il serait intéressant de voir si les dilatations thermiques sont proportionnelles à cette longueur. On pourrait changer la fréquence des cycles de chauffe et ajuster leur intensité pour que l'amplitude des cycles de température soit constante. La longueur

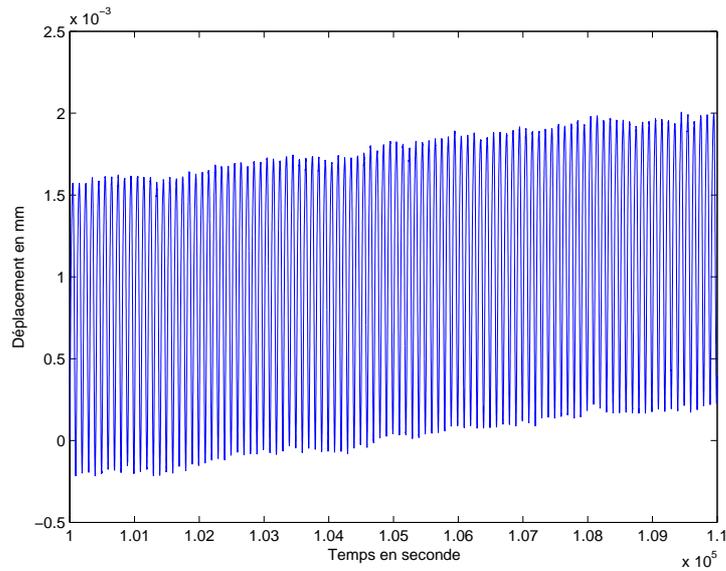


FIG. 1.9 – Evolution de la tension aux bornes du capteur inductif en Volt en fonction du temps en seconde en régime permanent

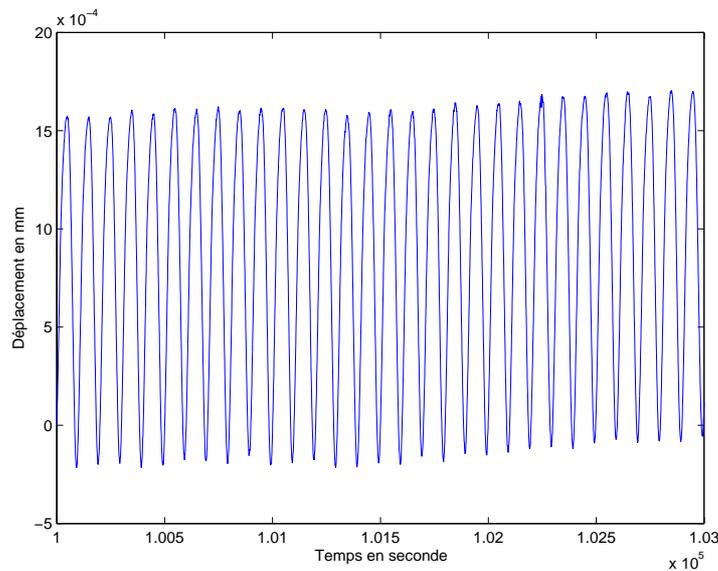


FIG. 1.10 – Zoom de la figure précédente illustrant l'évolution de la tension aux bornes du capteur inductif en Volt en fonction du temps en seconde en régime permanent

de pénétration varierait en  $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$ . Cette étude reste à faire.

Quand la température oscille autour d'une valeur moyenne stable, on observe que la bille s'éloigne du capteur. Comme le bâti en métal ne flue pas, il revient après chaque cycle à sa position initiale. La dilatation du bâti n'affectant pas cette mesure, nous en déduisons

que la bille s'enfonce dans le matériau ou que le matériau se compacte. Le déplacement typique par cycle  $d_{cycle}$  est  $d_{cycle} = 3 \times 10^{-7} \frac{1}{100} = 3 \times 10^{-9} m$ . Le déplacement typique par cycle par degré est de l'ordre de  $10^{-9} m.K^{-1}$ . Rappelons que la profondeur de pénétration du champ de température est plus petite que la hauteur du tas de sable. La bille métallique et les grains à sa proximité restent à température constante. On pourrait imaginer que les effets de voûte découpent ce qui se passe à différentes hauteurs. Les grains situés dans la partie basse subissant des variations de température se compactent mais l'appui des chaînes de forces sur les parois du récipient maintiennent les grains au-dessus et la bille dans leurs positions initiales. Ce n'est manifestement pas le cas. Il serait souhaitable de changer la profondeur de pénétration du champ de température, pour voir si la compaction globale du tas de sable a lieu quelle que soit la hauteur de grains sollicitée thermiquement.

### 1.2.1 Remarques sur l'expérience

M. Van Hecke[3] a étudié le comportement d'une bille intrus déposée à la surface d'un tas de sable. Le tas de sable est cisailé uniquement sur sa partie basse. Il réalise cette expérience en changeant la densité de la bille intrus. Il observe que les billes dont la densité est plus grande que les grains s'enfoncent, tandis que les billes de plus faible densité restent à la surface. Si un tel phénomène est en jeu dans notre expérience, alors, nous ne mesurons pas la hauteur du tas de sable.

Il serait intéressant d'étudier si les variations de température provoquent l'enfoncement de la bille dans le sable. Il faudrait pour cela utiliser une bille métallique de densité supérieure à celle des grains (une bille pleine par exemple) et une bille métallique de densité plus faible (creuse, ou une bille de matériau différent avec une couche superficielle métallique), et repérer la position de ces billes avec deux capteurs inductifs.

Dans cette expérience, les grains mais aussi la base du récipient se dilatent. Le moteur de cette compaction n'est donc pas clairement identifié. Est ce que la seule dilatation des grains peut conduire à ce tassement ? Pour étudier cette question, nous allons changer de dispositif expérimental.

