

## **Commentaires sur**

### **Poudres & Grains 17 (20), pp 577-596 (2009)**

This comment is what I have understood from a reviewing of a scientific conference journal, which does not accept open publication. The comment was in English, and concerned an English translation of the above paper. We report in black ink the comments, and their answer in blue. The comments tell approximately the following:

Ce rapport est ce que j'ai compris d'un rapport en anglais émanant d'un journal publiant des actes de congrès en anglais. L'article Poudres & Grains a été traduit en anglais pour la circonstance et présenté au congrès. Aucune objection n'a été faite lors de sa présentation, et un certain nombre d'auditeurs, hydrodynamiciens d'origine, extérieurs au sujet m'ont parlé en terme favorable de cette présentation. Le rapport est imprimé en noir et leur réponse en bleu. Ce rapport dit en essence :

---

[pierre.evesque@ecp.fr](mailto:pierre.evesque@ecp.fr)

---

#### **Le contenu de ce rapport dit en essence cela :**

**§-1-** Le manuscrit de P. Evesque intitulé « Microgravité et Gaz Granulaire Dissipatif dans un système vibré : un gaz à vitesse dissymétrique, mais à moyenne nulle". Ces simulations visent à reproduire les résultats expérimentaux anciens des auteurs.

Réponse à §-1 : OK, l'auteur prend acte.

**§-2-** Au cours de ces simulations, les grains sont confinés dans une boîte 3D qui est excitée le long de l'axe z ; le système est en 0g. Différentes quantités de grains et différents paramètres ont été considérés. La dissipation est introduite via un paramètre epsilon appelé coefficient de restitution ; les rotations et les moments sont négligés dans ces simulations.

Réponse à §-2 : OK, l'auteur prend acte.

**§-3-** Les simulations montrent une brisure locale de la symétrie des distributions de vitesse, loin des conditions observées pour une description via la théorie de Maxwell-Boltzmann. Le gaz est biphasique, constitué par deux flux de particules différentes qui se déplacent en sens inverse le long de Oz. Les simulations sont analysées en définissant plusieurs températures locales de ces deux flux ainsi que leur pression le long de l'axe Oz. Enfin, l'influence du mode d'oscillation (sinus, triangle,...) du container est étudiée sur ces distributions de vitesse ainsi que l'évolution de ces champs (températures, pressions) en fonction du mode.

Réponse à §-3 : OK, l'auteur prend acte.

**§-4-** Les résultats peuvent être utiles à la communauté scientifique. Toutefois, certaines parties du manuscrit sont écrites assez négligemment, et il semble qu'une révision est nécessaire pour amener les résultats dans une forme présentable. Le montage expérimental et le modèle de simulation sont mal décrits et certaines phrases sont très confuses (des exemples sont donnés ci-dessous). Les références sont principalement composées par des documents de conférence ou de revues non internationalement reconnues. Certaines déclarations sont discutables, mais, une fois les quelques réserves levées, l'article anglais méritera publication.

Réponse à §-4 :

- OK. Je remarque que les rapporteurs ont compris l'essentiel des résultats. Je n'avais pas traduit l'appendice pour la version anglaise soumise de cet article français ; il traite justement de ce point, et je m'aperçois qu'il manquait . Ceci dit, les références peuvent être trouvées sur le Web et sont citées. Le rapport note que très peu d'articles de journaux « scientifiques » sont cités ; c'est parce que peu d'articles de journaux « scientifiques » ont analysés des résultats de simulations de gaz granulaires de cette manière, et toujours en minimisant les différences avec un comportement hydrodynamique. Donc nombreux mésestiment le problème ; et je n'ai voulu citer cette bibliographie, qui est à mon avis inadéquate, que par blocs essentiellement, à travers des livres ou des articles de revues [25,26,27,30,34], pour éviter de faire porter l'« anathème » par quelques auteurs seulement.

**§-5.1-** Comment les valeurs du libre parcours moyen ( $l_c$ ) ont-elles été obtenues? Sont-elles théoriques ou expérimentales? Plus généralement, pourriez-vous donner plus de détails sur la configuration expérimentale et sur vos simulations (amplitudes, fréquences, taille ...). Quel modèle est utilisé pour vos simulations?

