

Microgravité et Gaz Granulaire Dissipatif dans un système vibré : un gaz à vitesse dissymétrique, mais à moyenne nulle

P. Evesque

Lab MSSMat, UMR 8579 CNRS, Ecole Centrale Paris
92295 CHATENAY-MALABRY, France, e-mail: pierre.evesque@ecp.fr

Abstract:

The main topic of this paper (part 4) is the interpretation of data from extended simulations published in previous Poudres & Grains (see P&G 17, #1 to #18) concerning the dynamics of N equal-size spheres in a 3d rectangular cell excited along Oz in 0 gravity. ($N=100, 500, 1000, 1200, 2000, 3000, 4000, 4500$). Different Oz excitation kinds have been used (symmetric and non symmetric bi-parabolic, symmetric and non symmetric saw teeth, thermal wall). No rotation is included, dissipation is introduced via a restitution coefficient $e = -V'_n/V_n$, where V'_n and V_n are the relative ball speed along normal to ball centres after and before collision. It is proved that the local speed distribution along z is fundamentally dissymmetric in most part of the cell while the mean local speed is 0. This demonstrates the inability of a model based on a thermal bath (with a single local temperature) to describe this dissipative-granular-gas-system, even when assuming that this temperature varies in space. The other (1-3) parts sum up few results obtained in the very low density regime.

Pacs # : 5.40 ; 45.70 ; 62.20 ; 83.70.Fn

Quelle curieuse idée a priori de vouloir étudier les matériaux granulaires en microgravité. Mais à bien regarder, on s'aperçoit d'abord que la manipulation des matériaux granulaires par l'homme est une nécessité sur terre et qu'elle le deviendra donc aussi en impesanteur lors de voyages spatiaux, voire sidéraux. Comment faire en effet pour s'alimenter, sans mélanger des poudres, moudre la farine, casser des noix, ... puis trier les résidus... Comment s'assurer que les détritits granulaires laissés en errance dans un vaisseau spatial ne puissent pas bloquer de mannettes, et mettre en danger la survie du corps expéditionnaire ? Comment fiabiliser le démarrage des réacteurs à poudres et imposer une juste proportion des comburants... Sera-t-il possible de faire cohabiter l'être humain et des plantes avec leurs pollens; comment permettre à l'homme de vivre avec d'autres animaux, ... et leurs déchets et excréments. Tout ceci se posera peut-être un jour dans un programme de conquête intersidérale ; mais avant cela, l'homme prévoit déjà d'accoster des astéroïdes, d'étudier leur structure et leur formation, puis d'en extraire certaines ressources (métaux, eau, ...) utiles à sa survie dans l'espace, ou pour les rapporter sur terre.

Est-ce donc trop tôt pour parler de recherche appliquée dans ce domaine ? La mise en place d'un système réaliste d'exploitation de ces nouveaux « minerais » risque de nécessiter plus de 20-25ans (la durée des brevets)... La NASA en programme le développement depuis longtemps, en ciblant si possible les niches à rentabilité rapide : le comportement mécanique des milieux « granulaires » faiblement confiné a fait

partie de ses premières priorités lors des vols de Columbia, car il conditionne les accostages futurs.

Pour notre part nous, nous nous sommes intéressés au management des grains par des vibrations. Du point de vue des applications, on sait que de tels systèmes sont très utiles sur terre pour le transport, la gestion et la manutention des solides (bandes vibrantes transporteuses, compaction et le mélange des poudres, tri granulaire, mise en fluidification de trémie bloquée, ...). Peut-on extrapoler ces phénomènes en microgravité et les utiliser simplement ? Vouloir bâtir une expérience sur ce sujet est une gageure en soi ; il faut concevoir des protocoles simples et fiables de remplissage et de vidange automatiques, sans possibilité de blocage; il faut pouvoir modifier la géométrie des containers sans qu'il y ait fuite de grains, et tout cela avec le minimum d'intervention humaine... Ce projet a aussi une problématique fondamentale sous-jacente : si l'on secoue périodiquement un container fermé contenant une petite quantité de grains, les grains vont s'agiter et partir dans tous les sens. Peut-on assimiler ce système à une sorte de gaz de billes ? Peut-on alors utiliser les concepts classiques de physique statistique, issus de la thermodynamique, pour déterminer ses caractéristiques ? Faut-il dépasser ces concepts et définir d'autres grandeurs ? Nous avons eu la chance de proposer cette étude à l'Agence Spatiale Européenne (ESA) et au Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) qui l'ont retenue. Delà nous avons pu réaliser un certain nombre d'expériences en fusée sonde, dans un satellite chinois et dans l'Airbus A300-0g de Novespace-CNES, et d'autres projets sont en cours dans un second satellite chinois et dans la station orbitale. Je vais vous en décrire quelques aspects.

Je décrirai succinctement les aspects anciens (parties 1-3) déjà développés dans plusieurs autres Poudres et Grains [1-5], pour détailler plusieurs résultats récents (partie 4) obtenus par simulation numérique qui montrent que la distribution réelle des vitesses dans un gaz granulaires n'est jamais symétrique le long de l'axe de vibration, bien que la vitesse moyenne locale est nulle. *Ces deux conditions ne peuvent pas être prises en compte ensemble par la distribution classique de Boltzmann. On met donc ici en évidence un comportement spécifique des milieux granulaires dissipatifs que l'on doit pouvoir retrouver dans d'autres cas expérimentaux.*

1. Une bille dans un Billard :

Tout d'abord on a constaté qu'un milieu granulaire contenu dans une boîte vibrée en apesanteur n'a un comportement «gazeux» (cf. Figure 1) que lorsque la densité de ses particules n'est ni trop faible ni trop grande. Il faut en fait que le libre parcours moyen l_c de chaque grain soit de l'ordre de la taille L du container.

Nous avons montré [1] que s'il est nettement plus grand ($l_c > 10L$), les billes ne se rencontrent quasiment pas ; et les trajectoires restent linéaires, allant d'un bout à l'autre de la cellule ; elles reviennent ensuite en sens inverse en se réfléchissant sur la paroi ; les billes parcourent pratiquement le même chemin à l'aller et au retour si la

géométrie de la cellule est simple (carré, sphère), car le mouvement transverse est bloqué par la dissipation lors des chocs aux parois et le mouvement devient **quasi unidimensionnel**. Deux cas apparaissent alors, suivant les conditions d'excitation : Lorsque l'excitation sinusoïdale est faible, la vitesse des billes est erratique, variant en fonction des conditions des rebonds successifs ; mais elle devient presque constante à plus forte amplitude, quand le rapport b/L de l'amplitude b de vibration à la taille de la cellule L dépasse une certaine valeur liée au coefficient de rebond. Dans ce cas le mouvement de la bille se simplifie donc énormément et devient quasi-périodique et $1d$: On a alors un système totalement régulier et la (ou les quelques) bille(s) bougent en phase avec la cellule, parcourant la distance L en une ou deux périodes [1]. Enfin un troisième cas est possible en théorie, qui montre toute la complexité de ce système, (mais nous ne l'avons pas encore vérifié), il s'obtient lorsque le coefficient de rebond tend vers l'unité (rebond élastique) ; dans ce cas, on montre que le mouvement périodique de la bille perd sa stabilité, et que la vitesse de la bille redevient erratique d'une collision à l'autre ; ce cas est peu probable avec des billes, car la dissipation est trop grande ; mais c'est cette solution qu'on doit obtenir a priori pour une particule « quantique » confinée dans une boîte vibrée.

Pour en terminer avec le cas à « 1 bille », il faut aussi considérer des géométries de cellule plus complexes, avec des régions concaves et d'autres convexes, le système à 1 bille (ou à quelques billes) devrait pouvoir donner des trajectoires de géométries plus erratiques, voir chaotiques comme dans le cas du billard de Sinaï ; cette étude est très prometteuse car elle touche au fondement de la théorie du chaos, mais elle reste encore à faire (comme beaucoup d'autres travaux dans ce domaine).

2. Condensation et démon de Maxwell granulaire :

Lorsque le nombre de billes est trop grand, la dissipation l'emporte et le système est très difficile à exciter expérimentalement. De plus le mouvement est parasité par ce qu'on appelle le « g-jitter » ou « bruit de fluctuations de gravité » ; ce bruit est le résultat de plusieurs facteurs, (i) telle la rotation (contrôlée ou incontrôlée) de l'appareil sur lui-même (Airbus, fusée, satellite,...), (ii) tel un mauvais pilotage de l'engin, qui subit une dérive lente et aléatoire de la trajectoire autour de la trajectoire elliptique choisie, (iii) tel encore le mouvement « inconsideré » d'un astronaute si l'astronef est habité.... Ce bruit est relativement important dans l'Airbus ($\delta g/g=0.01-0.02$) ; il peut être très faible dans une fusée ou un satellite ($10^{-5}g$) ; et il est intermédiaire dans une station orbitale habitée ($10^{-4}g$).