# Chapitre 2

## Un deuxième dispositif expérimental

### 2.1 Principe de la mesure et dispositif expérimental.

#### 2.1.1 Principe de la mesure.

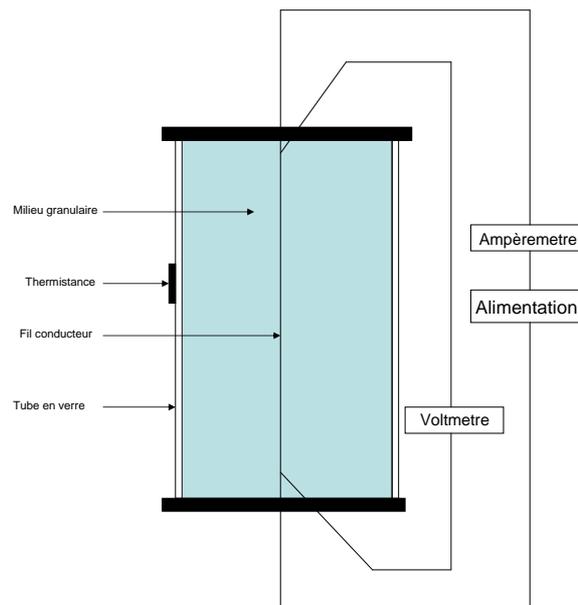


FIG. 2.1 – Schéma de principe de l'expérience.

Contrairement à l'expérience mise en place par T.Divoux [2], nous souhaiterions éviter la dilatation du récipient. Pour ce faire, un fil métallique conducteur est placé au centre d'un tube cylindrique rempli de grains. Le fil est alimenté par une alimentation stabilisée en courant commandée en tension. Le courant injecté est une constante à laquelle on ajoute une composante sinusoïdale dont l'amplitude est petite devant la constante de telle sorte que le terme d'effet Joule  $RI^2$  soit composé d'un terme constant et d'un terme sinusoïdal. Nous souhaitons que le terme d'effet Joule n'ait qu'une seule fréquence pour pouvoir définir

une longueur de pénétration. En imposant  $I_0 + I_1 \cos(\omega t)$  avec  $I_1 \ll I_0$ , on a

$$RI^2 = R \times (I_0 + I_1 \cos(\omega t))^2 = R \times (I_0^2 + 2I_0I_1 \cos(\omega t)) \quad (2.1)$$

Dans ce montage, il est possible de changer indépendamment la fréquence et l'amplitude des oscillations de température imposées au milieu granulaire. Il est donc possible de changer la longueur de pénétration, variant avec la fréquence en  $\frac{1}{\sqrt{\omega}}$ , tout en maintenant constants les effets du cisaillement dus aux dilatations du fil.

Le fil joue certes le rôle d'élément chauffant responsable des cycles de température mais aussi le rôle de capteur de température. En effet, aux bornes du fil est branché un voltmètre Keithley 196 ; en série est branché un ampèremètre Keithley 196. Le rapport  $U/I$  donne la résistance du fil  $R_{fil}$ . Or la résistance du fil varie en fonction de sa température. Ainsi par la mesure de la résistance, on peut avoir accès à la température du fil.

Les grains sont des billes de verres de diamètre typique 500 micromètre. La colonne est décompactée avant chaque expérience grâce à de l'air comprimé injecté à la base de la colonne. Le tout est enfermé dans une boîte dont la température est régulée afin de s'affranchir des variations de température de la salle. Pour mesurer la hauteur de la colonne nous utilisons une webcam. La surface libre de la colonne est éclairée avec une diode électroluminescente. On repère l'interface grâce au contraste de luminosité. Plus précisément, on moyenne à hauteur constante l'intensité lumineuse sur le diamètre du tube. En dérivant ce profil par rapport à la hauteur, on repère au pixel près à quelle hauteur le maximum est atteint. Puis on ajuste ce profil autour de ce maximum par une gaussienne. On obtient ainsi une résolution inférieure au pixel de l'ordre de  $50\mu m$  soit  $\frac{1}{10}$  de la taille typique d'un grain(2.1 et 2.2).

### 2.1.2 Calibration des instruments de mesures

Tout d'abord nous étudions la variation de la résistance en fonction de la température. Pour cela, on impose à un petit courant constant de passer dans le fil. On coupe la régulation de température. La température de la boîte relaxe vers la température extérieure de la pièce. La température de la boîte est mesurée grâce à une thermistance collée sur la paroi du tube en verre. Dans le même temps, la tension aux bornes du fil et le courant qui le traverse sont mesurés, donnant accès à la valeur instantanée de la résistance.

Pour modéliser cela, on note  $C_s$  la capacité calorifique du système (sable+fil),  $C_a$  la capacité calorifique de l'air,  $K_v$  la conductivité thermique du verre,  $K_b$  la conductivité thermique du bois,  $T_{ext}$  la température à l'extérieur de la boîte,  $T_s$  la température du système (fil+sable),  $T_a$  la température de l'air à l'intérieur de la boîte,  $E_t$  l'épaisseur du tube en verre,  $R_t$  son rayon,  $H_t$  sa hauteur,  $E_b$  l'épaisseur de bois de la boîte,  $S_b$  la surface de la boîte.

$$C_s \frac{d}{dt} T_s(t) = -\frac{2\pi K_v R_t H_t}{E_t} \times (T_s - T_a) \quad (2.2)$$

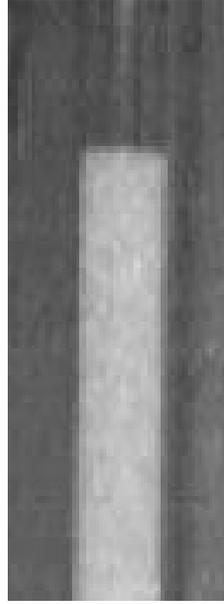


FIG. 2.2 – Photographie de la colonne de sable.

$$C_a \frac{d}{dt} T_a(t) = \frac{2\pi K_v R_t H_t}{E_t} \times (T_s - T_a) - \frac{K_b S_b}{E_b} \times (T_a - T_{ext}) \quad (2.3)$$

Le temps caractéristique d'évolution de  $T_s$  est  $\tau_1 = \frac{C_s E_t}{2\pi K_v R_t H_t}$ . Les temps caractéristiques d'évolution de  $T_a$  sont  $\tau_2 = \frac{C_a E_b}{K_b S_b}$  et  $\tau_2' = \frac{C_a E_b}{K_b S_b}$ .