Réponse -§-5.1 :

- Dans un problème aussi complexe mêlant différents composant ( $n_+$ ,  $n_-$ ), une distribution hétérogène et des conditions aux limites, il existe plusieurs libres parcours moyens locaux  $l_{cn+}(z)$ ,  $l_{cn-}(z)$ ,  $l_{cn}(z)$ ,.... Une indication essentielle pour contrôler le fonctionnement du système est le libre parcours moyen d'une bille entre 2 collisions bille-bille. On pourra comparer ce libre parcours moyen lorsqu'on en sentira l'intérêt avec avec celui d'une bille et d'une paroi dans la direction  $z$  ( $l_{cp} \approx L/2$ ), puis avec d'autres libre parcours moyen ( $l_{cn}(z)$ ,....).... Dans tout ceci on ne tient pas compte de la dimension d'une bille, sinon on devrait écrire plus exactement  $l_{cp} \approx (L-d)/2$ .
- En 3d, le libre parcours moyen est égal à la distance  $l_c$  que la bille doit parcourir pour rencontrer une bille en moyenne ; Si on note  $N/V$  la densité moyenne locale de billes et  $d$  le diamètre de la bille on doit avoir :  $\pi d^2(l_c-d)(N/V)=1$  en 3D, ou  $d(l_c-d)(N/S)=1$  en 2d ( $N/S$  est la densité de disques par unité de surface), etc. .
- Si l'on prend des cellules relativement grande de manière à ce qu'on puisse négliger la dimension de la bille  $d$  par rapport à toutes les longueurs de cette

cellule  $L_x \gg d, L_y \gg d, L_z \gg d$ , on pourra réécrire ces équations :  $\alpha n l_c = 1$ , où  $\alpha$  est un coefficient stérique qui dépend de la géométrie de l'empilement utilisé pour définir le nombre  $n$  de couches correspondant à la densité  $N/V$  (ou  $N/S$ ) ( $\alpha$  dépend donc aussi de la dimension de l'espace).

- Par exemple, si l'on considère que l'on empile les couches successives pour former un réseau cubique, une couche d'épaisseur  $L_o = d$  contient  $N_c = L_x L_y / d^2 = V / (L_z d^2)$  billes, et le nombre  $n$  de couches superposées que l'on doit considérer est  $N/N_c = n$ , ce qui définit  $n$ .

- Enfin, si  $N$  est petit, la relation  $\pi d^2 (l_c - d) (N/V) = 1$  n'est plus valable, car le nombre de billes à considérer qui peuvent rencontrer la bille test est  $N-1$ . On doit donc écrire :  $\pi d^2 (l_c - d) (N-1) / V = 1$ .

- Les définitions précédentes montrent que les notions introduites dépendent des effets de taille fini (qui dépendent de  $L$ , de  $d$  et de  $N$ ) ; les résultats de simulations vont donc en dépendre aussi, si les corrections ne sont pas faites. Ces définitions permettent un classement approximatif de la physique des phénomènes, via la valeur  $l_c$  du libre parcours moyen d'un gaz homogène infini de densité moyenne  $N/V$ .

- La gravité est nulle dans ces simulations, et les collisions sont infiniment rapides. La période de vibration est la seule base de temps (pour une excitation symétrique), qui est pris comme temps de base. De même la dimension d'une bille ( $d$ ) est l'unité de longueur choisie; elle définit la taille de la cellule ( $L_x = 20d = L_y, L_z = 60d$ ) ; elle définit aussi l'amplitude de vibration qui reste constante dans toutes les simulations.

**§-5.2-** Comment une valeur de  $l_c > 10 L$ ? Si les collisions avec les frontières du système ne sont pas prises en compte, pourquoi?