Typiquement, ce bruit l'emporte sur le phénomène à étudier dès que le libre parcours moyen l_c est de l'ordre de $L/10$ à $L/20$ pour une fusée. Bien entendu, la valeur réelle dépend aussi du niveau d'excitation et de la dissipation par collision bille-bille, que l'on a supposée ici égale à 10-20%. Dans une expérience idéale, comme celle obtenue par simulation, les billes ne devraient probablement jamais être totalement à l'arrêt et les simulations prédisent mêmes différents phénomènes tels l'existence d'une sorte de condensation locale avec un système dense extrêmement

localisé entouré par un gaz, mais ceci n'apparaît que pour $l_c < L/20$ et n'a pas encore été observé.

Cette condensation est intéressante dans le principe car elle permettra la manipulation des grains et leur transfert d'un container à un autre : par exemple, considérons un container muni d'une séparation amovible percée d'une ouverture ; et considérons tout d'abord la cellule sans la séparation ; elle contient un gaz granulaire en équilibre dont la distribution est non uniforme (comme nous allons le voir par la suite); si maintenant on place la séparation perméable à un endroit adéquat, celle-ci peut forcer la « condensation » du milieu dans l'un des demi-containers (le premier), puis cette condensation attirera la quasi-totalité des grains sortant du second container ; on aura ainsi fabriqué une pompe différentielle à « sable » qui permettra d'activer une migration globale du système ; ce phénomène marche sur terre où il est baptisé « Démon de Maxwell granulaire » [2]. Marchera-t-il en microgravité ? On l'espère, et les expériences sont en cours de programmation; elles requièrent des durées d'expériences longues et une bonne qualité de microgravité, c'est-à-dire l'utilisation d'un satellite ou de la station orbitale. Mais rien n'est certain en ce domaine car il est peu défriché. Tout dépend aussi des propriétés réelles des gaz granulaires (que nous allons décrire maintenant); or cette étude nous a apporté son lot de surprises ; ceci nous permettra d'exemplifier pourquoi les simulations numériques sont très souvent inefficaces (voire contreproductives) si **on ne les associe pas à un protocole strict aussi cohérent et performant que ceux que les expérimentateurs ont mis en place pour les expérimentations** : Trop souvent on se contente d'identifier un paramètre pertinent et d'étudier son évolution en fonction des paramètres de simulations ; mais est-on toujours sûr que ce paramètre est le bon [2]? Ne faut-il pas d'abord analyser les résultats en détails ? Car dans tout système complexe non linéaire on risque un certain nombre de surprise. C'est ce que nous apprend la physique du désordre et celle de la matière molle ; c'est ce que la gestion des entreprises apprend aussi, qui nous dit qu'on peut faire des économies d'échelles, ou le génie des procédés, qui nous apprend que le fonctionnement d'un pilote n'est pas identique en fonction de sa taille...Mais c'est un autre problème.

3. Gaz granulaire, un cas « simple » de nano fluide :

Nous allons donc décrire maintenant quelques propriétés des « vrais » gaz granulaires, tout d'abord à partir des comportements typiques calés sur nos résultats expérimentaux, puis nous rappellerons la description conventionnelle classique, qui diverge sensiblement de l'exposé précédent mais qui semblait être étayée par de nombreux travaux numériques. Cette divergence nous a décidés à mener nous-mêmes une série de simulations (exposée en §-4). Leur analyse montrera l'inadéquation du modèle et confirmera notre compréhension des phénomènes.

3.a. Résultats expérimentaux

Comme nous l'avons déjà mentionné, un gaz granulaire simple n'existe qu'à grande dilution lorsque les collisions sont « raisonnablement » dissipatives (10-20%). Ceci se chiffre en termes de libre parcours moyen l_c entre 2 collisions ; pour un gaz granulaire contenant N particules, on trouve la condition $l_c > L/10$ à $L/20$. Cette condition peut s'exprimer aussi (i) en termes de densité réelle ρ ($\rho = N/L^3$) et de taille d des particules, grâce à la relation classique $\pi \rho l_c d^2 = 1$, ou encore (ii) en termes de nombre n de couches de grains qui recouvrent le fond du container quand les billes sont au repos et sous gravité ; en effet on obtient $l_c = L/(\pi n)$, puisque $n = Nd^2/L^2$; et on trouve alors $n < 3-6$!

Dans ces conditions le gaz est extrêmement raréfié et sa densité massique moyenne $4\pi\rho d^3/3$ est d'autant plus petite que la taille d des billes est petite ; ceci implique que la physique du système n'est pas « extensive », c'est-à-dire qu'elle varie avec la taille du système à densité constante : en d'autres termes, si l'on réunit deux systèmes identiques dans une même cellule de volume double, le comportement moyen dans cette cellule plus grande sera différent du comportement dans chacun des 2 systèmes pris isolément ; ceci est donc très différent de ce qui se passe pour un gaz ou pour un liquide classique pour lesquels on peut définir des grandeurs intensives (pression, température,...) qui ne varient pas en fonction de la taille du système et d'autres extensives (volume, entropie, énergie,...) qui varient proportionnellement au volume de l'échantillon.

Le régime pour lequel le gaz granulaire possède une **pression uniforme** est celui pour lequel les **grains ne se rencontrent presque pas (soit $l_c > L$ ou $n < 0.3$)** ; cela correspond au régime dit de *Knudsen* pour un gaz réel ; celui-ci s'obtient dans des cas de raréfaction extrême ou de nano-fluidique. C'est cependant ce type de régime qu'on peut approcher dans un gaz granulaire. Nous avons étudié ce cas. La distribution de vitesse y est très remarquable [3] avec une queue exponentielle [$p(v) = \exp(-v/v_0)$], loin de la distribution de Boltzmann classique. Nous n'aborderons pas ici ce cas précis. Nous avons proposé d'interpréter ce résultat à l'aide de deux modèles où les conditions aux limites jouent un rôle important : l'un des modèles propose que le gaz obéit au désordre optimal tout en étant contraint par des conditions aux limites de type « vélostatis » (et non thermostat). Le second modèle postule que le gaz est **diphase** avec des molécules presque à l'arrêt et d'autres qui gagnent de l'énergie par collision aux parois jusqu'à ce qu'elles rentrent en collision avec une bille presque à l'arrêt [3].

Si l'on augmente la densité, le milieu devient inhomogène comme le montre la Figure 1. La densification au centre est faible si $n_{\text{moyen}} < 1$, mais elle croît très vite avec n_{moyen} ; de plus cette zone dense est beaucoup moins mobile ; on peut donc l'appeler « amas », quoique les grains soient toujours libres ; cet amas est pris en sandwich entre deux couches de "gaz de Knudsen", très peu dense ; des mécanismes d'"évaporation" et de "condensation" des grains par l'amas assurent l'équilibre des différentes phases. De plus, on observe que le container se détache du gaz périodiquement au cours du mouvement (ceci est plus visible sur les cellules de gauche et du centre de la Fig. 1

que dans celle de droite où la déplétion existe quand même). Ceci indique que la vitesse moyenne des grains de la phase gazeuse est inférieure à la vitesse maximum du container; en d'autres termes, que les conditions d'excitation sont *supersoniques*.

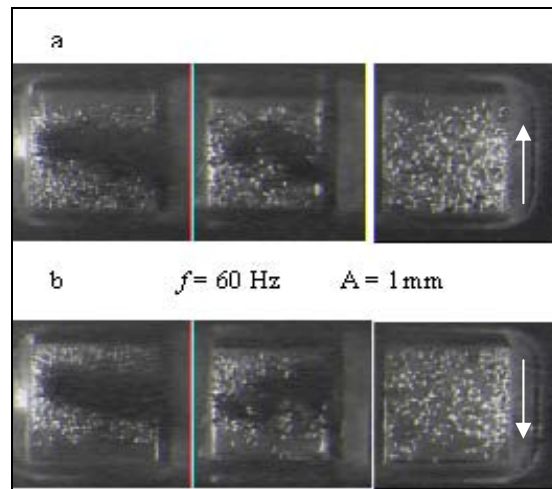


Figure 1: Billes vibrées en apesanteur ; Chaque cellule est cubique ($10*10*10\text{mm}^3$) et contient un nombre différent de grains, de gauche à droite, cellule contenant 3 couches de billes, 2 couche et 1 couche. Les cellules sont à leur apogée (Fig a), et (périgée (Fig b) et leur mouvement est vertical dans le sens de la flèche. Caractéristiques des vibrations : fréquence 60Hz, amplitude $A=1\text{mm}$, ici. On observe (i) la formation d'un amas dense entouré d'un gaz lâche dans le cas des deux cellules les plus denses, (ii) l'existence d'un gaz lâche dans la cellule la moins dense, (iii) le décollement du gaz de la paroi du haut (figures du haut) ou du bas (figures du bas), ce qui montre que l'excitation est « supersonique ».