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} = C_s / C_a \sim \frac{1000 \times 1000 \times \pi \times 1.3 \times 0.02^2}{1000 \times 1 \times 5} \sim 0.35 \quad (2.4)$$

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} = \frac{C_s E_t K_b S_b}{2\pi K_v R_t H_t C_a E_b} = \frac{(1000 \times 1000 \times \pi \times 1.3 \times 0.02^2) \times 0.001 \times 0.1 \times 10}{2\pi \times 1 \times 0.02 \times 1.3 \times (1000 \times 1 \times 5) \times 0.01} \sim 0.2 \quad (2.5)$$

Le système (fil+sable) réagit plus vite à un changement de température de l'air dans la boîte  $T_a$  que l'air ne réagit à un changement de température de l'extérieur  $T_{ext}$ . On peut donc considérer que la température du système (sable+fil) suit de manière instantanée l'évolution de la température  $T_a$  de la boîte. Le système d'équation se simplifie pour donner :

$$\frac{d}{dt}(T_s(t) - T_{ext}) = -\frac{T_s - T_{ext}}{\tau_1} + \frac{T_{ext} - T_a}{\tau_1} \quad (2.6)$$

$$\frac{d}{dt}(T_a(t) - T_{ext}) = -\frac{T_a - T_{ext}}{\tau_2} \quad (2.7)$$

De ce système, on déduit l'évolution de  $T_s$ .

$$T_s(t) - T_{ext} = \alpha \exp(-t/\tau_1) + \beta \exp(-t/\tau_2) \quad (2.8)$$

$$T_a(t) - T_{ext} = \zeta \exp(-t/\tau_2) \quad (2.9)$$

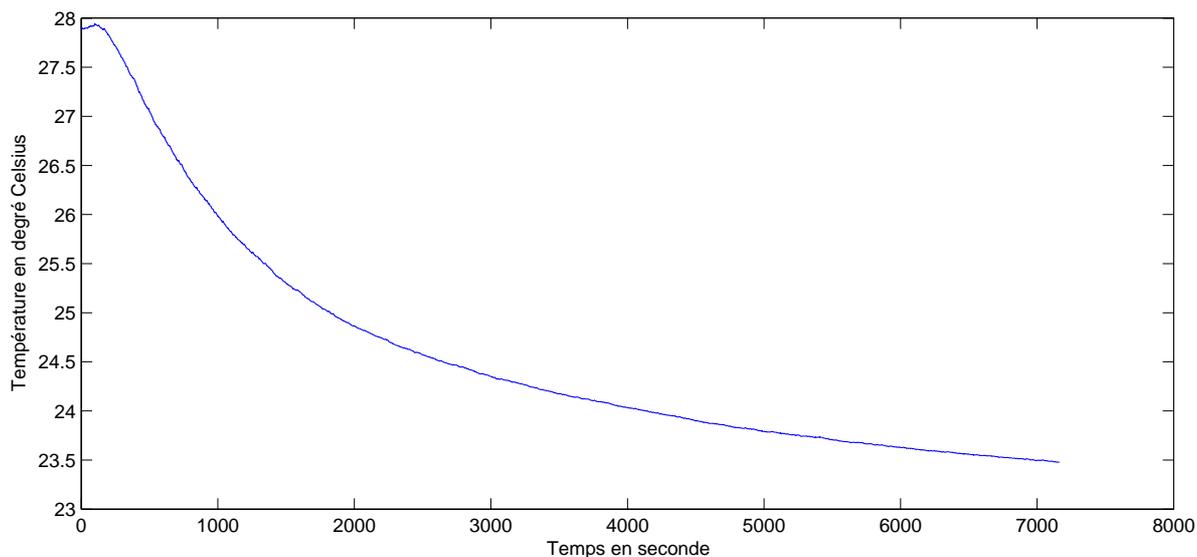


FIG. 2.3 – Evolution de la température de la boîte en fonction du temps

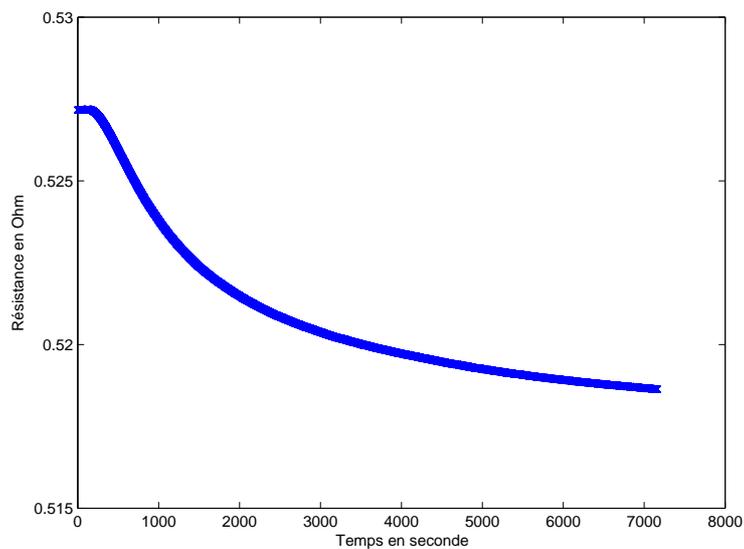


FIG. 2.4 – Evolution de la résistance du fil en fonction du temps

Au bout d'un temps  $\tau_1$ , les températures  $T_s - T_{ext}$  et  $T_a - T_{ext}$  sont proportionnelles.

On en déduit la loi de proportionnalité entre les variations de résistance et les variations de température du fil  $\Delta T_{fil} = 496.1 \Delta R_{fil}$

Puis nous étudions l'amplitude des cycles de température en fonction de l'amplitude des cycles de courant injecté à une fréquence donnée.