Réponse -§-5.2 :

- Si on indique  $l_c > 10$  ce n'est que parce que le libre parcours moyen est défini tel qu'en §-5.1, de telle sorte qu'il ne tient pas compte des collisions avec les parois. Ici, les parois ne servent qu'à confiner la densité de particules  $N/V$ . On pourrait définir un second libre parcours moyen  $l_{c,paroi}$ . Il faudrait en tenir compte pour le calcul global, mais celui-ci serait factice très souvent, car cette valeur  $l_{c,paroi}$  n'a de sens que pour des particules près des parois et pas/peu de sens quand les particules en sont loin. Le traitement mathématique doit donc souvent utiliser un milieu inhomogène. Par contre, lorsque  $l_c$  devient suffisamment grand ( $l_c > 10$ ), ceci implique que les billes ont une forte interaction avec les parois directement, et qu'elles ne se rencontrent pas souvent entre elles ; les interactions bille-bille deviennent donc peu fréquentes, mais perturbent les solutions correspondant à celle d'une seule bille dans une boîte vibrée, qui peut montrer des résonance. L'addition de billes perturbent ces résonances, et les rendent de moins en moins fréquentes, ..., jusqu'à ce qu'elles disparaissent lorsque le nombre de billes devient trop grand. Nous

n'avons pas de valeur exacte du libre parcours moyen  $l_{c,critique}$  pour lequel cela se passe ; il ( $l_{c,critique}$ ) dépend probablement des paramètres de vibrations (amplitude  $b$ , fréquence  $f$ ), de la longueur  $L$  de cellule et des paramètres des chocs (coefficient de restitution, ...) ; une valeur approximative de  $l_{c,critique} = 10L$  nous semble probable.

**§-5.3-** Pourquoi travailler avec le nombre de couches de grains ? Comment est-il mesuré dans ce travail ? Est-ce un critère toujours valable pour les différents rapports  $d/L$  soit le rapport (taille des grains) / (Longueur de boîte) ? Pourriez-vous préciser la taille des grains, les dimensions du système, l'amplitude de vibration...

Réponse -§-5.3 :

- La réponse à cette question est fortement reliée à la question §-5.1. Lorsque  $l_c < 1$  les particules se rencontrent plus souvent entre elles qu'avec les parois. Ces interactions sont dissipatives (en volume) et le système n'est excité que lors des collisions avec les parois excitatrices, ce qui est un phénomène de surface. La proportion d'excitation deviendra donc très faible. De plus le système devient inhomogène, et se raréfie fortement près des parois, d'où une perte d'énergie importante ; enfin, lorsque les particules qui arrivent aux parois vibrantes arrivent avec très peu d'énergie, le couplage sinus ne permet pas une excitation optimum, cf. *Poudres & Grains* **16** (3), 38-62 (Septembre 2007).
- De la même façon, on trouvera dans *Poudres & Grains* **12** (4), 60-82 (2001) quelques indications sur l'effet du libre parcours moyen sur l'évolution des ondes de choc dans les gaz. Ces deux effets de natures différentes sont à l'œuvre dans le système des « gaz granulaires dissipatifs ». L'étude systématique de ces deux effets dans ces systèmes permettra de mieux comprendre leurs interactions. On trouvera aussi dans *Poudres & Grains* **14** (2), 8-53 (Mai 2004) une discussion sur l'effet de  $l_c$  par rapport à  $L$  vis-à-vis du traitement mathématique de l'équation de Boltzmann : lorsque  $l_c$  décroît de  $l_c \gg 1$  à  $l_c \ll 1$ , cette équation passe de la nature propagative à celle de diffuse, c'est-à-dire que le « coefficient du laplacien change de signe ».
- Il semblerait aussi que l'on ne puisse rendre compte des phénomènes expérimentaux qu'en introduisant un modèle basé sur un système gazeux diphasique dès que  $l_c < 1$ , cf. *Poudres & Grains* **15** (2), 18-34 (1<sup>er</sup> mars 2005). Cette interprétation permettrait de conforter l'interprétation proposée et défendue dans l'article (*Poudres & Grains* **17** (20), pp 577-596 (2009)), qui montre aussi l'existence de deux jets (ou deux phases).
- Par ailleurs, lorsque  $l_c$  devient très petit, c'est-à-dire inférieur à  $d$ , le système peut être considéré comme dense et les effets de décorrélation spatiale sont donc moins efficaces, gênés par les contraintes stériques, i.e. le manque de place). Dans cette zone, le problème évoluera alors différemment.
- Enfin l'amplitude  $b$  de vibration est une troisième longueur ; elle définit en partie les paramètres dynamiques, et elle définit la zone d'interaction de la bille avec la paroi. Nous en avons discuté particulièrement l'effet dans le cas d'une