Tout ceci permet de faire les remarques suivantes :

i) *Mécanique des milieux discrets-Mécanique des milieux continus* : Il est intéressant de rappeler que la description mécanique d'un gaz (d'atomes) à partir des équations de la mécanique des milieux continus ne s'applique que pour des volumes plus grand que le libre parcours moyen l_c . (Par exemple, les équations de propagation du son ne s'appliquent pas dans le cas d'un gaz de Knudsen). Le fait qu'un gaz granulaire n'existe pratiquement qu'en régime de Knudsen laisse présager quelques difficultés pour le décrire à partir des équations de la mécanique des milieux continus.

ii) *existence de discontinuités* : Revenons au caractère « supersonique » du couplage gaz paroi ; il est lié au caractère dissipatif des collisions billes-billes qui ralentit fortement la dynamique interne du gaz. En termes d'équations différentielles, ceci doit donner lieu à des équations de type hyperbolique, qui admettent des discontinuités (ondes de chocs), et non du type parabolique (comme dans le cas de l'élasticité) ; dans ces conditions il semble difficile de supposer la continuité des variables en tout point du milieu. D'un autre côté, la Figure 1 ne montre pas l'existence de telles ondes de chocs se propageant, et l'amas semble continu. Comment peut-on réconcilier ces points de vue ?

iii) *Problèmes de condition aux limites et remarque sur la notion de température* : L'utilisation de la notion de température granulaire T_g est peut-être dangereuse. En effet, cette expérience montre que le paramètre important qui contrôle la vitesse V des

particules est la vitesse $A\omega$ de la boîte ; d'autre part, les billes reçoivent une impulsion de la part de la paroi. La boîte doit-elle donc être considérée comme un *vélost* et non comme un *thermostat* ? est-ce une différence notable ? Par ailleurs la notion de thermostat fait appel à la notion d'équilibre énergétique et thermique ; dans notre cas au contraire, on injecte une vitesse ; donc même si l'on considère que c'est l'énergie d'injection qui est contrôlée, elle l'est par l'intermédiaire du carré de la vitesse ; l'énergie réelle injectée est donc différente pour des gaz de particules de masses m_1 et m_2 différentes l'énergie. Ainsi, 2 systèmes de particules ayant le même nombre de couches auront la même vitesse V mais pas la même « température granulaire » $T_g = mV^2/2$; d'où des difficultés pour imposer un équilibre thermique local près des bords en cas de mélange, ce qui peut expliquer le phénomène de ségrégation.

iv) Différence entre expérience en microgravité et expérience sur terre : Le fait que le milieu granulaire gazeux ne peut pas être complètement décrit par des équations de la mécanique des milieux continus est difficile à mettre en évidence sur terre, car les grains sont naturellement confinés par la gravité sur le fond du container, du coup les interfaces varient abruptement sur terre. Au contraire, en micropesanteur, les grains se rassemblent au centre, la densité des grains évolue lentement près des parois ce qui permet d'étudier correctement l'interface. De même sur terre le tas qui rebondit s'élève avec une certaine vitesse initiale V puis retombe poussée par la gravité ; le temps caractéristique $\tau = V/g$ est donc imposée par la gravité, ce temps est différent en impesanteur (où $\tau = L/V$).

v) Enfin, nous avons vu que le gaz granulaire en impesanteur s'obtient pour un nombre de couches n inférieur à 3-6 ; on peut vouloir comparer ce problème à d'autres phénomènes qui surviennent sur terre quand le nombre de couches est très faible (inférieur à 1.5) ; on tombe alors sur le problème de démon de Maxwell granulaire (que nous avons cité) et sur celui de la formation des oscillons, qui sont des structures dynamiques dissipatives.

3.b. Le modèle simple proposée par la littérature:

Nous allons confronter ces résultats à nos simulations, après avoir rappelé la base théorique proposée couramment dans la littérature. Le modèle de base est de considérer que les parois agissent comme un thermostat à température T [6, 7] ; ces parois excitent le milieu granulaire localement ; cette excitation se propage de proche en proche à travers le milieu, par collision, tout en se dissipant, puisque les collisions sont dissipatives. La dissipation locale se calcule à partir de la vitesse moyenne $\langle V \rangle$ locale des particules et de la densité ρ de particules. On obtient ainsi une distribution de densité de particules $\rho(z)$ et de température $T(z)$ semblable à celle de la Figure 2b. Ces deux grandeurs varient en sens inverse l'une de l'autre : la température est maximum près des parois et minimum au centre et l'inverse pour la densité ; de plus les distributions sont uniformes perpendiculairement à la direction de vibration (Oz) par raison de symétrie, si le coefficient de restitution paroi-bille vaut 1.

Dans ce modèle la distribution de vitesse est donc supposée être très proche de la distribution thermique locale et doit obéir à la statistique de Boltzmann $p(v, z) = \exp[-mv^2/(2k_B T(z))]$, où k_B est la constante de Boltzmann, que l'on a représentée aussi dans la Figure 2c ; dans ce modèle la **distribution de vitesse est donc (presque) isotrope** localement.

Les simulations [6] publiées dans la littérature semblent confirmer ce modèle [7]. Celui-ci nous semblait cependant très différent de ce que nous trouvions expérimentalement. Ceci nous a poussés à développer nos propres simulations.

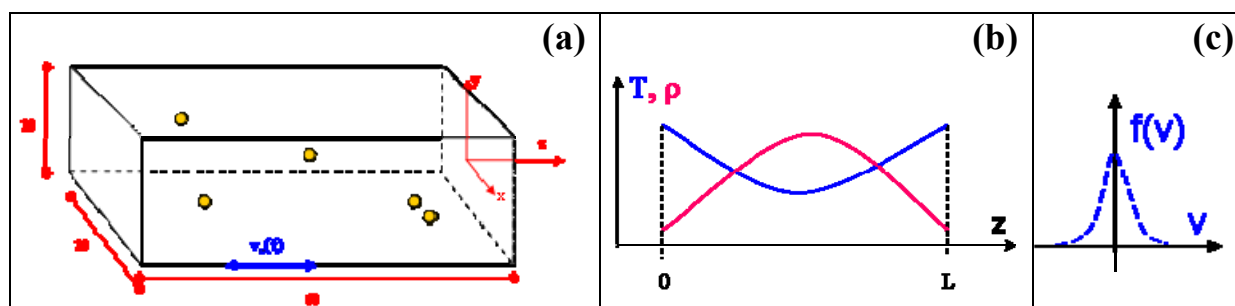


Figure 2 : (2a) schéma du container, (2b) Distribution de la température granulaire T et de densité locale ρ prévues par le modèle le long de l'axe de vibration (Oz), (2c) distribution $f(v)$ locale de la vitesse dans toutes les directions ; la largeur de la distribution est donnée par T locale.

4. Nos simulations :

Comme nous l'avons dit, si la plupart des simulations semblait confirmer ce modèle, celui-ci nous paraissait assez loin de nos résultats ; nous avons donc développé notre propre code de calcul et étudié le comportement du système pour différents types d'excitation (quasi-sinus, triangulaire et thermique, cf. Fig. 3a)), pour différents nombres N de billes et pour différent coefficient e de restitution bille-bille ($e = -\Delta V_{\text{après}}/\Delta V_{\text{avant}}$, où ΔV est la vitesse d'approche (ou d'éloignement) des billes avant (ou après) le choc). Dans un premier temps nous n'avons pas voulu introduire de rotation ni de dissipations tangentielles pour simplifier l'étude qui comporte déjà suffisamment de cas (144 cas correspondant à 8 nombres de billes différents ($N = 100, 500, 1200, 1600, 2000, 3000, 4000, 4500$)* 6 excitations * 3 coefficient e ($e=0.7, 0.8, 0.9$)). (Nous voulions tester en particulier l'effet des différentes formes d'excitation car il nous semblait bizarre que nous ne puissions pas les corrélérer aux différentes distributions obtenues, comme l'affirmait un certain nombre d'articles). Avec ces simulations, nous nous sommes donné les moyens de déterminer la répartition spatiale des billes, leur distribution de vitesse en tout point de la cellule et dans toutes les directions... On peut suivre aussi l'évolution de ces distributions au cours de la simulation pour s'assurer que le système converge vers un état dynamique stationnaire.