Lorsque  $I_1$  est petit,

$$RI^2 = R \times (I_0 + I_1 \cos(\omega t))^2 = R \times (I_0^2 + 2I_0I_1 \cos(\omega t)) \quad (2.10)$$

La composante sinusoïdale de la puissance injectée par effet Joule est proportionnelle à  $I_1$ . On attend donc que l'amplitude des oscillations de température du fil évolue de manière linéaire avec l'intensité  $I_1$  ce qui vérifié expérimentalement(Figure 2.5).

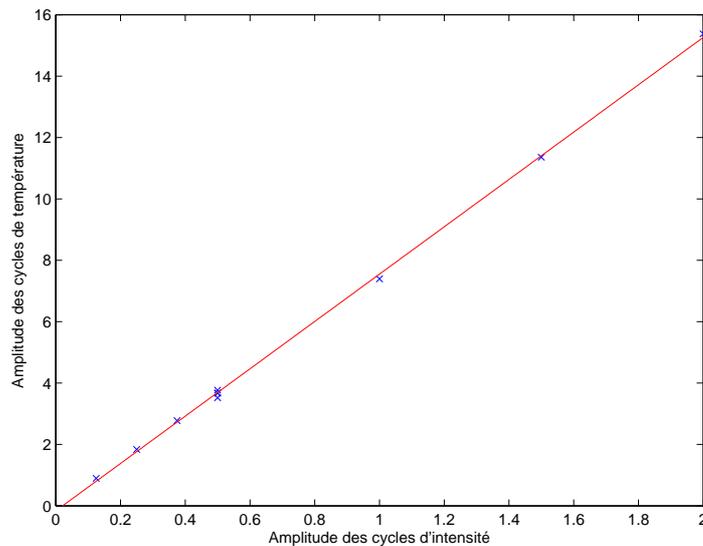


FIG. 2.5 – Amplitude des cycles de température en fonction de l'amplitude des cycles d'intensité

Enfin l'influence de la fréquence sur l'amplitude des cycles de température est étudiée à amplitude des cycles de courant fixé. La courbe obtenue est représentée sur la figure 2.6. On remarque que l'amplitude des cycles, à basse fréquence, n'a pas tendance à diminuer.

Or, un modèle grossier, supposant que la masse thermique sollicitée est constante, nous pousse à croire que le milieu devrait se comporter comme un passe bas. Ce n'est pas vérifié

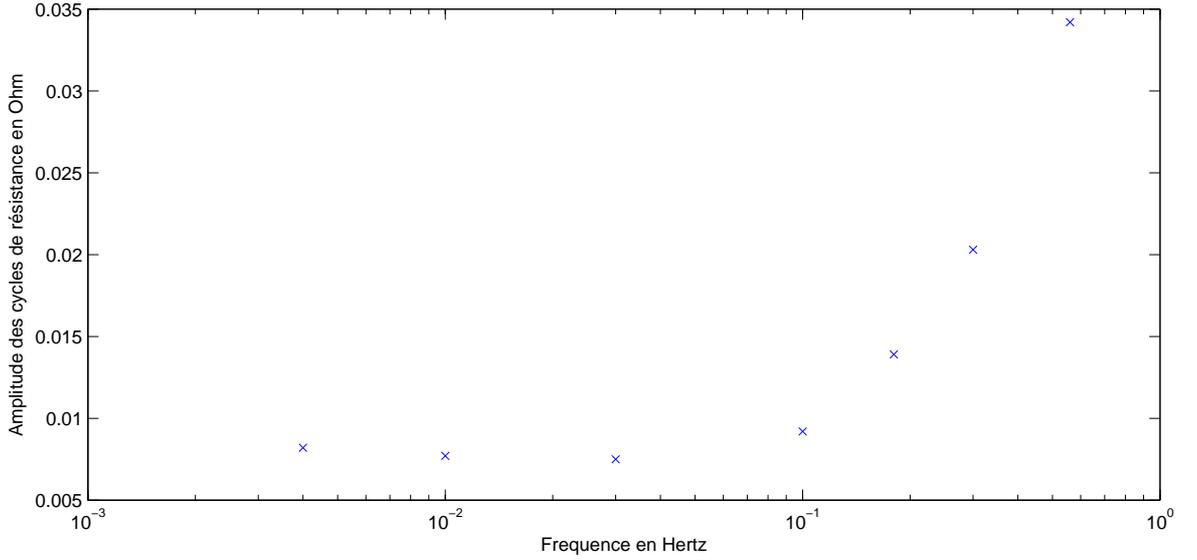


FIG. 2.6 – Amplitude des cycles de température en fonction de la fréquence

expérimentalement car la masse thermique sollicitée dépend de la longueur de pénétration. On note  $C_f$  la capacité calorifique du fil,  $c_s$  la capacité calorifique massique du sable,  $h$  la hauteur de la colonne de sable,  $\rho_s$  la masse volumique du sable,  $K_v$  la conductivité thermique typique du système,  $T_{ext}$  la température à l'extérieur de la boîte,  $T_s$  la température du système (fil+sable),  $\omega$  la fréquence, et  $l$  la longueur de pénétration de l'onde de température dans le milieu granulaire.

Tout d'abord, l'équation de la diffusion de la chaleur lie  $\omega$  et  $l$  par  $\omega l^2 = \text{constante} = \psi$ .

Puis on peut écrire le premier principe de la thermodynamique au système (fil+sable) chauffé :

$$(C_f + c_s \rho_s l^2 h) \frac{d}{dt} T_s = -2\pi \frac{K_v h l}{l} (T_s - T_a) + P \cos(\omega t) \quad (2.11)$$

L'amplitude des oscillations de température est donnée par :

$$T_s = \frac{P}{\omega(C_f + c_s \rho_s l^2 h) + 2\pi K_v h} = \frac{P}{2\pi K_v h + \psi c_s \rho_s h + \omega C_f} \quad (2.12)$$

On remarque qu'en géométrie cylindrique, l'inertie thermique du sable chauffé est proportionnelle à  $l^2$ . Si le fil n'avait pas d'inertie thermique, dans cette géométrie particulière, l'amplitude des oscillations de température serait indépendante de la fréquence. En tenant compte de la capacité calorifique du fil, le modèle prédit qu'au delà d'une fréquence seuil  $\omega_0 = \frac{2\pi K_v h + \psi c_s \rho_s h}{C_f} = \frac{2 \times \pi \times 1 \times 1 + \frac{0.2}{10^6} \times 2000 \times 1000 \times \pi \times 1.3 \times 0.02^2}{500 \times 2000 \times 10^{-6}} \sim 6 \text{ rad.s}^{-1}$ , l'amplitude des oscillations thermiques devraient décroître avec la fréquence. Ce modèle n'explique donc pas la remontée de l'amplitude à haute fréquence.