bille, cf. *poudres & grains* **12** (2) 17-42 (mars 2001) ; les figures montrent l'existence de résonance, même si nous n'avons omis d'interpréter ces faits comme tels. La vitesse bf définit aussi la vitesse minimum pour lequel l'écrantage énergétique des collisions est faible, cf. *Poudres & Grains* **16** (3), 38-62 (Septembre 2007).

**§-5.4-** Dans la section 5, on peut lire que le système est dense si  $N > 800$ . Quelques lignes plus bas, on nous dit que la densité dans le système est faible tant  $N < 5000$  N ? Pourriez-vous préciser ce point?

Réponse -§-5.4 :

- Ces deux valeurs sont extraites du dernier paragraphe juste avant la sous-section 4.a ( $N > 800$ ) et du 1<sup>er</sup> paragraphe de la sous-section 4 .a ( $N < 5000$ ). La première valeur concerne la densité minimale pour obtenir un système hétérogène (c'est-à-dire pour lequel la densité de particules varie le long de Oz), et une vitesse des particules allant vers la paroi très nettement plus lente que la vitesse typique de la paroi ; la seconde limite concerne la densité moyenne maximum pour laquelle nous avons été capable d'étudier le système  $N \leq 4 500$  (que nous avons arrondi ici à 5000) ; au dessus de cette valeur, les simulations n'ont pu être réalisées correctement ; il faudrait changer probablement d'algorithme, les particules devenant trop dense et trop lentes....
- Nous avons simplement remarqué ici que nos simulations ne permettaient pas de montrer l'existence d'un « clustering » dans la direction transverse, i.e. parallèle à Ox ou Oy.
- Il n'y a donc pas d'incompatibilité entre ces deux valeurs.
- Merci au referee d'avoir permis d'éclaircir ce point.

**§-5.5-** Les rotations ne sont pas prises en compte dans vos simulations. Cela pourrait avoir de grandes conséquences puisque une quantité non négligeable de l'énergie cinétique peut être stockée de cette manière, que ce soit en 0g ou non.

Réponse -§-5.5 :

- C'est possible/probable. Il faut cependant remarquer que faire varier trop de paramètres à la fois rend le problème encore plus complexe, et de façon au moins exponentielle. C'est pourquoi nous nous sommes limités à une approximation de champ moyen sur la dissipation, et postuler que l'on pouvait prendre en compte l'essentiel des phénomènes par un pseudo-coefficient de dissipation effectif unique pour chaque système. Cette hypothèse reste à démontrer.
- Nous nous sommes aperçus, en particulier grâce aux expériences à une bille, que les rotations augmentent fortement le caractère dissipatif des collisions (cf. les autres articles de *Poudres & Grains* sur le sujet), mais que le coefficient  $e_n$  de restitution normal bille-paroi reste quasi-indépendant de la vitesse de collision (en varie de 0.95 à 0.9 au dessous de quelques m/s (M.Leconte et al., **Appl. Phys. Lett.** **89**, 243518 (2006)).

**§-5.6-** Dans la section 5.6. , [...l'étude systématique nous a demandé de tracer 6000 courbes différentes, ] . Comment obtenez-vous cette valeur de 6 000?