La totalité de ces résultats est publiée dans les articles précédents celui-ci [8], sans commentaire. Ils ont été exposés récemment dans plusieurs congrès dont nous

avons publié les transparents [8b]. Nous voulons ici exposer clairement ce qui ne convient pas dans le modèle précédent [7] (§-3.b). Nous ne nous intéresserons donc ici qu'aux systèmes relativement denses ($N > 800$) pour lequel un amas commence à se former au centre de la cellule et pour lequel des effets d'excitation « supersonique » doivent être visibles.

4.a. Distribution V_x ou V_y :

Dans le cas particulier qui nous intéresse, le gaz granulaire est assez dissipatif. On supposera donc que la distribution des vitesses dépend de l'emplacement dans la cellule et on en rendra compte en traçant la distribution de vitesse des billes en tout point de cette cellule. Cependant, nous ne cherchons pas à étudier la formation d'amas dans la direction perpendiculaire à z , ce qui est vérifié tant que la densité de grains est faible ($N < 5000$ dans notre cas).

On trouve bien que dans toutes nos simulations [8], Les distributions sont homogènes dans les couches à z constant. De plus, on observe que pour les mouvements parallèles à x ou à y , les distributions $p(V_x)$ et $p(V_y)$ sont symétriques par rapport à la vitesse nulle comme l'indique la Figure 3b, et comme l'impose la symétrie du système. La largeur $\delta V_{x,y}$ de ces distributions est liée à la température granulaire selon x ou y , suivant la loi $\delta V_{x,y} = (2k_B T_{x,y}(z)/m)^{1/2}$. De plus, on trouve $T_x(z) = T_y(z)$ comme l'impose la symétrie. Dans ce cas, modèle et simulations sont donc conformes.

Nous ne pousserons pas plus avant l'étude des différences des vitesses V_x et V_y . Et renonçons à étudier la nature de la queue des distributions des vitesses. Sont-elles vraiment gaussiennes ?

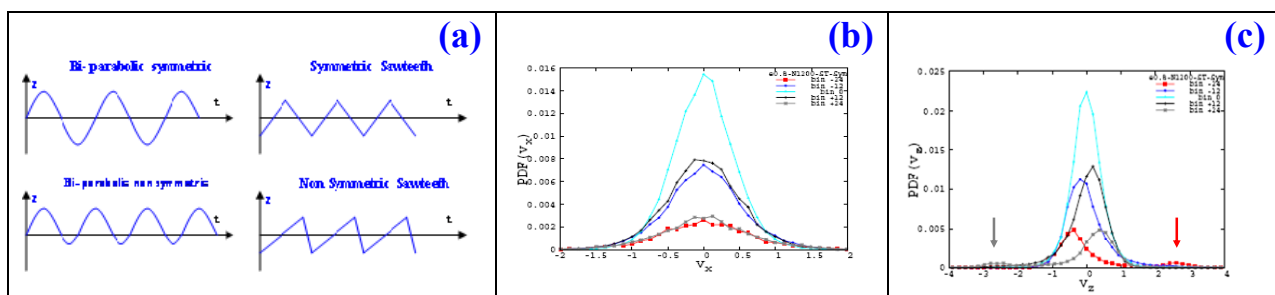


Figure 3 : Résultats de nos simulations numériques pour $N=1200$ et une excitation en dents de scie symétrique dans une boîte de $20d \times 20d \times 60d$ et un coefficient de restitution normal $e = 0.8$: (3a) Différents types d'excitation testés. Résultats des simulations obtenues avec une excitation en dents de scie symétrique (3b et 3c). (3b) Distribution des composantes V_x ou V_y de vitesse dirigées le long Ox et Oy (i.e. perpendiculaire à la vibration Oz) pour différentes positions z ; ces distributions sont symétriques (courbes rouge et grise: $z = L/10$ & $9L/10$, près des murs latéraux; courbes bleu et noir: $z = 3L/10$ & $7L/10$ (milieu-gauche et milieu-droit), bleu vert : au centre $z = L/2$); ces courbes sont symétriques. (3c) Distribution des composantes V_z de vitesse dirigées le long de Oz (i.e. parallèlement à la vibration Oz) pour différentes positions z dans la boîte; ces courbes ne sont pas symétriques (sauf au centre de la boîte); on aperçoit un second pic pour les positions très latérales; ces pics apparaissent mieux en coordonnées log-linéaire (cf. Fig. 4) (rouge : $z = L/10$, (près du mur gauche); bleu : $z = 3L/10$ (milieu-gauche); bleu vert : $z = L/2$ (au centre); noir : $z = 7L/10$ (milieu-droit); gris : $z = 9L/10$ (près du mur droit)).

4.b. Distribution V_z :

Par contre on s'aperçoit que les distributions des vitesses V_z dans la direction Oz ne sont pas symétriques quand on s'approche des bords $z=0$ et $z=L$ du container. Ceci s'explique par le transfert d'impulsion lors du choc aux parois : les particules qui avancent lentement vers la paroi mobile, s'en éloignent ensuite rapidement après le choc. Pour visualiser l'effet de l'excitation à la paroi plus précisément il vaut mieux utiliser un mouvement en dent de scie à vitesse V_e constante comme nous le montrons dans les Figures 3c & 4a. Dans ce cas on voit un seul pic de vitesse centrée autour de $V_z=0$ pour les billes au centre de la cellule ($z=L/2$) ; ce pic, d'amplitude ρ_0 pour $z=L/2$, diminue et se décale/s'excentre légèrement sur la droite pour les billes dans la partie droite de la cellule (et réciproquement sur la gauche pour les billes de la partie gauche) ; de plus sa largeur δV_z est très inférieur à V_e et évolue aussi en fonction de z .

Mais, pour les distributions proches d'un des murs latéraux (gauche $z=0$, ou droit $z=L$), on aperçoit en plus un nouveau pic, plus faible, qui apparaît respectivement au dessus de $+2V_e$ et au dessous de $-2V_e$. Ce pic, de largeur égal au pic central δV_z , correspond aux particules revenant au centre de la cellule après avoir rebondi sur la paroi et ayant pris de la vitesse ; il est donc normal que leur vitesse moyenne soit plus grande que $|2V_e|$, et que la largeur de leur distribution soit égale à la largeur δV_z de la vitesse thermique des particules incidentes, lentes, où l'on définit toujours la température par $\frac{1}{2}m(\delta V_z)^2/k_B = T_z(z=0 \text{ ou } L)$.

La position ($\pm 2V_e$) de ce pic est tel que $\delta V_z \ll 2V_e$ quand le nombre de particules est grand (plus d'une couche de billes), **ce qui démontre le caractère « supersonique »** du mouvement de la paroi (comme cela est observé expérimentalement) ; enfin ce deuxième pic d'amplitude ρ_{\max} diminue de hauteur au fur et à mesure que l'on considère des couches de plus en plus proches du centre ($z=L/2$) : il part de la valeur ρ_e à $z=0$ (ou $z=L$), puis il se noie dans la queue des billes lentes. La raison en est que ces billes rapides se désexcitent par collision avec des billes lentes du « bain thermique » au fur et à mesure qu'elles progressent vers le centre de la cellule ; l'amplitude du second pic sera égale à $\rho_{\max} = \rho_e/2$ lorsque la distance de la couche traversée depuis la paroi sera égale au libre parcours moyen des billes provenant des parois. Puis la distribution générale redeviendra plus symétrique passée cette distance et ne présentera plus qu'une seule bosse centrée sur $V_z=0$, vers le centre de la cellule (cf. Fig. 4a).

4.c. Brisure de symétrie des distributions de vitesse selon Oz :

On constate aussi que les 2 pics (central ρ'_0 et latéral $\rho_e = \rho_{\max}$) près des parois n'ont pas la même hauteur ($\rho'_0 \gg \rho_{\max} = \rho_e$), de telle sorte que le pic latéral peut sembler négligeable. En fait il n'en est rien car en le négligeant on introduirait un dysfonctionnement énorme en brisant une règle de conservation : en effet, le système est supposé être en régime permanent (et de fait il l'est), ce qui impose que le flux de particules traversant un plan à z donné dans une direction donnée ($+z$ ou $-z$) doit être

égal au flux en sens inverse, ce qui impose approximativement $\rho_o \delta V_z \approx \rho_e (2V_e + \delta V_z)$. Le rapport des ordonnées des pics (i.e. l'amplitude) est donc en sens inverse du rapport de leurs abscisses (i.e. la vitesse), puisque δV_z est petit. Ceci indique l'existence d'une brisure de symétrie entre les deux directions $\pm z$, brisure imposée par le mode d'excitation. Cette brisure de symétrie n'est pas prise en compte dans le modèle thermique proposé dans la littérature.