Deux raisons peuvent expliquer a priori la différence entre le modèle théorique et la courbe mesurée pour les fréquences supérieures à 0.1Hz.

Les deux multimètres étant adressés sur un bus GPIB (IEEE488), les mesures de tension et d'intensité ne sont pas simultanées. Le petit décalage en temps qui existe entre ces mesures est négligeable à basse fréquence mais devient important à plus haute fréquence. Afin de s'affranchir de cette difficulté, nous avons d'abord estimé, par interpolation, la tension aux temps auxquels l'intensité est mesurée. Cette modification n'a pas changé la forme de la courbe expérimentale.

Le comportement fréquentiel observé pourrait avoir une origine physique. Si la longueur de pénétration  $L_p$  devient comparable à la taille des grains ( $d \sim 500\mu m$ ) alors le milieu granulaire ne peut plus être considéré comme un milieu homogène avec une conductivité et une capacité thermique bien définies. On remarque que la rupture de pente a lieu pour  $\omega = 0.1Hz$ . La longueur de pénétration du champ thermique à cette fréquence est  $L_p \sim \sqrt{\frac{\lambda}{C\omega}} \sim \sqrt{\frac{0.2}{10^6}} \sim 1.4mm$ , soit environ 3 fois le diamètre typique d'un grain.

J.C.Géminard et H.Gayvallet[4] ont montré que lorsque la longueur de pénétration du profil de température devient comparable à la taille des grains, le milieu granulaire se comporte comme un filtre passe-bas. Autrement dit, la conductivité thermique du matériau dépend de la fréquence, diminuant lorsque la fréquence augmente. A haute fréquence, on s'attend donc à ce que l'amplitude des oscillations de température du fil augmente puisque il est plongé dans un matériau de plus en plus isolant.

Pour valider cette hypothèse en montrant que les mesures précédemment réalisées étaient correctes et non entachées d'une erreur de mesure, nous avons essayé de synchroniser les mesures d'intensité et de tension. Pour cela, nous avons utilisé la mémoire de l'instrument, capable de stocker 500 points de mesure pris à intervalle régulier. Les mesures de courant et tension sont déclenchées en même temps grâce à un échelon de tension. Les mesures obtenues ne sont pas concluantes car un faux contact noyait la mesure dans le bruit.

Même si ce phénomène est intéressant à étudier en lui-même, il ne faisait pas partie de notre projet d'étude initial. Il reste de cette première étape de notre travail que, aux fréquences inférieures à 0,1 Hz, l'amplitude des cycles de température à amplitude du courant imposée ne dépend pas de la fréquence. Ainsi, nous allons pouvoir étudier la dynamique de compaction en fonction de la fréquence, à amplitude des cycles de courant imposée.

## 2.2 Résultats et perspectives

### 2.2.1 Résultats

Nous avons étudié l'évolution de la hauteur de la colonne de sable pour 3 fréquences différentes (0.1hz, 0.03hz, 0.01hz). A ces fréquences, pour une valeur similaire du courant injectée, l'amplitude des cycles de température est la même. Un changement de fréquence change la profondeur de pénétration de l'onde de température dans le milieu granulaire sans modifier les conditions de cisaillement sur l'axe de la colonne.

Il a préalablement été vérifié que l'absence des cycles de température ne provoque pas la compaction de la colonne.

Si la profondeur de pénétration de l'onde thermique est plus petite que le rayon du tube, on peut s'assurer par cette expérience que la dilatation du récipient n'est pas impliquée dans le processus de compaction de la colonne. La thermistance collée sur la colonne nous indique que pour les trois fréquences, la température du récipient est constante.

On observe que la compaction dépend principalement du nombre de cycles et non pas du temps. Cela semble prouver que si un effet de la longueur de pénétration existe, il n'est pas violent. Cependant, il semble que l'augmentation de la fréquence tende à diminuer l'efficacité des cycles de température. Lorsque la fréquence augmente, la longueur de pénétration diminue, impliquant une augmentation du gradient thermique mais une diminution du volume de grains subissant les cycles de températures. On ne peut pas savoir laquelle de ces causes serait responsable de ce comportement.

Une courbe à fréquence  $f=0.1\text{Hz}$  mais à amplitude de cycle 2 fois plus grande a été tracée. Elle montre que plus l'amplitude des cycles de température est élevée plus la compaction est rapide. On remarque de plus que la compaction paraît plus fluide. Le nombre de saut de compaction par unité de temps est bien plus grand dans ce cas.