Réponse à §-5.6 :

- Pour calculer ce nombre il faut prendre en compte les 6 types d'excitation différentes (Sinus, dents de scie, thermique) symétriques et non symétriques, les 3 valeurs du coefficient de restitution ( $e=0.7, 0.8$  &  $0.9$ ), les 8 valeurs du nombre de particules, soient 144 cas différents dont on étudie l'évolution temporelle ( $\Rightarrow *4$ ) et les variations  $P_x(z)$ ,  $T_x(z)$ ,  $n_z(z)$ ,  $T_z(z)$ ,  $v_z(z)$ ,  $P_z(z)$ ,  $n_{\pm z}(z)$ ,  $v_{\pm z}(z)$ ,  $T_{\pm z}(z)$ ,  $P_{\pm z}(z)$ , soit 14 variables . On obtient alors plus de 8 000 courbes.
- Par ailleurs, si l'on compte le nombre de courbes différentes contenues dans *Poudres & Grains 17* (n° 1 à 18) (année 2009) qui décrivent ces résultats, on trouve que chaque numéro fait 27 p. contenant soit 6 courbes (pour 3 numéros), soit 10 courbes (pour 5 numéros), soit 16 courbes (pour 10 numéros). Soit un total :  $27(18+50+160)=6\ 156$  courbes.

**§-5.7-** Vous présenter des graphes avec des chiffres illisibles, qui ne sont même pas liés aux simulations présentées? « 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. »

Réponse à §-5.7 :

- Les graphes non cités dont l'auteur parle ici sont les 6000 courbes citées précédemment ; elles sont toutes accessibles sur le net avec plus de détails, cf. P&G 17, 1-561 (2009) ; vu leur nombre, on n'a pas pu toutes les donner dans l'article.
- Par contre les courbes de la Figure 4 correspondent bien aux quelques cas particuliers présentés ici. On peut les retrouver avec plus de précision dans P&G 17, 1-561 (2009)

**§-6-** S'il vous plaît, pourriez-vous aussi préciser ce que vous entendez par:

**§-6.1-** (au § 4.a, 3<sup>ème</sup> paragraphe, qu'entendez-vous par) : « 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 ? »

Réponse à §-6.1 :

- Les distributions locales de vitesse  $v_x$  et  $v_y$  sont symétriques contrairement à celles de  $V_z$ . De ce fait, elles doivent être plus proches d'une gaussienne que celle de  $v_z$ , d'autant plus que ces vitesses sont engendrées par des collisions entre billes, qui n'imposent aucune règle de dissymétrie locale, ce qui les rendent de ce fait moins dissymétriques que dans l'autre cas particulier  $v_z$ .
- Par contre, il n'y a aucune raison pour qu'elles ressemblent réellement à une distribution gaussienne d'équilibre. Les distributions observées décroissent

assez vîtes (mais sont du style exponentiel ( $\exp[-v/v_0]$  plutôt que gaussien  $\exp[-v^2/v_0^2]$ ).

- On notera cependant que ces queues de distribution (exponentielles ou gaussiennes) assurent une convergence facile des différents moments, ce qui est une condition nécessaire à la stabilité du comportement macroscopique.

§-6.2- (au § 4.e, 1 paragraphe, qu'entendez-vous par) : « ... 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.»

Réponse à §-6.2 :

- L'idée simplificatrice supplémentaire que l'on a due introduire ici est la mesure de  $v_+$  et  $v_-$ ,  $P_+$  et  $P_-$ ,  $T_+$  et  $T_-$ ,  $n_+$  et  $n_-$ , qui démontre la brisure de symétrie du système et la non équivalence entre les particules + et les particules - .
- Ceci brise aussi l'approche champ moyen, puisque les deux champs + et - ne sont pas égaux localement après changement de signe. Le système est fondamentalement diphasique pour le moins.

§-6.3- (au §4.e, 3<sup>ème</sup> paragraphe, qu'entendez-vous par) : «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. »

Réponse à §-6.3 :

- Les distributions de vitesse obtenues en moyennant sur tout l'échantillon ne font pas apparaître l'existence de différence entre  $P_+$ ,  $P_-$  et  $T_+$ ,  $T_-$ .
- Tracer les distributions locales avec suffisamment de précision nécessitent donc d'acquérir de plus nombreux data. C'est pourquoi la méthode proposée ici est très demandeuse en temps de calcul et en temps de traitement. C'est ce que j'appelle « payer trop cher ».

**Réponse générale:**

Remerciements :

- L'auteur remercie le referee pour son travail. Il espère en particulier que la version française est maintenant un peu plus claire et que les réponses de l'auteur ont pu clarifier la compréhension du texte.