Cette brisure de symétrie est importante, et elle a d'autres conséquences comme nous allons le voir, car elle se propage jusqu'au centre du système: pour le démontrer, on peut considérer en tout lieu les particules (+) allant vers les $z > 0$ et les différencier de celles (-) allant vers les $z < 0$. Considérons alors un plan fictif parallèle au plan xOy et traversant la cellule en une abscisse quelconque z ; on peut mesurer les densités locales N_+ et N_- de particules qui vont traverser ce plan dans un sens (+) ou dans l'autre (-); ou encore on peut mesurer les vitesses moyennes V_+ et V_- de ces particules N_+ et N_- , ou bien les pressions P_+ et P_- exercées par les particules (+) et (-) en traversant ce plan ou enfin les températures T_+ et T_- des deux sous-ensembles.

C'est ce que nous avons fait pour l'ensemble de nos simulations, même si nous ne représentons dans la Fig. 4b & 4c que les courbes de températures et de pressions du cas étudié ici. On voit ainsi que l'équilibre thermodynamique $T_+ = T_-$, $P_+ = P_-$, $N_+ = N_-$, $V_+ = V_-$ n'est atteint qu'au centre de la cellule. Ceci démontre la non-concordance entre la physique et le modèle de la littérature exposé plus haut, car ce modèle ne respecte pas une règle de conservation de base imposée par les conditions aux limites.

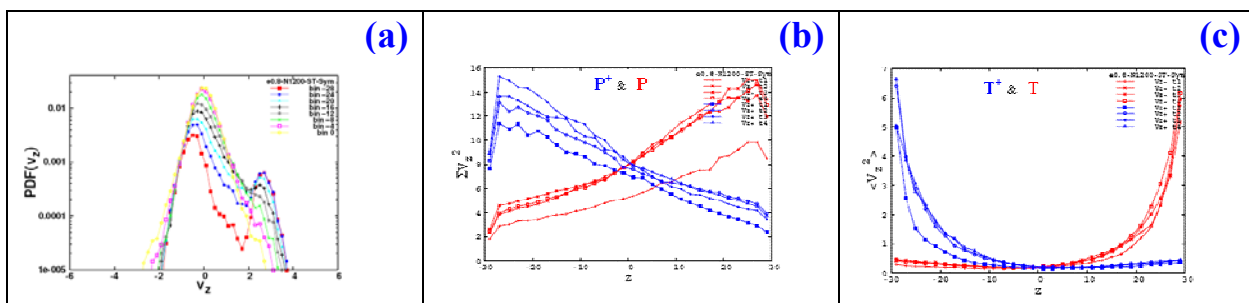


Figure 4 : Résultats de nos simulations numériques (même paramètres que dans la Figure 3, dents de scie, $N=1200$, $e=0.8$) : (3a) Les courbes de distribution de vitesse selon Oz (cf. Fig. 3c), tracées en différentes position z et en coordonnées log-linéaire : courbe rouge $z=L/30$, courbe bleu $z=L/10$, bleu vert $z=L/6$, courbe noir $z=7L/30$, courbe gris $z=3L/10$, courbe vert $z=11L/30$, courbe violet $z=13L/30$, courbe jaune $z=L/2$. **Résultats de simulations avec des dents de scie symétriques (3b et 3c).** (3b) Distribution des composantes de pressions P^+ et P^- par les billes traversant un plan parallèle à xOy de la gauche vers la droite T^+ et de la droite vers la gauche T^- , en fonction de z . (3c) Distribution des températures granulaires dans la direction Oz pour les billes allant vers $+z$ (T^+) et $-z$ (T^-) Les 4 courbes de P^+ , P^- , T^+ , T^- sont obtenues après 4 temps différents, ce qui permet de mesurer la convergence de la dynamique vers un état stationnaire.

Bien sûr, nous avons pris ici le cas le plus explicite (excitation en dents de scie), celui pour lequel la vitesse aux parois est constantes. Que se passe-t-il donc lorsqu'on prend des modes d'excitation différents (sinus, double parabole tête-bêche, conditions thermique asymétriques).

Nous rappelons que si $N(V) d\Omega$ est la densité locale de particules à vitesse V dans le volume $d\Omega$, les paramètres précédents sont donnés par les intégrales partielles sur les vitesses positives (ou négatives) suivantes :

$N_+ d\Omega = d\Omega \int_{V_z > 0} N(V_z) dV_z$	$N_- d\Omega = d\Omega \int_{V_z < 0} N(V_z) dV_z$
$F_+ = \int_{V_z > 0} N(V_z) V_z dV_z$	$F_- = \int_{V_z < 0} N(V_z) V_z dV_z$
$P_+ = \int_{V_z > 0} N(V_z) (V_z)^2 dV_z$	$P_- = \int_{V_z < 0} N(V_z) (V_z)^2 dV_z$
$T_+ = \int_{V_z > 0} N(V_z) (V_z)^2 dV_z / N_+$	$T_- = \int_{V_z < 0} N(V_z) (V_z)^2 dV_z / N_-$

4.d. Autres types d'excitation :

La Fig. 5 donne les résultats des distributions V_z obtenus avec d'autres types d'excitations (thermique ou sinus). Dans cette Fig. 5, comme dans le cas de la Fig. 4, on distingue clairement une dissymétrie des distributions de vitesse V_z dans les parties latérales gauche et droite de la cellule, ceci tant dans le cas (a) correspondant à une excitation sinusoïdale, que dans le cas (b) pour une excitation thermique.

On remarque enfin une dissymétrie supplémentaire dans le cas de la Fig. 5b ; celle-ci est causée par une différence de « température d'excitation » ($T_1 \neq T_0$) entre les bords gauche et droit de la cellule.

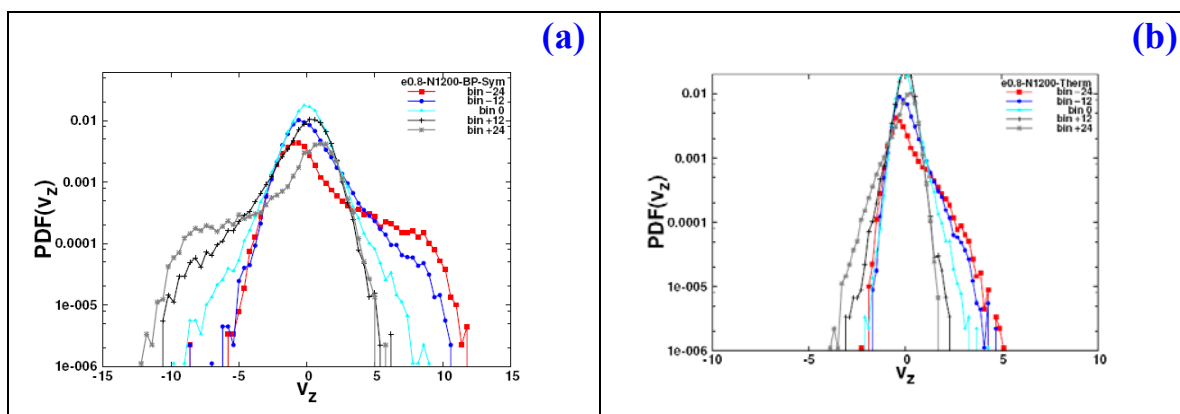


Figure 5 : distribution de vitesse V_z en fonction de la position z dans la cellule pour (a) une excitation bi-parabolique (sinus) et (b) thermique. Nombre total de particules $N= 1200$. Près des bords ($z=0, z=L$) les distributions ne sont pas symétriques. La dissymétrie est cependant plus faible que dans la figure 4. En (b), les deux températures latérales d'excitation sont différentes ($T_{droit}=T_1=2T_0$), ce qui donne une asymétrie différente.

Les Figs. 4 & 5 montrent aussi que les distributions des vitesses locales dépendent du type d'excitation utilisé, *i.e.* sinus, dents de scie, thermique. Ceci dit, ces

variations sont moins sensibles sur les paramètres moyennés tels que vitesse moyenne, vitesse locale, ou température locale.

La Fig. 6 donne les distributions du nombre $N_{tot}(z)$, $N_+(z)$, $N_-(z)$ de particules, de température $T_+(z)$, $T_-(z)$ et de pression $P_+(z)$, $P_-(z)$ pour des excitations bi-parabolique symétrique (a,b,c) d'une part, et thermique à 2 températures ($T_1=2T_0$) d'autre part. Comme dans le cas de la Fig. 4, la dissymétrie des distributions de vitesse V_z s'observe en tout point de la cellule grâce à la distribution des températures T_+ et T_- et des pressions P_+ et P_- , et ce quel que soit le type d'excitation utilisé. On peut donc conclure que cette dissymétrie de vitesse existe partout dans la cellule. Ceci est en désaccord avec le modèle proposé dans la littérature (§-3.b) ; par ailleurs cette dissymétrie n'est jamais pris en compte dans les articles traitant de simulations des gaz granulaires. Au meilleur des cas les articles donnent les distributions de vitesse moyennées sur l'ensemble de la cellule.