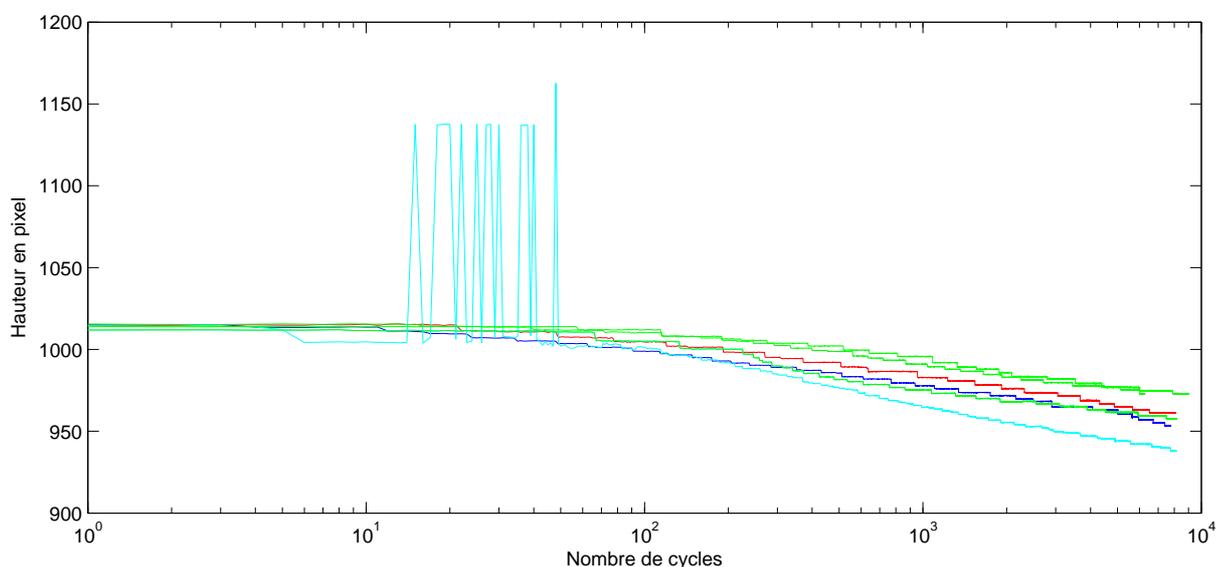


FIG. 2.7 – Compaction de la colonne de sable en pixel en fonction du nombre de cycle de température à différentes fréquences. L'échelle des abscisses est logarithmique. En bleu,  $f=0.01\text{Hz}$  ; en rouge,  $f=0.03\text{Hz}$  ; en vert,  $f=0.1\text{Hz}$ . En cyan,  $f=0.1\text{Hz}$  mais l'amplitude des cycles de température est 2 fois plus grande

### 2.2.2 Remarques et perspectives

Bien que cette méthode nous permette de nous affranchir de la dilatation des parois, elle pose cependant un nouveau problème. Le fil subissant des cycles de température, il se dilate et cisaille le tas de sable en son centre. Le cisaillement mécanique que subit le tas de sable, pourrait provoquer sa compaction. La dilatation relative occasionnée par les cycles de température est de l'ordre de  $K_f \Delta T = 10^{-5} \times 10 = 10^{-4}$ . Aux trois fréquences choisies, pour une valeur similaire du courant injectée, l'amplitude des cycles de température est la même. Donc les amplitudes de dilatation du fil sont égales. A condition que la vitesse de dilatation du fil n'ait pas d'effet sur la compaction de la colonne, en choisissant de tracer les courbes en fonction du nombre de cycles plutôt qu'en fonction du temps, on s'affranchit de l'influence du fil sur la dynamique de la compaction de la colonne.

Une méthode pourrait permettre de s'assurer que le cisaillement du fil n'a pas d'influence sur la compaction du tas. Elle consisterait à tendre cycliquement le fil de manière mécanique, de faire varier la fréquence et de constater les effets de ce changement sur la vitesse de compaction. L'ordre de grandeur de la force  $F$  à appliquer à un fil de section  $S = 10^{-6} m^2$ , de module d'Young  $E = 10^{11} Pa$ , est de l'ordre de  $F = SEK_f \Delta T = 10 \text{ Newton}$ .

En outre, il est intéressant de voir si la compaction du tas de sable est globale ou locale. En effet il est possible que les effets de voûte découpent l'effondrement des différentes parties de la colonne. Pour ce faire, nous avons déjà installé 4 webcams qui mesurent à hauteur régulière les déplacements de grains à la paroi.

Les résultats exposés à la figure 2.8 montrent que la compaction du tas de sable semble globale. En effet, le réarrangement de la colonne à une certaine hauteur correspond à un réarrangement de la colonne aux 3 autres hauteurs observées.

Les formes similaires des courbes pour les différentes hauteurs nous poussent à croire qu'en divisant les déplacements par la hauteur à laquelle se trouve la caméra, les courbes se superposeraient (Figure 2.9). Ceci montrerait que chaque volume de colonne de sable se compacte proportionnellement à ce volume.

La partie basse de la colonne de sable aux hauteurs inférieures au rayons du tube  $R$  n'est pas dans la même situation que le reste de la colonne. Dans cette partie inférieure, la colonne peut reposer sur la base de la colonne. Nous avons donc divisé les courbes par une hauteur effective  $h_{eff} = h - R$ . Il est nécessaire de prendre plus de mesures pour justifier cette proposition.

Concernant la dynamique de compaction, on remarque que la compaction est de moins en moins efficace (Figure 2.9). Les réarrangements sont de plus en plus rares. C'est ce qu'on essaye d'expliquer dans le prochain chapitre.

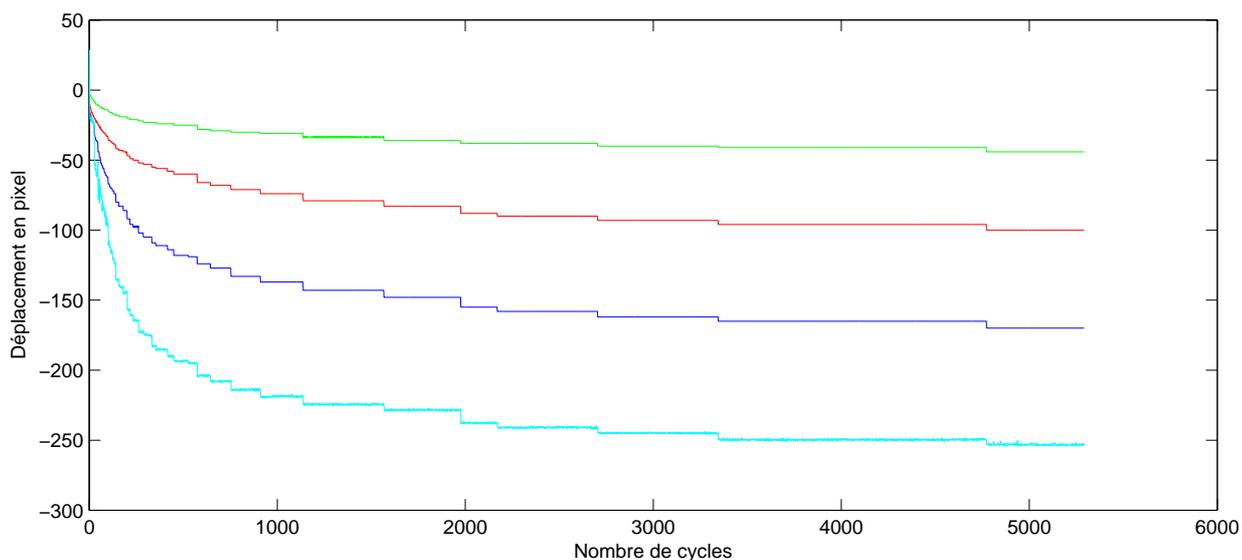


FIG. 2.8 – Compaction de la colonne de sable en pixel en fonction du nombre de cycles à différentes hauteurs  $h_i$ . En cyan,  $h_1=130\text{cm}$  ; en bleu,  $h_2=91\text{cm}$ , en rouge  $h_3=62\text{cm}$ , en vert  $h_4=33\text{cm}$

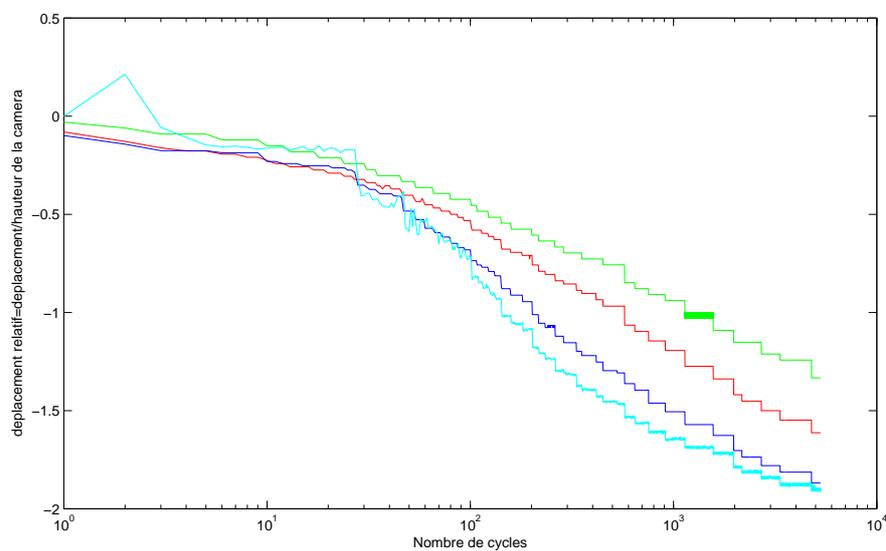


FIG. 2.9 – Compaction relative de la colonne de sable en fonction du nombre de cycles en échelle logarithmique. En cyan,  $h_1=130\text{cm}$  ; en bleu,  $h_2=91\text{cm}$ , en rouge  $h_3=62\text{cm}$ , en vert  $h_4=33\text{cm}$

# Chapitre 3

## Une tentative de modélisation du vieillissement

On cherche à comprendre l'écoulement d'un système frictionnel. Nous en étudions un prototype constitué de deux patins reliés par un ressort de constante de raideur  $k$  et de longueur à vide  $l_0$ . Les patins 1 et 2 ont des coefficients de frottements statiques  $\mu_{1s}$ ,  $\mu_{2s}$  et un coefficient de frottement dynamique commun  $\mu_d$ . Ces deux patins sont posés sur un substrat susceptible de se dilater. Les points du substrat à la verticale des centres de masse des deux patins bougent. On veut savoir si les patins restent accrochés au substrat, lorsque ce dernier se dilate. A chaque nouvel arrêt d'un patin, une nouvelle valeur aléatoire de son coefficient statique lui est assignée. On cherche à savoir l'évolution du coefficient statique. Ce problème est équivalent à celui comportant un substrat fixe et deux patins reliés par un ressort de longueur à vide variant avec la température (Figure 3.1).

Plaçons nous dans le cas où le substrat est horizontal et où initialement  $\mu_{1s}$  est plus petit que  $\mu_{2s}$ . Les forces appliquées aux patins 1 et 2 sont égales en module. On voit alors que le patin 1 va partir en premier, puis s'arrêter et élire une nouvelle valeur de  $\mu_{1s}$ . Si  $\mu_{1s}$  est plus petit que  $\mu_{2s}$ , c'est encore le patin 1 qui bouge. Ainsi tant que  $\mu_{1s}$  est plus petit que  $\mu_{2s}$ , on lui affecte une nouvelle valeur. Le maximum des deux coefficients de friction tend donc à croître de manière irréversible. Il est de moins en moins probable que le patin en mouvement choisisse une valeur du coefficient de friction plus grande que celle de son voisin. Ainsi le système vieillit.

Inclinons maintenant le substrat : les deux patins subissent alors une même nouvelle force due à la pesanteur. Cette force dissymétrise les situations mécaniques du patin 1 et du patin 2. Auparavant, lorsque  $\alpha = 0$ , les forces appliquées aux patins 1 et 2 étaient égales en module mais opposées. Le patin qui glissait en premier était celui dont le coefficient de friction statique était le plus petit. Les conditions de glissement sont maintenant en notant