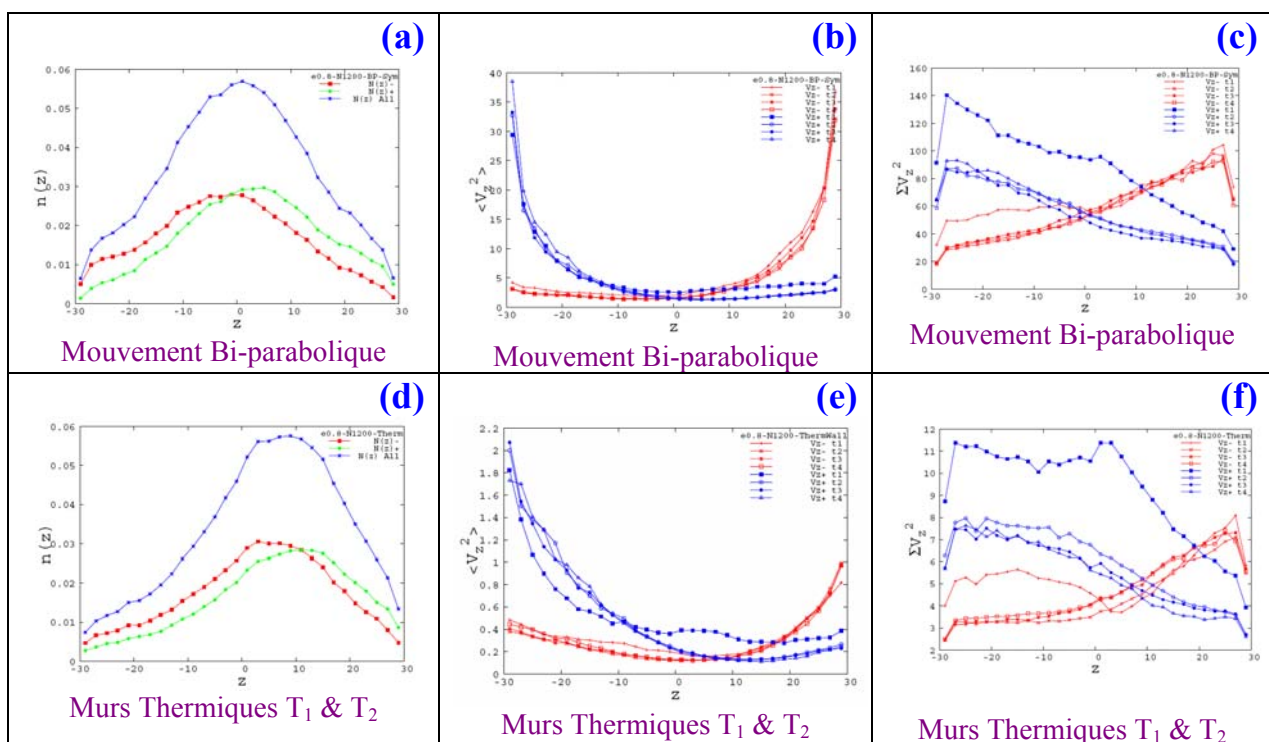


Figure 6 : Distributions du nombre $N(z)$, $N_+(z)$ & $N_-(z)$ de particules (a, d), de la température T_+ & T_- (b,e) et de la pression P_+ & P_- pour une excitation bi-parabolique symétrique (courbes a,b,c) et une excitation thermique avec de températures différentes T_1 et T_2 au bord (courbes d,e,f). Les quatre courbes de la même couleur correspondant à des moyennes à différence instant de la simulation ; elles montrent la convergence de la simulation vers un état stationnaire.

Remarque sur les conditions d'excitation aux parois : Nous avons étudié des cas d'excitation symétrique et d'autres non symétriques, tels que dents de scie symétriques et non symétriques, doubles paraboles tête-bêche symétriques et non symétriques. Dans le cas de l'excitation thermique nous n'avons pour l'instant étudié que le cas non symétrique $T_1 = 2T_0$, cf. Fig. 6. Nous n'avons pas cherché à résoudre le cas d'une excitation purement sinus, trop coûteuse en temps de calcul. Nous l'avons approximé

par un mouvement aux parois en forme de deux portions de paraboles mises tête-bêche ; ceci permet de calculer les temps de collision exactement ; la méthode classique d'approximation [6] ne permet pas en effet de faire des calculs exacts lorsque la vitesse de particules est très inférieure à la vitesse moyenne des parois [9].

4.e. Etat stationnaire :

Dans les Figs 4-6, nous avons tracé les courbes correspondant à quatre temps différents (t_1 , $2t_1$, $3t_1$ et $4t_1$) après le début des simulations. Ceci permet d'étudier/démontrer la convergence du calcul vers un état stationnaire dynamique ; la période d'intégration t_1 est constante pour un nombre total de particules donné, et les courbes donnent donc l'évolution au cours du temps des moyennes temporelles (sur t_1) du nombre de billes, des températures et des pressions locales. Ces courbes sont stationnaires, si l'état est stationnaire.

On constate que les courbes des Figs. 4-6 tendent bien vers une limite commune au bout d'un certain temps, ce qui démontre la stationnarité de l'état final. Cependant dans un certain nombre de cas de [8], lorsque que $N > 3000$, les courbes tracées à différents temps continuent d'évoluer, montrant la non stationnarité du régime (cf. [8]) et prouvant qu'il faut augmenter le temps d'intégration.

4.f. Discussion :

Essayer de traiter les systèmes complexes est souvent une nécessité, car le monde est complexe. Cependant, cet exemple montre aussi à quelle difficulté on peut se heurter : qui dit système complexe dit grand nombre de paramètres, et donc grand nombre de simulations fastidieuses ; mais ce n'est pas tout car il faut ensuite ranger les résultats, c'est-à-dire souvent introduire une idée « simple » supplémentaire qui rend compte d'une incompatibilité du comportement champ moyen.

Apprendre à reconnaître les cas inadéquats est la base de la méthodologie expérimentale. Cela requiert souvent une étude systématique coûteuse qui est le prix à payer pour éviter les erreurs, mais qui est la base du développement de notre société, technique et scientifique ; et contribuer à créer, promouvoir et maintenir cette tradition a été le rôle des grands scientifiques.

Dans le cas présent, l'étude systématique nous a demandé de tracer 6000 courbes différentes, puis d'introduire un paramètre simplificateur inhabituel et de démontrer son efficacité. Mais sans le respect de cette procédure, le scientifique met en cause la base de son savoir-faire et sa raison d'être.

Dans le cas présent, beaucoup de spécialistes de simulation ont trouvé probablement que c'était payer trop cher, à moins qu'ils aient manqué d'idée pour interpréter les divergences. En tout cas à ma connaissance, les résultats publiés ne s'intéressent pas aux distributions locales, mais bien aux distributions moyennées globalement sur tout l'échantillon.

On voit bien que si on fait cela avec les courbes des Figs. 3 et 5a la distribution globale des vitesses redevient symétrique. De plus on constate que les résultats que

l'on obtient à partir de la Fig. 3 se comparent correctement avec ceux publiés dans [10](avec la même série de paramètres de simulation). Nos résultats sont donc compatibles avec ceux de la littérature.

Enfin, il faut remarquer que la même procédure de moyennage des distributions appliquée à la Fig. 5b donne une figure qui reste dissymétrique. La cause en est la différence d'excitation des deux côtés opposés de la cellule. Cette nouvelle dissymétrie n'est donc pas équivalente à la dissymétrie que nous avons mis précédemment en évidence ; **ceci montre bien la difficulté à traiter ce genre de système complexe.**

Applications futures possibles : ces résultats montrent que la distribution réelle des vitesses dans un gaz granulaire dissipatif peut ne pas être symétrique, bien que la vitesse moyenne locale reste nulle. **Ces deux conditions ne peuvent pas être prises en compte ensemble par la distribution classique de Boltzmann. On vient donc de mettre en évidence un comportement spécifique des milieux granulaires dissipatifs.** Celui-ci doit être général et on doit pouvoir retrouver dans d'autres cas expérimentaux. La question est donc maintenant où a-t-on le plus de chance de le retrouver.

Il est probable par exemple qu'il intervient dans beaucoup de systèmes vibrés sur terre, bien que la mise en évidence du phénomène soit rendu plus difficile dans ce cas, car le milieu est comprimé par la gravité. Ceci rend difficile une étude locale des distributions. Cependant, il faut probablement chercher ces mécanismes dans les gaz granulaire sous vibration verticale ou horizontale, dans l'effet Leidenfrost granulaire, ou dans la génération d'oscillons,...

Par ailleurs, il faudra aussi envisager la possibilité d'existence de ce type de phénomène dans les écoulements granulaire rapide. En effet, ce que montre cette expérience est l'existence de structures qui ne sont pas à l'équilibre thermodynamique et qui génère plusieurs espèces (ici 2, mais pourquoi pas 3 ou 4,...) en interaction collisionnelle. Les écoulements rapides avec variation de densité sont susceptibles d'engendrer ce type de phénomène.

5. Conclusion :

La mécanique des milieux granulaires en micropesanteur est donc souvent source de résultats nouveaux et les comportements sont différents des comportements attendus. Par exemple nous n'avions pas prévu de nous attarder sur le cas d'une bille ; et l'expérience a été réalisée pour calibrer le coefficient de restitution ; ce comportement n'était pas décrit dans la littérature, il nous a étonné ; de là est née une méthode plus précise de mesurer le coefficient de restitution en l'absence de rotation.

De même le comportement du gaz granulaire que nous avons décrit est très différent des écoulements à l'équilibre thermique. La dissymétrie locale entre les billes à vitesses positive et négative est une conséquence du mode d'excitation ; elle n'est pas réductible à une moyenne ; elle se propage à tout l'échantillon : chaque catégorie a sa propre température, différente de l'autre sauf en un point de la cellule ; elle provoque une différence locale de pression qui maintient le système dans son état

stationnaire, plus dense au centre qu'aux parois. Les billes semblent appartenir à deux catégories différentes ; pourtant les billes peuvent passer d'une catégorie à l'autre par simple collision ; elles sont donc interchangeables, ce qui veut dire qu'on ne peut pas rendre compte du système en introduisant simplement deux classes/espèces de particules (il faudrait alors aussi donner des conditions de transmutation). Enfin la vitesse locale moyenne de l'ensemble des deux classes est nulle (en tout point du système) puisque l'état mécanique est stationnaire ; la distribution de vitesse de l'ensemble formé des deux classes a donc une moyenne nulle (i.e. vitesse moyenne nulle), mais l'écart-type (T^+) de l'aile positive de la distribution est différent de celle (T^-) de l'aile négative. La distribution n'est donc pas gaussienne et elle présente une dissymétrie fondamentale qui augmente avec la distance par rapport au centre de la cellule, comme si les entités + et - provenaient de deux systèmes distincts. C'est la raison pour laquelle le modèle « thermique » proposée par la littérature, et exposé plus haut, ne peut pas être correct.

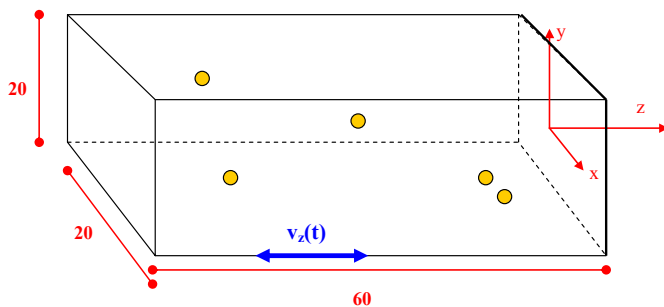
En conclusion, il me semble que les caractéristiques du phénomène que nous venons de caractériser est très loin des formulations classiques à l'équilibre, et requiert probablement d'introduire des outils mathématiques et des concepts spéciaux.

Ceci est un résumé des premiers pas de cette discipline. Il montre la complexité du comportement des milieux granulaires, ainsi que son originalité. Bien d'autres résultats devront être réalisés pour permettre à l'homme d'utiliser la matière granulaire en micropesanteur comme il l'utilise sur terre; citons par exemple les problèmes de mélange et de ségrégation, de mise en écoulement et de convection, de transport, les problèmes d'impacts ou de broyage, de compactage, voir de combustion,

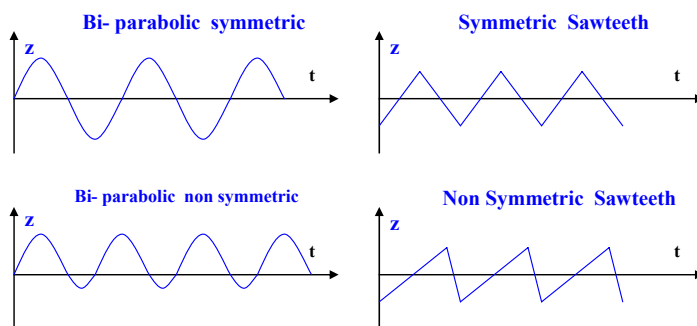
Acknowledgements: CNES, CNSA, ECP, ESA and IOP-CAS are greatly thanked for partial funding. This work has been obtained during a 1-year stay of Liu Rui in Lab MSSMat which has been supported by China grant.

Appendix : Simulation technique

A program of molecular dynamics working in C has been used to simulate the dynamics of a colliding gas of equal spheres with dissipation, with equal mass m . Ball-ball collision is treated using inelastic restitution coefficient $e=v_f/v_i$ ($=0.9, 0.8$ or 0.7), excluding rotation effects and rotation parameters. Ball diameter D is the space unit ($D=1$). Rectangular box is used with dimension $(x,y,z) = (20*20*60)$. Oz is along vibration; Transverse directions are Ox and Oy, no transverse motion of the box is imposed.



(a) The shape of the container



(b) Different excitation types of the vertical walls

We study 3d dynamics of N spheres ($N=100, 500, 1200, 2000, 3000, 4000, 4500$) with different excitation (symmetric and non symmetric bi-parabola and sawteeth drivings, thermal excitation ($\exp(-v^2/kt)$). In thermal excitation, balls which collide with moving wall get a random distribution according to the thermal noise. In bi-parabolic driving, the wall speed is assumed continuous and acceleration $+\Gamma_1$ is applied during T_1 , then changes to $-\Gamma_2$ during T_2 and conversely; so a period $T=T_1+T_2$, and the continuity condition leads to $\Gamma_1 T_1 = \Gamma_2 T_2$. This excitation is quite similar to a symmetric sinus wave when $\Gamma_1 = \Gamma_2$.

The program finds ball-ball and ball-wall collisions and the snapshots of ball positions and speeds are recorded every $(N/10)$ collisions; The program stops after $100*N$ collisions and contains $1000*$ snapshots of 3d- cell and balls. Steady state is obtained after some time. The cell is cut into 59 bins perpendicular to vibration direction, and the different local quantities are averaged over two consecutive bins.

Dynamics is studied in displaying different parameters such as the **probability distribution functions (pdf)** of the speed coordinates V_z , and V_x (along and perpendicular to excitation respectively) at different position z , the density distribution $n(z)$, the speed distribution $V_z(z)$ as a function of the position z , the mean speed $\langle V_z \rangle = \sum_{\text{particles}} m V_z / (\sum_{\text{particles}} m)$, which is also the mean flow, the mean temperature $kT/m = \sum_{\text{particles}} V_z^2 / (\sum_{\text{particles}})$ and the mean pressure $P_z = \sum_{\text{particles}} m V_z^2$. Only normal restitution coefficient e is introduced to take account of dissipation; No rotation and friction is included.

We also separate the particles into two sets at a given instant, *i.e.* those ones which move towards z^+ (positive V_z), and those ones which move towards z^- (negative V_z) and we plot the same quantities with respect to these directions, *i.e.* the density distribution $n^{(\pm)}(z)$, the speed distribution $V_z(z)$ as a function of the position z , the mean speed $\langle V_z^{(\pm)} \rangle = \sum_{\text{particles}} m V_z^{(\pm)} / (\sum_{\text{particles}} m)$, which is also the mean flow in + or - z , the mean temperature $kT/m = \sum_{\text{particles}} (V_z^{(\pm)})^2 / (\sum_{\text{particles}})$ and the mean pressure $P_z = \sum_{\text{particles}} m (V_z^{(\pm)})^2$, on graphs.