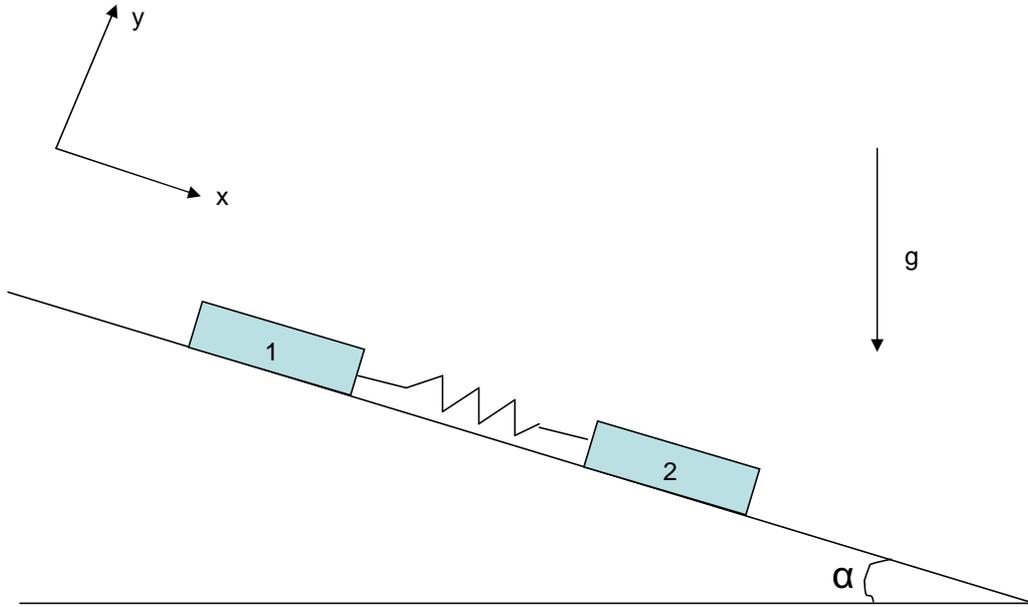


FIG. 3.1 – Schéma de principe de l'expérience.

$F$  la force qu'applique le patin 1 sur le patin 2 :

$$F + mg \sin(\alpha) > \mu_{2s} mg \cos(\alpha) \quad (3.1)$$

$$-F + mg \sin(\alpha) > \mu_{1s} mg \cos(\alpha) \quad (3.2)$$

Par exemple, si  $F$  est positive, bien que  $\mu_{1s} < \mu_{2s}$ , il est possible que  $\frac{-F}{mg \cos(\alpha)} + \tan(\alpha) < \mu_{1s}$  et  $\frac{F}{mg \cos(\alpha)} + \tan(\alpha) > \mu_{2s}$ . Dans ce cas, c'est le patin 2 qui part en premier bien qu'il ait le coefficient de frottement statique le plus grand.

On espère montrer avec ce modèle qu'une force volumique uniforme en l'occurrence ici la force de pesanteur appliquée à deux patins subissant des variations de température, crée une dérive tendant à déplacer le centre de masse des deux patins dans le sens de cette force. Les équations du mouvement lorsque les patins sont en mouvement sont :

$$m\ddot{x}_1 = -F + mg \sin(\alpha) - \mu_d mg \cos(\alpha) \text{sign}(\dot{x}_1) \quad (3.3)$$

$$m\ddot{x}_2 = F + mg \sin(\alpha) - \mu_d mg \cos(\alpha) \text{sign}(\dot{x}_2) \quad (3.4)$$

On peut résoudre ces équations dans les intervalles où le signe des vitesses est constant. À chaque arrêt d'un patin, une valeur du coefficient de friction statique est choisie aléatoirement ainsi qu'une valeur de la fluctuation de température ou de manière équivalente de la longueur à vide du ressort. Pour itérer ce processus, un programme Fortran est en cours d'élaboration.

# Conclusion

Au cours de ce stage, deux montages expérimentaux ont été mis en place pour regarder l'influence du gradient de température sur le tassement d'une colonne de grains. L'astuce commune à ces deux montages est de chauffer de manière sinusoïdale le milieu granulaire. La profondeur de pénétration du champ de température varie avec la fréquence du chauffage. L'intensité du chauffage est contrôlée indépendamment de la fréquence.

La première expérience consiste à chauffer une colonne de sable à sa base sur une hauteur plus petite que la hauteur des grains. On veut savoir si les effets de voûte peuvent isoler les différentes parties de la colonne. L'expérience montre que la dilatation de la partie basse de la colonne induit le mouvement de la partie haute. On remarque aussi qu'une bille placée initialement au sommet du tas descend. On ne sait pas pour l'instant qui de la bille ou du tas de sable descend.

La deuxième expérience consiste à chauffer périodiquement une colonne de sable par un fil placé en son centre. Ce système nous permet de ne pas chauffer les parois en verre du récipient contenant les grains. On montre que la dilatation des grains seule peut provoquer la compaction d'un milieu granulaire. En effet, pour s'affranchir de l'influence de la dilatation du fil sur la compaction, on travaille à amplitude de cycle de température constant. En jouant sur la fréquence, on change le gradient thermique appliqué au milieu granulaire. On observe une dynamique de compaction différente suivant la fréquence. La variation du gradient thermique implique une variation du volume des grains subissant les dilatations thermiques. On ne sait pour l'instant conclure sur le rôle de chacun de ces termes dans la compaction.

On remarque de plus que l'évolution de la hauteur de sable présente les caractéristiques du vieillissement. Les événements de compaction sont de plus en plus rares. Un modèle à deux patins reliés par un ressort de longueur à vide dépendant de la température est mis en place. Son itération nécessite l'utilisation d'un code Fortran. L'élaboration du code est bien avancée mais le code est en cours de test.



# Bibliographie

- [1] Pressure screening and fluctuations at the bottom of a granular column, L.Vanel and E.Clément, Eur. Phys. J. B,11,525-533 (1999)
- [2] Creep motion of a granular pile induced by thermal cycling, T.Divoux, H.Gayvallet, J.-C.Géminard, Physical Review Letter **101**, 148303(2008)
- [3] Flow induced Agitations Create a Granular Fluid, K.Nichol, A.Zanin, R.Bastien, E.Wandersman, M.Van Hecke, Physical Review Letter**104**, 078302 (February 2010)
- [4] Thermal conductivity associated with a bead-bead contact decorated by a liquid bridge : An experimental study based on the response of a chain subjected to thermal cycles, Géminard J.-C., Bouraya D. and Gayvallet H., Eur. Phys. J. B, 48 (2005) 509-517.