Figure symbols and abbreviations:

e0.9: coefficient of restitution $e = 0.9$	N***: number of particles $N = ***$	BP: bi-parabolic driving
ST: saw-tooth driving	Sym: symmetrical driving	Nsym: Non-symmetrical driving

References

- [1] **billiard** : P.Evesque, *Poudres & Grains* **13**, 40-73 (2002), « Quelques Aspects de la Dynamique des Milieux Granulaires » ; http://www.mssmat.ecp.fr/IMG/pdf/poudres13_4-dyn.pdf ; P. Evesque, *Poudres & Grains* **12**, 17-73 (2001), « The Thermodynamics of a Single Bead in a Vibrating Container » ; P. Evesque, *Poudres & Grains* **14**, 8-53 (2004) (voir Appendice de “New corner stones in dissipative granular gases : On some theoretical implication of Liouville’s Equation in the physics of loose granular dissipative gases”); P. Evesque, F. Palencia, C. Lecoutre-Chabot, D. Beysens and Y. Garrabos, "Granular gas in weightlessness: the limit case of very low densities of non interacting spheres", ISPS 2004 (Toronto- 23-27 may 2004); *Microgravity Sci. Technol.* XVI-1, 280-284 (2005); M. Leconte, Y. Garrabos, F. Palencia, C. Lecoutre, P. Evesque, D. Beysens, "Inelastic ball-plane impact: An accurate way to measure the normal restitution coefficient", *Appl. Phys. Lett.* **89**, 243518 (2006).
- [2] **Démon de Maxwell**: J. Eggers, “Sand as a Maxwell demon”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5322-25, (1999); J. Javier Brey, F. Moreno, R. Garcia-Rojo and M. J. Ruiz-Montero, "Hydrodynamic Maxwell Demon in granular systems", *Phys. Rev. E* **65**, p. 11305 (2001) ; P. Jean, H. Bellenger, P. Burban, L. Ponsou & P. Evesque, "Phase transition or Maxwell’s demon in Granular gas?", *Poudres & Grains* **13** (3), 27-38 (juillet-Août 2002); R. Mikkelsen, K. van der Weele, D. van der Meer, M. van Hecke and D. Lohse, “Small-number statistics near the clustering transition in a compartmentalized granular gas”, *Phys. Rev. E* **71**, p. 41302 (2005); A. Barrat & E. Trizac, "A molecular dynamics “Maxwell Demon” experiment for granular mixtures", ArXiv:Cond-mat/0212054v1 (dec 2002) ; P. Evesque, “ How one can make the bifurcation of Maxwell’s demon in Granular Gas Hyper-Critical ”, *Poudres & Grains* **16** (1), 1-20 (Février 2007); P. Evesque, “Cyclic Maxwell Demon in granular gas using 2 kinds of spheres with different masses” *Poudres & Grains* **16**, 23 (2007)
- [3] **gaz granulaire avec $n < 1$** : M. Leconte, Y. Garrabos, E. Falcon, C. Lecoutre-Chabot, F. Palencia, P. Evesque, D. Beysens, "Microgravity experiments on vibrated granular gas in dilute regime: non classic statistics", *Journal of Statistical Mechanics: Theory and experiment*, P07012 (2006); P. Evesque, Y. Garrabos, C. Lecoutre, F. Palencia, and D. Beysens, in *Powders & Grains 2005*, (Garcia-Rojo, Herrmann, McNamara ed., Balkema 2005), pp. 1107-1111 ; P. Evesque, *Poudres & Grains* **14**, 8-53 (2004)
- [4] **gaz granulaire avec $n < 1$** : P. Evesque, *Poudres & Grains* **15**, 1-16 (2005); P. Evesque, *Poudres & Grains* **15**, 18-34 (2005); P. Evesque, "A model of dissipative granular gas: the ultimate case of complete inelasticity of grain-grain collision", *Powders & Grains 2005*, Stuttgart, July 18-22, 2005, in *Powders & Grains 2005*, (Garcia-Rojo, Herrmann, McNamara ed., Balkema 2005), pp. 1131-1134;
- [5] **gaz granulaire, $1 \leq n < 10$** : E. Falcon, R. Wunenburger, P. Evesque, S. Fauve, C. Chabot, Y. Garrabos & D. Beysens; *Phys. Rev. Lett.* **83** (12 juillet 1999) 440-443 ; P. Evesque: Comparison between Classical-Gas behaviours and Granular-Gas ones in micro-gravity : *Poudres & Grains* **12**, 60-82 (2001); P. Evesque, *Poudres & Grains* **13**, 40-73 (2002) ; P. Evesque, *Poudres & Grains* **14**, 8-53 (2004) ; P. Evesque, *Poudres & Grains* **16**, 38-62 (2007); P. Evesque, A. Garcimartin, D. Maza Ozcodi, N. Vandewalle, Y. Garrabos, C. Lecoutre, D. Beysens, X. Jia, M. Hou ; (JASMA); J. Jpn Soc Microgravity Appl. **25**, 447-452 (ou 623-628) (2008); M. Hou & P. Evesque, In *Advances in Microgravity Science*, edited W.R. Hu research Signpost (Research Signpost, Transworld Research Network, Kerala, India, 2008)
- [6] T. Poschell & S. Luding, *Granular Gases*, Lectures Notes in Physics **564**, (Springer-Verlag, Berlin, 2001); *Granular Gas Dynamics*, Lectures Notes in Physics **624**, edited by T. Poschel and N. V. Brilliantov, (Springer-Verlag, Berlin, 2003); A. Barrat, E. Trizac & M.H. Ernst, “Granular gases: dynamics and collective effects”, arXiv:cond-mat/0411435 v2, 3/12/2004, published in J. Phys. C (2005); S.Luding, R.Cafiero, H.J. Herrmann, "Driven Granular Gas", in *Granular Gas Dynamics*, Lectures Notes in Physics 624, edited by T. Poschel and N. V. Brilliantov, (Springer-Verlag, Berlin, 2003), 293
- [7] J. Javier Brey, F. Moreno, R. Garcia-Rojo and M. J. Ruiz-Montero, "Hydrodynamic Maxwell Demon in granular systems", *Phys. Rev. E* **65**, p. 11305 (2001). I. Goldhirsch, “Rapid granular flow”, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **35**, 267 (2003) ;
- [8] R. Liu, M. Hou, P. Evesque, *Poudres & Grains* **17** (1-18), 1-561 (2009) ;
[8b] P. Evesque, R. Liu, M. Hou, *Poudres & Grains* **17** (1-18), 563-576 (2009) ;
- [9] P. Evesque, “Boundary conditions and the dynamics of a dissipative granular gas : slightly dense case”, *Poudres & Grains* **16** (3), 38-62 (2007)

- [10] W. A. M. Morgado & E. R. Mucciolo; Numerical simulation of vibrated granular gases under realistic boundary conditions; arXiv:Cond-Mat/0204084v1 (2002); W. A. M. Morgado and E. R. Mucciolo, *Physica A* **311**, 150 (2002)

***Poudres & grains* - ISSN 1257-3957 : Accord de transfert de droits d'auteur:
À remplir obligatoirement**

Le droit d'auteur pour l'article mentionné ci-dessus est par le présent acte transféré à la revue *Poudres & Grains*, ISSN 12577-3957, domiciliée à l'Ecole Centrale Paris, et à l'Association Pour l'Étude de la Micro-mécanique des Milieux Granulaires (AEMMG). Il prendra effet à partir de la date d'acceptation de publication.

La revue *Poudres & Grains* est diffusée en support papier et est disponible sur internet; elle est téléchargeable sur support électronique.

Par la présente, les auteurs

- certifient que l'un d'entre eux est détenteur d'un doctorat scientifique ou d'un diplôme équivalent.
- certifient que le présent article obéit aux règles d'une déontologie scientifique rigoureuse: les faits expérimentaux sont véridiques ; les résultats obtenus, tant théoriques qu'expérimentaux, sont décrits honnêtement....
- certifient accepter et favoriser le débat honnête entre scientifiques.
- certifient refuser les querelles de personne.
- certifient avoir respecter les droits des autres auteurs scientifiques, et de l'antériorité scientifique en particulier.
- acceptent d'ouvrir cet article à la discussion scientifique et que cette discussion soit publiée par la Revue *Poudres & Grains*, dans la mesure où cette discussion est conforme à la déontologie scientifique (pas d'attaque de personne,...).

Tout manquement à ces règles supprime l'accès à la publication. Les auteurs sont seuls responsables du contenu de l'article.

Les auteurs conservent les droits suivants :

- (1) Tous les droits de propriété (tels que les droits de brevet) sauf le droit d'auteur.
- (2) Le droit de conférer ou de refuser la permission, aux tiers, pour la réédition en totalité ou en partie de l'article, ou d'en faire la traduction. Dans le cas d'un article réédité intégralement, le tiers doit aussi obtenir l'autorisation écrite de *Poudres & Grains*.
- (3) Le droit d'utiliser la totalité ou une grande partie de l'article pour leur propres travaux futurs.
- (4) Dans le cas d'un travail fait pour un employeur, le droit de l'employeur et des auteurs de faire des copies de cet article pour leur propre usage, mais à l'exclusion de toutes fins commerciales.

Signature de l'un au moins des auteurs titulaires d'un doctorat (qui accepte d'informer les éventuels coauteurs) ou dans le cas d'un travail effectué dans le cadre d'une mission, de l'employeur.

Titre de l'article:

Auteurs:

Signature:	Signature:	Signature:
Nom (en imprimé)	Nom (en imprimé)	Nom (en imprimé)
Titre	Titre	Titre
Institut ou Société	Institut ou Société	Institut ou Société
Date:	Date:	Date: